

Verslag van het  
International Symposium on Atmospheric Diffusion  
and Air Pollution \*)

door

Dr. F.H. Schmidt

551.510.42 ;  
551.511.6

1. Inleiding

Van 24 tot 29 augustus 1958 werd in Oxford door de International Union of Theoretical and Applied Mechanics en de International Union of Geodesy and Geophysicists een symposium georganiseerd over atmosferische diffusie en pollutie.

De titel was in zoverre misleidend, dat de atmosferische pollutie slechts betrekkelijk terloops ter sprake kwam, strikt genomen uitsluitend in de inleidende voordracht van Haagen-Smit, in een paar voordrachten met betrekking tot kunstmatige radioactiviteit en in een overzicht door Hewson over metingen betreffende de verspreiding van ragweed pollen (Jacob's kruiskruid).

Het gevolg was, dat een aantal aanwezigen, o.a. uit Nederland, zich teleurgesteld voelde over hetgeen werd geboden. Dit was niet geheel terecht, aangezien de meer hydrodynamisch georiënteerde bijdragen in het algemeen op een hoog niveau stonden. Wel maakte de opvolging van de voordrachten soms een rommelige indruk.

Vermelding verdient het feit, dat vier Russen het symposium bijwoonden. Hun bijdragen waren niet opvallend. Men had wel eens het gevoel, dat ze de nieuwste ontwikkelingen in de Sovjet Unie op het gebied van de theorie der turbulente diffusie niet aan de openbaarheid wensten prijs te geven.

De huisvesting in het Queen's College was matig. De zittingen vonden plaats in het Clarendon Laboratory. Er waren geen excursies.

De voordrachten waren onderverdeeld in 7 groepen:

- A. Algemeen overzicht over atmosferische diffusie en pollutie.
- B. Recent werk met betrekking tot atmosferische diffusie.
- C. De theorie van de turbulente diffusie.
- D. Diffusie van zware of eindige deeltjes.
- E. Vertikaal transport door de troposfeer en de stratosfeer.
- F. Invloed van thermische gelaagdheid op diffusie.
- G. Pollutiepatronen bij punt- en oppervlaktebronnen.

Kon. Ned. Meteor. Inst.  
De Bilt

\*) Tevens verslag van het colloquium gehouden op 4 november 1958.

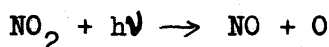
In het volgende zal een overzicht worden gegeven van de belangrijkste voordrachten die in de verschillende groepen werden gehouden. Daarbij zal - mede gezien het zeer technische karakter van vele voordrachten - niet kunnen worden gestreefd naar volledigheid. Een compleet verslag van het symposium is ter perse en zal voor het einde van het jaar verschijnen als speciaal deel in de serie "Advances in Geophysics".

## 2. A. Algemeen overzicht over atmosferische diffusie en pollutie

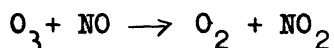
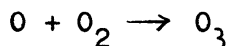
Als eerste, betrekkelijk populaire inleiding gaf A.J. Haagen-Smit een overzicht over het pollutieprobleem in grote steden, met name in Los Angeles. In deze stad wordt momenteel 2.000.000 liter benzine per dag verstoekt waarvan 6-7% onverbrand in de atmosfeer komt. Het zijn vooral de uitlaatgassen van de auto's die het grote pollutieprobleem in Los Angeles hebben geschapen. Men taxeert, dat, wanneer de ontwikkeling van de laatste jaren zich zou voortzetten, de toestand in 1980 onhoudbaar zou zijn geworden en het is dan ook begrijpelijk, dat men tracht het kwaad zo veel mogelijk te verminderen. De hiertoe opgezette onderzoeken hebben ons veel geleerd omtrent het karakter van de door het moderne autoverkeer veroorzaakte pollutie.

Bij het desbetreffende verbrandingsproces komen een groot aantal stoffen vrij, o.a.  $\text{SO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ , metaalstof en olefinen ( $\text{C}_n \text{H}_{2n}$ ). Essentieel is hierbij, dat chemische reacties optreden zodra deze stoffen in de atmosfeer komen. Het  $\text{SO}_2$  gaat daarbij voor een gedeelte over in  $\text{SO}_3$  en het is gebleken, dat vooral de combinatie van deze beide gassen schadelijk is. Het  $\text{SO}_3$  verbindt zich bovendien met  $\text{H}_2\text{O}$  tot  $\text{H}_2\text{SO}_4$  hetgeen aanleiding geeft tot sterke corrosie.

Daarnaast komen zgn. oxydanten in de atmosfeer van Los Angeles voor. Deze zijn verantwoordelijk voor de beruchte oogirritatie, die reeds bij een gehalte van 0,3 ppm wordt waargenomen. Het verschijnsel doet zich vooral voor in de zomer hetgeen samenhangt met de stabiele opbouw van de atmosfeer ten gevolge van het koude kustwater en met het feit, dat de oxydanten ontstaan door fotochemische werking van het zonlicht. De volgende reacties zijn o.a. vastgesteld:



( $\text{NO}_2$  is een belangrijk product van alle verbrandingen bij hoge temperatuur)



Het zijn vooral deze laatstgenoemde radicalen, die de schade veroorzaken.

Het ozon, dat bij hun vorming een rol speelt, ontstaat dus uit industriële afvalstoffen onder invloed van UV. Vandaar de dagelijkse gang van de concentratie der schadelijke stoffen met een maximum in de namiddag. Als afvalstof fungeert bovenal  $\text{NO}_2$ , waarvan in Los Angeles naar schatting 800 ton per dag wordt geproduceerd.

De pollutie te Los Angeles veroorzaakt voorts een sterke absorptie in het infrarood.

In andere steden komen andere oxydanten voor.

G.W. Marley sprak over de radioactieve pollutie. Hij liet daarbij de biologische aspecten van de atmosferische radioactiviteit, natuurlijke zowel als kunstmatige, vrijwel geheel buiten beschouwing maar memoreerde wel het feit, dat 80% van arbeiders in bepaalde uraniummijnen in meerdere of mindere mate leed aan bronchiale carcinoom, hetgeen een gevolg zou zijn van de aanwezigheid van radon. In het algemeen kan het onderzoek naar het radongehalte van de atmosferische lucht als van primair belang worden beschouwd, niet alleen in verband met de gevolgen die het, gezien de ervaringen in uraniummijnen, heeft, maar ook omdat het kan worden beschouwd als een geschikte achtergrond bij het meten van andere radioactieve verontreinigingen van de lucht en omdat het radongehalte bovendien een maat kan zijn voor de turbulentiegraad waarin de atmosfeer verkeert.

Het blijkt, dat het radongehalte nabij de grond ongeveer parallel loopt met  $\frac{\partial \theta}{\partial z}$  ( $\theta$  = potentiële temperatuur). Hoge radonconcentraties in steden als Los Angeles moeten dan ook eerder worden toegeschreven aan de stabiliteit van de atmosfeer dan dat men zou moeten aannemen, dat radon of haar dochterproducten door de industriële verbrandingsprocessen in de lucht komen.

Ten aanzien van kunstmatige radioactiviteit kan worden onderscheiden tussen een constante lozing in de atmosfeer en een radioactieve verontreiniging van de lucht ten gevolge van een ongeluk.

In het eerste geval gaat het bij de beoordeling van de "hinder" om het cumulatieve effect van de voortdurend neerslaande radioactieve producten, die weliswaar aan verval onderhevig zijn, maar die toch in het algemeen enige tijd doorwerken. Hier ligt een essentieel verschil met de "gewone" pollutie. In het algemeen zal de radioactieve contaminatie minder snel neerslaan wanneer ze zich op kleine deeltjes

zoals condensatiekernen vastzet. Dit hangt samen met de zwakkere diffusie van de grotere condensatiekernen (zie ook het verslag betreffende het symposium over condensatiekernen, Cambridge 1958, voordracht van Chamberlain).

Voorts kan worden gesteld, dat het nuttigen van voedsel, afkomstig van gecontamineerde gebieden gevaarlijker is dan het inademen van de lucht in deze gebieden en dit weer gevaarlijker dan het rechtstreekse contact met de radioactieve wolk.

Vervolgens kwam het Windscale-ongeluk ter sprake. De radioactiviteit ontsnapte in hoofdzaak als gas ( $J^{131}$  met een halveringstijd van 8 dagen). Daarnaast is ongeveer 1%  $Sr^{90}$  waargenomen. De totale hoeveelheid ontsnapt  $J^{131}$  bezat een intensiteit van ongeveer 20.000 C.

