

Prijs

voor U.S.F. leden: f7.00

niet-U.S.F. leden: f7.50

ALGEMENE ASTRONOMIE

DEEL B

HET STERRENSTELSEL

\* \*

\*

Prof. dr M.G.J. ~~BAERT~~ BAERT

1953



$$10^7 \text{ \AA} = 1 \mu.$$

$$1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m.}$$

## H E T S T E R R E N S T E L S E L

### HOOFDSTUK I.

### DE ZON.

#### § 1. ONTWIKKELING VAN HET ONDERZOEK DER ZON.

Men heeft al vroeg opgemerkt, dat de zon invloed uitoefende op verschillende verschijnselen.

Er ontstond bij vele volken:

Verering der zon  
Zonnemythen

{ Stonehenge (Engeland)  
Egyptenaren  
Oude Germanen  
Inca's enz.

Al zeer vroeg begon men met waarnemingen, welke vooral betrekking hadden op:

1. Dagelijkse beweging (24 h. een kleine cirkel);
2. Jaarlijkse beweging (seizoenen);
3. Eclipsen, welke men al gauw ging leren voorspellen;
4. Enkele waarnemingen van zonnevlekken bij de Chinezen.

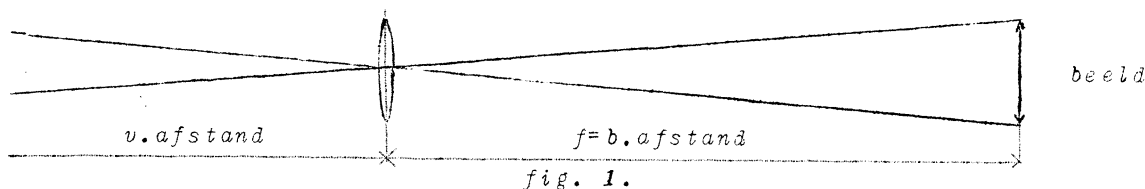
Tussen 1550 en 1850 kwam er een nieuwe opleving in de Astronomie, na een periode van weinig vooruitgang.

In 1543: Copernicus: Heliocentrisch wereldbeeld.

In 1610: Galilei: Eerste zonnewaarnemingen met de pas uitgevonden kijkers. (Zonnevlekken.) *Rotatie!*

Geleidelijk werden de volgende metingen verricht:

1. Middellijn der zon in hoekmaat.



Uit de optica is bekend dat:

$$\frac{\text{voorwerp}}{\text{v. afst.}} = \frac{\text{beeld}}{\text{b. afst.}} = \frac{1}{108} \text{ rad.} = 32'$$

Wanneer we dus de brandpuntsafstand groter nemen wordt het beeld ook groter; we kunnen het beeld dan nauwkeuriger waarnemen. We moeten dus een zo zwak mogelijke lens nemen, mits die nog zuiver bewerkt kan worden.

2. Afstand Zon-Aarde.

Deze is bijna  $150 \cdot 10^6 \text{ km} = 1 \text{ AE.}$  (Astronomische Eenheid.)

Vergelijk voor het bepalen van de AE het college "Planetenstelsel".

Uit de afstand en de grootte van het beeld in hoekmaat volgt nu op eenvoudige wijze de ware afmeting van de zonsdiameter:

$$\text{Middellijn in lengtemaat} = \frac{150 \cdot 10^6}{108} = 1.390.000 \text{ km.}$$

3. De massa van de zon.

Deze wordt bepaald met de wet van Newton. De zon trekt de aarde aan volgens de vergelijking:

$$G \frac{M_z}{R^2} = \frac{v^2}{R} = \frac{(2\pi R)^2}{T^2 R} \quad (v = \frac{2\pi R}{T}) \quad R = \text{afstand Zon-Aarde.}$$

Newton      Huygens

$$GM_z = \frac{4\pi^2 R^3}{T^2} \quad (1.)$$

Deling van (2) op (1) geeft:

$$\frac{M_z}{M_a} = \frac{4\pi^2 R^3}{T^2 r^2 g} = 0,3 \cdot 10^6.$$

Daar de massa der aarde bekend is (verg. eveneens college "Planetenstelsel") kunnen we dus uit het bovenstaande de massa der zon berekenen:  $2 \cdot 10^{33}$  gram. Tevens kunnen we ook de dichtheid van de zon bepalen, deze is: 1,41. (Vgl. de dichtheid der aarde = 5,52.)

Uit deze geringe dichtheid volgt dat de zon niet uit vaste stoffen kan bestaan. Uit nog andere verder te vermelden metingen blijkt dat de Zon een gasbol is. Hiervoor is de gevonden dichtheid zeer groot, wat veroorzaakt wordt door de enorme druk, die in het inwendige van de Zon heerst.

1850-1900: Toepassing van de *spectroscop*.

Kirchhoff en Bunsen vinden de "Fraunhofer-lijnen" in het zonnespectrum, waardoor de samenstelling der Zon bekend wordt.

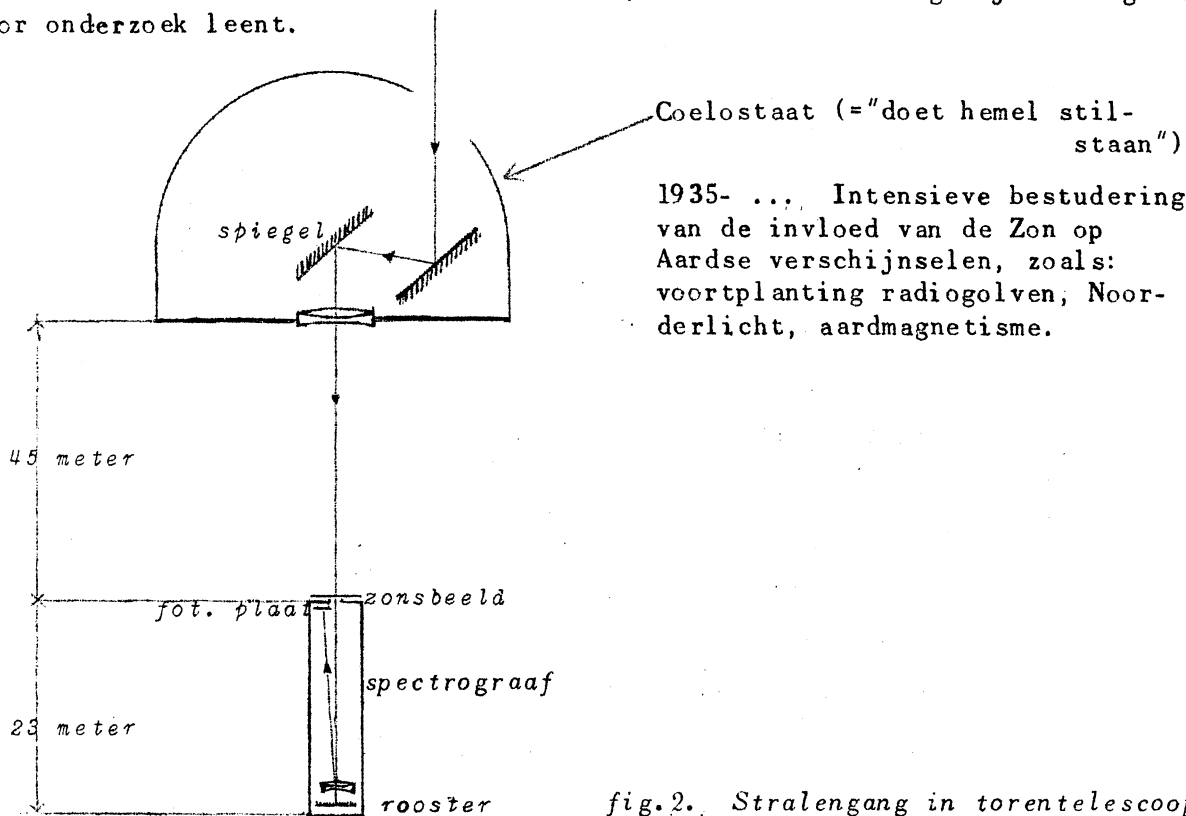
Ook de fotografie vindt zijn toepassing in de Astronomie.

Men gaat systematisch en wetenschappelijk eclipsen waarnemen.

1900-1935: Om een groot Zonsbeeld te krijgen, waarvoor een lange brandpuntsafstand vereist is, bouwt men zonnetorens. (o.a. Mt. Wilson-Sterrewacht.)

Ontwikkeling der Atoomphysica.

Men bestudeert de Zon als één der sterren, die zich toevallig bijzonder goed voor onderzoek leent.



§ 2. HET BEELD VAN DE ZON DOOR EEN KIJKER WAARGENOMEN.

Waarnemingen aan het Zonsbeeld:

1. Cirkelronde schijf (scherpe rand).
2. Randgebieden zwakker, roodachtig.
3. Granulatie (= korrels).
4. Fakkels.
5. Zonnevlekken.
6. Aswenteling. (27 d.)

Wanneer men de Zonnevlekken enige dagen volgt, constateert men duidelijk een aswenteling, welke ongeveer 27 dagen duurt; we kunnen dus een draaiingsas, polen en een Aequator onderscheiden. De plaatsbepaling op de Zon geschiedt d.m.v. heliografische coördinaten (heliografische lengte en breedte). Het beginpunt voor de heliografische lengte wordt met behulp van de rotatietijd

vastgelegd.

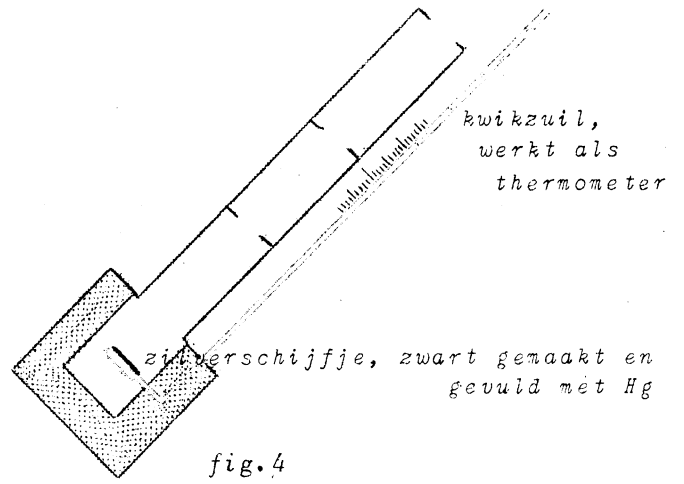
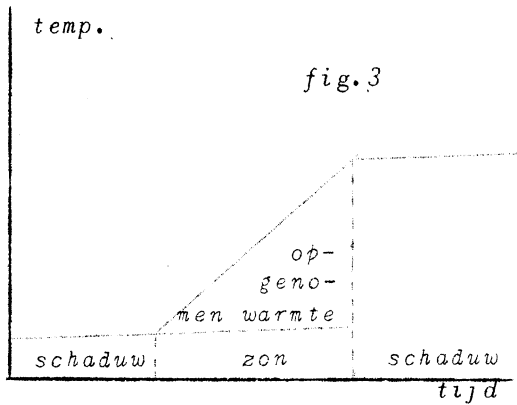
Verder zijn er bij zonsverduisteringen nog enkele lichtzwakke verschijnselen te zien om de eigenlijke zonneschijf; men kan deze ook wel zichtbaar maken met bijzondere hulpmiddelen, welke nog nader besproken zullen worden. (Protuberansen, corona.)

§ 3. DE STRALING VAN DE ZON.

Men kan de totale hoeveelheid straling in absolute maat meten, deze meting geschiedt met een *Pyrheliometer*.

Zonneconstante = Totale straling in gramcal. per  $cm^2$ , per minuut, loodrecht op straling, op gem. afstand Aarde-Zon, buiten de dampkring.

Meting: Zilververschijfpyrheliometer.



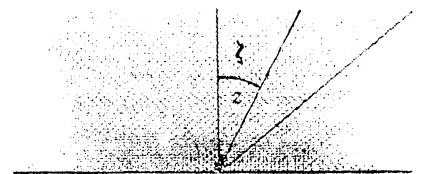
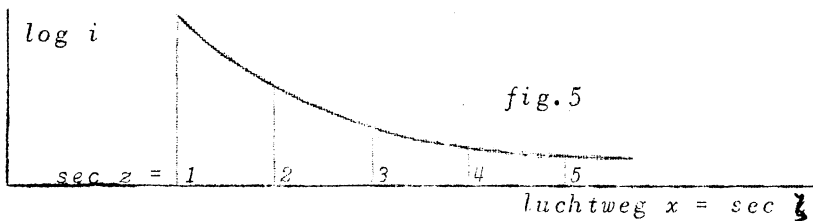
Het instrument wordt nog vergeleken met een precieser standaardinstrument om de absolute ijking vast te leggen.

Door extrapolatie trachten we te herleiden tot buiten de dampkring, dit gaat echter niet erg nauwkeurig.

Zonneconstante op verschillende hoogten (ongecorrigeerd voor dampkring):

|                            |   |        |
|----------------------------|---|--------|
| Zeehoogte                  | : | 1,40   |
| Davos 1400 m               | : | 1,59   |
| Jungfraujoch 3460 m        | : | 1,63   |
| Mt. Whitney 4420 m         | : | 1,72   |
| Loodsballon 20.000 m       | : | 1,89?  |
| $V_2$ (vuurpijl) 200.000 m | : | 2,00?? |

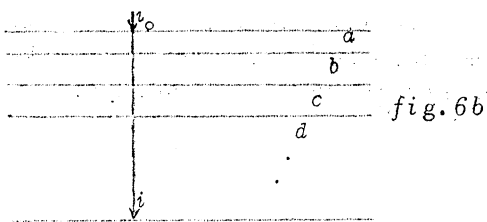
We verrichten de metingen bij verschillende zonshoogten, om hierdoor de doorlopen luchtweg te variëren. We gaan na of we nu niet kunnen extrapoleren tot buiten de dampkring; hiertoe zetten we de gemeten waarden uit tegen de luchtweg en krijgen dan een zekere kromme.



We gaan na hoe de kromme theoretisch zou verlopen, om hieruit te kunnen bepalen hoe we moeten extrapoleren.

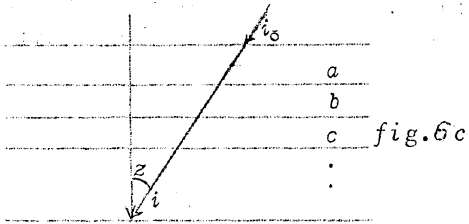


$i = i_0 \cdot a$   
 $i_0$  = invallende straling  
 $i$  = uitredende straling



$$i = i_0 \cdot a \cdot b \cdot c \cdot \dots = i_0 \cdot p$$

Nu bij schuin invallende straling:



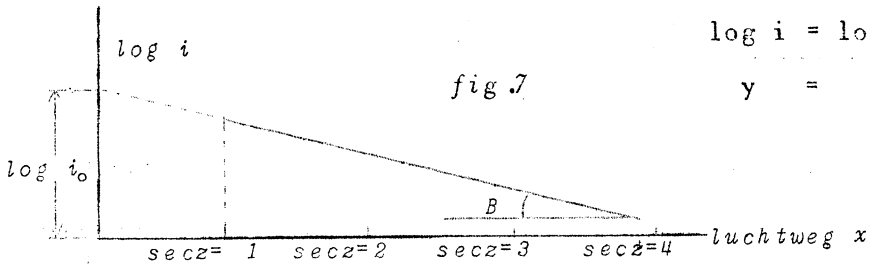
$$i = i_0 \cdot a \sec z \cdot b \sec z \cdot c \sec z \cdot \dots = i_0 \cdot p^{\sec z}$$

$$\log i = \log i_0 + \sec z \cdot \log p$$

$$y = A + x \cdot B$$

Dit is de vergelijking voor een rechte lijn; de grafiek zou dus een rechte lijn moeten zijn, wat niet met de waarnemingen in overeenstemming is. Het is te verklaren, daar we aangenomen hebben dat p constant is; dit is echter niet juist, daar de samenstelling van het Zonlicht verandert, naarmate het verder in de dampkring doordringt. De theorie geldt dus alleen voor één kleur! *Blauw en violet vallen grotendeels uit. We moeten voor elke kleur onderzoeken.* De waarnemingen hebben we echter in wit licht verricht!

N.B. De kromming van het Aardoppervlak en de straalbreking hebben weinig invloed.



$$\log i = \log i_0 + \sec z \cdot \log p$$

$$y = A + x \cdot B$$

We hebben dus gezien dat we onze waarnemingen moeten verrichten in monochromatisch licht. Dit geschiedt met de *Spectroholometer*. We kunnen geen glazen lenzen gebruiken, daar deze het infrarode licht absorberen, we gebruiken dus spiegels (holle) en als prisma een steenzoutprisma. De energieverdeling meten we met een *bolometer*. Deze berust op het feit, dat de weerstand van een metaaldraad verandert met de temperatuur. We gebruiken een zwart platina-draadje, daar dit alle straling absorbeert en dus even gevoelig is voor alle golflengten. Vooraf meten we de weerstand van het draadje met de brug van Wheatstone. Met dit instrument kunnen we temperatuurveranderingen van het draadje over  $10^{-8}$  graad waarnemen. *licht: 1/10-roetmet.*

In werkelijkheid nemen we de gestippelde kromme waar, de "gapingen" zijn ontstaan door absorptiegebieden van de Aardse dampkring ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ).

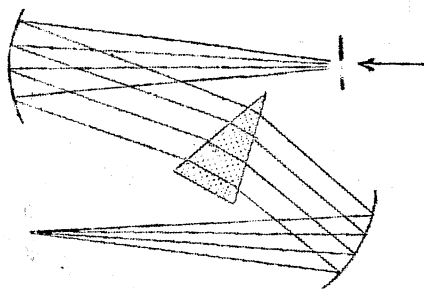
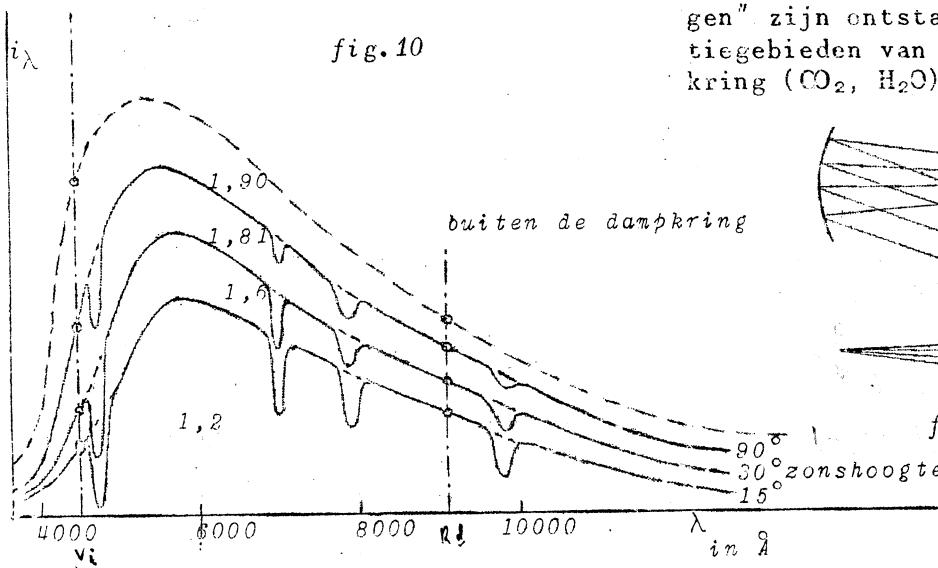


fig. 8

lycros

log i

We gaan nu dergelijke krommen bepalen bij verschillende Zonshoogten. Om te kunnen extrapoleren tot buiten de dampkring maken we een "doorsnede" door bovenstaande grafiek bij verschillende golflengten, bv. bij 9000 Å en maken nu een grafiek als in fig. 7. Nu is het een rechte lijn. De waarden van  $i_0$ , die we uit deze grafiek vinden zetten we nu weer uit in grafiek 10.

Gevonden resultaten:

1. Totale Zonnestraling buiten de dampkring.  
 Pyrheliometer.  
 Spectrobolometer.

Met de pyrheliometer meten we de totale straling, dus het oppervlak ingesloten door de krommen.

Door combinatie der twee instrumenten zijn we in staat te extrapoleren tot buiten de dampkring.

We vinden: Zonneconstante =  $\pm 1,90$  gcal/cm<sup>2</sup>min.

Men twyfelt tussen 1,90 en 2,00

2. Energieverdeling in het Zonnenspectrum, buiten de dampkring.

3. Doorlating van de dampkring voor elke kleur—de coëfficiënten p.

§ 4. ABSORBERENDE EN STRALENDE EIGENSCHAPPEN DER MATERIE.

Absorptie: deel van de straling omgezet in warmte.

Abs. coëff. =  $\frac{\text{in warmte omgezette straling}}{\text{invallende straling}} = k$  (  $0 < k < 1$  )

Zwart lichaam absorbeert alles (abs. coëff. = 1).

Zwart lichaam maken: a. Roetzwart, platinazwart.

b. Doosje met kleine opening.

c. Lange gaszuil, met constante temperatuur; al het licht wordt geabsorbeerd.

Bij de Zon hebben we te maken met een honderden km lange gaszuil van nage-noeg dezelfde temperatuur.

Emissie: Alle lichamen emitteren, zwarte lichamen het beste, daar deze ook de meeste energie opnemen!

Wet van Kirchhoff: abs. coëff. (:) emissiecoëfficiënt

emissiecoëff. = abs. coëff.  $\times$  straling van een zwart lichaam.

$j$  per cm<sup>2</sup> =  $k$  per cm  $\times$   $B$  per cm<sup>2</sup>  
 (geldt voor iedere golflengte.)

ook:  $j_\lambda = k_\lambda \cdot B_\lambda$

We rekenen de absorptie steeds voor een zwart lichaam.

We beschouwen een lange gaszuil met constante T en doorsnede 1 cm<sup>2</sup>.



Van één laagje uittredend:  $j_\lambda \cdot dx \cdot e^{-k_\lambda x}$

Van de gehele gaszuil uittredend:  $\int_0^x j_\lambda \cdot e^{-k_\lambda x} dx$

Volgens Kirchhoff is nu:

$\int_0^x j_\lambda \cdot e^{-k_\lambda x} dx = B_\lambda \int_0^x k_\lambda \cdot e^{-k_\lambda x} dx = B_\lambda (1 - e^{-k_\lambda x})$

Voor  $x \rightarrow \infty$  nadert de straling tot  $B_\lambda$ .

Een oneindig lange gaszuil van constante T straalt dus als een zwart lichaam

We nemen aan dat de Zon straalt als een zwart lichaam (lange gaszuil met aan de buitenkant ongeveer dezelfde temperatuur).