Het is bekend, dat de weersomstandigheden tijdens het ongeluk nogal gecompliceerd waren met een hoge druk boven Europa. Concentraties tot  $1 \mu C/m^2$  werden gemeten op gras en tot op een afstand van ca 15 km. Een maximum  $\gamma$ -intensiteit van 0,2 mr/h werd aangetroffen op een afstand van Windscale die ten naastebij klopte met wat bijv. volgens Sutton's theorie kon worden verwacht. Een tweede maximum dat op ca 30 mijl afstand werd gevonden hangt samen met het feit, dat zich ter plaatse heuvels bevinden tot een hoogte van 1500 voet. Loodrecht op de gemiddelde windrichting werd een ongeveer normale verdeling van de intensiteiten waargenomen.

De depositiesnelheid van de radioactieve deeltjes werd op ongeveer 1 cm/sec geschat.

Er werden kaarten getoond waarop de boven Europa gemeten concentraties in de lucht waren aangegeven. Voor Nederland stond een waarde van  $30 \mu C$  dag/ $m^3$  aangegeven. In ieder geval lagen de concentraties boven het continent ver beneden de gevarengrens.

Als derde gaf A.S. Monin een algemeen overzicht over de atmosferische turbulentie. De voordracht was geheel in het historische vlak gehouden en bood geen nieuws. Na een samenvatting van de mengingswegtheorieën ging spreker over tot een summiere behandeling van de statistische theorieën waarbij voor het eerst een punt naar voren kwam, dat zou blijken min of meer centraal te staan in een aantal latere voordrachten, nl. de moeilijkheid die gelegen is in het feit, dat turbulente diffusie eigenlijk uitsluitend kan worden beschreven met behulp van Lagrangesche correlatie-coëfficiënten, terwijl men zich bij metingen van correlatie-coëfficiënten doorgaans noodzakelijkerwijs beperkt tot het bepalen van de Eulerse coëfficiënten.

Na een korte bespreking van Richardson's criterium bij stabiele gelaagdheid van het medium en de invloed van de begrenzing door het aardoppervlak ging spreker in op het feit dat de aanname van Ficksche diffusie ( $K = \text{constant}$ ) faalt bij turbulente verspreiding van pollutie die afkomstig is van een puntbron (evenals in andere gevallen trouwens) omdat de mate van afstandsverandering tussen twee deeltjes een functie is van de afstand  $L$  zelf. Hier verwees Monin opnieuw naar Richardson, die in 1926 afleidde dat  $K$  evenredig is met  $L^{4/3}$ . Deze wet kan ook worden afgeleid uit Kolmogoroff's gelijkvormigheidshypothese.

### 3. B. Recent werk met betrekking tot de atmosferische diffusie

A. Panofsky gaf een overzicht van metingen van een-dimensionale spectra van de atmosferische turbulentie. De Eulerse tijd- en ruimte-correlaties kunnen gemakkelijk worden gemeten. Het bepalen van de Lagrangese correlatie-coëfficiënten, die in vele gevallen veel belangrijker zijn voor de toepassingen, is veel moeilijker en kan eigenlijk uitsluitend geschieden met behulp van diffusiewaarnemingen. Een van de doelstellingen van Panofsky is geweest na te gaan in hoeverre het verband tussen de beide Eulerse correlatie-coëfficiënten, zoals dat reeds in 1938 door Taylor is aangegeven en dat neerkomt op de invoering van de substitutie  $t = \frac{x}{U}$ , in de atmosfeer opgaat. Taylor had nl. aangegeven, dat de substitutie slechts geoorloofd was, wanneer het turbulentieniveau laag is, d.w.z.  $\sqrt{(w')^2} \ll U$ .

Uit een overzicht van metingen door anderen verricht, toonde spreker aan, dat de Taylorse procedure in het algemeen in de atmosfeer geoorloofd is, althans in de benedenste honderd meter.

Anderzijds is het verband tussen de Eulerse en de Lagrangese correlatie-coëfficiënten weinig doorzichtig. In het algemeen neemt men aan, dat ze op ongeveer dezelfde wijze met de tijd of de afstand verlopen waarbij echter de schaalwaarde van de Lagrangese correlatie twee tot tien maal groter is dan die van de Eulerse. Dit valt kwalitatief ook gemakkelijk te begrijpen.

Panofsky beperkte zich verder tot de bespreking van Eulerse correlaties zoals die werden gemeten in O'Neill (Nebraska) en in Brookhaven.

Men beperkte zich bij de metingen in het algemeen tot het micro-meteorologische gedeelte van het turbulentiespectrum. Dat heeft ook zin, want wanneer men nagaat hoe het is gesteld met de energieverdeling over de verschillende frekwenties, blijkt er een minimum

aanwezig te zijn bij een frekwentie van ongeveer  $1 \text{ uur}^{-1}$ , althans in de horizontale componenten. Het minimum is breder naarmate de atmosfeer meer stabiel is opgebouwd en de convectie (periode  $\sim 2$  minuten) van minder belang is. In verband met dit minimum bepaalt men de turbulente fluctuaties gewoonlijk t.o.v. een gemiddelde over een uur.

De microturbulentie kan globaal worden verdeeld in drie gebieden: de golflengten waarbij wrijvingsdissipatie een rol speelt (in de atmosfeer  $< 1 \text{ cm}$ ); een tussengebied waarvoor de hypothese van Kolmogoroff geldt, waar het spectrum met de frekwentie tot de macht  $-5/3$  varieert en waarin de turbulentie als isotroop wordt beschouwd; het gebied waarin de turbulentie energie produceert.

Bij golflengten die groter zijn dan de waarnemingshoogte boven de grond wordt de turbulentie sterk anisotroop. Grote mechanische wervels zijn sterk uitgerekt in de gemiddelde bewegingsrichting (stabiele atmosfeer) terwijl grote convectieve wervels (onstabiele atmosfeer) gelijk ontwikkeld zijn in richtingen evenwijdig aan en loodrecht op de gemiddelde stroming.

Bij vergelijking van de verschillende componenten bleek bovendien, dat bij afnemende stabiliteit de energie van de verticale component toeneemt voor alle frekwenties.

C.H.B. Priestley deed een korte mededeling over de microschaal  $\lambda_z$  van de atmosferische turbulentie. Gevonden werd een verband tussen deze microschaal en de hoogte  $z$ :  $\lambda_z = 0.6 z^{1/3}$  waarbij  $\lambda_z$  in cm is uitgedrukt en  $z$  in meters.

F. Pasquill gaf een overzicht over turbulentiemetingen, die in Engeland zijn gedaan op een hoogte van 2000 ft met behulp van een kabelballon. Het gebruikte instrumentarium is beschreven in het Quarterly Journal. De tijdconstante van de windmeters zou 0,2 sec. bedragen. Acht meetreeksen van elk 20 minuten werden geanalyseerd met behulp van aflezingen om de  $2\frac{1}{2}$  seconde.

Er bleek op deze hoogte een groot verschil in turbulentie-intensiteit te bestaan tussen dag en nacht. De turbulentie was isotroop en de spectrale verdeling zou zowel aan de  $-5/3$ - als aan de  $-2$ -wet kunnen voldoen.

H.E. Cramer bracht verslag uit over metingen die in het kader van het Project Prairie Grass werden verricht op een hoogte van 2 meter met behulp van vijf bivanen voorzien van hittedraad-anemometers, die

zo goed mogelijk in de voorspelde windrichting waren gerangschikt. Uit de metingen werden schattingen gemaakt van de Eulerse turbulentieschaal in het periodegebied van 2 tot ongeveer 100 sec. (De Eulerse turbulentieschaal kan worden geschreven als  $L = \int_b^{\infty} R(s) ds$  waarbij  $R(s)$  de correlatie-coëfficiënt is tussen de snelheidsfluctuaties in twee punten, die een onderlinge afstand  $s$  hebben). Het turbulentieniveau varieerde hierbij van 0,16 tot 0,34. De waarde  $L$  werd bepaald voor betrekkelijk smalle frekwentiegebieden apart, zodat een indruk kon worden verkregen van het verband tussen de frekwentie en de "afmetingen" van de wervels, d.w.z. tussen het "tijdkarakter" en het "ruimte karakter". Dit kan geschieden door berekening van correlatie-coëfficiënten volgens het schema

$$R_p = \frac{1}{N-p} \sum_{i=1}^{N-p} x_i x_{i+p} \quad (0 \leq p \leq 60)$$

waarbij  $R_p$  de autocorrelatie voorstelt,  $N$  het totaal aantal meetpunten (1130 per 20-minuten-reeks) en  $p$  betrekking heeft op het tijdsverschil tussen de gebruikte metingen ( $p = 1$  komt overeen met ruim 1 seconde).