Volgens de wet van Stefan - Boltzmann geldt hiervoor:

$$B = \sigma T^4 \quad (\sigma = 1,37 \cdot 10^{-12} \text{ grcal/cm}^2 \text{sec grad}^4)$$

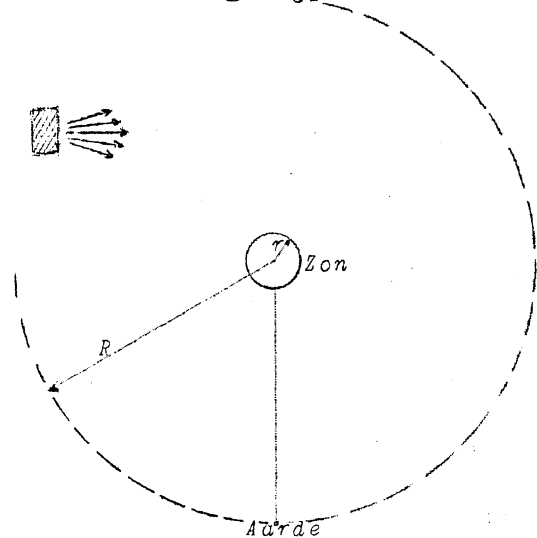


fig. 12.

Alle straling, die het oppervlak der Zon verlaat gaat ook door een bol met straal R.

$$\text{Zonnestraling: } 4\pi r^2 \sigma T^4 \text{ (uitstralend).}$$

We meten s. (zonneconstante)

$$\text{Op grote bol: } 4\pi R^2 \frac{s}{60}$$

Stel nu beide gelijk; we vinden dan:

$$T^4 = \frac{R^2 \cdot s}{r^2 \cdot 60 \cdot \sigma} \quad (\text{s per min!})$$

hieruit volgt:  $T = 5713^\circ$ .

Dit bedrag noemen we de "Effectieve Zonnetemperatuur".

We zien dus dat alle stoffen, die op de Zon voorkomen gasvormig moeten zijn, daar de kritische temperatuur van alle stoffen ver is overschreden.

Rekenen we dit in energie om, dan vinden we dat de Zon uitzendt:

$4 \cdot 10^{33}$  erg/sec, dit moet hetzelfde zijn als inwendig ontstaat!

Per gram is het gemiddeld:  $\frac{4 \cdot 10^{33}}{2 \cdot 10^{33}} = 2$  erg/gr.sec.  
(massa Zon)

Vergelijken we dit met energie op andere wijze geproduceerd:

|  | productie per jaar (1939) |                         |
|--|---------------------------|-------------------------|
| Steenkool  | " " "                     | $200 \cdot 10^6$ pk.    |
| Olie   | " " "                     | $200 \cdot 10^6$ pk.    |
| Waterkracht  | " " "                     | $30 \cdot 10^6$ pk.     |
| Spielerarbeid  | " " "                     | $32 \cdot 10^6$ pk.     |
| Voedsel  | " " "                     | $400 \cdot 10^6$ pk.    |
| Zonneschijn ( $\times \frac{1}{10} \times \frac{1}{100}$ ) | " " "                     | $10.000 \cdot 10^6$ pk. |

(zoals hij gebruikt zou kunnen worden voor de landbouw, op  $\frac{1}{10}$  van het aardoppervlak en met  $\frac{1}{100}$  nuttig effect)

## § 6. ENERGIEVERDELING IN HET ZONNESPECTRUM.

We beschouwen een kromme verkregen met een bolometer. Het maximum blijkt in het zichtbare gebied te liggen.

We gaan nu de kromme van de Zon vergelijken met die, welke we bij een zwart lichaam zouden krijgen. We gaan dus de energieverdeling van een zwart lichaam na. Deze vertoont een vorm welke gelijk is op de kromme van de Zon.

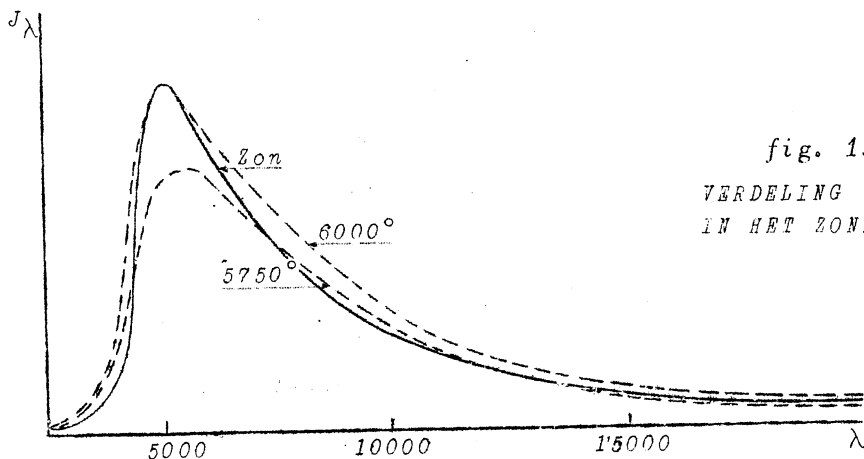


fig. 13.

VERDELING VAN DE ENERGIE IN HET ZONNESPECTRUM.



Deze krommen heten: *Krommen van Planck*, daar Planck het eerst een vergelijking ervoor heeft opgesteld:

$$B_{\lambda} = \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} \quad (c_1 \text{ en } c_2 \text{ zijn constanten):$$

$$c_1 = 1,1772 \cdot 10^{-5} \text{ erg, per eenheid van ruimtehoek, per cm}^2, \text{ per sec.}$$

$$c_2 = 1,438.$$

B neemt toe met de temperatuur bij elke golflengte.

Langzaam bij grote  $\lambda$ , snel bij kleine  $\lambda$ .

Maximum verschuift naar het violet bij toenemende T. (Vergelijk ijzer dat verhit wordt: dit wordt eerst rood-, dan wit en tenslotte blauwachtig.)

Voor dit verschuiven van het maximum heeft Wien een wet opgesteld, de zgn. *Verschuivingswet van Wien*; deze luidt:

$$\lambda_{\text{max}} T = 0,288.$$

In de grafiek kunnen we zien dat de kromme van de Zon ongeveer overeenkomt met die van een zwart lichaam van  $6000^{\circ}$ .

De afwijkingen leren ons dat de Zon niet exact een zwart lichaam is.

We kunnen dus aannemen dat de temperatuur van de Zon ongeveer  $6000^{\circ}$  is.

Uit de verschuivingswet van Wien volgt:

$$T = \frac{0,288}{4740 \cdot 10^{-8}} = 6080^{\circ}. \quad (\text{max. van de Zon bij } \pm 4740 \text{ \AA})$$

Deze laatste methode is niet zo nauwkeurig daar het max. niet zo precies te bepalen is.

*Oorzaken van de afwijkingen van de beide krommen.*

*Energieverdeling in het ultraviolet.*

Straling in het ultra-violet licht van de Zon is niet gemakkelijk te vinden, daar de coëfficiënten p om te extrapoleren hier zeer groot zijn. (Sterke absorptie door de dampkring.)

Ook zijn er in het ultra-violet veel Fraunhofer-lijnen.

Van het spectrum beneden de  $2900 \text{ \AA}$  wist men tot voor kort niets, pas tegenwoordig is men wat meer te weten gekomen met behulp van een V-2. Deze heeft men op laten stijgen tot op  $135 \text{ km}$  hoogte; in deze V-2 had men verschillende instrumenten opgesteld, o. a. een spectrograaf, waarmee men spectra heeft opgenomen op  $55 \text{ km}$  hoogte, hier vond men nog iets van het spectrum tot  $2200 \text{ \AA}$ . (Verg. "Hemel en Dampkring", 1947.) Deze proeven zijn herhaald en worden nog voortgezet.

Het is niet uitgesloten dat de bijdrage van het ver-ultraviolet nog verrassend groot zou zijn.

*Afwijkingen van de zwarte lichaamsstraling.*

De Zon straalt niet exact als een zwart lichaam, daar de temperatuur niet constant is.

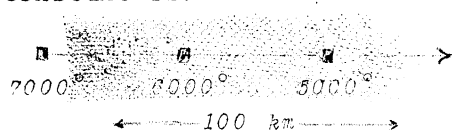


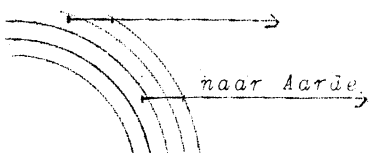
fig. 14.

$$J_{\lambda} = \int_0^{\infty} j_{\lambda} \cdot e^{-k_{\lambda} x} \cdot dx$$

De bijdragen van de verschillende laagjes bereiken ergens een maximum, en wel in de buurt van de laag van  $6000^{\circ}$ .

We kunnen ongeveer  $400 \text{ km}$  diep in de Zon kijken.

Het feit dat de temperatuur van de Zon van het oppervlak naar binnen toeneemt kunnen we constateren door de *randverzwakking*.



De blik van de Aardse waarnemer dringt sneller door tot een grote diepte in de Zon als we het centrum bekijken, dan als we de rand waarnemen. Daardoor zien we dus aan de rand gemiddeld licht uit hoger lagen; dus minder

## Waarnemingstechniek.

Newton deed reeds onderzoekingen over kleuren, m.b.v. een prisma (kleurschifting enz.). Hij ontdekte nog niet de "Fraunhofer-lijnen", daar de spleet die hij gebruikte te breed was en het prisma te slecht.

1802. Wollaston ziet voor het eerst de Fraunhofer-lijnen, waarvan hij vermoedt dat het scheidingslijnen tussen de verschillende kleuren zijn.

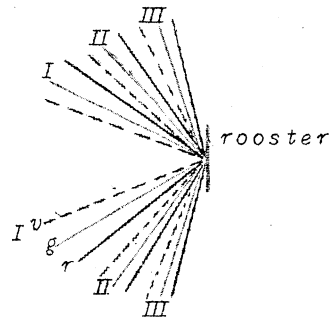
1814. Fraunhofer ontdekt de naar hem genoemde donkere lijnen in het spectrum. Hij was bezig de verschillende brekingsindices voor allerlei glas-soorten te bepalen en zocht daarom naar een "baken" in het licht waar hij bij zijn metingen van uit kon gaan en vond toen de lijnen, welke hij dus oorspronkelijk voor de glastechniek gebruikte.

1859. Kirchhoff en Bunsen ontdekten dat donkere lijnen in het spectrum samenvielen met heldere lijnen van aardse lichtbronnen en waren daardoor in staat de samenstelling van de Zon vast te stellen, daar bij ieder element een bepaalde lijn bleek te horen. Zij identificeerden dus de lijnen van het Zonnespectrum.

1888. Rowland maakte roosters (= tralies), die de prisma's kunnen vervangen. Het rooster bestaat uit een raampje met een groot aantal evenwijdige draadjes, waardoor het licht uit elkaar valt in de kleuren. Later gebruikte hij een plaatje spiegelmetaal waarin een zeer groot aantal evenwijdige krasjes gegrift zijn met een diamant. (Per mm 568 of 1136 krasjes!)

Methode voor R.

fig. 17. De romeinse cijfers geven de orde van het spectrum aan.

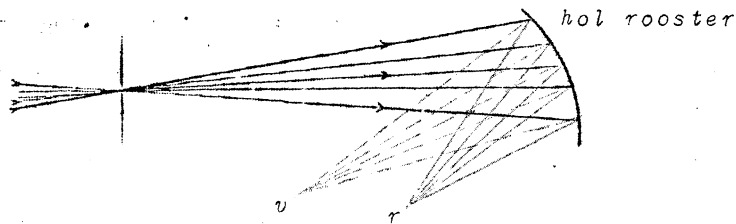


Alleen het spectrum van de eerste en tweede orde wordt gebruikt; een enkele keer ook nog van de derde orde.

Een groot voordeel hebben holle roosters, daar men hierbij geen lenzen nodig heeft om te focuseren, wat bij een gewoon rooster wel het geval is. Men is hierdoor in staat het ultraviolette licht beter te onderzoeken, wat anders alleen met kwarts-optiek het geval is.

Wanneer v. R.

fig. 18.



Oorspronkelijk werd het zonnespectrum getekend. Later is door Rowland een atlas gemaakt m.b.v. fotografie. Hierin staan ongeveer 22.000 lijnen, waarvan er een groot aantal gecatalogiseerd zijn.

Tegenwoordig maakt men ook weer gebruik van zeer grote prisma's; deze hebben het voordeel dat ze niet zo veel vals licht geven. De moeilijkheid is om goed homogeen glas te krijgen.

Ver Ultraviolet. ("Hemel en Dampkring", 1947.)

Infrarood. Met een goede fotografische plaat komen we al tot 13.000 Å.

Met speciale fotocellen tot 30.000 Å maximaal.

Verder dan 30.000 Å komen we met de Spectrobolometer of met een zwart gemaakt thermoëlement.

## B. Identificatie van de lijnen.

Om de lijnen te kunnen identificeren gebruikt men een vergelijkingspec-

trum. Men heeft 12.000 lijnen geïdentificeerd, dit zijn alle enigszins sterke lijnen.

We kunnen onderscheid maken tussen:

1. Molecuullijnen. ("molecuulbanden")



We vinden in het Zonnenspectrum moleculen van:

CN, CH, OH, NH, C<sub>2</sub>, MgH, CO.

Deze merkwaardige moleculen ontstaan door de vele en heftige botsingen, die de gewone moleculen (C<sub>2</sub>N<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>,...) ten dele afbreken.

2. Atoomlijnen.

Atomen van : Waterstof (H<sub>α</sub>, H<sub>β</sub>, H<sub>γ</sub>, H<sub>δ</sub> ....), Na (D-lijnen), Fe, Ca ....  
rood - - - - - violet

3. Ionlijnen.

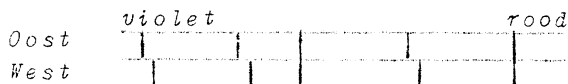
Lijnen van geïoniseerd Ca, (H en K), Fe<sup>+</sup>, enz.

Van de 92 elementen heeft men er 62 op de Zon gevonden, 4 zijn te schaars, 24 hebben geen geschikte lijnen in het zichtbare gebied (Cl, Br, P,.... bv. komen alleen in ionvorm voor en hebben al hun lijnen in het verre U.V.).

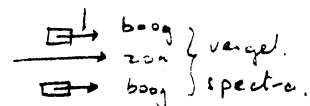
Een aantal lijnen die we in het Zonnenspectrum zien, zijn ontstaan door de dampkring van de Aarde.

We kunnen de Zonnelijnen van de Aardselijnen onderscheiden door:

1. Waar te nemen bij hoge en lage Zonnestand; de Aardselijnen worden sterker bij lage Zonnestand.
2. Het spectrum van Oost en West-rand met elkaar te vergelijken; de Zonnelijnen vertonen Doppler-verschuiving, wat niet bij de Aardselijnen optreedt.



Men vindt Aardselijnen van: O<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, (NH<sub>3</sub>), (CH<sub>4</sub>).



C. Nauwkeurige golflengtebepaling.

Men neemt een vergelijkingsspectrum.

Om een nauwkeurige golflengtebepaling mogelijk te maken, heeft men een aantal "golflengte-normalen" nodig. Als primaire normaal maakte men gebruik van Cadmium-licht. Voortaan Hg<sup>198</sup>-licht.

De moeilijkheid is de samengesteldheid van het Hg-licht, wegens de vele isotopen; men is er echter in geslaagd om Hg<sup>198</sup> af te scheiden van de andere isotopen.

De uiterst bereikbare nauwkeurigheid bij het bepalen van de golflengte van de Zonnelijnen is: 0,001 Å.

*secundaire normalen: Fe-boog; vonk; Ti-boog; vonk.*

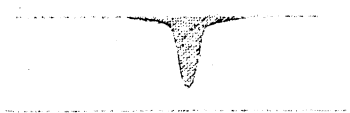
D. Lichtverdeling in de lijnen. (Sterkte van de lijnen.)

Rowland heeft op het oog een schaal gemaakt, welke nu nog wordt gebruikt.

Precieser:

Met microfotometer + fotografische fotometrie.

We ontwerpen een spectrum en maken er een fotografische opname van.



We registreren vervolgens de doorlating van de fot. plaat, en brengen een ijkingschaal aan (met een reeks bekende lichtsterkten).

Door de Utrechtse Sterrewacht is aldus een Fotometrische Atlas van het Zonnenspectrum uitgegeven.



"Lijnsterkte" = equivalente breedte in mÅ.

We drukken dit uit in een rechthoekje met hetzelfde oppervlak, de hoogte ge-

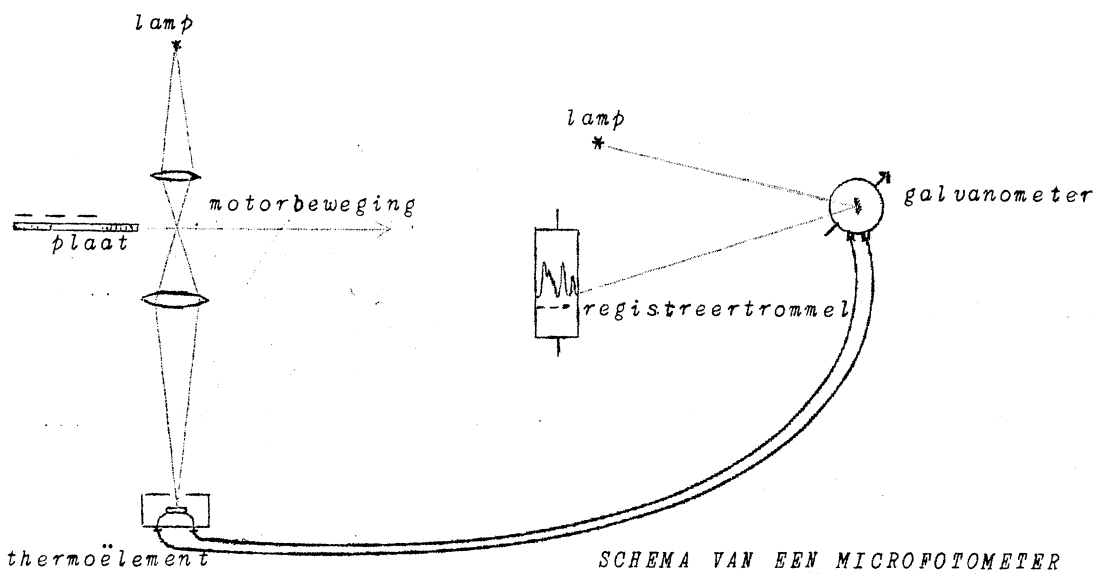


fig. 19.

E. Spektraallijnen en atoombouw.

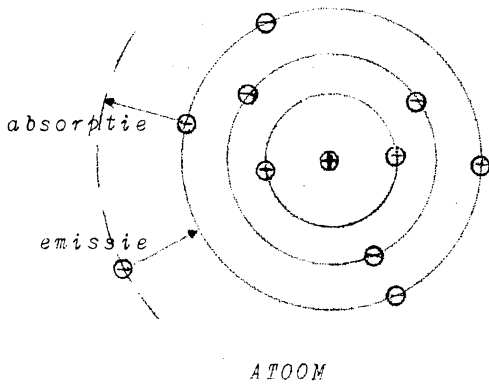
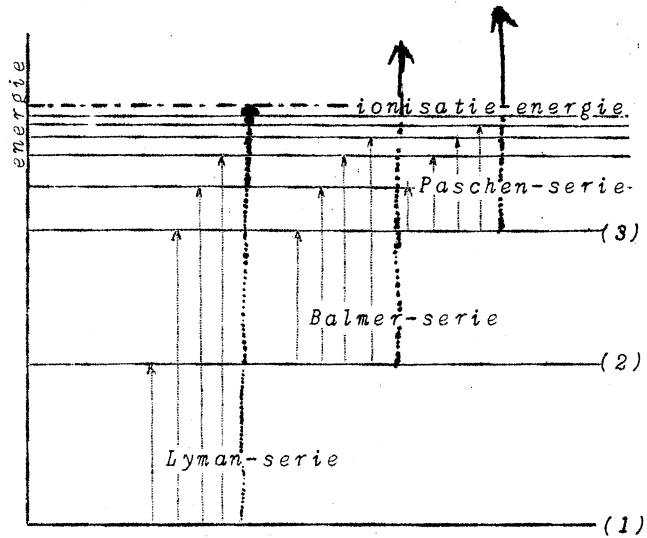


fig. 20



NIVEAUSCHEMA VAN H-ATOOM.

fig. 21.

Wanneer een electron naar een hogere baan vliegt, wordt hierbij energie geabsorbeerd. Het atoom is "aangeslagen". Bij "terugvallen" wordt de eerst opgenomen energie weer geëmitteerd.

Wanneer nu het electron een bepaalde critische snelheid bereikt, verlaat het het atoom: het atoom wordt "geïoniseerd". Er ontstaan dan een ion en een vrij electron.

Alle absorptie-overgangen uit één niveau noemt men een spectraalreeks, deze geven een aantal spectraallijnen die meestal dichter en dichter naar elkaar naderen.

Meestal verlaten de buitenste electronen het eerst het atoom.

Men kan de overgangen tussen de verschillende niveau's met de bijbehorende energie uitzetten in een zgn. niveauschema. De energie, die nodig is om het atoom te ioniseren noemt men de "ionisatie-energie".

Er blijkt een verband te bestaan tussen de golflengten van de lijnen en de energiever verschillen, hiervoor heeft Bohr een formule gevonden

$$\epsilon = h \cdot \nu$$

$$\nu = \frac{c}{\lambda}$$

$$h = 6.55 \times 10^{-27} \text{ erg. sec.}$$

$$\epsilon = \text{energieverschil in erg.}$$

$$\nu = \text{trillingsgetal van de spectraallijn.}$$

Uit deze betrekkingen volgt kwalitatief, dat de Lyman-serie in het ultraviolet ligt, de Balmer-serie in het zichtbare gebied en de Paschen-serie in het infrarood.

Het is dikwijls praktisch om de energiever verschillen uit te drukken in eV (= electron-Volt).

$$1 \text{ eV} = 4,77 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{1}{300} = 1,59 \cdot 10^{-12} \text{ erg.} \quad \frac{1}{300} \text{ e.s.e.} = 1 \text{ V.}$$

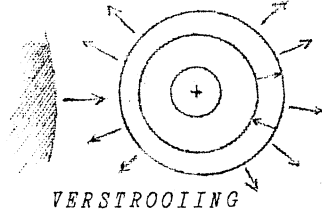
(Opgave: Bereken  $\lambda$ , passend bij een energieverval van 1 eV.) (= 12 470 Å)

### F. Vorming der Fraunhofer-lijnen.

Een electron blijft slechts een onderdeel van een seconde in een aangeslagen toestand en valt daarna weer terug. Dit terugvallen kan met verschillende verschijnselen gepaard gaan, steeds daarmee eindigend dat de energie wordt omgezet in warmtebeweging.

a. of: Spontane emissie van het oorspronkelijk geabsorbeerde licht; het deel van de straling, dat aldus naar de diepere lagen teruggeworpen wordt, wordt daarna door de algemene, continue absorptie in andere golflengten omgezet. (Vgl. onder I.)

b. of: Botsing van de tweede soort (thermische absorptie); een naburig deeltje neemt de energie van het aangeslagen atoom over en vliegt met verhoogde snelheid weg; het aangeslagen atoom is zonder te stralen naar de rusttoestand teruggekeerd. - Thermische absorptie speelt vooral een rol bij molekulen (laboratoriumproeven) en bij niet te geringe dichtheden.



Beide processen zijn in het laboratorium na te bootsen (omkering van de Na-lijn, hetzij door verstrooiing of door thermische absorptie).

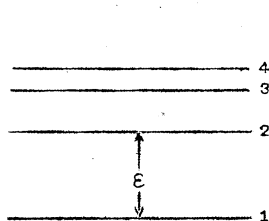
### G. Wazigheid der Fraunhofer-lijnen.

Oorzaken:

1. Doppler-effect van de atomen, ontstaan door:
  - a. Warmtebeweging;
  - b. Turbulentie, vooral in steratmosfeer.
2. Storingen door naburige deeltjes, waardoor de hoogte van de energieniveau's wat wordt gewijzigd.
3. Natuurlijke onscherpte van de niveau's.

### H. Samenstelling van de Zon.

Een atoom kan in verschillende aanslagtoestanden zijn. Boltzmann heeft een wet opgesteld voor de verhouding van het aantal atomen in een bepaalde aanslagtoestand tot een hogere:



$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \cdot e^{-\frac{\epsilon_{12}}{kT}} = \frac{g_2}{g_1} \cdot 10^{-\frac{5040}{T} V_{12}}$$

$n_2$  = aantal atomen in toestand twee.

$\epsilon$  = energieverval in erg.

$k$  = constante van Boltzmann =  $1,37 \cdot 10^{-16}$

$g_1$  en  $g_2$  zijn bepaalde atoomconstanten, van de orde van de eenheid.

Voorbeeld: Waterstof, vorming van de Balmer-lijnen:

De aanslagspanning  $V_{12}$  is ongeveer 10 eV.

$$T_{\text{zon}} = \pm 5040^\circ.$$

Breukdeel der H-atomen dat de Balmer-lijnen absorbeert:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{4}{1} \cdot 10^{-10}, \text{ dus practisch alle atomen bevinden zich in de grondtoestand.}$$

Dit is bij alle atomen het geval!

$$\frac{N_i}{N_a} = c \cdot \frac{T^{5/2} \cdot e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}}}{P_e}$$

$$\frac{N_i}{N_a} = c \cdot \frac{T^{5/2} \cdot 10^{-\frac{5040 V_i}{T}}}{P_e}$$

c = constante van de orde 1  
 $\epsilon_i$  = ionisatieënergie  
 $P_e$  = elektronen-druk  
 Druk, die de electronen uitoefenen is natuurlijk evenredig met het aantal electronen.

Voorbeeld:  $V_i = 13,5$ ;  $T = 5040^\circ$ ;  $P_e = 100 \text{ dn/cm}^2 = 0,1 \text{ mm Hg}$ ;  $c = 1$ .

$$\frac{N_i}{N_a} = \frac{5040^{5/2} \cdot 10^{-13,5}}{100} = \pm 10^{-6}$$

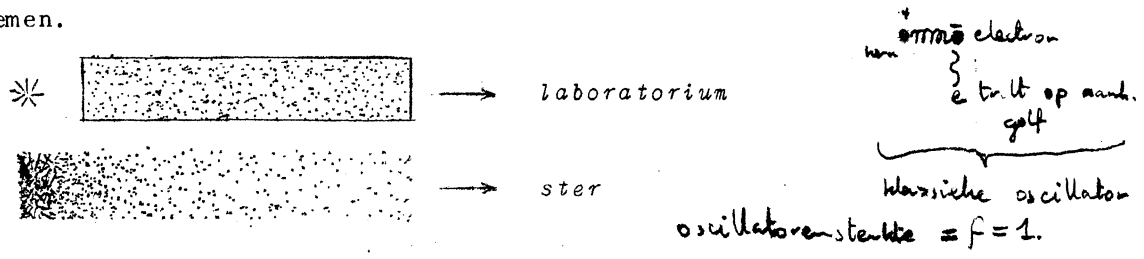
Ionisatie in procenten:

| T=     | $P_e = 10^{+6}$ | $10^{+4}$ | $10^{+2}$ | $10^0$ | dn/cm <sup>2</sup> |
|--------|-----------------|-----------|-----------|--------|--------------------|
| 4000°  | 0               | 3         | 26        | 93     | Ca ( $V_i = 6,1$ ) |
| 6000°  | 8               | 64        | 99        | 100    |                    |
| 8000°  | 46              | 98        | 100       | 100    |                    |
| 10000° | 85              | 100       | 100       | 100    |                    |
| 8000°  | 0               | 2         | 18        | 50     | H ( $V_i = 13,5$ ) |
| 10000° | 2               | 17        | 57        | 99     |                    |
| 12000° | 9               | 68        | 100       | 100    |                    |

Wanneer we de ionisatie bij de Zon nagaan dan vinden we, dat H en He niet geïoniseerd zijn en de metalen bijna geheel; de Na(D)-lijnen zijn bijvoorbeeld veroorzaakt door de weinige ongeïoniseerde Na-atomen.

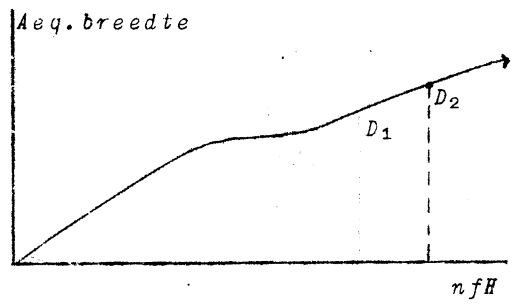
De sterkte van een absorptielijn in het laboratorium wordt bepaald door het product  $nfH$ . Hierin is  $n$  het aantal atomen per  $\text{cm}^3$  op het energieniveau, dat die bepaalde lijn absorbeert. De factor  $f$  is een atoomconstante die het absorberend vermogen uitdrukt, die =1 gesteld wordt voor een klassieke oscillator en voor de meeste spektraallijnen kleiner is dan 1;  $f$  wordt bepaald uit laboratoriumproeven of berekend met de quantummechanica. De grootte  $H$  is de laagdikte.

Voor de vorming van een Fraunhofer-lijn geldt iets dergelijks. De laagdikte  $H$  is dan te rekenen tot de diepte waar de continue achtergrond van het spectrum ontstaat. Voor een eerste benadering kan men die gelijk voor alle lijnen aannemen.



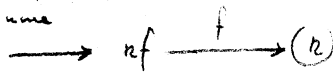
Langs theoretische of langs experimentele weg kan men de groeikromme vinden voor de lijnen van het zonnespectrum. Men kan bv. de lijnen van een multiplet onderling vergelijken; dit zijn lijnen, onderling geabsorbeerd door naburige energieniveau's, en waarvan de  $n$  en de  $f$  in eenvoudige, bekende verhouding tot elkaar staan. (Bv. voor de NaDlijnen:  $(nf)_1 : (nf)_2 = 1 : 2$ )

Denkt men zich nu  $f$  constant, dan geeft de kromme dus aan, hoe de aeq. breedte van een lijn aangroeit naarmate het aantal absorberende deeltjes groter wordt.



het proces gaat als volgt.

aeq. br. g-geïkonne  
lijnsterte →



$$P = 10^5 \frac{\text{dyne}}{\text{cm}^2}$$

Uit de lijnsterte kunnen we dus nu het aantal atomen in een specifieke toestand bepalen. Hieruit volgen nu:

1. De temperatuur, door toepassing van de wet van Boltzmann, waarin we nu de verhouding  $n_2/n_1$  kennen; als gemiddelde voor de verschillende atomen en ionen vindt men  $5700^\circ$ .
2. De electronendruk, door toepassing van de wet van Saha, waarin we nu de verhouding  $N_i/N_2$  kennen en de reeds bepaalde T; als gemiddelde voor de verschillende elementen vindt men  $30 \text{ dn/cm}^2$ .  $P = 10^5 \frac{\text{dyne}}{\text{cm}^2}$ . o, 1 at.
3. De samenstelling der Zon: van veel atoom- en iontoestanden zijn de relatieve hoeveelheden nu bekend, voor de overige vult men de tabel aan met Boltzmann of Saha. In het kort opgeschreven: lijnsterte (aeq. br.) →  $nf \rightarrow n \rightarrow \sum n_{at} + \sum n_i = N$

Waarschijnlijk is er *convectie* in het inwendige der Zon, waardoor alles voortdurend in beweging is, zodat we kunnen aannemen dat het inwendige van de Zon dezelfde samenstelling heeft als de buitenste lagen. Gaan we na hoe zich de verschillende elementen verhouden in hun aantal, dan blijkt dat de Zon voor 99% uit H en He bestaat. Hieronder is de verhouding van een aantal elementen te zien. We hebben de log van het aantal atomen en ionen in een bepaald volume-element opgegeven en die voor H gelijk aan 10 gesteld.

|    | log N | massa                  |
|----|-------|------------------------|
| H  | 10    | $10^{10}$              |
| He | 9,30  | $2 \cdot 10^9 \cdot 4$ |
| C  | 7,06  |                        |
| N  | 7,02  |                        |
| O  | 7,23  |                        |
| Na | 4,28  |                        |
| Mg | 5,51  |                        |
| Fe | 5,72  |                        |
| Ca | 4,23  |                        |
| Co | 3,03  |                        |
|    | enz.  |                        |

Aarde veel minder

Aarde minder

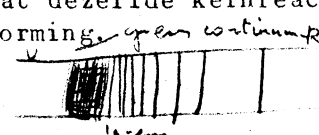
Ongeveer hetzelfde als de Aardkorst



Het is waarschijnlijk dat de Aarde en de andere planeten vroeger ook voor 99% uit H en He hebben bestaan!

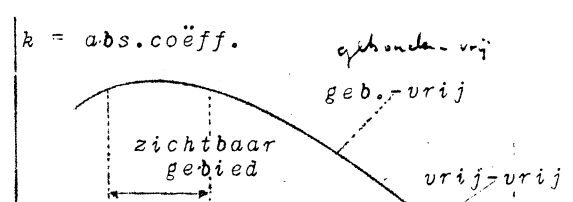
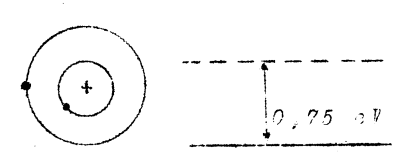
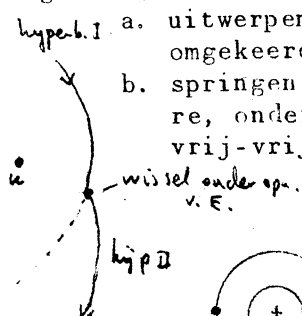
Uit de gemeenschappelijke samenstelling van de hemellichamen zouden we kunnen concluderen, dat alle hemellichamen uit één "oernevel" ontstaan zijn; of dat ze een verschillende oorsprong hebben, maar dat dezelfde kernreacties overal op dezelfde wijze gewerkt hebben bij hun vorming.

I. De continue achtergrond van het zonnep spectrum.

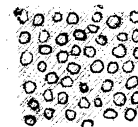


Pas sedert 1940 weet men, welk gas het is dat, door zijn continue absorptie en emissie, de achtergrond van het zonnep spectrum veroorzaakt. Op de  $10^8$  waterstofatomen is er één H<sup>+</sup> ion; het buitenste electron is hierin maar zwak gebonden. Dit stelsel heeft een uitgebreid continuum:

- a. uitwerpen van het buitenste electron door absorptie van straling, of omgekeerd; we noemen deze overgangen gebonden-vrij;
- b. springen van een vrij electron van de ene hyperboolbaan naar de andere, onder emissie of absorptie van straling; dit zijn de zgn. vrij-vrij overgangen.



Wanneer we het Zonneoppervlak nauwkeurig beschouwen, dan zien we dat het niet regelmatig gevormd is, maar een *korrelstructuur* vertoont,; heldere vlekjes tekenen zich af op een donkerder achtergrond. Men noemt dit : de "*granulatie*". De middellijnen van deze korrels zijn ongeveer 1000-3000 km, terwijl de helderheid ongeveer 10% groter wordt geschat dan die der omgeving. De structuur verandert voortdurend van deze korrels, de levensduur bedraagt gemiddeld 3 min.



De vorm der korrels is op enkele van de beste opnamen zeshoekig. We kunnen ze vergelijken met de zgn. *cellen van Bénard*. (Vergelijk ook "Hemel en Dampkring", Oct. 1948.)

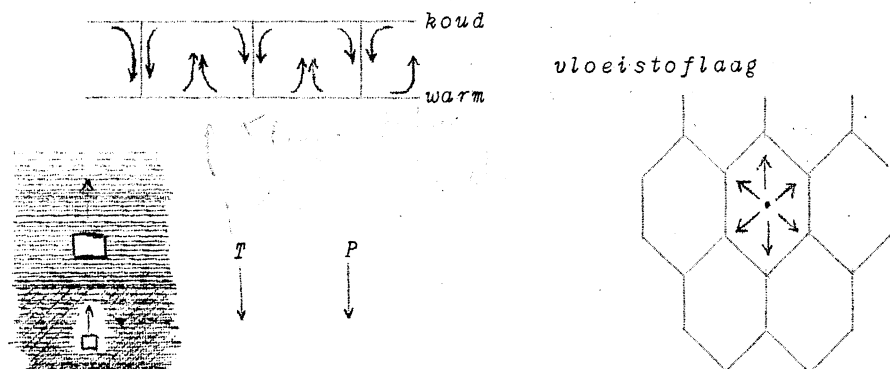


fig. 23. CELLEN VAN BÉNARD

Wanneer men de onderkant van een vloeistoflaag verwarmt en de bovenkant koud houdt, ontstaat convectie. (De vloeistof gaat in "cellen" opstijgen.) We kunnen dit nu vergelijken met de atmosfeer van de Zon, deze is in labiele toestand. We beschouwen een proefelementje *a*, stel dit stijgt, de druk zal dan minder worden, dus *a* zet uit en koelt dus adiabatisch af. Als de dichtheid nu groter is geworden dan die der omgeving wordt de beweging geremd. Er blijkt een labiele laag te zijn op zekere diepte, waardoor de granulatie ontstaat.

De granulatie der Zon is echter een niet-stationnaire vorm van convectie.

## § 9. DE ZONNEVLEKKEN.

### A. Geschiedenis van de waarnemingen.

Reeds in het oude China zijn enkele visuele waarnemingen verricht, evenals in Rusland en Polen in de Middeleeuwen.

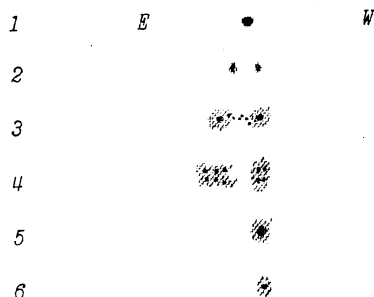
Galileï: 1610, met zijn kijker.

Zürich: (Wolf en Wolfer)

De Zonnevlekken komen voor in twee gordels ter weerszijden van de aequator, tussen 5° en 40° heliografische breedte.

De vlekken bestaan uit: *Umbra* (kern) en *Penumbra* ("halfschaduw").

Kort na het ontstaan splitst zich een vlek in twee: de "leidende" vlek en de "volgende" vlek, (bepaald ten opzichte van de rotatierichting). In het



algemeen zijn de verbindingslijnen van de twee vlekken, die bij elkaar horen evenwijdig met de aequator. Die twee vlekken gaan verder uit elkaar, groeien; daarna gaat de volgende vlek zich verdelen en oplossen. Tenslotte verdwijnt ook de leidende vlek.

### B. Toestand in de Vlek.

Laten we de vlek als een zwart lichaam beschouwen met constante *T*. We meten de straling van de vlek door het beeld van de Zon op een scherm op te vangen; in dit scherm maken we een gaatje, laten nu het beeld van de vlek



op het gaatje vallen en vangen de straling op, op een thermoëlement.  
 We vinden:

$$I_{vlek} = 0,42 I_{fot.}$$

Volgens de wet van Boltzmann is:

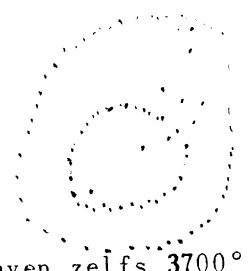
$$I_{fot.} = \sigma T_{fot.}^4$$

en 
$$I_{vlek} = \sigma T_{vlek}^4$$

We kunnen hieruit dus de temperatuur van de vlek berekenen:

$$\sqrt[4]{\frac{I_{vlek}}{I_{fot.}}} = \frac{T_{vlek}}{T_{fot.}}$$

$$T_{vlek} = 5700^\circ \cdot \sqrt[4]{0,42} \approx 4600^\circ \text{ (Grote vlekken gaven zelfs } 3700^\circ \text{).}$$

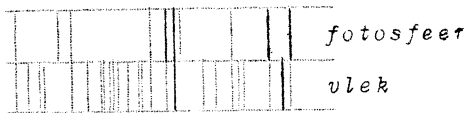


Visuele schattingen geven voor de verh.  $I_{vlek}/I_{fot.} \approx 0,20$ .

Dit wijst er op dat behalve minder straling de vlek ook roder straalt dan de fotosfeer; hetgeen ook past bij de lagere temperatuur.

C. De samenstelling van de vlek.

We gaan de spectra van de fotosfeer en van de vlek met elkaar vergelijken, we zien dan dat de vlek meer lijnen heeft dan de fot. Ook zijn de intensiteiten anders verdeeld.



Men vindt:

1. Ion-lijnen zijn verzwakt, waaruit we kunnen concluderen, dat er in de vlek minder ionisatie is.
2. Lijnen veroorzaakt door overgangen vanuit hoge niveau's komen minder voor en die uit lager niveau's meer.

Uit 1. volgt dat T lager of P hoger is.

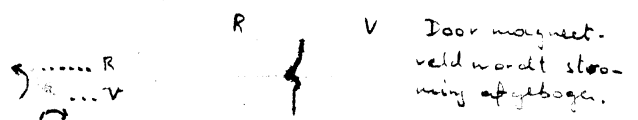
Uit 2. dat T lager is.

We vinden uit deze gegevens voor T:  $3900^\circ$  en:  $P_{vlek} = 0,15 P_{fot.}$

3. Er is recombinatie van atomen tot moleculen! We vinden in de vlek de volgende moleculen:

BH, CaH, CH, MgH, SiH, OH, NH,  
 ScO, MgO, ZrO, TiO, AlO, YO,  
 CN, C<sub>2</sub>, MgF, SrF.  
 Talloze molecuullijnen.

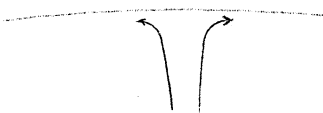
Verschuiven. Evenred.



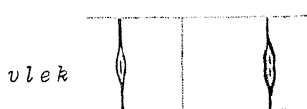
D. Stromingen in de vlek.

Remming v.d.

a. Opstijgende stroom. Wat is de oorzaak der lagere temperatuur? - Het magneetveld remt de opstijgende stromen, die elders de energie helpen vervoeren. De stroming geschiedt alleen langs de krachtlijnen, zij breidt zich nabij het oppervlak zijdelings uit. Uit het Doppler-effect blijkt, dat de gasmassa's naar weerszijden wegstromen, we vinden snelheid 1 tot 2 km/sec.



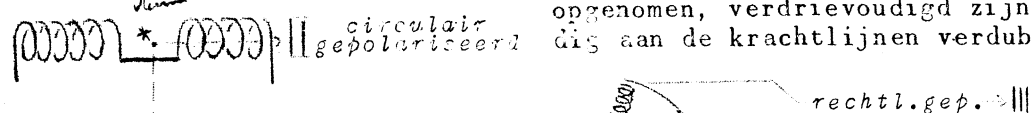
b. Wervelbeweging.



Deze is niet direct waargenomen, maar langs omwegen is bevestiging hiervan verkregen. Enkele spectraallijnen verbreden zich nl. in de vlek of verdubbelen zich.

Zeeman-effect. Men plaatse een lichtbron tussen de polen van een electromagneet; we constateren dan dat de spectraallijnen loodrecht op de krachtlijnen

opgenomen, verdrievoudigd zijn en evenwijdig aan de krachtlijnen verdubbeld zijn.



beling kon veroorzaken; inderdaad vond hij bij Zonnevlekken in het centrum van de Zonneschijf circulair gepolariseerd licht en aan de rand rechtlijnig gepolariseerd licht, wat overeenkwam met de veronderstellingen. Waardoor wordt dit magneetveld veroorzaakt? We moeten veronderstellen, dat elektrische ladingen in de Zon snel wentelen en draaien, daar ijzer (permanente magneet) zijn magneetkracht verliest bij  $500^\circ$ . Deze elektrische lading kunnen we verklaren door aan te nemen, dat om één of andere reden een opeenhoping van positieve ionen of negatieve electronen voorkomt.

De splitsing van de spectraallijnen door het Zeeman-effect is evenredig met de veldsterkte. Men vindt voor die veldsterkte  $10^2 - 10^3$  Oersted. (Aardveld 0,3 Oersted! sterke magneten in het laboratorium  $4 \cdot 10^4$  Oersted.)

De draaiingsrichting in een vlek kan men niet waarnemen, wel kan men de draaiingszin in twee vlekken vergelijken.

We vinden dat de draaiingen in twee vlekken in één groep tegengesteld zijn; we vinden dit door de circulaire polarisatie te onderzoeken.

Het is waarschijnlijk dat twee vlekken van één groep behoren tot één *werveldraad*.

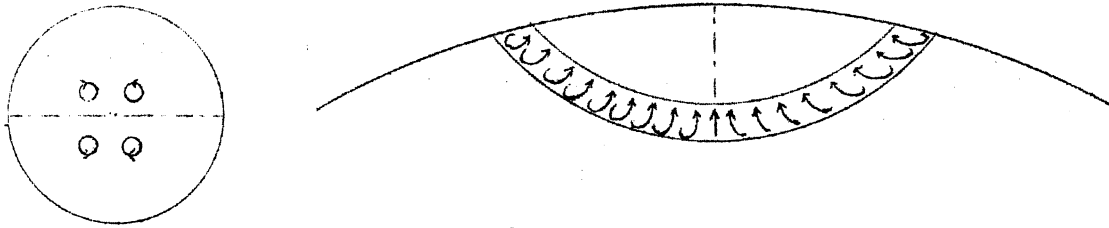


fig. 24. WERVELDRAAD.

Er blijkt dat 98% van alle vlekken een dergelijke polariteit hebben. Merkwaardig is dat de vlekken op het andere halfrond juist tegengesteld draaien. De draaiingszin verandert alle 11 jaar. Om de 22 jaar heeft zich de toestand dus hersteld.

#### § 10. DE BUITENSTE LAGEN DER ZON.

De Zon heeft nog een grote atmosfeer (*Corona*), welke ook nog licht uitstraalt; onder normale omstandigheden zien we dit niet door:

1. vals licht in de kijker;
2. hemelachtergrond.

Tijdens totale Zonsverduisteringen zien we de Corona wel, helaas kunnen we een Zonsverduistering echter niet nabootsen, ten gevolge van verstrooiing van het Zonlicht door de dampkring. We zouden de Zon dus buiten de dampkring moeten afschermen.