Uit  $R_p$  kan nu de spectraaldichtheid worden afgeleid voor  $k$ -waarden (frekwenties) van 1 tot en met 59. De centrale frekwenties liggen dan bij  $f_c = \frac{k}{\lambda \Delta t m}$  waarbij  $m$  het aantal beschouwde intervallen van ruim 1 seconde is (60). We krijgen dus een indruk van de spectraaldichtheid van 0,5 tot 0,008 cycles  $sec^{-1}$ .

Er blijken vaak twee gebieden te worden aangetroffen die een hoge waarde van energie vertegenwoordigen, een gebied met hoge frekwenties (mechanische turbulentie) en een met lagere frekwenties, dat zou samenhangen met betrekkelijk langzame windrichtingsveranderingen. (meso-schaal).

Ten slotte werd de schaal van de turbulentie uitgezet tegen het inverse golfgetal  $K^{-1} = VT$ . Het verband tussen beide is ongeveer lineair. De schaallengte bedraagt circa  $\frac{1}{4}$  van de halve "golflengte". Gezien de uitdrukking voor  $L$  is dit begrijpelijk.

#### 4. C. De theorie van de turbulente diffusie

Als eerste spreker over de algemene grondslagen van de diffusie-theorie gaf G.I. Taylor een overzicht over de tegenwoordige stand van zaken. Hij beperkte zich in hoofdzaak tot de historie van het onderwerp en zijn inleiding, die eigenlijk nogal teleurstelde, bracht dan ook weinig nieuws. Als enig belangrijk punt (in zekere zin het zwaartepunt van alle discussies over de theoretische grondslagen van de turbulente

diffusie) legde Taylor nog eens sterk de nadruk op het feit, dat de Eulerse correlatie-coëfficiënten, hoezeer deze ook toegankelijk zijn voor meting en hoezeer men ook tracht ze aan de Lagrangese correlatie-coëfficiënten te koppelen, toch eigenlijk niet in staat stellen de turbulente diffusieverschijnselen te beschrijven.

A.M. Obukhov voerde een verdelingsfunctie  $\varphi_{\tau}(x,v)$  in, die de statistische eigenschappen beschrijft van een deeltje dat zich in een stromingsveld verplaatst.  $x$  is hier de plaats en  $v$  de snelheid van het deeltje. Deze  $\varphi_{\tau}(x,v)$  met  $\tau$  de tijd die verlopen is sinds het deeltje in zijn begintoestand  $x_0, v_0$  verkeerde, is de voornaamste eigenschap van de beweging, nl. de kans dat een deeltje  $x_0, v_0$  na een tijd  $\tau$  in de toestand  $x, v$  zal verkeren.

Onder bepaalde aannamen kan nu worden afgeleid dat de diffusie-coëfficiënt evenredig moet zijn met een karakteristieke lengte tot de macht  $4/3$ , gelijk reeds vele jaren vroeger door Richardson was afgeleid.

F. Gifford besprak de statistische eigenschappen van een fluctuerende rookpluim.

In het algemeen beschrijft men het gedrag van pollutie, die uit een puntbron in de atmosfeer komt, door aan te nemen, dat de concentraties normaal verdeeld zijn in ieder vlak loodrecht op de als rechte gedachte as van de pluim. Gifford doet nu een poging om ook het feit, dat de as van een pollutiepluim, de meetkundige plaats van de momentane grootste concentratie, geen rechte is maar onder invloed van de turbulentie meandert, in de beschouwingen te betrekken. Hij verdeelt daartoe de pluim in eerste instantie in platte schijven loodrecht op de gemiddelde windrichting en beperkt zich tot 1 dimensie. Dit leidt tot de volgende uitdrukking voor de gemiddelde relatieve concentratieverdeling in een "pollutieschijf":

$$M\left\{\frac{X}{Q}\right\} = \int_{-\infty}^{+\infty} f\{(y-D_y), t\} g\{D_y\} dD_y$$

waarin de symbolen de volgende betekenis hebben:

$M\left\{\frac{X}{Q}\right\}$  = gemiddelde verdeling van  $X$ , de concentratie gedeeld door  $Q$ , de totale hoeveelheid materie in de schijf.

$f$  en  $g$  = verdelingsfuncties.

$y$  = de coördinaat

$D_y$  = de coördinaat van het centrum van de schijf.

Zowel voor  $M$ ,  $f$  als  $g$  worden normale verdelingen aangenomen.



Dit toepassend op de pluim als geheel en het geval van drie dimensies, waarbij dispersie van de schijven in de x (= wind)-richting buiten beschouwing wordt gelaten, vindt Gifford:

$$\frac{X}{R} = [2\pi \overline{Y^2} U]^{-1} \exp. \left\{ - \frac{(y-D_y)^2 + (z-D_z)^2}{2 \overline{Y^2}} \right\}$$

R is hier de continue afgifte van pollutie door de bron per tijdseenheid en  $\overline{Y^2}$  is de variantie van de verdeling van de materie over een doorsnede.

Uit het feit, dat voor  $g\{D_y\}$  ook een normale verdeling wordt aangehouden, volgt dan ten slotte:

$$M\left\{\frac{X}{R}\right\} = [2\pi (\overline{Y^2} + \overline{D^2}) U]^{-1} \exp\left[-\frac{r^2}{2(\overline{Y^2} + \overline{D^2})}\right]$$

waarbij  $\overline{D^2}$  de variantie van g is en  $r^2 = \overline{y^2} + z^2 \cdot \overline{Y^2}$  en  $\overline{D^2}$  zijn functies van x. Dit is in wezen dezelfde uitdrukking als door Sutton is afgeleid, waarbij nog moet worden nagegaan hoe  $\overline{Y^2} + \overline{D^2}$  met x varieert.

Het belang van Gifford's stelling ligt meer in de mogelijkheid om iets te zeggen van het verband tussen topconcentraties en gemiddelde waarde, omdat het vooral vaak om de pieken gaat, die groter zullen zijn dan het gemiddelde ten gevolge van het meander-effect.

Uit de formules volgt, althans bij benadering:

$$\frac{\text{topwaarde}}{\text{gemiddelde waarde}} = \frac{\overline{Y^2} + \overline{D^2}}{\overline{Y^2}}$$

Speciaal bij onstabiele toestanden zal  $\overline{D^2}$  althans dicht bij de puntbron veel groter kunnen zijn dan  $\overline{Y^2}$  en het uitsluitend beschouwen van  $M\left\{\frac{X}{R}\right\}$  geeft daardoor veel te optimistische waarden voor de maximum-concentratie.

In het algemeen zal  $\frac{\overline{Y^2} + \overline{D^2}}{\overline{Y^2}}$  op grote afstand van de bron ongeveer constant worden en wel  $\sim 2$  omdat daar  $\overline{Y^2} \sim \overline{D^2}$  zal worden.

Dicht bij de bron zal het quotiënt afhangen van de tijd, dat het diffusieproces heeft gewerkt. Hoe korter die tijd hoe meer de fluctuaties van D ten gevolge van turbulentie zullen overheersen over de fluctuaties in Y ten gevolge van turbulentie met kleinere "golflengte". Gevonden wordt nabij de bron dat  $\frac{\overline{Y^2} + \overline{D^2}}{\overline{Y^2}}$  omgekeerd evenredig is met  $t - t_0$ .

Een en ander wordt door waarnemingen binnen redelijke grenzen bevestigd.

Het bewijs van de  $\frac{1}{t - t_0}$  wet verloopt als volgt:

$\overline{Y^2}$  hangt samen met de diffusie van deeltjes in een wolk. Voor deze diffusie geldt de vergelijking  $\frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial L} (K \frac{\partial \sigma}{\partial L})$  waarbij L een karakteristieke lengte is  $\sim \sqrt{\overline{Y^2}}$  en K een diffusie-coëfficiënt die volgens Richardson  $\sim L^{4/3}$  is. Dimensie-analyse geeft dan met  $L \sim t^k$ :

$-1 = -k + 4/3 k - k$  of  $k = \frac{3}{2}$ , dus  $\overline{Y^2} \sim (t - t_0)^3$ . Voor de totale variantie  $\overline{Y^2} + D^2$  kan men volgens Taylor schrijven:

$$\overline{Y^2} + D^2 = \text{cst} + 2 \overline{v^2} \int_0^t \int_0^t R_{\xi}(t_1) dt_1 dt_2$$

en voor  $R_{\xi} = e^{-\xi/\tau_0}$  wordt dit  $\sim (t - t_0)^2$ .