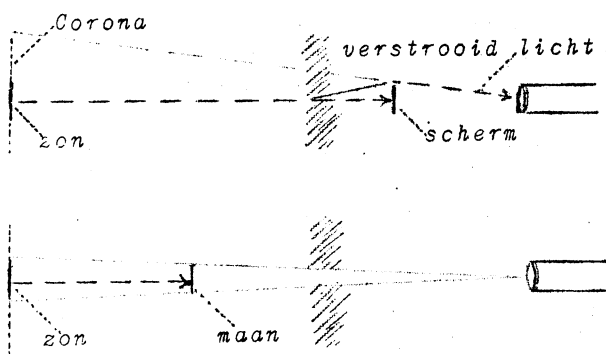


fig. 25.

Wanneer er nog slechts 1% van de Zonneschijf onbedekt is, is dit al voldoende om de dampkring te verlichten, zodat we de Corona niet zien.

Pas in 1830 is men de Corona voor het eerst wetenschappelijk gaan bestuderen.

Tijdens verduisteringen (fotosfeer verduisterd) zien we:

1. Chromosfeer.
2. Protuberansen.
3. Corona.

Totale Zonsverduisteringen zien we

slechts langs een smalle strook: de eclipsgordel. Men geeft zich de moeite om expedities te organiseren en kiest een zo gunstig mogelijke plaats om de verduistering waar te nemen.

Sinds 1870 werkt men vooral fotografisch.

De chromosfeer bestudeert men met een *prismacamera*. Er is gebleken dat de chromosfeer een emissiespectrum heeft: "flitspectrum".

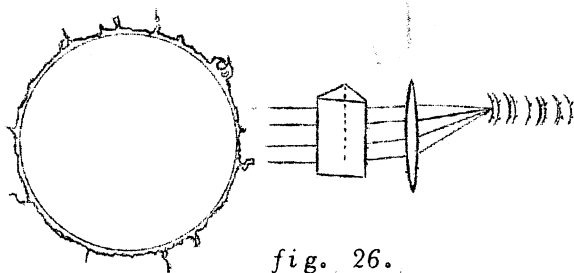
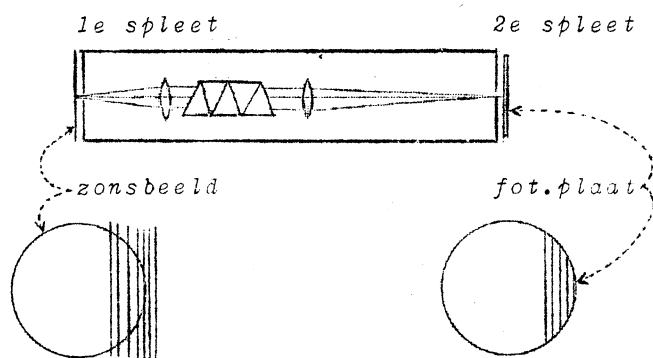


fig. 26.

De "knobbeltjes" op de flitsboogjes worden door de protuberansen veroorzaakt.

Men heeft methoden gevonden om de chromosfeer en de protuberansen ook zonder verduisteringen te bestuderen.

1. De spleet van de spectrograaf plaatst men tangentieel aan het Zonsbeeld. Weliswaar zien we dan vals licht, maar dit wordt over het hele spectrum verdeeld, terwijl de protuberansen slechts enkele kleuren emitteren; hun beelden in elke kleur worden niet uitgespreid door het prisma. Onderzoekt men het Zonsbeeld zelf, dan vindt men dat er verschillen in de Fraunhofer-lijnen zijn, wat bewijst dat men de veranderingen der chromosfeer ook tegen de achtergrond der schijf kan waarnemen.
2. *Spectro-enregistreur*. De spleet wordt in kleine stapjes over het Zonsbeeld verschoven. Met behulp van een tweede spleet wordt één spectraallijn met zijn directe omgeving doorgelaten, en al de rest van het spectrum afgeschermd. Het geheel van de aldus gefotografeerde strookjes vertoont ons hoe de lijn in de gestoorde gebieden der zonnenschijf sterker of zwakker wordt of Doppler-verplaatsingen vertoont.
3. *Spectro-heliograaf*. De tweede spleet wordt nog smaller gemaakt, het instrument wordt continu verschoven. Men verkrijgt nu een zuiver monochromatisch beeld van de zonnenschijf.

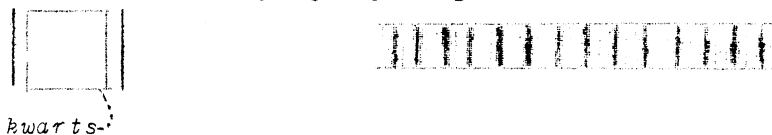


SPECTROHELIOGRAAF (MONOCHROMATOR)

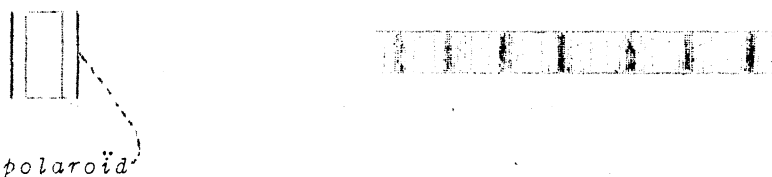
fig. 27.

Het bezwaar van deze methode is het tijdverlies voor ontwikkelen enz., zodat we een verschijnsel niet op de voet kunnen volgen. Dit bezwaar ondervangt men met een *spectroheliocoop*, waarmee men visueel kan waarnemen. Door de spleet snel heen en weer te bewegen ( $15 \times$  per sec), kunnen we een vrij groot deel zien; het oog bewaart de indruk gedurende een deel van een seconde. We kunnen dit ook filmen met de *spectroheliokinematograaf*.

4. *Monochromatisch polariserend filter*. Wanneer we een kwartsplaat brengen tussen twee nicols, dan krijgen we een systeem van interferentielijnen. Als nicols gebruiken we twee plaatjes polaroïd; we nemen aan dat hun trillingsrichtingen evenwijdig zijn ingesteld.



We nemen nu een tweede kwartsplaat, welke de halve dikte heeft; de interferentielijnen komen dan ook  $2 \times$  zover uit elkaar te liggen.



Evenzo met een  $4 \times$  dunnere plaat. Enz.



Tenslotte plaatst men alles achter elkaar. We houden dan slechts één

fig. 28.

We houden bv. over: een groene, een blauwe en een paarse lijn.; wanneer we hier nu een rood glaasje voor zetten, dan houden we slechts één kleur over. Bezwaar is dat we aan één golflengte gebonden zijn, we kunnen deze echter nog enigszins verschuiven door de temperatuur te wisselen.

De foto's die men hiermee maakt geven een zelfde beeld als met de spectroheliograaf gemaakt, maar iets minder contrastrijk.

5. *Coronograaf*. (ontworpen door Lyot) Deze is speciaal voor de bestudering van de Corona ontworpen, maar wordt ook veel voor protuberansen gebruikt. De coronograaf werkt niet monochromatisch. Hier trachten we het licht van de hemelachtergrond te verzwakken, door waarnemingen ophoge bergen en bij zuivere lucht te doen. Ook is gebleken, dat veel van het valse licht afkomstig was van de lenzen! Vooral de randen van de lens veroorzaken veel vals licht.

Lyot gebruikte een enkelvoudige en zeer goede lens, en plaatste deze diep in een kijkerbuis.

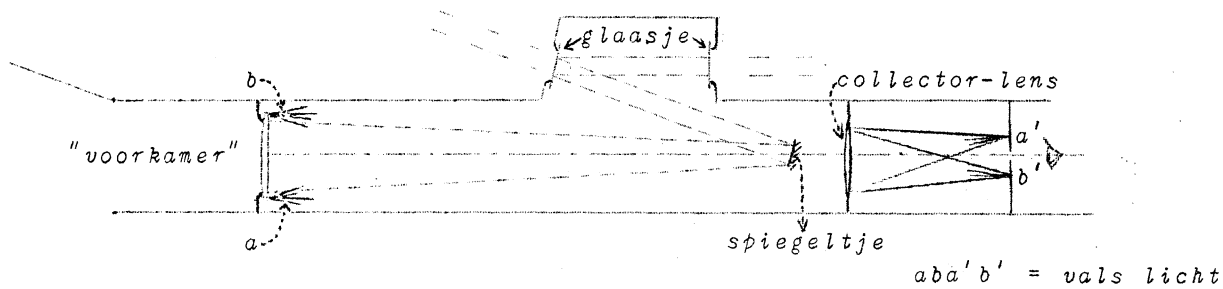


fig. 29. SCHEMA VAN EEN CORONO GRAAF.

De wanden van de "voorkamer" worden met vaseline ingesmeerd om invallende stofjes te kunnen opvangen. Het beeld van de Zonneschijf vangt men op, op een spiegeltje, dit weerkaatst *al* het licht van de fotosfeer; dit wordt nu door een glaasje naar buiten gelaten, een deel wordt echter door dit glaasje weerkaatst, en door een ander glaasje naar buiten gelaten, enz. Op deze wijze zijn we dus het licht van de fotosfeer kwijt, nu moeten we het valse licht van de objectiefranden nog onschadelijk maken; dit geschiedt met behulp van een *collectorlens* en een diafragma. Het beeld wat nu nog overblijft kunnen we visueel bekijken of fotograferen; het geeft de corona en de protuberansen weer. Door toevoeging van een gekleurd glaasje wordt een groot deel verwijderd van wat er nog aan vals licht zou overgebleven zijn.

### Chromosfeer.

Onder de chromosfeer verstaan we het laagje direct om de Zonnestraal (er zijn geen scherpe grenzen aan te geven!). Deze laag vertoont een fijne streping van "grassprietjes", die telkens opstijgen en na een paar minuten verdwijnen. Voor de verschillende gassen is de dikte van de chromosfeer verschillend: H en  $\text{Ca}^+$  10.000 km, veel voorkomende andere gassen: 2000 km, de rest  $\sim 500$  km.

De chromosfeer geeft zelf geen licht, maar verstrooit het licht dat uit het inwendige komt (resonantie-verstrooiing). De atomen resoneren door van het licht dat hen treft dié golflengten te verstrooien, die met hun eigen trillingen overeenkomen.

Chromosfeerlijnen : Emissie; Fraunhofer-lijnen : Absorptie.

De lijnen van de chromosfeer komen wel overeen met de Fraunhofer-lijnen, maar de sterkte is anders, daar de druk veel geringer is:  $P_e \sim 1 \text{ dn/cm}^2$ .

De T is van dezelfde orde als in de fotosfeer

We krijgen daardoor:

1. sterke ionisatie.

2. zeer veel termen in de Balmer-serie. (ongeveer 35 Balmer-lijnen!).

De banen van het electron worden zo weinig gestoord door naburige deeltjes, dat zelfs zeer ver van de kern verwijderde banen zich kunnen vormen. Zelfs ontstaat het *Balmer-continuum*, veroorzaakt door het vangen van vrije

electronen, die met allerlei verschillende snelheden komen aanvliegen; de vrijkomende energie,  $\epsilon_i + \frac{1}{2}mv^2$ , kan allerlei waarden hebben te beginnen van  $\epsilon_i$ . Er ontstaat dus een continuum van frequenties aan de violette zijde van de seriegrens.



#### Fakkels.

In de omgeving van elke zonnevlek bevindt zich een gebied met korrelige structuur, dat in het midden der schijf niet zichtbaar is maar helderder uitkomt tegen de achtergrond der fotosfeer naarmate de vlek dichtter bij de zonsrand komt. Zulk een fakkelgebied moet dus in de diepere lagen iets kouder, in de hogere lagen iets warmer zijn dan de omgeving. In de spectrohelioogrammen komen de fakkels veel duidelijker uit, ditmaal in hoge lagen. Hoe dichtter we komen bij de kern ener Fraunhofer-lijn, des te hoger de laag is die we fotograferen, daar de absorptiecoëfficiënt naar het centrum der spectraallijn toeneemt.

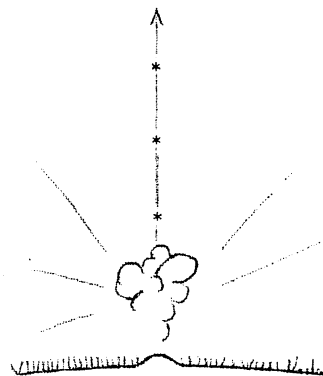
De fakkels zijn blijvender dan de vlekken zelf, ze ontstaan eerder en vergaan later.



#### Zonnevlammen.

Dit zijn helder opvlammende lichtstipjes, die in de nabijheid van vlekken ontstaan en meestal slechts  $\frac{1}{2}$  uur tot 2 uur duren. Ze stralen alleen in monochromatisch licht, want het zijn chromosfeerstructuren. Het verschijnen van een zonnevlam is bv. in de spectrohelioscoop te volgen en gaat gepaard met verschillende begeleidende verschijnselen, die zich vooral bij sterke zonnevlammen ontwikkelen.

- Sterke emissie van  $Ly_\alpha$ ; dit besluiten we uit de inwerking der zonnevlammen op de D-laag der ionosfeer (Dellinger-effect).
- Opstuwen van gassen boven de zonnevlam; na enige tijd valt het gas weer terug langs dezelfde banen.
- Uitzending door de opstijgende gassen van radiostoten, die van toenemend hoge punten uitgaan. (fig. bij \*)
- Een deel der opstijgende gassen bereikt zulke hoge snelheden, dat het de Zon verlaat en de Aarde kan bereiken (magnetische stormen).
- Tijdelijke versterking van de kosmische straling.



#### Protuberansen en filamenten.

De protuberansen worden aan de rand waargenomen als heldere structuren tegen een donkere grond. Op de achtergrond van de schijf ziet men ze geprojecteerd als donkere filamenten.

Een protuberans is een gasmassa die de vorm heeft van een vlakke plaat en die bijna loodrecht op het zonsoppervlak staat. Afmetingen van een goed ontwikkelde protuberans: 200.000 km  $\times$  40.000 km  $\times$  6.000 km; van opzij ziet men een boog of een reeks bogen (fig. 30). De gemiddelde levensduur is een 3-tal maanden.

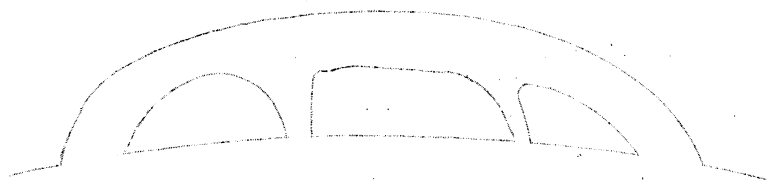


fig. 30.

Bij de vorming is ze gericht volgens de meridiaan, door de differentiële rotatie richt ze zich geleidelijk meer en meer volgens de

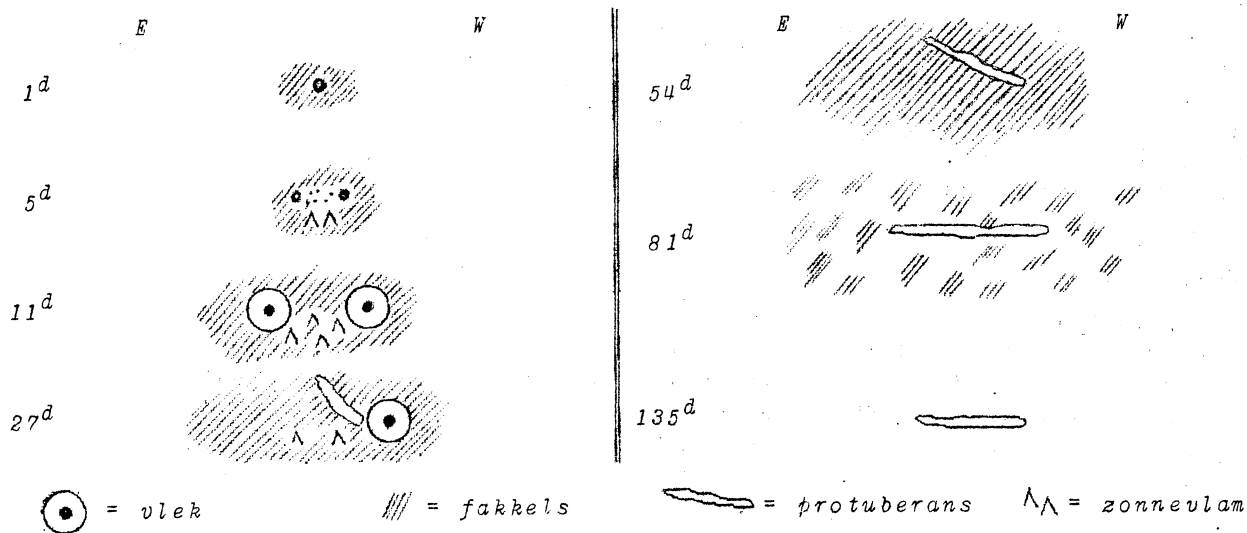
protuberans opnieuw op dezelfde plaats!

De dichtheid van een protuberans is ongeveer 100 maal groter dan die der omgevende corona, de temperatuur is 200 maal lager, de druk is dus ongeveer dezelfde. De corona *condenseert* tot protuberans.

Verklaring van de stroming volgens krachtlijnen: het gas is sterk geïoniseerd; de electronen en ionen spiraleren dus om de magnetische krachtlijnen en kunnen er zich niet van losmaken. Het gas kan alleen langs de krachtlijnen stromen, niet dwars er op.

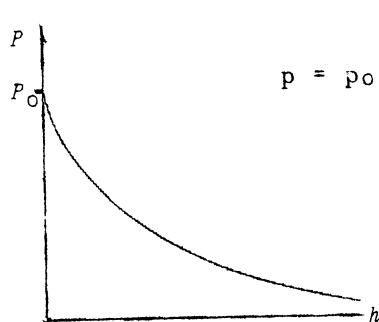
#### Activiteitscentra.

Het geheel van de storingen die zich in de nabijheid van een vlekengroep ontwikkelen, noemen we een activiteitscentrum. In de volgende schetsen zijn de vorming en het verdwijnen van een typisch activiteitscentrum weergegeven.



Is het evenwicht der chromosfeer te vergelijken met het evenwicht in de Aardse atmosfeer?

In een isotherme dampkring neemt de drukking af volgens de wet:



$$p = p_0 \cdot e^{-\frac{gh\mu}{R_m T}}$$

$\mu$  = moleculair gewicht.

$$\mu_{\text{zon}} = 1$$

$$g_{\text{zon}} = 27 \cdot g_{\text{aarde}} \approx 27 \cdot 10^3$$

$h$  = hoogte van de dampkring

$$R_m = \text{gasconstante per Mol.} = 8,3 \cdot 10^7$$

$$T = 5 \cdot 10^3$$

$p$  wordt  $p_0 \cdot e^{-1} = \frac{P_0}{2,71828}$ , wanneer:

$$\frac{ugh}{R_m T} = 1$$

We vinden dan voor  $h \sim 150$  km.

$\therefore$  atmosfeer zou bij 1000 km hoogte al praktisch niet meer aanwezig zijn.

De waarnemingen leren echter dat de atmosfeer zich uitstrekt tot verder dan 10.000 km.

We kunnen nu ons model wijzigen:

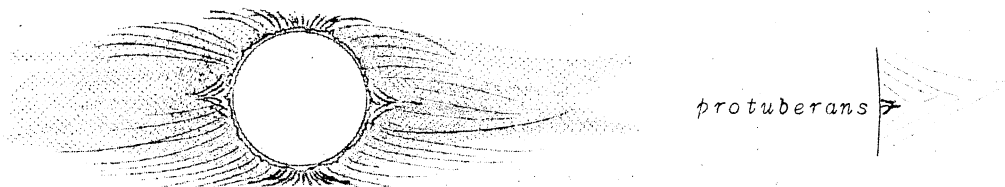
1.  $g$  kleiner ten gevolge van stralingsdruk. - Voorwaarde voor stralingsdruk is echter dat er straling geabsorbeerd wordt. Is dit mogelijk bij waterstof?  $H$  in normale toestand, dus in het eerste niveau, kan alleen absorberen in het verre ultraviolet (Lyman-serie). Nu zien we in de energieverdelingskromme, dat de Zon maar heel weinig ultraviolet licht uitstraalt. Het schijnt onwaarschijnlijk dat de stralingsdruk de chromosfeer zwevende zou kunnen houden.
2. Turbulentie. - Van de bewegende gasmassa's der granulatie gaan drukgolven uit, die in de chromosfeer snelheden bereiken boven die van het geluid. Ze vormen dan de gasstralen, die we zien omhoogschieten ("graspietjes"); deze zijn het die de chromosfeer dragen en de gradiënt zoveel langzamer maken.

Corona.

Waarneming alleen goed en volledig mogelijk bij totale zonsverduisteringen. Met de coronograaf zien we alleen de binnenste delen van de corona, daar deze het helderst zijn (groot helderheidsverval).

Helderheidsverdeling.

Helderheid neemt af ruw evenredig met  $1/r^7$ . In de corona zien we grote uitlopers, terwijl er in de buurt van protuberansen een bijzondere structuur op te merken is. Nabij de polen vertonen zich zgn. poolbundels.

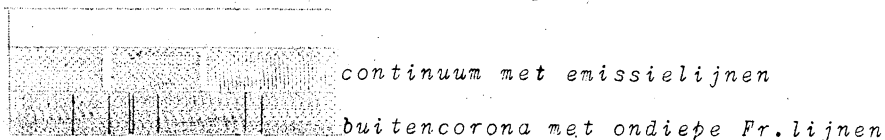


protuberans

fig. 34. DE CORONA.

Spectrum van de corona.

1. Continue spectrum. (kleurenband zonder Fraunhofer-lijnen, dit maakt de hoofdzaak uit van het spectrum, 95%).
2. Emissielijnen erop gesuperponeerd, in gering getal.
3. Fraunhofer-lijnen in de buitencorona (absorptie).



continuum met emissielijnen

buitencorona met ondiepe Fr.lijnen

fig. 35. SPECTRUM VAN DE CORONA

1. Continue spectrum.

Dit wordt gevormd door fotosfeerlicht, verstrooid door vrije electronen. Wanneer wit licht op een vrij electron valt verstrooit dit het licht gelijkmatig over alle golflengten.

Er treden geen Fr.-lijnen op wegens de snelle beweging der electronen, waardoor een groot Doppler-effect ontstaat, wat de lijnen uitwist.

Uit onderzoekingen is gebleken dat het licht van de corona gepolariseerd is, wat bij verstrooid licht bijna altijd het geval is.

Wit licht kan beschreven worden als samengesteld uit twee onderling loodrechte trillingen. Een electron dat door dit licht getroffen wordt gaat meetrillen. Wat zien we nu van deze trillingen uit de richting A?

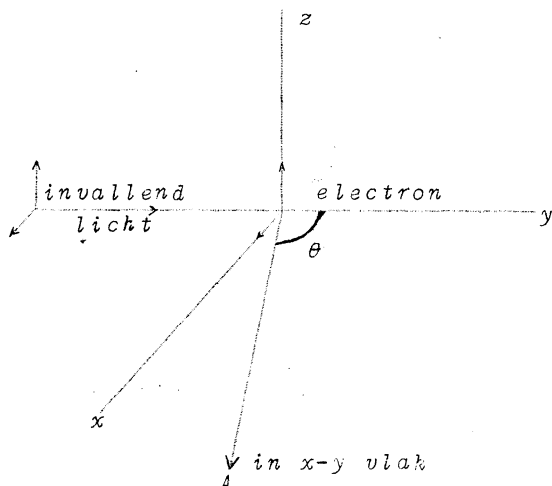


fig. 36.