Y. Ogura behandelde de invloed van eindige waarnemingsintervallen op de resultaten van het diffusie-onderzoek.

Als resultaat vond hij, dat een waarnemingsinterval T slechts in staat stelt turbulentiecomponenten met een frekwentie  $> \frac{2\pi}{T}$  vast te leggen. Dit is uiteraard zonder meer duidelijk. Turbulente componenten met een kleinere frekwentie, dit is een grotere periode, zullen immers bijdragen tot de "gemiddelde" stroming waarop de turbulentie-analyse is gesuperponeerd.

Soortgelijke tekortkomingen doen zich voor wanneer men de mate van diffusie van deeltjes wil bepalen door middel van waarnemingen gedurende een eindig interval.

In een korte mededeling toonde Ogura nog aan, dat  $\frac{K_H}{K} = \frac{\lambda}{\nu} \equiv \sigma$  waarbij  $K_H$  de "eddy conductivity" voorstelt, K de "eddy diffusivity",  $\lambda$  de warmtegeleidings-coëfficiënt en  $\nu$  de kinematische viscositeit.  $\sigma$  is het kengetal van Prandtl.

#### 5. D. Diffusie van zware of eindige deeltjes

De belangrijkste van de drie bijdragen, die onder dit hoofdstuk vielen, was die van F.B. Smith, die sprak over de turbulente verspreiding van een wolk van vallende deeltjes.

Er doet zich bij het onderhavige probleem weer dezelfde moeilijkheid voor, die we steeds in de theorie van de turbulente diffusie tegenkomen. Eigenlijk zou het gedrag van de deeltjes wolk, althans bij geringe val-snelheid van de deeltjes, moeten worden beschreven met behulp van de Lagrangese correlatie-coëfficiënt. Deze - een maat voor de wijze waarop individuele turbulentielichamen geleidelijk in de omgeving oplossen - is moeilijk te bepalen. Daarom heeft spreker zich beperkt tot die gevallen waarbij de Lagrangese beschrijving kan worden vervangen door een

Eulerse zonder dat daardoor grote fouten worden gemaakt. Dit kan geschieden door een adekwate keuze van de valsnelheid van de deeltjes. Vallen ze snel, dan zal vooral de Eulerse turbulentiebeschrijving bij het probleem passen. De deeltjes mogen echter weer niet te snel vallen - te zwaar zijn - omdat ze dan door hun traagheid niet meer reageren op de turbulente bewegingen. Schattingen geven dat de valsnelheid moet liggen tussen 0,5 en 2 m/sec.

Het blijkt dan ten slotte, dat een wolk van deeltjes sneller expandeert naarmate de valsnelheid kleiner is. Bij een valsnelheid van 0,5 m/sec neemt in 30 sec. de standaarddeviatie van de Gaussisch gedachte deeltjesverdeling toe van bijv. 1 m tot 6 m, bij een valsnelheid van 1 m/sec tot 3 m en bij 2 m/sec tot 2 m, zodat de mate van toeneming van de afmetingen van een wolk ruwweg omgekeerd evenredig is met de valsnelheid van de deeltjes.

Overigens verloopt de expansie niet lineair maar is het sterkst bij een standaarddeviatie van ongeveer 8 m. Een en ander houdt verband met de gemaakte veronderstelling omtrent het turbulentiespectrum in de atmosfeer. ( $R(\xi) = e^{-\xi/l}$ ).

#### 6. E. Verticaal transport door de troposfeer en de stratosfeer

Als eerste spreker in de reeks, die het bovenstaande onderwerp belichtte, sprak E.L. Deacon over enige aspecten van het meten van turbulent transport in de onderste lagen van de atmosfeer.

O.a. nam hij de invloed van de traagheid van de meetapparatuur op het berekenen van de verticale impulsstroom in de onderste lagen van de atmosfeer, die gegeven wordt door  $\rho \overline{u_x u_z}$ , in beschouwing. Daartoe werden cathode-straal-oscillograafaanwijzingen afkomstig van hittedraad-anemometers iedere 0,14 sec. afgelezen. Vervolgens werd de flux bepaald door telkens het gemiddelde te nemen van 2 gemeten waarden, dan uit vier enz. Op deze wijze werd een indruk verkregen van het effect van de wervels met kleine trillingstijd waaruit weer de invloed van een eventuele traagheid van de instrumenten kon worden bepaald. De impulsstroom, uitgedrukt in procenten van de waarde, verkregen uit de oorspronkelijke aflezingen, werd uitgezet tegen  $q = \frac{t_m \bar{u}}{z}$  waarbij  $t_m$  = interval waarover het gemiddelde werd genomen,  $\bar{u}$  de gemiddelde windsnelheid en  $z$  de hoogte boven de grond. De betekenis van de parameter  $q$  kan als volgt worden getoond. In het geval van indifferente omstandigheden mogen we veronderstellen, dat de schaal van de turbulentie ongeveer evenredig is met de hoogte boven de grond.

Het effect van een grotere  $t_m$  zal op grote hoogte dus kleiner zijn dan op geringe hoogte, d.w.z. om de effecten te kunnen vergelijken zal ik dus  $t_m$  moeten reduceren tot  $\frac{t_m v}{z}$ . Anderzijds zal een grotere  $\bar{u}$  in de wervels met grotere snelheid langs de meetapparatuur voeren hetgeen hetzelfde effect heeft als het vergroten van de frekwentie. Het effect van  $t_m$  wordt dan ook evenredig groter.

Het blijkt nu, dat onder neutrale condities bij ongeveer  $q = 0,5$  de impulsstroom gaat afwijken van hetgeen men vindt door alle waarnemingen in aanmerking te nemen. Bij  $q = 9$  is de berekende impulsstroom nog slechts ongeveer 50% van de maximale. Bij een hoogte van de anemometer van 10 m en een windsnelheid van  $10 \text{ m sec}^{-1}$  betekent dit resultaat dus, dat de traagheid van het instrument en de registrerapparatuur beneden 0,5 sec. moeten liggen, willen de waarnemingen redelijk representatief zijn. Bij stabiele toestanden ligt het resultaat iets ongunstiger, d.w.z. bij gegeven  $\bar{u}$  en  $z$  moet  $t_m$  kleiner zijn dan in het neutrale geval. Bij overadiabatische toestanden kan  $t_m$  iets groter worden genomen.

Overigens kan de boven beschreven procedure, waarbij het waarnemingsinterval  $t_m$  wordt gevarieerd, niet geheel worden vergeleken met het effect van een meetinstrument met tijdconstante  $t_i$  of van een gedempte galvanometer met periode  $t_g$ . Nadere beschouwing geeft bijv.  $t_m = 2,5 t_i$  waardoor de eisen die aan het instrumentarium dienen te worden gesteld veel hoger worden! Bij een galvanometer hangt het verband tussen  $t_m$  en  $t_g$  af van de damping. In het algemeen geldt ongeveer  $t_m = 0,5 t_g$ .

H. Lettan hield een beschouwing over het verband tussen de geostrofische wind  $V_G$  en de windsnelheid op normale waarnemingshoogte,  $V$ . Zijn conclusie, gebaseerd op een bepaald waarnemingsmateriaal en niet in de eerste plaats op fysische overwegingen, was, dat het quotiënt  $\frac{V}{V_G}$  vrijwel onafhankelijk is van de ruwheid van het aardoppervlak. Wel is een sterke afhankelijkheid van de verwarming aantoonbaar. Dit betekent in feite, dat de stabiliteitscondities bij de reductie van geostrofische wind op de wind die bijv. op 10 m hoogte wordt waargenomen, sterk in invloed overheersen. Dit is in overeenstemming met het feit, dat bijv. voor de windsnelheid boven zee  $\frac{3}{4} \frac{V}{G}$  kan worden genomen bij koude massa en onafhankelijk van  $\frac{V}{G}$  zelf.

Het zou wellicht de moeite waard zijn om het onderzoekje van Lettan ook eens voor een paar Nederlandse landstations uit te voeren.

G.D. Robinson gaf een overzicht van metingen, die zijn verricht op 1,25 m hoogte ten einde het verticale transport van impuls en warmte te bepalen. Gevonden werd, dat de spectra samenhangen met het bestaan van twee populaties in de verticale snelheidsfluctuaties, een die vrijwel symmetrisch was, zij het ook niet Gaussisch en een die uitgesproken antisymmetrisch was met een voorkeur voor positieve verticale snelheden.

Het bleek voorts, dat het warmtetransport gekoppeld was aan wervels met kleinere frekwentie dan het impulstransport.

De conclusie is ten slotte, dat het totale turbulentiespectrum samengesteld gedacht moet worden uit een convectief gedeelte met op de geringe hoogte waarop de metingen werden uitgevoerd overwegend stijgende bewegingen en een betrekkelijk lage frekwentie en de gewone dynamische turbulentie. De eerste is dan in hoofdzaak verantwoordelijk voor het warmtetransport, de tweede voor het impulstransport.

Vermelding verdient nog, dat de metingen werden uitgevoerd in vrijwel neutrale omstandigheden.

In een korte mededeling gaf E. Frankenberger een overzicht van metingen van de verticale diffusie-coëfficiënt,  $K$ . Het bleek, dat  $K$  toenam met de windsnelheid en wel op 35 m hoogte iets sterker dan op 15 m hoogte. Merkwaardig was de figuur waarin spreker de cumulatieve frekwentieverdeling van  $K$  gaf voor een aantal maanden van het jaar. In de curves bevond zich namelijk geen buigpunt hetgeen erop zou wijzen, dat situaties met  $K = 0$  zouden overwegen! Alles bijeengenomen een weinig overtuigend verhaal.

L. Machta sprak over het transport in de stratosfeer en door de tropopause heen speciaal in verband met radioactiviteit. In de eerste plaats kan worden vastgesteld, dat in de stratosfeer turbulente bewegingen voorkomen met een periode van de orde van minuten - een vrij hoge frekwentie dus. Dit lijkt op het eerste gezicht nogal onverklaarbaar omdat immers de stratosfeer zeer stabiel is gelaagd. Een oplossing van deze schijnbare paradox zou gelegen kunnen zijn in het effect van de straling waardoor de grens tussen stabiliteit en onstabiliteit niet bij  $\frac{\partial T}{\partial z} = -1^\circ\text{C}/100\text{ m}$  zou behoeven te liggen. (Zie ook een recent artikel van Townsend in het Journal of Fluid Mechanics). Bovendien zou de stabiliteit van de stratosfeer in de winter en in het voorjaar wel aanmerkelijk geringer kunnen zijn dan in de andere jaargetijden.

Voorts bestaat in de stratosfeer en in de bovenste lagen van de troposfeer een meridionale circulatie die zodanig verloopt, dat lucht in de equatoriale troposfeer opstijgt, door de tropopause heendringt, naar hogere breedte stroomt en op gematigde breedte weer daalt en in de troposfeer terugkeert. Zo wordt ondersteld, dat de zeer droge lucht, die in de bovenste lagen van de troposfeer boven Engeland wordt aangetroffen, oorspronkelijk uit de equatoriale troposfeer afkomstig is.

Ook de radioactieve metingen geven aan, dat op gematigde breedte meer lucht uit de stratosfeer naar beneden komt dan aan de equator. Dit geldt ook voor het zuidelijk halfrond waar zich op ongeveer  $45^{\circ}$  een kleine piek bevindt. De piek op het noordelijk halfrond bedraagt 30 mC per vierkante mijl, die op het zuidelijk halfrond 10 mC per vierkante mijl. Overigens hangt de gevonden verdeling natuurlijk samen met de verdeling van de neerslag terwijl bovendien in de terreinkeuze foutenbronnen kunnen schuilen. Ook de meting met de gomstroken is uiteraard betrekkelijk onnauwkeurig.

Bovendien zal een gedeelte van de radioactieve neerslag uit de troposfeer afkomstig zijn zonder ooit in de stratosfeer te zijn geweest.

Ten einde sommige van de genoemde effecten te scheiden maakte Machta vervolgens een schatting van de hoeveelheid  $Sr^{90}$  die in de loop van de laatste jaren door explosies in de atmosfeer is gebracht:

		troposfeer	stratosfeer
USSR	$50^{\circ}N$	1,7 MT	11,2 MT
US Nevada	$37^{\circ}N$	1,0	-
US Pacific	$11^{\circ}N$	1,3	24,8
UK Pacific	$3^{\circ}N$	1,5	-
UK Australië	$35^{\circ}S$	0.1	-

Ondersteld mag nu worden, dat het  $Sr^{90}$  uit de troposfeer geheel is uitgevallen en wel ten naastebij op de geografische breedte waarop het ook in de atmosfeer werd gebracht. Zetten we deze hoeveelheid tegen de geografische breedte uit, en vergelijken we het resultaat met het totale meetresultaat, dan zal het verschil moeten worden toegeschreven aan het langzaam uitzakkende stratosferische  $Sr^{90}$ . Dit verschil vertoont nu een zeer uitgesproken maximum op ongeveer  $50^{\circ}NB$ , terwijl volgens het bovenstaande lijstje verreweg het meeste  $Sr^{90}$  op  $11^{\circ}NB$  in de stratosfeer is gebracht. Machta ziet hierin een bewijs voor de onderstelde meridionale circulatie.

Bovendien blijkt er een seizoensvariatie te zijn en wel zodanig, dat er een maximale stijging in intensiteit is gedurende het voorjaar.

Dit geldt ook voor het zuidelijk halfrond. Deze pieken zijn niet gecorreleerd met de regenval. Gedacht wordt aan het breken van de tropopause tijdens de krachtige winterdepressies en straalstromen. Het  $\text{Sr}^{90}$  heeft dan nog enige tijd nodig om op de aarde te komen. Ook  $\text{Be}^7$ , dat in de stratosfeer ontstaat onder invloed van de kosmische straling, vertoont aan het aardoppervlak een maximum in het voorjaar. Geschat wordt, dat jaarlijks 10-20% van de totale in de stratosfeer aanwezige radioactiviteit naar de troposfeer wordt getransporteerd.

Een opmerking van Machta, dat ook het ozongehalte van de lucht nabij de grond (evenals trouwens in de stratosfeer) een maximum in het voorjaar vertoont, kan moeilijk met het voorgaande in verband worden gebracht omdat de jaarlijkse gang van de fotochemische werking van de zonnestraling hierbij ook een rol speelt.

In aansluiting op de voordracht van Machta gat Y. Miyake een overzicht over de metingen van het  $\text{Sr}^{90}$  in Japan gedurende de jaren 1956 en 1957. Er bleek geen parallel te bestaan tussen het ozongehalte en de  $\text{Sr}^{90}$ -fall-out. Ook werd geen maximum in het voorjaar gevonden. Daarentegen was er een vrij grote correlatie tussen de  $\text{Sr}^{90}$ -fall-out en de neerslag (+0,79). Deze correlatie is gebaseerd op maandsommen.

Voor de radioactieve "rain-out" werd de volgende formule overgenomen uit een artikel over het mechanisme van het oplossen van Cl in water [Pap. in Meteor. and Geophys. (Tokyo) 1, 222-226, 1950]:

$$R = S - D = C (1 - e^{-\beta P + kP})$$

met R de rain-out, S de totale (maandelijkse)  $\text{Sr}^{90}$ -fall-out, D de "droge" fall-out, C de hoeveelheid radioactief materiaal in de luchtkolom waarin de neerslag wordt gevormd en waardoor hij valt, P de maandelijkse neerslagsom en  $\beta$  en k constanten, resp. 2 en 0,07.

Uit gemeten en geschatte waarden van P, R en D kan dan C voor iedere maand worden bepaald. Het blijkt, dat C geheel parallel loopt met de verdeling van de proeven over de tijd, met name met de Russische proefexplosies. Voorts blijkt uit vergelijking van de gevonden concentraties voor de troposfeer en de door Libby opgegeven waarden voor de stratosfeer, dat deze laatste ongeveer 200 maal zo groot zijn, nl.  $1 \times 10^{-8}$  curie/cm<sup>3</sup> tegen  $0,5 \times 10^{-20}$  curie/cm<sup>3</sup>.

Op zich zelf behoeft uit deze resultaten, die gelden voor een beperkt gebied betrekkelijk dicht bij een van de meest intensief gebruikte proefvelden (Siberië), nog niet te volgen, dat de opvattingen van Machta, die betrekking hebben op een gemiddelde toestand over de gehele aarde, onjuist zouden zijn.

Dat nog op andere wijze een indruk kan worden verkregen omtrent verticale bewegingen in de hogere lagen van de atmosfeer kwam tot uiting in een voordracht van B. Peters over het gebruik van door de kosmische straling geproduceerde isotopen voor het onderzoek van atmosferische circulaties op grote schaal.