We zien de componenten van de trillingen in x- en z-richting, die loodrecht op onze waarnemingsrichting staan.

De componente z zien we volledig: amplitude 1.

Van de componente x zien we: amplitude  $\cos \theta$

Nu zijn de intensiteiten (:) amplitude<sup>2</sup>

Dus waargenomen intensiteit:

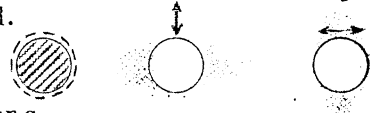
1 en  $\cos^2 \theta$

Totaal:  $1 + \cos^2 \theta$

Wanneer  $\theta = 0$ , zien we  $1 + 1$

$\theta = 90^\circ$ , zien we  $1 + 0$  (volledig gepolariseerd)

We kunnen aantonen dat het licht van de corona gepolariseerd is, door een nicol te gebruiken; we nemen dan waar dat het licht hoofdzakelijk trilt evenwijdig aan de zonsrand.



Intensiteit van het continue licht van de corona

nabeeld meten, het totale aantal electronen in de gezichtslijn berekenen. Daaruit haalt men de electronendichtheid in elk punt van de corona. Er moeten natuurlijk evenveel electronen als ionen zijn, daar de corona als geheel neutraal is:  $n_e = n_i$ ; dus weten we ook het aantal ionen (de ionen verstrooien het licht veel minder sterk).

## 2. Emissie-spectrum.

Dit bestaat uit ongeveer een 30-tal lijnen, waarvan er ongeveer 5 sterk zijn. Geen enkele laboratorium-spectraallijn komt met deze emissielijnen overeen. Lange tijd was dit dus een raadsel. Pas enkele jaren geleden is men er in geslaagd de elementen te bepalen waartoe deze lijnen behoren. Dit bleken te zijn:

|         |   |        |   |                                |
|---------|---|--------|---|--------------------------------|
| Fe X    | - | Fe XIV | } | verschillende ionisatiestadia. |
| Ni XII  | - | Ni XVI |   |                                |
| Ca XIII | - | Ca XV  |   |                                |
| A XIV   |   |        |   |                                |

|                     |                        |         |
|---------------------|------------------------|---------|
| Atoom Fe            | emitteert het spectrum | Fe I.   |
| Ion Fe <sup>+</sup> | " " "                  | Fe II.  |
| Fe <sup>++</sup>    | " " "                  | Fe III. |
|                     | enz.                   |         |

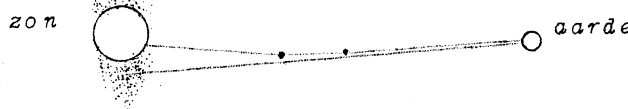
Dergelijke hooggeïoniseerde elementen, zoals we die in de corona vinden komen zelfs niet in de fotosfeer of chromosfeer voor; in het laboratorium kan men hun ver-ultraviolette lijnen met een vacuüm-spectroscoop waarnemen. De lijnen in de corona zijn alle zgn. "verboden lijnen". Deze lijnen komen ook een enkele maal voor in de ijle omhulsels van Novae, vooral die met  $\lambda=5303$ .

De emissielijnen zijn opvallend breed  $\approx 1 \text{ \AA}$ ; dit wordt veroorzaakt door Doppler-effect van turbulente stromingen. Storingen kunnen hier niet aanwezig zijn wegens de uiterst lage druk.

## 3. Fraunhofer-lijnen van de buitencorona.

Ze blijken minder diep te zijn dan in het gewone zonnenspectrum; we kunnen dit verklaren door aan te nemen, dat het coronaspectrum een combinatie is van:

- a. continu spectrum (1), verstrooid aan vrije electronen.
  - b. gewoon Fr.-spectrum, verstrooid aan dezelfde stofjes welke het zo-
- Het spectr. (b) valt tegen cor. na dicht bij de zon in het veld ze verdampt wegens de hoge T.

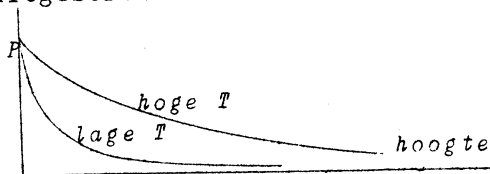


## Temperatuur van de corona.

De temperatuur bedraagt ongeveer  $1.000.000^\circ$ . Deze hoge temperatuur blijkt uit:

1. grote uitgestrektheid van de corona.

$$P = e \frac{\mu g h}{R_m T}$$



2. geen Fraunhofer-lijnen, dus moeten er hier zeer grote Doppler-effecten zijn, wat alleen kan bij hoge temperatuur.
3. hoge ionisatie.
 

|                                |          |         |     |            |
|--------------------------------|----------|---------|-----|------------|
| Voor de rode coronalijn (Fe X) | is nodig | 233 eV, | T = | 700.000°   |
| " " groene " (Fe XIV)          | " " "    | 355 eV, | T = | 1.400.000° |
| " " gele " (Ca XV)             | " " "    | 814 eV, | T = | 4.000.000° |

 Hieruit blijkt dus dat er in de corona-temperatuur verschillen zijn.
4. Lijnverbreding van de emissielijnen door de thermische beweging der Fe, Ni, .... ionen (zie boven).
5. Geen H-lijnen; er moet nochtans veel H- (en He) in de corona zijn, maar door de hoge temperatuur zijn deze elementen volledig geïoniseerd.

## 6. Radiëstraling

De corona heeft de hoogste temperatuur van alle objecten die we direct kunnen waarnemen, waar dan ook in het heelal! Waar komt deze hoge temperatuur vandaan?



Hiervoor zijn verschillende theorieën opgesteld.

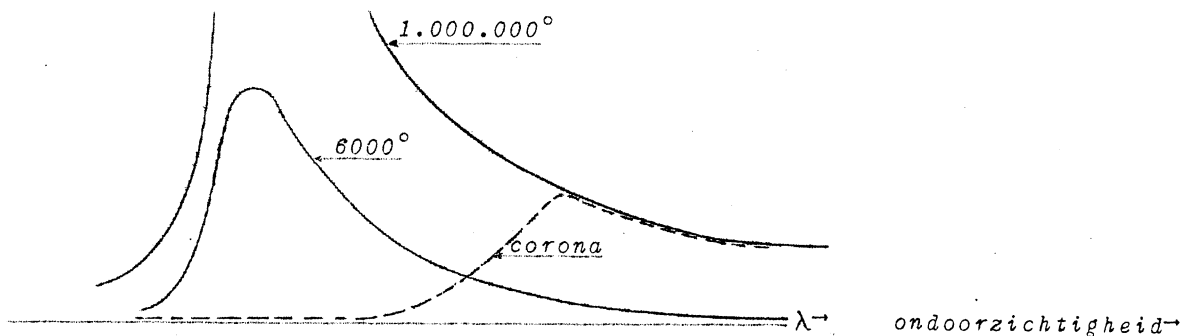
1. Er vallen voortdurend meteorieten op de Zon; berekening leert dat hierdoor niet de benodigde energie geleverd kan worden. Behalve de meteorieten vallen er ook steeds gasdeeltjes van het interstellaire gas op de Zon. Deze schijnen een deel van de benodigde energie te kunnen opleveren. Berekening der energie: zie college "Zonnestelsel".

2. De granulatie veroorzaakt drukgolven, die met geluidssnelheid voortlopen en waarvan de energie in de corona omgezet wordt tot moleculaire beweging. *Pos. toenemende ijheid wordt energie steeds grote → amplitude grote en onregelmatig*  
We moeten ook nog bedenken, dat de corona weinig warmte verliest, daar ze zo ijl is. *Het licht dan een branding.*

#### Radiostraling van de corona.

Met de radiotelescoop neemt men waar, dat de "rustige" Zon een merkbare straling uitzendt in het gebied van 1 cm - 10 m (daarbuiten is de dampkring ondoorzichtig voor electromagnetische golven). Met de wet van Planck kunnen we berekenen hoeveel straling er in dat gebied te verwachten zou zijn bij een temperatuur van  $6000^{\circ}$ ; de werkelijk waargenomen radiostraling is meer dan 100 maal sterker en komt veeleer overeen met een temperatuur van  $1.000.000^{\circ}$ : zij is afkomstig van de corona.

We zien de corona niet in het zichtbare gebied, omdat de absorptiecoëfficiënt daar te gering is. Naar de lange golven neemt hij echter toe, evenredig met  $1/\nu^2$ . Zo is de corona al vrijwel ondoorzichtig bij een golflengte van 1 meter en straalt dan als een zwart lichaam.



De sterkte van de radiostraling is een bewijs te meer voor de hoge temperatuur der corona. Aangezien de langste golven uit de buitencorona komen, de korte uit de binnencorona, kan men uit energiemetingen bij verschillende golflengten het temperatuurverloop vinden.

### § 11. DE ELFJARIGE PERIODE.

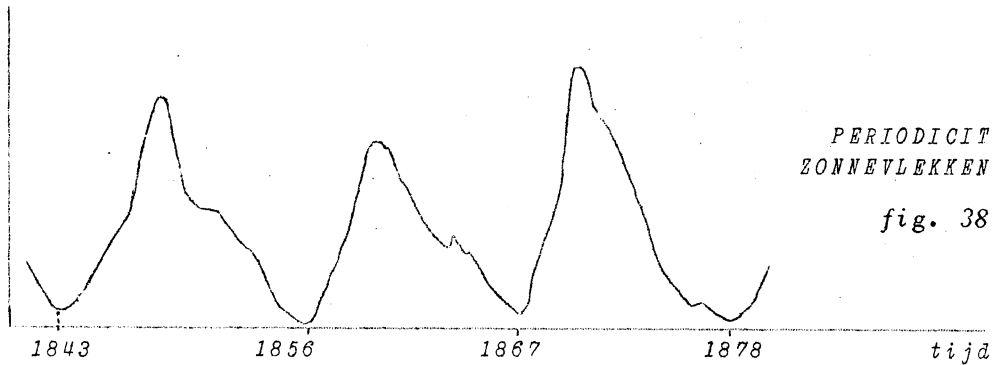
#### 1. Vlekken.

Het eerst is hierin een periode ontdekt door Schwabe in 1826-'43. Schwabe bestudeerde de Zon om een intramercurele planeet te ontdekken bij één van haar overgangen over de zonneschijf. Hiertoe tekende hij ook regelmatig de zonnevlekken op en vond daardoor een periode in de zonnevlekken!

Later is dit onderzoek voortgezet door Wolf te Zürich. Hij heeft het "zonnevlekken-relatiefgetal" ingevoerd, =  $10 \times$  aantal groepen + aantal losse vlekken.  $R = k(10g + f)$ . ( $k$  = constante voor de kijker.)

Door hem zijn de relatiefgetallen nagegaan voor de vlekken vanaf 1749; de maxima en minima zijn terug te vinden sedert 1610.

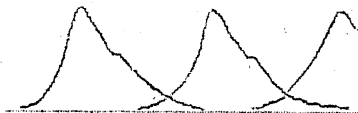
De gemiddelde duur van een periode is 11,1 jaar, maar wisselt tussen 7 en 17 jaar. Na een zonnevlekkenminimum vertonen de eerste vlekken zich op hoge breedte en komen in de loop van de periode steeds dichterbij de aequator.



PERIODICITEIT VAN  
ZONNEVLEKKENAANTALLEN

fig. 38.

Uit het vlinderdiagram volgt dat ieder maximum op zich zelf staat en niet op te vatten is als eenzelfde veranderlijke grootheid. Nabij de minima is de kromme dus te splitsen:



## 2. Fakkels.

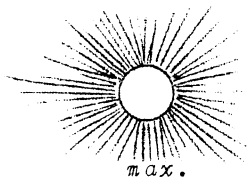
Protuberansen.

Zonnevlammen.

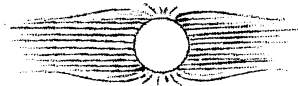
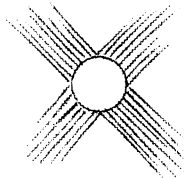
vertonen ook een dergelijke periode, ongeveer samenvallend met die van de vlekken.

## 3. Corona.

Ook deze heeft een 11-jarige periode, waarin ze van vorm verandert.



max.



min.

fig. 39.

Bij een maximum komt speciaal de groene lijn sterk uit, bij een minimum de rode lijn; dit wijst er op dat bij maxima de temperatuur hoger is.

## 4. Zonnestraling.

Deze blijft binnen de meetnauwkeurigheid constant, want deze komt uit het diepe inwendige.

De oorzaken van de periode zijn waarschijnlijk te zoeken in het inwendige stromingsstelsel van de Zon, betrekkelijk dicht bij het oppervlak.

## § 12. INVLOEDEN VAN DE ZON OP DE AARDE.

### 1. Lichtstraling.

### 2. Verwarming der Aarde.

(Verwarming door het inwendige der Aarde bedraagt nog geen 1% van de verwarming door de Zon.)

### 3. Ultraviolette straling.

Deze is belangrijk voor de vorming van vitamine D ("anti-rachitische straling"). Het ver-ultraviolet wordt helemaal niet doorgelaten door de dampkring, oefent dus een invloed uit op de dampkring.

We kunnen de u.v.-straling splitsen in een:

a. Normale ver-u.v.-straling, uitgaand van de hele zonneshijf.

Deze vormt de geleidende lagen in de aardatmosfeer op 100-300 km. (Zie college "Zonnestelsel".)

b. Tijdelijke ver-u.v.-straling. Deze gaat uit van de zonnevlammen en vormt gedurende korte tijd een geleidende laag op 60 km hoogte, die de radiogolven absorbeert. (Delinger-effect.)

Deze straling werkt alleen aan de dagzijde en direct.

### 4. Corpusculaire straling

Uit het tijdsverschil tussen de storingen op de Zon en de effecten op aarde blijkt, dat er twee groepen deeltjes zijn:

snelheid 350 km/sec .... vermoedelijk uit coronautlopers boven protuberansen;

snelheid 2000 km/sec ... vermoedelijk uit erupties boven zonnevlammen. Ze oefent invloed uit op aardmagnetisme en poollicht en bereikt de aarde ook aan de nachtzijde. Hiermede kan men de 11-jarige periode in het aardmagnetisme begrijpen; het zijn dus niet de zonnevlekken die er invloed op hebben, maar andere storingen die met de vlekken samenhangen. - In het poollicht vindt men het waterstofspectrum, wat bewijst dat deeltjes uit de Zon ons inderdaad bereiken.



5. Radiogolven uitgaand van de corona. (1 cm - 10 m)

Ook bij deze straling vindt men een normale en een tijdelijke component. De laatste is sterk bij grote zonneactiviteit; zij ontstaat in coronacondensaties boven vlekgebieden. Het schijnt niet uitgesloten dat radiogolven van dergelijke golflengten bepaalde biologische werkingen hebben op de groei van levende wezens (11-jarige periode in jaarringen van bomen). Bij storingsperiodes van veel vlekken is niet alleen het gemiddelde niveau van de radiostraling hoger dan gewoonlijk, maar er verschijnen grote aantallen radiostoten, die een duur hebben van slechts enkele seconden tot een paar minuten.

6. Kosmische straling.

Kort na sterke zonnevlammen is dikwijls een versterking van de kosmische straling waargenomen (vgl. college "Zonnestelsel"). Het schijnt wel zeker, dat althans een component van de kosmische straling van de Zon afkomstig is.

§ 13. DE ZON ALS GEHEEL.

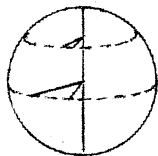
1. Het inwendige van de Zon.

Dit zal besproken worden tegelijk met het inwendige der sterren. Het zal blijken dat de straling door kernprocessen ontstaat, in de centrale gedeelten van het hemellichaam.

2. Rotatie van de Zon.

Deze kan men aan de buitenkant van de Zon waarnemen aan vlekken, fakkels en flocculi ; op hogere breedte kan men de rotatie nog spectroscopisch volgen. De aequator der Zon helt 7° op de ecliptica. We constateren dat de omwentelingssnelheid niet op alle breedten gelijk is (hier wordt bedoeld: hoeksnelheid).

Aan de aequator blijkt de hoeksnelheid groter te zijn dan aan de polen.



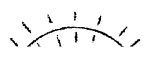
$$\omega = 14,4 - 2,6 \sin^2\varphi \text{ per dag}$$

$\varphi$  = heliogr. breedte.

Dit is alleen mogelijk als er inwendige verplaatsingen en circulaties plaats hebben. Dit hangt dus alweer samen met de onbekende inwendige stromingen.

3. Algemeen magneetveld van de Zon. *de met magnetoheliograaf.*

We kunnen alleen hiervan iets te weten komen, door na te gaan of het Zeeman-effect, niet alleen in de vlekken, maar over de hele Zon optreedt. Reeds een voorlopige waarneming leert dat de splitsingen van de Fraunhofer-lijnen veel geringer zijn dan de breedten ervan. We kunnen dit nagaan door een nicol te draaien, waardoor het zwaartepunt van de spectraallijn zich zal verplaatsen. Deze verplaatsing onderzoeken we voor de gehele Zon. Het bleek dat de verplaatsing niet meer dan 0,001 Å bedroeg, terwijl de breedte van de lijnen 0,1 Å is. Door met grote zorg te werken, heeft men eerst een veld van 55 Oersted gevonden; later is gebleken dat dit veld sterk veranderlijk is met de tijd en met de plaats op de Zon.



In de laatste tijd heeft men op dezelfde wijze ook een magnet...

Er bestaat een speciale en een algemene relativiteitstheorie; de eerste heeft betrekking op eenparige bewegingen, de andere op versnelde. De Zon geeft aanleiding tot de drie waarnemingen, die de algemene relativiteitstheorie toetsen.

a. Correctie op de aantrekkingswet van Newton.

$$GMm \left( \frac{1}{R^2} + \frac{\alpha}{R^4} + \dots \right)$$

Het gevolg hiervan is dat de planeten geen zuivere ellipsbeweging uitvoeren, maar dat het perihelium beweegt. We krijgen een "rozetbeweging". Bij Mercurius: 43" periheliumverschuiving per eeuw, precies wat de waarneming al gevonden had.

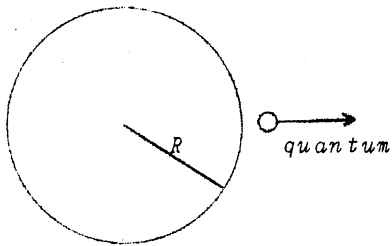
b. Roodverschuiving van de spectraallijnen.

Verloop van de tijd is in de buurt van zware massa's anders! Een trillend atoom zendt een lichtquantum uit; energie:  $h\nu$

$$\text{massa: } m = \frac{\text{energie}}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}$$

Om dit quantum van de Zon naar het oneindige te verwijderen is nodig een

$$\text{arbeid: } GM \int_R^\infty \frac{m}{r^2} dr = \frac{GMm}{R} = \frac{GMh\nu}{Rc^2}$$



$$h\nu - h\nu' = \frac{GMh\nu}{Rc^2}$$

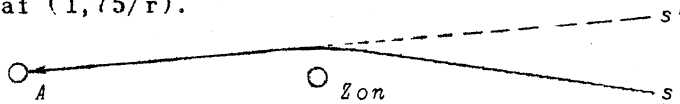
$$\frac{\lambda - \lambda'}{\lambda} = \frac{\nu - \nu'}{\nu} = \frac{GM}{Rc^2} \approx 10^{-6}$$

Dus voor het zichtbare spectrum is  $\lambda - \lambda'$  van de orde van 0,01 Å.

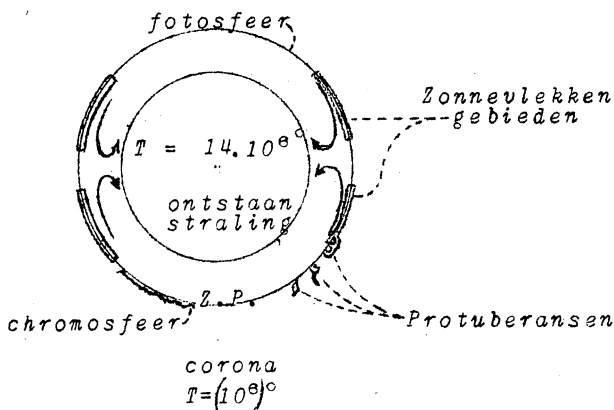
Inderdaad blijken al de spectraallijnen van de Zon iets naar het rood verplaatst te zijn ten opzichte van de lijnen op Aarde.

c. Kromming van de lichtstralen in de nabijheid van de Zon.

Dit kunnen we constateren bij eclipsen. De sterren om de Zon heen zijn allen een weinig verplaatst van de Zon af ( $1,75/r$ ).



#### § 14. SAMENVATTING VAN DE ZON.



Grens van de Zon is niet scherp aan te geven, daar het een gasbol is.

De straling ontstaat in het centrum en lekt geleidelijk uit. Aan de buitenkant zien we effecten ontstaan door inwendige stromen (convectie). (Zonnevlekken, verschillende hoeksnelheden.)

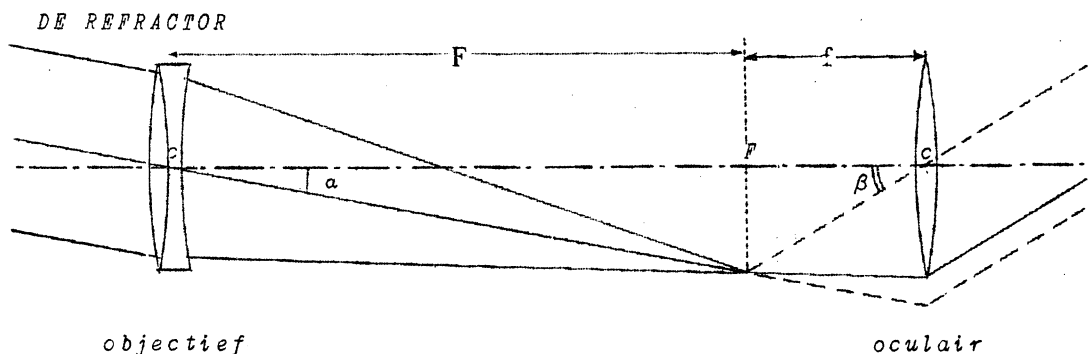
De Zon is een ster welke we zeer goed kunnen waarnemen en bestuderen, dus een uitstekend uitgangspunt voor de studie der stellare astronomie.

#### § 15. DE ASTRONOMISCHE KIJKER.

Literatuur:

- Danjon: Lunettes et Telescopes;
- van Herk: Astronomische instrumenten (Servire);
- Dimitroff-Baker: Telescopes and accessories (Harvard Series).

We onderscheiden refractoren en reflectoren.  
Refractoren werken met lenzen, reflectoren met spiegels.