De isotopen die het meest geschikt zijn voor het onderzoek zijn  $\text{Be}^7$  met een halfwaardetijd van 53 dagen,  $\text{S}^{35}$  (87 d.),  $\text{P}^{32}$  (14 d.) en  $\text{P}^{33}$  (25 d.). Deze isotopen kunnen het gemakkelijkst worden vastgesteld in regenwater waartoe men gewoonlijk hoeveelheden van 20 tot 40 liter gebruikt.

Om de metingen van de hoeveelheden van deze isotopen in verband te kunnen brengen met de algemene circulatie, dient men eerst te weten hoe de isotopen worden gevormd en hoe de snelheid van vorming varieert in de atmosfeer. Het is gebleken dat:

- a) de produktie van de isotopen vrijwel geheel evenredig is met het totaal aantal door de kosmische straling veroorzaakte kernreacties;
- b) deze produktie daarom vrijwel onafhankelijk is van de tijd en geen dagelijkse of jaarlijkse gang vertoont;
- c) overal op aarde de vorming van isotopen snel met de hoogte toeneemt;
- d) geïntegreerd over de volle hoogte van de atmosfeer de isotopenproduktie ongeveer met een factor 5 toeneemt van de equator tot  $60^\circ$ . Verder poolwaarts blijft de produktie ongeveer constant.
- e) de isotoopvorming beneden de tropopause vrijwel onafhankelijk is van de geografische breedte, omdat het breedte-effect in de troposfeer nagenoeg geheel wordt gecompenseerd door de hoogteverandering van de tropopause.

Zo is het gemiddelde aantal disintegraties per gram lucht en per seconde in de gehele troposfeer ongeveer 50. In de stratosfeer neemt dit aantal toe van ongeveer 250 aan de equator tot ongeveer 3000 nabij de polen. Het gehele breedte-effect moet dus worden toegeschreven aan de stratosfeer, terwijl de troposferische produktie vrijwel constant is. Totaal is de stratosferische produktie 30% van het totaal nabij de equator en 90% nabij de polen.

De concentratie van de bovengenoemde isotopen is nu in India in het regenwater gemeten. Het is daarbij gebleken, dat - behalve misschien ten aanzien van  $\text{S}^{35}$  - kunstmatige fall-out geen merkbare bijdrage heeft geleverd tot deze isotopen.



Schattingen hebben gegeven, dat troposferische lucht ongeveer iedere 30 tot 40 dagen door neerslag wordt schoongewassen. Daarom zal in het algemeen en in het gemiddelde, het schoonwassen van troposferische lucht plaatsvinden nadat  $P^{32}$  (14 d.) zijn evenwichtsconcentratie heeft bereikt maar vóórdat  $S^{35}$  (87 d.) verzadigd is.

Anderzijds zal stratosferische lucht, voordat ze via de troposfeer onderhevig wordt aan het regenproces, in het algemeen zo lang aan de kosmische straling zijn blootgesteld, dat voor alle isotopen de evenwichtstoestand zal zijn ingetreden.

Stratosferische lucht zal dus kunnen worden onderscheiden van troposferische lucht door het grotere absolute gehalte aan isotopen als gevolg van de grotere productie en door een grotere verhouding tussen langlevende en kortlevende isotopen. Ten gevolge van het grotere absolute gehalte zal de grotere verhouding van bijv.  $S^{35}$  tot  $P^{32}$  ook na menging met troposferische lucht nog merkbaar moeten zijn. Daar komt nog bij, dat wanneer de stratosferische lucht in de troposfeer komt, deze verhouding aanvankelijk nog groter zal worden omdat  $P^{32}$  immers sneller vervalst dan  $S^{35}$  en de productie van beide minder wordt! Zo zal de verhouding  $\frac{S^{35}}{P^{32}}$  voor stratosferische lucht die in de troposfeer komt na maandenlang in de stratosfeer te zijn bestraald, na 1 dag 40 zijn, na 100 dagen (zonder neerslag dus) toenemen tot 100, terwijl de overeenkomstige verhoudingsgetallen voor troposferische lucht die op het tijdstip 0 "schoon" wordt verondersteld, 7 en 20 zijn.

Hieruit volgt, dat de historie van een regen gevende luchtsoort uit deze isotopenverhouding kan worden bepaald.

De enige metingen, die tot dusverre werden verricht, vonden plaats in India. Hier kon geen stratosferische lucht worden aangetoond behalve in één geval tijdens winterregen.

B. Bolin benaderde het transport van radioactieve materie in de atmosfeer weer op een andere wijze. Hij ging daartoe uit van het tritiumgehalte zoals dat gemeten is in de atmosfeer en in zee en van de volgende, uiteraard zeer globale schattingen die betrekking hebben op een periode voor 1954 aangezien na dat jaar door kernexplosies het tritiumgehalte in de atmosfeer sterk werd vergroot. Normaal neemt het waterdampgehalte in de atmosfeer met de hoogte af en daarmee ook het tritiumgehalte, zij het in mindere mate aangezien het sterker in de hogere lagen wordt gevormd. Nu regent het tritium uit de onderste lagen van de dampkring globaal in 10 dagen uit<sup>x)</sup> en wel komt per sec

x) Vergelijk de 30 à 40 van Peters; aangezien de "collection efficiency" van regen voor radioactieve isotopen anders dan  $H^3$  niet 100% behoeft te zijn, ligt hier in principe geen tegenstrijdigheid.

per  $\text{cm}^2$  van het zeeoppervlak 0,45 atoom  $\text{H}^3$  naar beneden. Verdamping van het zeewater brengt 0,15 atoom per sec en per  $\text{cm}^2$  weer in de onderste dampkringlagen. Hier is iets met het  $\text{H}^3$ -budget van de onderste troposfeer dus niet in orde. Voor de oceanen zelf klopt de zaak wel, want men kan, de vervalsnelheid van  $\text{H}^3$  in aanmerking nemend, schatten, dat totaal 1 atoom per  $\text{cm}^2$  per sec aan de zeeën moet worden toegevoerd om het  $\text{H}^3$ -gehalte constant te houden. De resterende 0,7 atoom/ $\text{cm}^2$  sec kan worden verantwoord door het water, dat van de continenten de oceanen instroomt. Het enige wat nodig is om de balans kloppend te maken is dus een transport in de atmosfeer om het 0,3 atoom/ $\text{cm}^2$  sec tekort op te heffen. Aangezien de productie van  $\text{H}^3$  op grotere hoogte sterker is en daar althans geen afvoer door neerslag plaatsvindt, schrijft Bolin het noodzakelijke transport toe aan verticale turbulente diffusie. Nodig zou zijn een diffusie-coëfficiënt  $K \sim 10^5 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ , een redelijke waarde.

Bolin heeft nu verder nagegaan hoe het  $\text{H}^3$ -gehalte sedert het begin van de thermonucleaire proefnemingen in 1954 is toegenomen in een drietal meren in Noord-Amerika. De onderstaande tabel geeft de meren, hun oppervlakte en de vergroting van het  $\text{H}^3$ -gehalte. De laatste getallen hebben betrekking op de periode maart 1954 tot en met de herfst van hetzelfde jaar.

	oppervlak	toename $\text{H}^3$ -gehalte
Lake Michigan	57.000 $\text{km}^2$	1,5
Lake Tahoe	490 $\text{km}^2$	4,4
Crater Lake	49 $\text{km}^2$	18,-

Het verschil in gemeten concentratie kan niet worden toegeschreven aan een verschil in diepte van de meren. Bolin verklaart het verschil door aan te nemen, dat de turbulente diffusie in de onderste lagen van de dampkring door de grootste wateroppervlakken het sterkst wordt onderdrukt en hij ziet de verschillende toename van het  $\text{H}^3$ -gehalte dus als een bewijs voor het feit, dat het bij het transport van  $\text{H}^3$  naar de aarde niet in de eerste plaats gaat om de gewone fall-out maar om turbulente diffusie.

#### 7. F. Invloed van thermische gelaagdheid op diffusie

R.W. Stewart behandelde het verticale transport van impuls en warmte in een gelaagde vloeistof. Na een lange theoretische afleiding kwam als resultaat te voorschijn, dat de verhouding tussen  $K_H$ , de

turbulente warmtegeleidingscoëfficiënt en  $K_M$ , de turbulente "impuls-uitwisselingscoëfficiënt" kleiner dan 1 moet zijn, althans in een stabiele laag, omdat daar wel impuls kan worden overgedragen zonder dat een warmteuitwisseling zou behoeven plaats te vinden. De grenswaarde van  $Ri$  zou  $1/6$  moeten zijn en niet 1 zoals de klassieke opvatting zegt. G.J. Taylor opponeerde nogal tegen deze conclusie. Ook anderen waren niet overtuigd.

W.V.R. Malkus gaf een summier overzicht van een onderzoek dat verband hield met horizontale diffusie als gevolg van de turbulente convectie, die optreedt bij de stroming van een vloeistof tussen twee platen door waarvan de onderste op een hogere temperatuur is gebracht dan de bovenste.

Het resultaat was, dat bij grote waarde van het Prandtl-getal,  $\nu/\kappa$ , en van  $\nu/D$ , waarbij  $D$  de moleculaire diffusie-coëfficiënt is, de dispersie van materie, afkomstig bijv. van een vertikaal geplaatste lijnbron gegeven wordt door

$$\bar{x}^2 = \sqrt{2} (t \kappa Ra^{1/2})$$

waarbij  $t$  de tijd en  $Ra$  het Rayleigh getal voorstelt:

$$Ra = \frac{\alpha g h^4 \partial \theta / \partial z}{\kappa \nu}$$

waarin  $\alpha$  de uitzettingscoëfficiënt van de vloeistof is,  $h$  de dikte van de laag en  $\theta$  de temperatuur.

Er moge worden opgemerkt dat onder de genoemde voorwaarden de standaarddeviatie van de materieverdeling dus toeneemt met  $t^{1/2}$ , dat is als in het geval van een "wake".

E. Inome schonk aandacht aan stabiele situaties. Door verschillende auteurs is afgeleid, dat de gebruikelijke uitdrukking voor de windsnelheid,  $U$ , in de onderste luchtlagen in het geval van een indifferente opbouw:

$$U = \frac{V_*}{k} \ln \frac{z-d}{z_0}$$

[met  $V_*$  de wrijvingsnelheid,  $k = 0,4$  de Kármánconstante,  $z_0$  de ruheidsparemeter (ongeveer  $\frac{1}{20}$  x de afmetingen van de obstakels) en  $d$  de verplaatsing van het nul-vlak, veelal gelijk aan  $-z_0$  genomen], in het geval van een geslaagde atmosfeer moet worden vervangen door:

$$\frac{U}{V_*} = 5,75 \log \frac{z}{z_0} - \sigma \frac{z-z_0}{L}$$

waarbij 5,75 in de formule komt door de overgang van ln op log,  $\sigma$  een constante is en L een lengte, die gelijk is aan  $\sqrt{\frac{3}{2} \frac{q}{\rho c_p \theta_0}}$  met q de omhooggerichte warmtestroom,  $\theta_0$  de potentiële temperatuur op een referentieniveau en  $\rho$  de luchtdichtheid [zie o.a. Businger, J. Met. 1955].

De opinie omtrent de waarde van de constante  $\sigma$  loopt bij de verschillende auteurs uiteen. Businger gaf  $\sigma = 2$ , anderen 3 of zelfs 0,6.

Uit metingen van Cramer leidde Inoue de waarde  $\sigma = 1,67$  af. Uit een nog niet gepubliceerd onderzoek zou blijken, dat  $4\sigma = 1/Ri_{krit}$ , waaruit dus volgt  $Ri_{krit} = 0,15$ , in goede overeenstemming met de op geheel andere wijze afgeleide waarde 1/6 van Stewart.

Onder dit hoofdstuk dient ook te worden besproken de voordracht van E. Palm over Reynoldse spanningen, turbulente diffusie en het snelheidsprofiel in een gelaagde vloeistof, die op het symposium werd opgeleverd onder E.

Palm gaf eerst een algemene, van Reynoldse spanningen uitgaande afleiding van de vergelijking voor het verticale impulstransport in een indifferent gelaagde atmosfeer. Uit deze afleiding blijkt, dat Prandtl's oplossing,  $\frac{d}{dz} \overline{uw} = -\frac{d}{dz} (K \frac{dU}{dz})$  is te prefereren boven die van Taylor, door wie het rechterlid wordt gegeven als  $-K \frac{d^2U}{dz^2}$ .

Een soortgelijke procedure toepassend voor het bepalen van het snelheidsprofiel in een gelaagde, onsamendrukbare vloeistof, wordt gevonden:

$$\frac{dU}{dz} = Cz^{-1+aS} e^{-bSz}$$

waarbij a en b positieve constanten zijn en  $S = g \frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}$  met  $\theta$  de potentiële temperatuur.

## 8. G. Pollutiepatronen bij punt- en oppervlaktebronnen

E.W. Hewson bracht verslag uit over de proeven die werden genomen tot bepaling van de verspreiding van de pollen van ragweed (Jacob's kruiskruid). Een klein cirkelvormig "weed"-veld werd omgeven door meetposten waarbij de pollen werden opgevangen op slides, die om de 2 of 4 uur werden verwisseld. De metingen strekten zich uit tot een afstand van 100 m. Er werd een maximum hoeveelheid pollen gemeten in de ochtend, vermoedelijk samenhangend met de wijze van losmaking van de pollen uit de (vrouwelijke) bloemen (dauw?). Het pollenaantal nam in het algemeen snel met toenemende afstand af en was op 100 m

vrijwel tot nul gereduceerd. De valsnelheid van de pollen bedraagt 1 m per minuut. Moeilijk is natuurlijk, dat de "sterkte" van de bron niet precies bekend was.

Sutton merkte tijdens de discussie nog op, dat het experimenteel-technisch de voorkeur zou verdienen de meetposten centraal te stellen en het weed-veld daar in een grote cirkelboog omheen te leggen. Men is dan bij het waarnemen niet afhankelijk van de windrichting. Bij de opstelling van Hewson moesten de opvangplaatjes steeds opnieuw worden uitgezet in de verwachte windrichting.

F. Pasquill gaf het verband aan tussen de mate van diffusie van materie afkomstig van een continue bron en het spectrum van de heersende turbulentie.

Opnieuw kwam de moeilijkheid naar voren, dat bijv. Taylor de diffusie van een rookpluim geeft als  $\overline{Y^2} = 2 \overline{v'^2} \int_0^T \int_0^t R_{\xi} d\xi dt$  waarbij  $R_{\xi}$  de onbekende Lagrangese correlatiecoëfficiënt is. Nu is de vorm van het correlogram (bijv.  $R_{\xi} = e^{-\xi/t_0}$ ) in het algemeen veel minder belangrijk dan de schaalwaarde  $\int_0^{\infty} R_{\xi} d\xi$ . Wanneer we dus aannemen dat de vorm van  $R_{Lagrange}$  en  $R_{Euler}$  ongeveer dezelfde zijn, maken we geen grote fout en dienen we slechts het verband tussen beide schaalwaarden te bepalen. Pasquill zet nu  $R_L(\xi) = R_E(t)$  met  $\xi = \beta t$ , gaat over op de spectrumfunctie en vindt:  $F_L(n) = \beta F_E(\beta n)$  waarbij  $n$  de frequentie is. De spreiding van een pollutiepluim kan nu met behulp van deze spectrumfuncties worden uitgedrukt. Uit proeven met lycopodiumpoeder bleek nu  $\beta \sim 4$ , met overigens een sterke spreiding (1.1 - 8.5).

Bij experimenten op andere schaal is ook de waarde van  $\beta$  een andere. Zo geldt bij windtunnelproeven  $\beta = 4-6$  en bij diffusie op synoptische schaal  $\beta = 1$ . Stelt men  $\overline{Y^2} \sim x^{2p}$  dan is in alle drie gevallen  $p$  ongeveer 0,8. Bovendien blijkt de verhouding tussen de afstand tot de bron en de Lagrangese schaalwaarde voor alle drie gevallen ongeveer gelijk te zijn en wel  $= 3$ .

M.L. Barad bepaalde  $R_L$  uit de verspreiding van  $SO_2$  wolken door Taylor's uitdrukking twee maal naar de tijd te differentiëren:

$$R_L = \frac{d^2 \overline{Y^2}}{dt^2} / 2 \overline{v'^2}$$

en  $R_L$  voor verschillende waarde van  $\xi$  te berekenen. Het bleek, dat  $R_L$  in bepaalde gevallen  $< R_E$  was voor bepaalde waarden van  $\xi$ . Dit

behoeft nog niet te betekenen, dat  $L_R \ll L_E$  is!  $L_R$  en  $L_E$  zijn immers gelijk aan  $\int_0^{\infty} R d\xi$ .

R.S. Scorer verdedigde een van de gebruikelijke afwijkende opvatting over het opstijgen van rookpluimen in de atmosfeer in het geval van wind (bent-over plume). Hij baseerde zich daarbij op de semi-empirische resultaten van Bosanquet, die zich reeds vele jaren met het probleem van rookgasverspreiding in de atmosfeer bezighoudt.