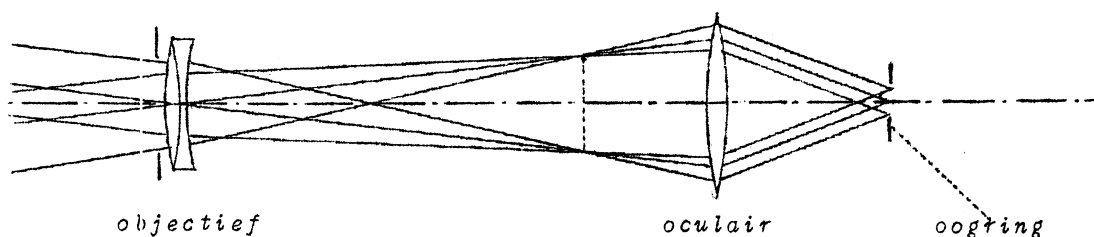
De waarnemer kijkt *altijd* met ongeaccomodeerd oog!!  
We moeten het oculair dus zo instellen, dat het brandpunt van het oculair precies in het brandpunt  $F$  van het objectief ligt:  $F$  is het hoofdbrandpunt. Kruisdraden en diafragma moeten beide in  $F$  geplaatst worden.

*Vergroting.*

Met het ongewapende oog zien we een ster onder hoek  $\alpha$ , met kijker onder  $\beta$ .  
Dan is de vergroting:  $\beta/\alpha$ .  
En daar de tangens van een kleine hoek  $\approx$  de hoek zelf. is  $\frac{\beta}{\alpha} = \frac{F}{f}$ .

*Oogring.*

De stralen, die door het objectief gaan, geven achter het oculair een beeld van het objectief. Dit noemt men de oogring; alle stralenbundels gaan door dit cirkeltje, op dit punt moet zich de pupil bevinden.



$$\frac{\text{Middellijn objectief}}{\text{middellijn oogring}} = \frac{F+f}{f} \approx \frac{F}{f} = \text{vergroting.}$$

Wanneer we gaan fotograferen, zetten we de plaat in het hoofdbrandvlak.  
Lichtsterkte en helderheid voor fotografie in het hoofdbrandpunt.

We onderscheiden de lichtsterkte voor:

$$\text{ster} \sim D^2 \quad (D = \text{middellijn van objectief}).$$

$$\text{nevel, planeet} \sim \frac{D^2}{F^2}.$$

In het tweede geval wordt het licht verspreid over het beeldoppervlak; en hoe groter  $F$ , hoe groter het oppervlak van het beeld wordt. Bij sterren hebben we er geen last van, daar een ster zich aftekent als punt. Voor de ster is dus van belang de *opening*; voor een planeet of nevel de *hoekopening*.  
(Vaak wordt de opening van een lens opgegeven als

$$\text{"opening } \frac{F}{5} \text{" ; d.w.z. } D = \frac{F}{5} \text{.)}$$

Bij beeldvorming krijgen we allerlei fouten:

1. *Chromatische aberratie.*

We krijgen bij ieder beeld een "secundair spectrum", doordat, zelfs bij een achromaat, de brandpuntsafstand niet dezelfde is voor alle kleuren.

2. *Buiging.*

Het beeld van een ster is geen volmaakt punt, maar er vertonen zich ringen om.

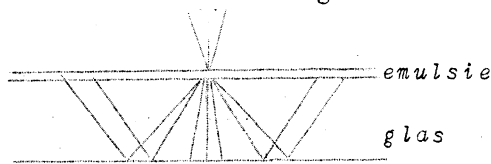
Scheidend vermogen = hoekafstand van centrum tot eerste buigingsring =  $1.22 \frac{\lambda}{D}$ .

Het beeld is onscherp wegens de temperatuurverschillen in onze dampkring; een fout van 0,5 is ongeveer 10  $\mu$  op de plaat.

5. Halovorming.

Tegen te gaan door emulsie met bv. asfaltkalk te bestrijken.

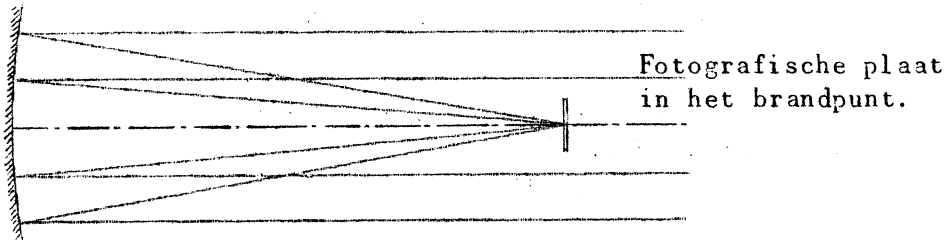
Oorzaak: totale reflectie tegen de achterkant van de fotografische plaat. De middellijn van de halo wordt bepaald door de dikte van de plaat.



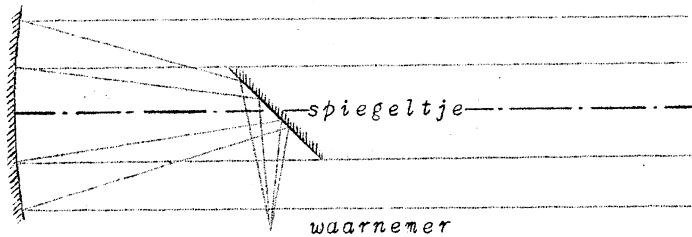
Verder: specifiek voor reflectoren: lichtkruis om ster. Oorzaak: buiging om de bandjes, die het kleine spiegeltje vasthouden. Bij zijn zwart: weder sterhal, fotografische plaat vormen houd incht angje a-om en breken licht hierin.

Reflectoren.

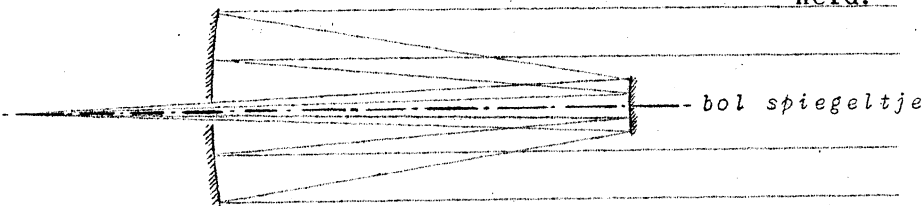
Holle, parabolische spiegel: evenwijdige stralen komen precies samen in het brandpunt.



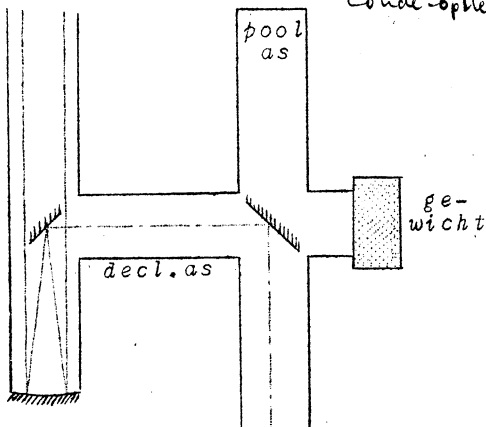
Voor visuele waarnemingen is deze methode lastig, daar de waarnemer het licht onderschept. Newton heeft dit reeds verholpen door een spiegeltje.



Cassegrain heeft een andere methode bedacht. De hoofdspiegel is daarbij doorboord. Sterke vergroting, maar geringe helderheid.



Een zeer handige methode is de vereniging der stralen in het coudé-brandpunt. We nemen een reflector en maken daarbij de declinatie- en de pool-as hol. We kunnen dan de lichtstralen onderaan waarnemen en krijgen zodoende een vaste opstelling.

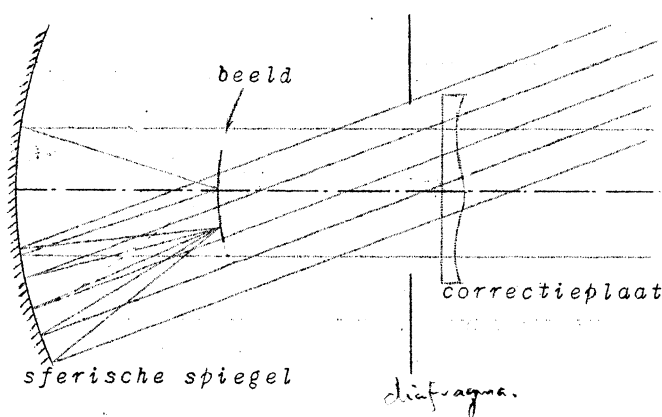


Reflectoren en refractoren hebben beide voor- en nadelen. Toch wordt tegenwoordig meest de reflector gebruikt, omdat de lengte kleiner is t.o.v. de brandpuntsafstand; dus groter oppervlaktehelderheid voor de beelden van neveltjes, enz.

De voornaamste optische fout van de reflector is de coma, waardoor beelden buiten de as asymmetrisch vervormd worden tot een soort "waaier".

reflector  
 bol  
 refractor  
 Schmidt-camera  
 Toestel om zeer grote helderheid en zeer groot veld te verkrijgen (kleine vergroting).  
 sferische spiegel  
 correctieplaat  
 diafragma  
 beeld

Toestel om zeer grote helderheid en zeer groot veld te verkrijgen (kleine vergroting).

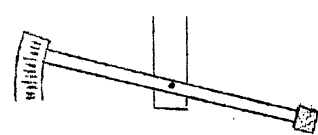


We plaatsen voor het middelpunt een plaat, die de sferische aberratie opheft, zodat alle stralen in een brandpunt samenkomen. Het instrument is volkomen symmetrisch, omdat de spiegel sferisch is; daardoor geen astigmatisme. Het beeld komt nu niet op een vlakje, maar op een bol oppervlakje. Het filmpje moet dus ook gebogen worden. Het veld is zeer groot.

Hoekopening tot  $D = F/1$  of

$F/0,7$ . De filmpjes moeten onder de microscoop bekeken worden. Voor overzicht van de hemel is het een zeer doeltreffend instrument.

**Montering.** Vaste polaire as. Kijker aan een declinatie-as bevestigd, zodat nog in declinatie kan gedraaid worden (zie fig. bij Coudé-brandpunt, pag. 28). De figuur geeft de "vorkmontering".



**Drijfwerk.** De kijkers worden gedreven door een electromotor; een drijfwerk zorgt voor "seconden-controle". Elke klemming van de spiegel heeft spanningen tengevolge, daarom laat men hem "los" op de bodem van de kijker liggen. Doorbuiging van de spiegel door zijn eigen gewicht wordt voorkomen door een aantal hefboomen, die het gewicht van de spiegel opheffen; als de spiegel schuin komt te staan, werkt slechts een componentte der zwaartekracht.

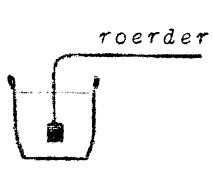


Erg nuttig zijn ook de bewegende vloeren. Het drijfwerk is nooit helemaal precies. Om toch gedurende bepaalde tijd precies dezelfde plaats te fotograferen, hoeft men niet de kijker te verplaatsen; men kan door middel van een oculair, dat vastgemaakt is aan de plaathouder, een of andere ster precies op het kruispunt van twee kruisdraden houden: de sterren tekenen zich dan steeds op dezelfde plaats op de plaat.

Beroemde Sterrewachten zijn o.a.: Yerkes Observatory  
 Lick "  
 Mt. Wilson "  
 Mt. Palomar "

**Bewerken van optisch glas.**

Het glas wordt gemaakt uit:  $SiO_2$ ,  $K_2CO_3$  en  $CaO$ .

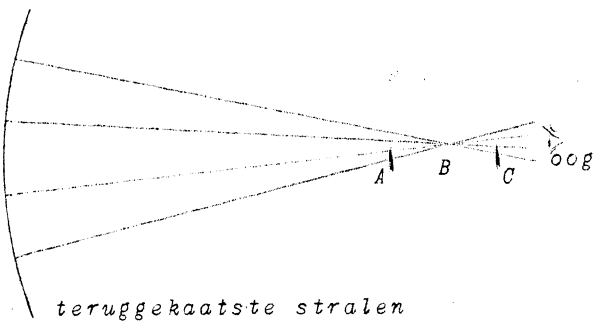


Deze worden gesmolten in een kroes bij  $1400^\circ$ . De pot begint op te lossen in de  $SiO_2$  bij  $1400^\circ$ . Daarom moet men roeren, omdat men anders onregelmatigheden krijgt. Daarna koeling. Er blijven spanningen en gewoonlijk springt alles uit elkaar. Men houdt de beste stukken apart om die te bewerken tot lenzen, prisma's e.d. Ze worden eerst onderzocht op spanningen, daarna opnieuw matig verhit en zeer langzaam afgekoeld.

We onderscheiden:  
 slijpen, m.b.v. amaril, carborundum (nauwkeurigheid  $1 \mu$ )  
 polijsten, m.b.v. polijstrood en water (nauwkeurigheid  $0,1 \mu$ )  
 Daarna moet de spiegel verzilverd of gealuminiseerd worden. De nauwkeurigheid moet gecontroleerd worden.

Methode van Foucault:

sferisch



de schakelen in een lijn  
mesje naar voren. Plotse-  
ling wordt de spiegel don-  
ker.  
In positie A is de ene helft  
van de spiegel donker, in  
C de andere helft.



Dit werkt zeer nauwkeurig. Onregelmatigheden zijn direct waar te nemen. In het parabolische geval krijgen we wazige schaduwen, want dan verenigen de stralen zich niet als een zuivere kegel met top B, maar op ingewikkelder manier. Elke verdeling der schaduwen verraadt een zeer bepaalde afwijking van de bolvorm.



#### Waarneming met radiogolven.

Voor het onderzoek van het heelal kan men ook gebruik maken van radiogolven. Men gebruikt hiervoor speciale vormen van kijkers.

##### 1. De radiotelescoop.

Een grote holle spiegel verzamelt de stralen in een brandpunt, waar zich een kleine antenne bevindt. De wisselspanningen die daarin ontstaan worden enorm versterkt en geregistreerd. - De spiegel wordt van metaal of van metaalgaas gemaakt.

##### 2. Het antennestelsel.

Een stel even grote en evenwijdige antennes wordt zo geschakeld dat alle spanningen elkaar versterken, althans voor een lichtbron die in de as van het instrument staat. Ook het antennestelsel kan dus "gericht" worden. Natuurlijk is ook hier versterking en registrering nodig.

Bij het waarnemen met radiogolven is de buiging buitengewoon hinderlijk, aangezien de spiegel meestal slechts weinige golflengten groot is. De "beelden" zijn dus uitermate wazig. Daartegenover staat, dat men ook overdag en bij bewolkte lucht kan waarnemen en dat men door de interstellaire stofwolken kan doordringen



## § 1. ALGEMENE INLEIDING..

Met het ongewapend oog kunnen we onder zeer goede omstandigheden ongeveer 2500 sterren tegelijk zien. Over de gehele hemelbol: 7000.

We krijgen de indruk dat er veel meer zijn. Dit wordt veroorzaakt door het matte schijnsel van de melkweg (verg. een geschilderde boomkruin, waarin slechts enkele blaadjes afzonderlijk zijn aangegeven, maar waarvan we toch de indruk krijgen dat er zeer veel blaadjes zijn).

Aantal sterren te zien met verschillende kijkers:

|               |                    |
|---------------|--------------------|
| Veldkijker    | 50.000 sterren.    |
| 25 cm kijker  | $14 \cdot 10^6$ „  |
| 250 cm kijker | $300 \cdot 10^6$ „ |

Er is dus een enorme hoeveelheid materiaal, die we kunnen verwerken. Men heeft moeten zoeken naar middelen om deze hoeveelheid te kunnen overzien en de bestudering ervan mogelijk te maken.

## 1. Sterrenbeelden.

Al zeer vroeg heeft men de sterren onderverdeeld in sterrenbeelden. De oudste sterrenbeelden vinden we om de Noordpool en in de dierenriem. Zij hebben dierenamen, waaruit we kunnen concluderen, dat het waarschijnlijk jagers- en herdersvolken geweest zijn, die de eerste namen aan de sterrenbeelden gegeven hebben.

Bekijken we oude tekeningen van sterrenbeelden, dan blijkt er om de Zuidpool een lege plek te zijn, waarin de Zuidpool excentrisch gelegen is. Hieruit kunnen we halen op welke breedte die mensen woonden en in welke tijd (precessie).

Ook aldus vinden we bevestigd, wat geschiedkundig al was verondersteld, dat deze benamingen ontstaan zijn in Mesopotamië, ongeveer in 3000 v. Chr. Van daar verspreidde de kennis van de sterrenbeelden zich enerzijds naar het Westen (Europa), anderzijds naar het Oosten (Indië). Niet echter naar China, waar men geheel andere sterrenbeelden had, op enkele uitzonderingen na. (Wel heeft men bv. *Grote Beer*, *Orion*, maar met geheel andere namen en begrenzingen.)

De Grieken en Romeinen voegden aan de sterrenbeelden verschillende namen uit de sagen toe. Bv. de cyclus: *Cepheus*, *Cassiopeia*, *Andromeda*, *Perseus*, *Cetus*, *Pegasus*.

In het tijdperk der ontdekkingsreizen gaf men ook aan de sterrenbeelden op het Zuidelijk halfrond namen (Plancius, de Houtman en Keyser): *Zuiderkruis*, *Pauw*.

Later gingen vele wetenschapsmensen zich ermee bemoeien en gaven enkele afschuwelijke namen: *Octant*, *Graveernaald*, *Microscoop*, *Oven*, enz.

Sterrenbeelden hebben geen reële betekenis, daar de afstand tussen schijnbaar nabije sterren in de ruimte heel groot kan zijn. De sterrenbeelden zijn alleen gemakkelijk als plaatsaanduiding op de hemelbol.

Vroeger stonden de grenzen van de beelden niet precies vast en kon één ster tot twee sterrenbeelden behoren (bv.  $\beta$  Tau =  $\gamma$  Aur).

Men heeft tegenwoordig de grenzen internationaal vastgelegd, als begrenzingen langs meridiaan- en breedtecirkels. (Atlas van Delporte.)

Er zijn nu 88 sterrenbeelden, welke alle bepaalde afkortingen hebben met drie of vier letters. Ook dit is vastgesteld door de Internationale Astronomische Unie.

## 2. Individuele sterren.

Heldere sterren werden aangegeven als:

- a. oog van de Stier (*Aldebaran*)
- hart van de Leeuw (*Regulus*)
- enz.

c. Algemene notatie met Griekse letters, volgens  $\alpha$  Ori,  $\beta$  UMa,  $\gamma$  UMi, .....

De volgorde is niet altijd begrijpelijk; meestal begon men in de kop van het sterrenbeeld.

Dan gewone letters: a, b, c, d, .....

Ten slotte cijfers: 1, 2, 3, 4, .....

d. Catalogusnummers:

bv. H.D. of BD.

Niet alle sterren zijn gecatalogiseerd, ongeveer tot de  $10^e$  grootte volledig.

## § 2. STERKAARTEN EN CATALOGI.

Al vroeg had men de behoefte om de sterren te catalogiseren en te karteren. Bij de Ouden maakte men de kaarten steeds op een bol (hemelglobe) daar ze de projectie-methoden niet kenden.

De oudste stercatalogus is van *Hipparchos-Ptolemeüs* ( $\pm 137$ ); hierin staan 1025 sterren, met plaats en helderheid opgegeven.

*Moderne catalogi*: 1862 begint Argelander zijn *Bonner Durchmusterung*.

Hij stelde de kijker in op een ster, las de verdeelde cirkels af en schreef de standen op. Op deze wijze heeft hij 324.000 sterren gecatalogiseerd en daarna gekarteerd (ongeveer tot de  $10^e$  mag.).

In deze catalogus is de hemel verdeeld in gordels van  $1^\circ$ , waarin de sterren genummerd zijn, bv. BD.  $52^\circ.137$  ligt in de gordel van  $\delta = 51^\circ 30'$  en  $52^\circ 30'$  en heeft in deze gordel nr 137.

We kunnen de moderne catalogi onderscheiden in:

a. *Fundamentele catalogi*.

De positie van een aantal sterren wordt zeer nauwkeurig bepaald met een meridiaankijker (instrument beschreven in college "Zonnestelsel"). We moeten hierbij rekening houden met verschillende effecten en hiervoor correcties aanbrengen: refractie, aberratie, parallax, nutatie. Er blijven dan nog over: seculaire veranderingen, welke zeer langzaam en regelmatig verlopen:

precessie;

eigenbeweging.

In zulk een catalogus geven we de positie op voor een bepaald jaar, bv. "aequinoctium 1950,0"; bij iedere ster wordt dan de precessie en de eigenbeweging opgegeven, waardoor men op een ander jaar kan herleiden. Aan dit stelsel "binden" we de andere sterren vast.

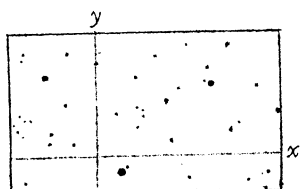
Voorbeelden van deze catalogi:

FK 3 *Dritter Fundamentalkatalog der A.G.* Hierin staan 925 sterren.

*General Catalogue van Boss*. 33.000 sterren, dit zijn alle sterren met een magnitude  $< 7$ . Alle oudere waarnemingen van 1750 tot ca. 1935 zijn hierin kritisch verwerkt. De samenstelling heeft een ontzaglijke arbeid vereist. Uit de gegevens van een dergelijke catalogus kunnen we de positie, de beweging, de afstanden der sterren en de wenteling van het melkwegstelsel afleiden.

b. *Differentiële catalogi*.

Positie van de sterren is bepaald met een astrograaf (een fotografische refractor met een groot veld zonder vertekening). Men neemt de sterren fotografisch op en zorgt ervoor, dat op iedere foto een aantal sterren staan, welke voorkomen in de fundamentele catalogi; theoretisch heeft men aan drie sterren genoeg, maar men heeft liever nog enkele sterren meer, daar dan de fouten beter gereduceerd kunnen worden. Men noemt deze sterren referentiesternen.



Uit de x en y coördinaten (willekeurig gelegd) bepaalt men met behulp van de referentiesternen de declinatie en de rechte klimming der zwakke sterren.

*Carte du Ciel.* Op de internationale conferentie van 1887 te Parijs heeft men besloten om een groot aantal sterren (tot de 14<sup>e</sup> mag.) in kaart te brengen en hun positie in een catalogus vast te leggen. Achttien sterrewachten kregen ieder een gordel tussen twee declinatiecirkels toegewezen en elk van deze sterrewachten schafte zich een zelfde astrograaf aan ( $f = 3,40$  m). Tegelijk met een deel van de hemel drukt men op de plaat een netwerk van loodrechte lijnen af, om vervormingen bij reproductie te kunnen vermijden; op één plaat neemt men steeds drie opnamen, waartussen men iets verschuift, zodat elke ster als drie puntjes op de plaat komt te staan: men doet dit om fouten in de plaat te kunnen onderscheiden van de sterbeeldjes. Met dit enorme werk is men nog niet geheel klaar, maar ondertussen zijn de meetmethoden weer verfijnd, zodat men zich afvraagt of het wel zin heeft het werk te voltooien, of geheel opnieuw te beginnen met de verbeterde methoden. Er is besloten het werk wel af te maken maar op enigszins vereenvoudigde manier. Intussen is men begonnen met een nieuw plan, ontworpen door Kapteyn in 1905:

*Plan van de uitgekozen velden* (Plan of selected areas). De *Carte du Ciel* ging slechts tot  $+ 14^m$ , maar dit is niet voldoende, daar juist de zwakkere sterren vaak heel interessant zijn. Deze over de hele hemel opnemen zou een veel te groot werk zijn; daarom heeft men een aantal velden uitgekozen, waarin men dan tot de 16<sup>e</sup> grootte op zou nemen. Deze velden zijn  $3,5 \times 3,5$  en in totaal heeft men 206 van die velden. Voor een groot deel is dit plan al klaar (helderheid en positie der sterren), maar men wil ook de spectra, parallax, radiële snelheden enz. bepalen, waarmee men nog lang niet klaar is.