Hij verdeelde de pluim in twee gedeelten, een vrijwel vertikaal stijgende kegel vlak boven de schoorsteenmond en een quasi-horizontaal deel wanneer boven een bepaald niveau de invloed van de horizontale wind overheerst. De overgangshoogte tussen beide wordt gegeven door  $w_1 = \mu U$  waarbij  $\mu$  ongeveer van de orde 1 zou zijn. Neemt de verticale snelheid nog verder af, bijv. tot  $w \leq \lambda U$  met  $\lambda \sim 0,1$ , dan neemt Scorer aan dat de pluim verder volkomen de speelbal is van het uitwendige turbulentieveld, m.a.w.  $w \leq \lambda U$  geeft de maximale hoogte van de rookpluim.

De theorie moge worden toegelicht aan het geval van een koude pluim.

De hoogte waarop het overbuigen plaatsvindt,  $z_1$ , is gegeven door  $\mu U = w_0 z_0 / z$ , waarbij  $z_0$  de hoogte van de schoorsteenmond boven de denkbeeldige puntbron is. Boven  $z_1$  zal de virtuele puntbron op een ander niveau zijn gelegen en de verticale coördinaat wordt daarom verder aangegeven door  $y$ . Neemt men aan dat de pluim verder geheel onder invloed staat van de uitwendige turbulentie en dat de doorsnede lineair met  $y$  toeneemt (in strijd met alle waarnemingsresultaten!) dan kan men voor het "bent-over"-deel schrijven  $w = w_1 y_1^2 / y^2$ . De rookpluim wordt dan "passief" in het niveau  $y_p = y_1 (w_1 / \lambda U)^{1/2}$ .

Nu is de sterkte van de bron gelijk aan  $F = \pi a^2 \sigma_0 w_0$  waarbij  $a$  de straal is van de schoorsteenmond en  $\sigma_0$  de concentratie van pollutie in het niveau  $z_0$ . In het "bent-over"-gedeelte van de pluim kan voor de pollutieflux worden geschreven:  $F = \pi \alpha^2 y_1^2 \sigma U = \pi \alpha^2 y_1^2 \sigma_1 U$ , waarbij  $\alpha y$  de straal van de quasi-horizontaal gedachte pluim in  $y$  is en  $\sigma$  de gemiddelde concentratie ter plaatse.

Nu zal in het verticale deel van de pluim moeten gelden  $\pi r^2 \sigma w = \pi a^2 \sigma_0 w_0$  waarbij  $r$  de straal van de pluim voorstelt. Aangezien  $r$  evenredig is met  $z$  en  $w$  omgekeerd evenredig geldt dus  $\sigma_1 = 2 \sigma_0 z_0 / z_1 = \sigma_0 \frac{\mu U}{w_0}$ .

Of,  $F$  in de "bent-over plume" =  $\pi \alpha^2 y_1^2 \sigma_0 \mu U / w_0$ . Uit gelijkstelling van beide uitdrukkingen voor  $F$  volgt dan

$$y_1 = \frac{a w_0}{U \alpha} \sqrt{\frac{U}{\mu}}$$

De pluim wordt passief voor  $y_p = y_1 \left( \frac{w_1}{\lambda u} \right)^{1/2}$

$$= \frac{aw_0}{u\alpha} \sqrt{\frac{\mu u}{\lambda u} \frac{1}{\mu}} = \frac{aw_0}{u\alpha} \sqrt{\frac{1}{\lambda}}$$

De totale stijging van de pluim is dus

$$h = y_p - y_1 + z_1 - z_0 = \frac{aw_0}{u\alpha} \sqrt{\frac{1}{\lambda}} - \frac{aw_0}{u\alpha} \sqrt{\frac{1}{\mu}} + \frac{w_0 z_0}{\mu u} - z_0$$

Stelt men nu  $z_0 = \beta$  a dan krijgt men:

$$h = \frac{a}{\alpha} \left\{ \frac{w_0}{u} (\lambda^{-1/2} - \mu^{-1/2} + \alpha\beta\mu^{-1}) - \alpha\beta \right\}$$

Scorer neemt nu  $\alpha^{-1} = 2,5$  en  $\beta = 5$  (?) en vindt ten slotte:

$$h = 2,5a \left\{ \frac{w_0}{u} (\lambda^{-1/2} - \mu^{-1/2} + 2\mu^{-1}) - 2 \right\}$$

Het is duidelijk, dat hier slechts sprake kan zijn van een bijzonder ruwe benadering, die in zoverre principieel onjuist moet worden geacht, dat de stabiliteit van de dampkring niet in de beschouwingen voorkomt. Alles bijeengenomen een weinig overtuigende voordracht.

R.W. Davies bracht verslag uit over de metingen die werden verricht aan een rookpluim, die het gevolg was van een grote brand in een olieraffinaderij in Californië. Het bleek, dat de rookpluim elliptisch van doorsnede was, ondanks het feit, dat de pluim in de atmosfeer steeg tot een hoogte van  $3\frac{1}{2}$  km over een afstand van ruim 200 km. De turbulentie was in de desbetreffende lagen dus anisotroop waarbij naar schatting de horizontale fluctuaties ongeveer 4 tot 5 maal zo groot waren als de vertikale. In de onderste lagen was vrijwel geen wind, op 4000 m hoogte stond een wind van 50 knopen. De vertikale temperatuurgradiënt was vrijwel normaal, d.w.z. de atmosfeer was stabiel gelaagd. Dit verklaart enerzijds het horizontaal uitspreiden van de rookpluim (fanning). Vermoedelijk speelde de sterke vertikale windschering hier ook een rol.

Neemt men aan, dat de horizontale diffusie-coëfficiënt wordt weergegeven door

$$D_h = \frac{1}{2} \frac{\Delta \sigma^2}{\Delta t},$$

dan vindt men, dat  $D_h$  toeneemt met de afstand tot de bron en wel van  $4,2 \cdot 10^6$  op  $5,2$  km afstand tot  $83 \cdot 10^6$   $\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$  op een afstand van 65 km.

E.M. Fournier d'Albe besprak het verband tussen het CO<sub>2</sub>-gehalte van de lucht en de troebelheid van de dampkring, uitgedrukt in de "turbidity" volgens Linke. Uit metingen, verricht in Mexico City, bleek, dat de turbidity ongeveer lineair met het CO<sub>2</sub>-gehalte in de onderste luchtlagen toenam en wel van ruim 1 tot ongeveer 10 bij een CO<sub>2</sub>-gehalte dat stijgt van 300 tot 400 ppm. De turbidity werd gemeten met behulp van een actinometer. De waarde 1 zelf werd nooit waargenomen. Wellicht is een en ander van belang voor het verontreinigingsvraagstuk met betrekking tot het Westland.

Verslaggever gaf een korte bijdrage met de bedoeling de paradox, die bestaat tussen de theorieën van W. Schmidt en O.G. Sutton met betrekking tot de uitbreiding van vertikaal stijgende stralen op te heffen.

Ten slotte moge worden vermeld een "toegiftje" van R.S. Scorer, dat geheel op het terrein van de synoptische meteorologie lag en als zodanig buiten het eigenlijke onderwerp van het symposium viel.

Scorer betoogde, dat de verschillende wolkenlagen, die vaak boven eilanden, bijv. in de passaatgebieden, worden aangetroffen hun oorsprong vinden in cumuliforme wolken, die zuilen vochtige lucht creëren die later onder invloed van de met de hoogte veranderende wind worden omgezet in horizontale boven elkaar gelegen vochtige lagen! Een uiterst dubieus verhaal!

## 9. Samenvatting

Resumerend kan worden vastgesteld, dat het symposium ondanks enkele zwakke plekken, die in de Inleiding reeds werden gesignaleerd, als geheel genomen op een hoog peil stond. De deelnemers hebben in het algemeen volop de gelegenheid gehad van elkaars werk op het gebied van de turbulente diffusie kennis te nemen.

Dit was zonder twijfel nuttig, vooral omdat tijdens de discussies vaak bleek, dat de verschillende nationaliteiten (bijv. Engelsen en Amerikanen) betrekkelijk slecht op de hoogte waren van de vorderingen, die elders met betrekking tot de behandelde problemen waren gemaakt.

Het deel van de *Advances in Geophysics*, dat de voordrachten zal bevatten, zal zonder twijfel vele jaren een belangrijk naslagwerk zijn voor allen, die theoretisch en experimenteel werken aan de oplossing van het probleem der atmosferische diffusie en, daarmee samenhangend, dat van de bestrijding der pollutie.

oktober 1958.