§ 3. *STERHELDERHEDEN.*

We kunnen de sterren indelen naar hun "schijnbare helderheden", d.i. de helderheid zoals we die zien. Reeds Hipparchos en Ptolemaïos hebben de sterren onderverdeeld in zes groepen van gelijke helderheid ("magnitude" = "grootte"). Deze grootte heeft niet betrekking op de middellijn!

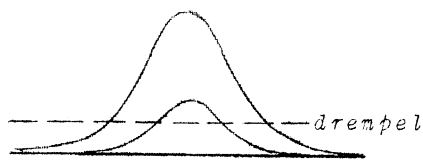


fig. 43.

Op een fotografische plaat worden de sterren afgebeeld als een lichtberg tgv. de scintillatie.

Nu neemt ons oog en ook de fotografische plaat de lichtindruk slechts waar boven een bepaalde "drempel", waardoor dus de heldere sterren groter lijken dan de zwakke.

Tot het begin van de 19e eeuw was er geen onderlinge overeenstemming tussen de verschillende waarnemers. Men heeft toen de oude schalen bekeken en constateerde toen, dat deze schalen een ruwe meetkundige reeks vormden. Juist was door Weber en Fechner een wet opgesteld welke zei, dat onze zintuigen reageren op verhoudingen (gehoor, gewichtszin, enz.). Men sprak nu af:

$$5 \text{ grootteklassen} \longrightarrow \text{factor } 100.$$

$$\underbrace{1 \dots a \dots a^2 \dots a^3 \dots a^4 \dots a^5}_{\text{factor } 100}$$

dus:  $a^5 = 100$   
 $5 \log a = 2$   
 $\log a = 0,4$   
 $a = 2,512\dots$

stergrootten:            -2   .   -1   .   0   .   1   .   2   .   3

$$\frac{l_m}{l_n} = (2,51)^{n-m}$$

$$\log \frac{l_m}{l_n} = (n-m)0,4$$

(in geschikte eenheden:  $\log 1 = -0,4m$ )

$$n-m = 2,50 \log \frac{l_m}{l_n}$$

het nulpunt wordt zo aangepast, dat de sterren van de North Polar Sequence de internationaal vastgestelde waarden krijgen.

Voorbeelden:

1. Veranderlijke ster variëert tussen:  $7^m,2$  en  $9^m,3$ .

Binnen welke verhouding variëert de lichtsterkte?

$$(9,3 - 7,2)0,4 = \log(l_m/l_n)$$

$$2,1 \times 0,4 = \log(l_m/l_n) = 0,84$$

2. Dubbelster. Iedere stercomponent is van de 5e grootte.

Hoe is de helderheid van die dubbelster, als geheel waargenomen?

We vergelijken de schijnbare grootte  $m$  van de dubbelster als geheel met die van één componente  $n$ :

$$n-m = 2,5 \log \frac{l_m}{l_n} = 2,5 \log 2 = 0,75$$

$$5^m - 0^m,75 = 4^m,25$$

3. Uiterste grenzen: Zon:  $-26,7$  en zwakste te fotograferen ster:  $22^m$ .

Hoe groot is de verhouding hunner lichtsterkten?

$$n-m = 48,7$$

$$\log \frac{l_m}{l_n} = 0,4 \times 48,7 = 19,48$$

$$\frac{l_m}{l_n} = 10^{19,48}$$

Bepalen van helderheden.

In de eerste plaats moeten we een goede lichtreceptor hebben: oog, fotografische plaat of fotocel.

Methoden:

1. Visuele fotometrie.

a. Fundamentele metingen.

Fotometer van Zöllner.

Bezwaren: het door het lampje verlichte gaatje heeft een andere beeldvorm, het schijnt roder, het scintilleert niet.

Men brengt licht v. lampje naast licht van ster.

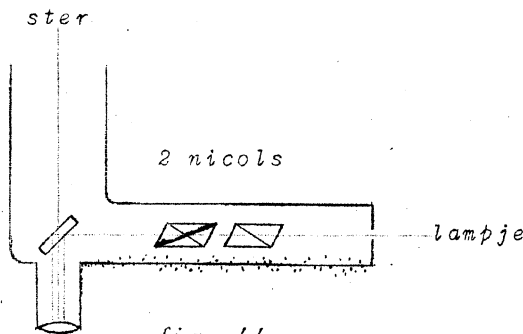


fig. 44.

b. Differentiële metingen.

Zonder instrument!

Kaartje van een aantal sterren van bekende helderheid, waarop een veranderlijke ster voorkomt. We schatten nu hoe de ster  $v$  inligt tussen de sterren  $a, b, c, d$ ; bijvoorbeeld:

$c < v < d$ ; nauwkeuriger:  $c \text{ l } v \text{ 3 } d$ ;  $v$  ligt dan wat zijn helderheid betreft  $3 \times$  dichtter bij  $c$  dan bij  $d$ .

Men noemt dit de "Stufenmethode". Dit is de manier waarop door zeer veel amateurs wordt bijgedragen tot de bestudering van de veranderlijke sterren. Men bereikt een nauwkeurigheid van de orde  $0^m,05$ .

## 2. Fotografische fotometrie

### a. Fundamentele metingen.

1. Men plaatst een diafragma voor het objectief.

$i$  (:) diafragma - oppervlak.

ijkingschaal bv.  $1, \left(\frac{1}{2,5}\right)^2, \left(\frac{1}{2,5}\right)^3$

2. Objectieftralie. Voor het kijker-objectief plaatsen we een tralie, bestaande uit draden van  $\approx 0,1 - 1$  mm dik. We krijgen dan een sterbeeld en aan weerszijden buigingspectra. Deze spectra zijn zo kort, dat we ze elk als een sterbeeldje kunnen opvatten, vooral het spectrum van de eerste orde. Theoretisch kunnen we de helderheidsverhouding van deze beeldjes aangeven:

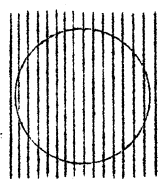
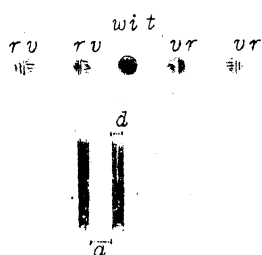


fig. 45.



$$\frac{i_n}{i_0} = \frac{\sin^2 \left[ \frac{-a}{a+d} n\pi \right]}{\left[ \frac{-a}{a+d} n\pi \right]^2}$$

$a$  = afstand der draden  
 $n$  = nummer van het buigingsbeeld  
 $d$  = dikte der draden

Voorbeeld: stel  $a = d$

$$n = 0 \dots \frac{i_0}{i_0} = 1$$

$$n = 1 \dots \frac{i_1}{i_0} = \frac{4}{\pi^2} = 0,4$$

$$n = 2 \dots \frac{i_2}{i_0} = 0$$

... In dit geval is dus ieder sterretje vergezeld van twee buigingsbeeldjes, welke ongeveer 1 mag. zwakker zijn; de even beeldjes vervallen.

Door Miss Leavitt is een International Polar Sequence opgesteld; dit zijn ongeveer 300 sterren rond de pool, waarvan de helderheden met 13 verschillende kijkers en op allerlei manieren bepaald zijn; van deze sterren kent men de helderheden dus met grote precisie; alle andere helderheden vergelijkt men hiermee. Een moeilijkheid treedt op als de pool laag aan de hemel staat en het object, dat men wil nemen hoog; de dampkring werkt dan anders in op de beide gebieden; men heeft daarom nog enkele andere gebieden gekozen o. a. de *Pleiaden*.

### b. Differentiële metingen.

1. We maken een foto, waarop enkele sterren met bekende helderheid voorkomen en vergelijken de andere hiermee, bv. door de diameters van de beeldjes te meten en te vergelijken (drempel).

We kunnen dan een ijkingskromme maken door de diameters uit te zetten tegen de bekende helderheden en dan kunnen we de andere sterren hiertussen interpoleren.

2. Fotometer van Schilt .

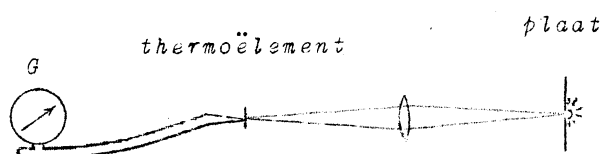
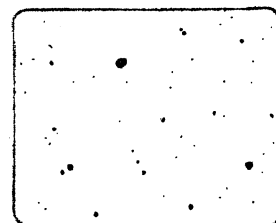


fig. 46.

afbeelding op  
het plaatje van  
het thermoëlement

De visuele en de fotografische helderheden zijn over het algemeen niet gelijk; dit komt omdat ons oog de grootste gevoeligheid in een ander spectraalgebied heeft dan de fotografische plaat. (oog:  $\lambda$  5600 ongeveer; plaat:  $\lambda$  4200.)

Hebben we dus een rode ster, dan heeft deze een relatief grotere vis. helderheid dan fotografische helderheid.

Uit het verschil tussen beide grootteklassen kunnen we de *kleurindex* bepalen.

$$\text{Kleurindex: } m_{pg} - m_{vis} \begin{array}{l} - 0,3 \text{ m (voor hete sterren)} \\ + 2,0 \text{ m (voor "koude" sterren)} \end{array}$$

We moeten een afspraak maken om beide helderheden met elkaar te kunnen vergelijken, daar we de visuele helderheid niet met de zwarteheid van het beeldje kunnen vergelijken. Men heeft afgesproken, dat de nulpunten samenvallen voor AO-sterren.

De kleurindices zijn vastgelegd voor de Polar Sequence, waarop men de andere sterren reduceert.

De fotografische methode is veel gemakkelijker en vlugger dan de visuele; men heeft daarom orthochromatische platen (geelgevoelige) + geelfilter genomen, zodat deze platen dezelfde relatieve indruk van de kleuren krijgen als het oog. Men noemt dit de "*fotovisuele helderheid*".

We kunnen nu met platen van een andere kleurgevoeligheid de golflengtegebieden verder uit elkaar brengen.

Roodfotometrie: panchromatische platen + roodfilter.

$$\text{roodindex} = m_{pg} - m_r$$

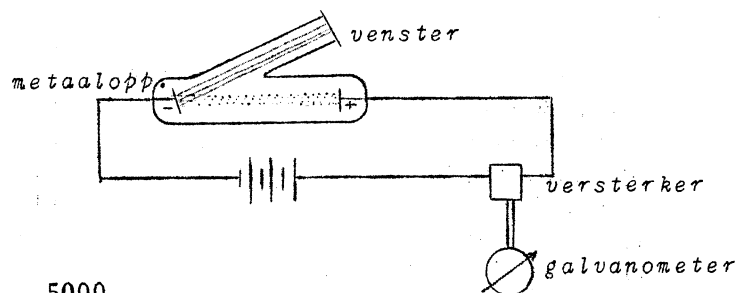
Op infrarood-gevoelige platen verschijnen bijzonder sterk de sterren met een zeer lage temperatuur, die daardoor dus sterk roodachtige stralen uitzenden. Men kan ook hier weer ir.-indices invoeren.

### 3. Fotoëlectrische fotometrie. (0,001 magnitude.)

De fotostroom (:) licht, dat op de fotocel valt. Als fotocel kunnen we gebruiken:

#### a. Vacuumfocel.

fig. 47.



Als metaal-oppervlak worden vooral gebruikt:

Na, K gevoelig bij  $\lambda$  3000 - 5000  
Cs " "  $\lambda$  5000 - 7000

#### b. Met gas gevulde cel.

Deze ziet er evenzo uit en heeft grotere gevoeligheid, maar er treden vermoeidheidsverschijnselen op.

#### (c. Fotospanningscel.

Kunnen we hier niet gebruiken, daar de gevoeligheid niet groot genoeg is. Hij heeft geen hulpspanning nodig maar levert zelf de stroom.)

#### d. Multiplicator.

Deze versterkt zichzelf. De electronen, uitgezonden door een lichtgevoelig oppervlakje, worden versneld in een electrisch veld en maken elk weer nieuwe electronen vrij uit een tweede oppervlakje, enz.

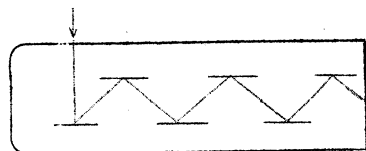


fig. 48.

### 4. Radiometrische fotometrie.

We kunnen ook de totale energie opvangen bv. met: thermoëlement, bolometer, radiometer (alle zwart gemaakt). Het nadeel is dat ze niet erg gevoelig zijn; met de grootste kijkers kan men gaan tot de sterren van de 6<sup>e</sup> grootte. Ook moeten we rekening houden met de absorptie van de dampkring, die zich speciaal in het infrarood doet gelden.

Bolometrische index:  $m_{vis} - m_{bol}$ .

Ook hier moeten we een nulpunt vastleggen; de bolometrische index hebben we altijd nodig, wanneer we de totale straling van de sterren willen bestuderen. Afspraak: Bol.index = 0 bij 6000°; dit is gedaan omdat hij dan naar weerszijden toeneemt.

|     |         |        |
|-----|---------|--------|
| T = | 3'000°  | + 2,59 |
|     | 4'500°  | + 0,35 |
|     | 6'000°  | 0      |
|     | 7'500°  | + 0,02 |
|     | 9'000°  | + 0,12 |
|     | 12'000° | + 0,53 |

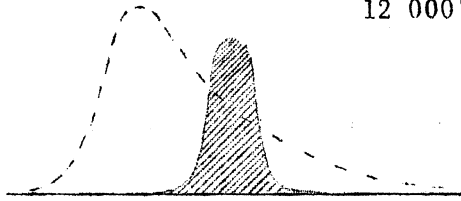


fig. 48.

We beschouwen 3 sterren met gelijke bolometrische helderheid.

De 3 gestippelde krommen hebben hetzelfde oppervlak, maar komen met 3 verschillende temperaturen overeen.

Gearceerd: gevoeligheid van het oog.



Bij alle stralingsmetingen kan men bij benadering aannemen:

$$\text{gemeten helderheid} = \int_0^{\infty} I_{\lambda} \cdot G_{\lambda} \cdot d\lambda$$

$I_{\lambda}$  = intensiteit van de straling.

$G_{\lambda}$  = gevoeligheid van de receptor, doorlating van de kijker en dampkring (extinctie).

De extinctie is een belangrijke factor in de fotometrie. Dit blijkt al uit het feit, dat we de sterren niet zien ondergaan, behalve een enkele zeer heldere, zoals *Sirius*.

Ook de sterren in het zenith zijn (fotogr.) reeds 0,4 mag. verzwakt.

Door dergelijke integralen op te maken voor de verschillende golflengten kunnen we de fotogr., visuele, bolometrische en andere magnituden onderling vergelijken.

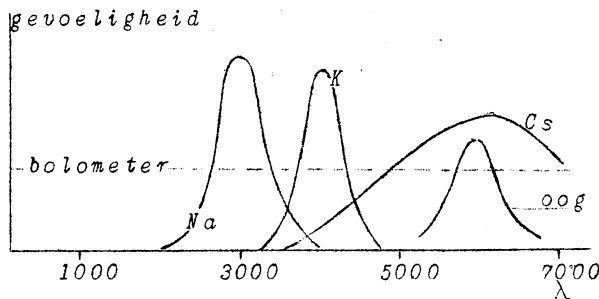


fig. 49.

#### § 4. AFSTANDEN VAN DE STERREN.

Om de absolute helderheden te kunnen bepalen moeten we allereerst de afstanden der sterren kennen.

Deze afstanden kunnen we uit de *parallax* bepalen.

Reeds Copernicus voorspelde dat de sterren een parallax moesten hebben ten gevolge van de beweging van de aarde om de Zon, waardoor we de sterren in de loop van een jaar steeds onder een andere hoek zien. In de tijd van Copernicus kon men deze beweging nog niet waarnemen daar de waarnemingsmethoden nog niet verfijnd genoeg waren.

Dit was het grootste argument waarmee men de opvatting van Copernicus bestreed. Maar Copernicus zelf vermoedde al, dat de sterren te ver weg stonden om deze beweging waar te nemen.

Pas omstreeks 1840 heeft men voor het eerst een parallax gevonden; deze waarneming geschiedde toen vrijwel tegelijk door drie waarnemers, onafhankelijk van elkaar en ook met een ander uitgangspunt.

Om een parallax te kunnen waarnemen moeten we een ster hebben, die zo dicht

Bessel ging niet van de afstand van de ster af, maar van de verplaatsing van 5" per jaar vertoont; deze ster stond vlak bij twee andere sterretjes welke uitstekend voor vergelijkingssterren konden dienen. Voor zijn metingen gebruikte Bessel de heliometer. (1838). Hij vond voor de parallax: 0,35 (tegenwoordig: 0,30).

b. het helderst zijn.

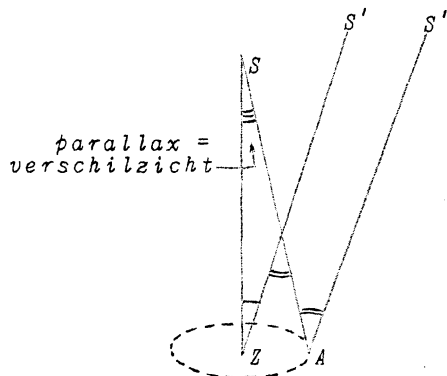
Struve nam voor zijn waarneming *Wega* (1840) en gebruikte een micrometer.

c. dubbelsterren met een grote hoekafstand en een korte periode; deze moeten dichtbij staan.

Henderson nam  $\alpha$  Centauri en nam waar met een meridiaankijker (1839).

Om de orde van grootte dier parallaxen aan te geven kunnen we zeggen, dat de parallax even groot is als een haardikte gezien op een afstand van 10 meter.

(Voor de bespreking van de verschillende instrumenten, zie college "Zonnestelsel".)



De hoek SAS' verandert!

$$SAS' - SZS' = ZSA.$$

fig. 50. PARALLAX.

In 1900 had men nog slechts van 60 sterren de parallax bepaald. Hierna maakte men op aanraden van Kapteyn gebruik van de fotografie. Een zelfde deel van de hemel fotografeert men driemaal in de loop van een jaar. Om de parallax te bepalen zouden twee opnamen genoeg zijn, maar om voor de eigenbeweging te reduceren zijn drie opnamen nodig. Door te interpoleren tussen A en C kan men uitmaken dat de ster op het ogenblik der middelste opname in B' zou staan, als er geen parall. beweging was.

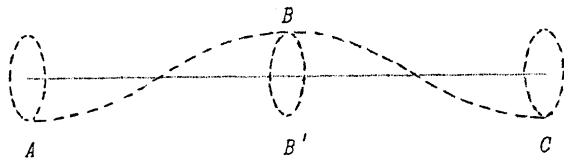


fig. 51.

Men slaagt er tegenwoordig in om parallaxen te meten van 0,01 met een nauwkeurigheid van 0,001.

Bijna iedere ster heeft een meetbare eigenbeweging, maar slechts een enkele ster heeft een meetbare parallax (op 5 kaarten van de Carte du Ciel komt gemiddeld 1 ster met een meetbare parallax voor).

Men heeft nu ongeveer 5000 sterren waarvan de parallax bepaald is.

Per jaar worden er te Greenwich ongeveer 50 parallaxen gemeten.

De parallax was dus de hoek, waaronder de straal van de aardbaan, vanuit een ster gezien wordt. (dus 1 AE.)

De parallax is altijd relatief; eerst wordt aangenomen dat de achtergrondsterren oneindig ver staan; aangezien dit niet altijd het geval is, moeten we een correctie aanbrengen:

$$\text{gemeten hoek} = p - p_{\text{achtergrond}}$$

De parallax van de achtergrond kan men statistisch bepalen; het zijn meestal slechts enkele duizendsten van een boogseconde.

Soms vindt men een negatieve parallax; dit kan veroorzaakt worden door:

1. meetfouten.
2. ster verder dan de vergelijkingssterren.

Zoals uit het figuurtje volgt is de parallax een maat voor de afstand der sterren.



We kunnen de afstanden uitdrukken in:

1. *Astronomische Eenheden.*

$$\text{afstand} = \frac{1 \text{ AE}}{P''} = \frac{206265 \text{ AE}}{P''}$$

2. *Parsec.* (parallax-seconde.)

Per definitie staat een ster op een afstand van één parsec als de parallax één boogseconde is.

$$\text{afstand} = \frac{1 \text{ pc}}{p''}$$

$$\text{parsec} = 206265 \text{ AE} = 30,83 \cdot 10^{12} \text{ km}$$

3. *Lichtjaren.*

1 lichtjaar = de afstand waarover het licht één jaar doet.

$$\begin{aligned} \text{Dus 1 lichtjaar} &= 3 \cdot 10^5 \cdot 3,165 \cdot 10^7 \text{ km} = \\ &= 9,47 \cdot 10^{12} \text{ km} \end{aligned}$$

Door vergelijking met de waarde van de parsec:

$$1 \text{ parsec} = 3,26 \text{ lichtjaar}$$

*Afstanden van enkele der dichtstbijstaande sterren.*

| naam ster                  | p      | pc  | lichtjaar |
|----------------------------|--------|-----|-----------|
| $\alpha$ Cen               | 0",751 | 1,3 | 4,3       |
| Ster v. Barnard            | 0",538 | 1,9 | 6,1       |
| $\alpha$ Can. Maj (Sirius) | 0",375 | 2,7 | 8,6       |

| par.              | aantal sterren |
|-------------------|----------------|
| par. > 0",4       | 3              |
| 0",30 < p < 0",40 | 7              |
| 0",20 < p < 0",30 | 14             |
| enz.              |                |

§ 5. *ABSOLUTE HELDERHEDEN. (LICHTSTERKTEN.)*

Om de lichtsterkten van de verschillende sterren met elkaar te kunnen vergelijken moet men de afstand in rekening brengen.

Men denkt alle sterren op een vaste afstand (10 pc) en beoordeelt ze dan naar hun helderheid.

$$\text{waargenomen lichtsterkte (:) } \frac{1}{\text{afstand}^2}$$

Hoofdletters hebben betrekking op de standaardafstand!

$$\frac{1}{L} = \frac{D^2}{d^2} = \frac{p^2}{P^2} = 100 p^2 \quad (P = 0,1 \text{ want } D = 10 \text{ pc})$$

(volgt uit formule op blz. 34.)

$$\begin{aligned} M - m &= 2,5 \times \log \frac{1}{L} = 2,5 \log 100 p^2 = 2,5(2 + 2 \log p) = \\ &= 5 + 5 \log p = \text{afstandsmodulus} \end{aligned}$$

M = absolute helderheid  
m = schijnbare helderheid

Voorbeeld. *Sirius:*

$$M = m + 5 + 5 \log p = -1,6 + 5 + 5 \log 0,375 = +1,2$$

*Ster v. Barnard:*

$$M = 9,7 + 5 + 5 \log 0,538 = 13,2$$

*Absolute helderheid van de zon.*

$$1 = D^2 = (206265 \times 10)^2$$



### Tangentiële snelheden.

We kunnen de tangentiële snelheden berekenen als we de eb. kennen en de afstand der sterren.

$$\begin{aligned} \text{Tangentiële snelheid } ST &= ZS \cdot \mu_{\text{rad}} = \frac{1}{P_{\text{rad}}} \times \mu_{\text{rad}} \text{AE/jaar} = \left( ZS = \frac{1 \text{AE}}{P_{\text{rad}}} \right) \\ &= \frac{\mu''}{p''} \frac{1,50 \cdot 10^8}{3,156 \cdot 10^7} \text{ km/sec} = 4,74 \frac{\mu''}{p''} \text{ km/sec} \end{aligned}$$

De moeilijkheid is dat we de parallax moeten kennen, welke we echter slechts van weinig sterren weten.

### Radiële snelheden.

Deze kunnen, onafhankelijk van de afstand, worden bepaald dmv. het *Doppler-effect*. Naast het sterspectrum ontwerpt men een vergelijkingsspectrum van een element dat veel in de sterren voorkomt, bv. Fe, Ti.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v_{\text{rad}}}{c} \quad c = \text{lichtsnelheid}$$

We moeten nu onze waarnemingen zo reduceren dat ze vanuit de zon gezien zijn, daarvoor moeten we de jaarlijkse, maandelijks en dagelijkse beweging van de aarde elimineren. We houden dan de snelheden over zoals die vanuit de zon gezien zouden worden.

Daar het Doppler-effect slechts zeer gering is moet ons waarnemingsmateriaal aan zeer hoge eisen voldoen; constante temperatuur en grote stabiliteit van de spectrograaf; zelfs bij sterke dispersie krijgt men 1 km/sec  $\rightarrow$  0,02 Å verschuiving, d.i. ongeveer 1  $\mu$  op de plaat!

Daar het Doppler-effect onafhankelijk is van de afstand der sterren hoeven we de parallax niet te kennen en krijgen we toch direct de lineaire snelheid. Wel moeten we rekening houden met de mogelijkheid dat we te doen hebben met een dubbelster; daartoe moeten we onze waarneming een aantal keren herhalen om de baansnelheid te kunnen elimineren.

Uit de tangentiële en de radiële snelheid kunnen we de snelheid in de ruimte berekenen.

Snelheid in de ruimte (SS'):

$$SS' = \sqrt{ST^2 + SR^2}$$

Door de snelheden van de verschillende sterren met elkaar te vergelijken kunnen we nagaan in hoeverre de sterren bij elkaar horen.

In enkele gevallen horen enige sterren van één sterrenbeeld wel degelijk bij elkaar, in de meeste gevallen weer niet. Ook komt het voor dat sterren aan geheel verschillende kant van de hemel bij elkaar horen en door hun ruimtesnelheid als zodanig herkend worden.

Men noemt bewegende sterhopen wel "moving clusters".

Voorbeeld:  $\left\{ \begin{array}{l} \alpha \text{ Centauri} \\ \text{Proxima} \end{array} \right\}$  ongeveer op dezelfde afstand en bewegen in dezelfde richting.

Pleiaden: horen bijna allen bij elkaar.

Grote Beer-sterrenhoop: 5 sterren van de 7 bekende horen bij elkaar, de twee uitersten hebben een andere snelheid; bij de *UMA* cluster horen nog vele andere sterren, waarvan sommige aan totaal andere kant van de hemel, bv. *Sirius* en  $\beta$  *Aur.*

Dubbele sterrenhoop in *Perseus*: een deel der sterren hoort bij elkaar.

Er zijn ongeveer een 13-tal clusters bekend uit hun bewegingen.

*Scorpius - Centaurus*- cluster.

*Hyaden.* (*Aldebaran* hoort hier niet bij.)

In dit geval zien we dat de richtingen van de snelheden convergeren naar één punt tgv. de perspectiviteit. Bij andere clusters zien we dit convergeren

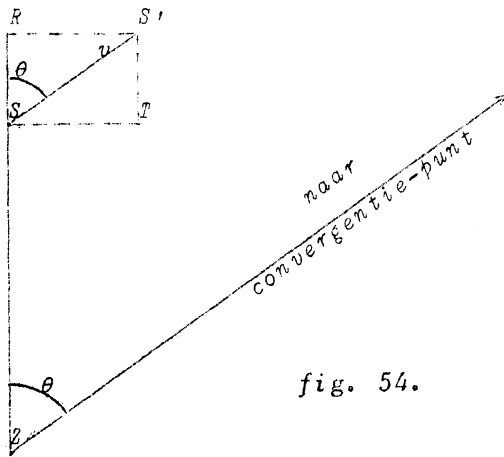


fig. 54.

SS' // Z-convergentiepunt.  
De rad. snelheid bepalen we met de spectrograaf:

$v_{\text{rad}} = RS = v \cos \theta$ ; aangezien  $\theta$  bekend is, kennen we ook:

$$v_{\text{tg}} = ST = v \sin \theta = v_{\text{rad}} \cdot \text{tg} \theta$$

De tangentiële snelheid, hier in lineaire maat gegeven, komt overeen met de eigenbeweging, die in hoekmaat bepaald is. Dus:

$$ST = 4,74 \frac{\mu}{p} \quad \left. \vphantom{ST} \right\} p.$$

Zodat we dus een nieuwe methode hebben om de afstand te bepalen.

Voorbeeld. Hyaden. Voor één der sterren geldt:

$$\begin{aligned} v_{\text{rad}} &= +38,6 \text{ km/sec} \\ \theta &= 29,1 \end{aligned}$$

$$\therefore v = 44 \text{ km/sec}$$

$$\begin{aligned} v_{\text{tg}} &= v \sin \theta = 21 \text{ km/sec} \\ \mu &= 0,115 \text{ per jaar} \end{aligned}$$

$$\therefore p = \frac{4,74 \times 0,115}{21} = 0,025 \longrightarrow \text{afstand} = 40 \text{ parsec}$$

Uit deze groep kan men verschillende sterren nemen, het blijkt dat de ruimte-snelheid  $v$  dan goed gelijk uitkomt. De gemiddelde afstand is 42 parsec. Uit berekening blijkt dat de cluster een bolvorm heeft en uit ongeveer 80 sterren bestaat.

### § 7. DE BEWEGING VAN DE ZON DOOR DE RUIMTE.

We willen nu nagaan of de zon ook een beweging door het heelal maakt. Wanneer dit het geval was zouden we bij de sterren een bepaalde voorkeursrichting moeten opmerken. (Vergelijk het rijden in een trein, we zien dan het landschap naar "achter" wegschuiven.) Het punt waarheen de zon beweegt noemen we het *apex*, het tegenovergestelde punt *antapex*.

Het effect van de beweging van de zon door de ruimte kunnen we vinden door aan de sterren een schijnbare beweging met gelijke maar tegengestelde snelheid toe te schrijven, terwijl de zon dan onbeweeglijk wordt gedacht.

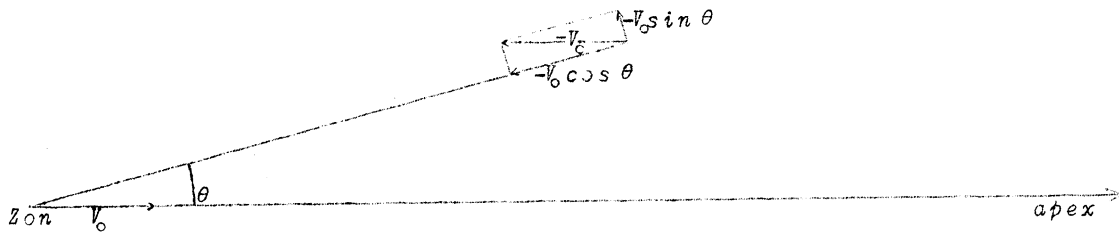


fig. 55.

We brengen een vlak door de te beschouwen ster, het apex, de zon en het antapex; dit vlak snijdt de hemelbol volgens een grote cirkel.

$$\begin{aligned} v_{\text{tang.}} &\dots\dots -v_0 \sin \theta \\ v_{\text{rad.}} &\dots\dots -v_0 \cos \theta \end{aligned}$$

Reeds in 1783 was de richting van het apex door Herschel bepaald, hoewel hij de radiële snelheden nog niet kende en slechts van een tiental sterren de eb. wist. Om het bedrag van de beweging van de zon uit de eb. te berekenen zouden we de afstanden van de sterren moeten kennen; de radiële snelheden geven ons echter direct de waarde van die snelheid in km/sec.

Er is gevonden dat de zon ongeveer 19,5 km/sec beweegt t.o.v. de sterren die men beschouwd heeft.

We kunnen de snelheid van de zon ook bepalen t.o.v. speciale groepen sterren; we vinden dan voor de verschillende groepen een ietwat verschillende waarde; dit komt doordat die groepen t.o.v. elkaar bewegen.

§ 8. AFSTAND DER STERREN UIT DE SECULAIRE PARALLAXEN.

De snelheid van de zon doet haar ongeveer 4 middellijnen van de aardbaan per jaar afleggen. Hiervan gebruik makend kunnen we beter de afstanden bepalen dan uit de parallax. Hoe langer we wachten hoe groter de basis voor onze metingen wordt.

Eerst laten we de peculiaire bewegingen van de sterren buiten beschouwing. Wanneer we een ster dwars op de bewegingsrichting van de zon in de loop van een jaar veel zien verplaatsen dan staat deze ster dichtbij, kleine verplaatsing in deze richting wijst op grote afstand.

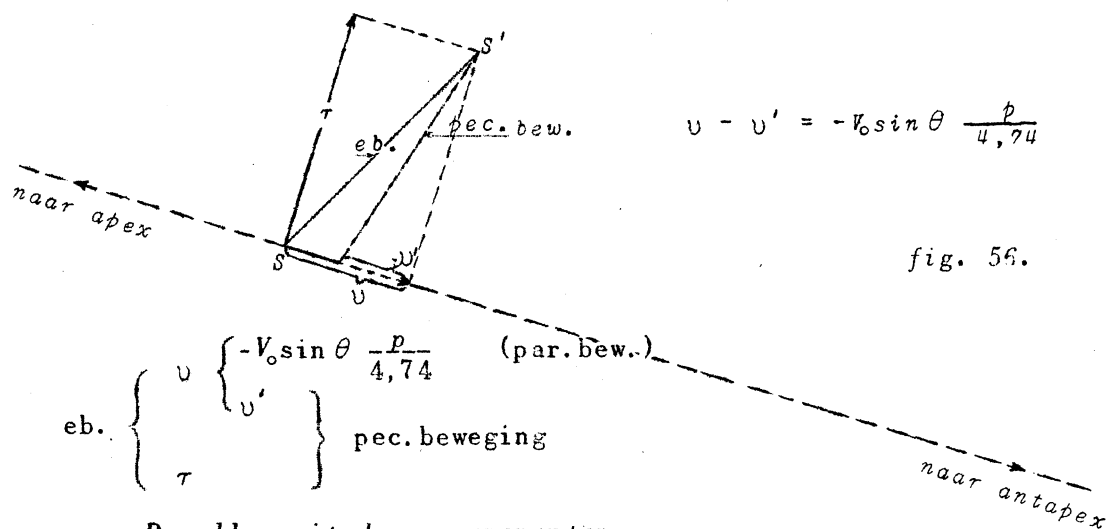
1. Sterren stilstaand, maar parallactische snelheid =  $V_0$ .

We zien:  $\mu_{par.} = -V_0 \sin \theta \cdot \frac{p}{4,74}$  (par. hoekbeweging)  
 $V_0 = 19,5 \text{ km/sec}$

Hieruit zou dus  $p$  direct te bepalen zijn.

2. Sterren bewegend.

Ontbind de waargenomen snelheid  $SS'$ , zoals die zich aan de hemelbol ver- toont, in een componente naar het antapex ( $v$ ) en in een componente loodrecht daarop ( $\tau$ ).



eb.  $\left\{ \begin{array}{l} v \\ \tau \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} -V_0 \sin \theta \frac{p}{4,74} \\ v' \end{array} \right\}$  (par. bew..) pec. beweging

a. Parallax uit de  $v$ -componenten.

$$v - v' = -V_0 \sin \theta \frac{p}{4,74}$$

$$p = - \frac{4,74 (v - v')}{V_0 \sin \theta}$$

$$\left[ \bar{p} = - \frac{4,74 \bar{v}}{V_0 \sin \theta} \right]$$

We middelen nu over een grote groep sterren.

( $\bar{v}' = 0$  daar de sterren in alle richtingen bewegen.)

We moeten nog verschillende "gewichten" toekennen, de formule wordt dan eigenlijk - zoals uit statistische beschouwingen volgt - :

$$\bar{p} = - \frac{4,74 \bar{v} \sin \theta}{V_0 \sin^2 \theta}$$

Groepen sterren kunnen we op allerlei manieren kiezen, bv. "alle" sterren met helderheid  $5^m$ , enz.

b. Parallax uit de  $\tau$ -componenten.

We kunnen ook uitgaan van de  $\tau$ -componenten. We bepalen de radiële

$$\bar{p} = \frac{4,74 \tau}{V_{\text{rad}} + V_0 \cos \theta}$$

Op deze manier kan men statistisch afstanden bepalen tot 500 parsec.

### § 9. EIGENBEWEGING DER ZWAKKE STERREN.

Om de eigenbeweging van de sterren te kunnen meten maakt men twee opnamen van de zelfde hemelstreek met een tussentijd van enkele jaren. Er staan echter slechts zelden referentie-sterren op een dergelijke plaat; men neemt daarom aan dat het zwaartepunt van een aantal sterren van gelijke helderheid alléén beweegt t.g.v. de beweging van de zon en niet door de peculiaire beweging der sterren.

$$m \dots\dots \text{zwaartepunt} \dots\dots -V_0 \sin \theta \frac{\bar{p}}{4,74}$$

$$m' \dots\dots \text{zwaartepunt}' \dots\dots -V_0 \sin \theta \frac{\bar{p}'}{4,74}$$

We corrigeren het zwaartepunt dus voor de beweging van de zon; dit punt is onveranderlijk gebleven. Evenzo doen we voor de andere magnitude-groepen. Als alles goed is moeten de zwaartepunten van de verschillende groepen t.o.v. elkaar in dezelfde stand gebleven zijn. T.o.v. dit stelsel kunnen we nu de eb. bepalen.

### § 10. VOORKEURSRICHTINGEN IN DE STERBEWEGINGEN.

In het vooraf gaande zijn we er vanuit gegaan dat de sterren in alle richtingen volkomen willekeurig bewegen; dit is echter niet geheel juist. We gaan nu na voor een bepaald gebiedje aan de hemel, hoeveel sterren in elk der verschillende richtingen bewegen. Er blijken dan steeds twee voorkeurs-richtingen te zijn, ongeacht welk veld we kiezen; de twee vectoren wijzen steeds naar twee bepaalde punten van de hemelbol. We zetten als vector uit het aantal sterren met een snelheid, die ligt tussen  $\varphi$  en  $\varphi + \Delta\varphi$ .

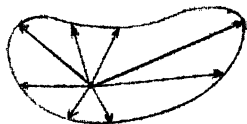


fig. 57.

De voorkeursrichtingen wijzen naar twee punten op een hoekafstand van ongeveer  $100^\circ$ ; de aantallen sterren in deze twee richtingen verhouden zich als 2 : 3.

#### 1. Interpretatie van Kapteyn.

Om deze voorkeursrichtingen te verklaren nam Kapteyn aan, dat ze veroorzaakt worden door twee tegengestelde sterstromen en door de parallactische beweging.

sterbewegingen: { regelloze bewegingen  
2 voorkeursrichtingen { 2 tegengestelde sterstromen  
parallactische beweging

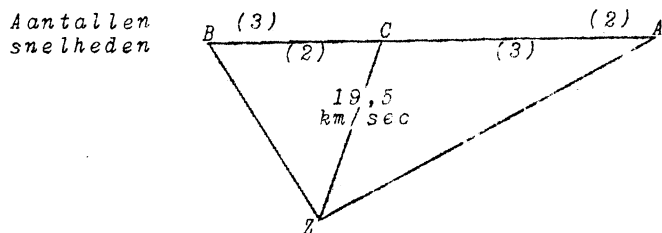


fig. 57a.

We gaan er van uit dat het zwaartepunt van het systeem op zijn plaats blijft. De ene groep heeft dan een snelheid CA, de andere CB, welke zich verhouden als 3 : 2.

Als sterstromen nemen we waar: ZA en ZB. Hieruit volgt: Zonsbeweging = CZ, dus parallactische beweging ZC. Daar we de snelheid ZC kennen in absolute grootte, kunnen we de relatieve snelheden van de sterstromen berekenen.

Relatieve snelheid hiervan (AB) blijkt dan 39 km/sec te zijn. De hoek AZB kunnen we direct aan de hemel meten.

## 2. Interpretatie van Schwarzschild.

We beschouwen het aantal sterren met snelheden tussen:  $u$ ,  $v$ ,  $w$ , en  $u + du$ ,  $v + dv$  en  $w + dw$ ; dit aantal is gelijk aan:

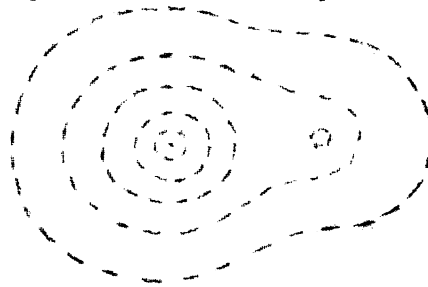
$$e^{-ku^2 - h(v^2 + w^2)} du \cdot dv \cdot dw$$

Hadden we een volkomen regellose beweging dan was  $k = h$ .

Volgens Schwarzschild is de sterbeweging te verklaren uit een ellipsoïdische snelheidsverdeling en een parallactische verplaatsing.

waargenomen sterbeweging { ellipsoïdische snelheidsverdeling  
parallactische verplaatsing

Beeld van Kapteyn:



Beeld van Schwarzschild:

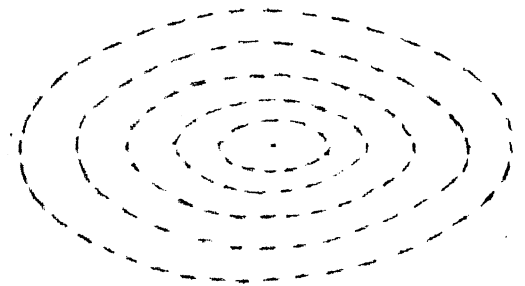


fig. 58.

Vergelijken we de beide voorstellingen met de waarnemingen, dan blijkt dat het beeld van Schwarzschild te verkiezen is:

1. Het beschrijft de waarnemingen nauwkeuriger en met 1 constante minder.
2. Er is geen onderscheid tussen de sterstromen, zoals uit nader onderzoek blijkt.
3. Aantallen sterren in beide richtingen blijken van ongeveer gelijke orde te zijn als men de zwakke sterren onderzoekt en niet, zoals eerst werd verondersteld, in de verhouding 2 : 3.

De punten waarheen de twee hoofdrichtingen gericht zijn noemt men *vertices*. Het blijkt dat het ene vertex min of meer in het centrum van het melkwegstelsel ligt en het andere er tegenover.

## § 11. SPECTRA VAN DE STERREN.

Sterspectra kan men opnemen met:

1. *Spectrograaf*, de spleet geplaatst in het brandpunt van een kijker (het beste is een reflector). Hiermee krijgen we scherpe lijnen en ook kunnen we zonder moeite een vergelijkingsspectrum aanbrengen om daarmee de radiële snelheden te kunnen bepalen.

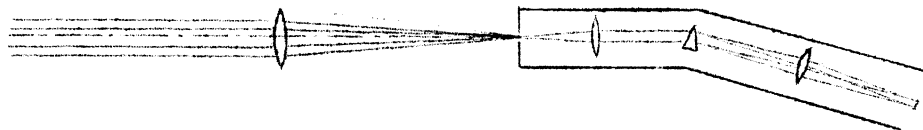


fig. 59a.

2. *Objectiefprisma*. Het is een prisma van geringe brekende hoek (bv.  $5^\circ$ ), dat vóór het objectief van een kijker wordt aangebracht. Ieder sterbeeldje wordt hiermee uitgerekt tot een klein spectrum.

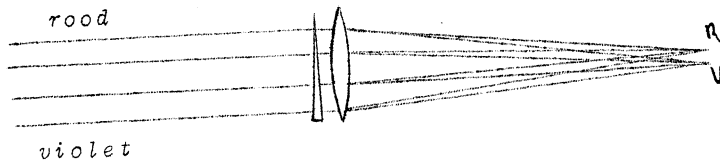


fig. 59b.

Men maakt twee opnamen (op een plaat) waartussen men het prisma omkeert, de spectra komen er dan ook omgekeerd op te staan, de afstanden tussen twee absorptielijnen van twee sterren veranderen dan; deze verandering kan men meten en dit geeft ons de dubbele waarde van de radiële snelheid t.o.v. elkaar. (fig. 60.) Men gebruikt een rechtziend prisma om bepaalde aberraties te vermijden. Met het objectiefprisma verkrijgt men zeer smalle spectra waar men bijna niets op kan onderscheiden; men laat daarom het drijfwerk van de kijker iets te langzaam of iets te snel lopen zodat de spectra breder worden en de lijnen dus duidelijker te onderscheiden zijn.

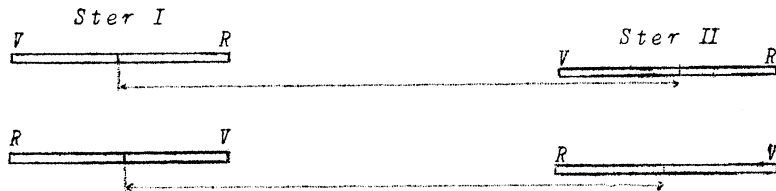


fig. 60.

**De spectraallijnen.**

Bij 99% der sterren ziet men donkere absorptielijnen op een continuë achtergrond. We kunnen de sterren indelen naar hun spectra in spectraalklassen. Veel van deze spectra zijn gesorteerd door Miss Cannon, zij heeft daar een systeem van gemaakt dat nu algemeen gebruikt wordt. (Harvard.)

In 1918-'24 heeft men de *Henry Draper Catalogue* samengesteld van ongeveer 225'000 sterren, wier spectrum geassocieerd is.

De spectraalklassen worden door de volgende letters aangeduid:

$W_n$  - O - B - A - F - G - K - M  
 $W_c$  - R - N  
 Will, Oh Be a fine girl  
 Kiss me Right now  
 Smack!

99% van de spectraaltypen behoren tot de rij O - M.

Daar elke type niet precies begrensd is komt men er toe de klassen nog verder onder te verdelen:

B0 - B1 - B2 - ..... B9 - A0 - .....

Zoals later nog zal blijken hebben de sterren in het begin van de reeks een hoge temperatuur en aan het eind een lage temperatuur.

**Wolf-Rayet sterren. (W-sterren).**

Deze onderscheiden zich van bijna alle andere sterren doordat in het spectrum brede emissielijnen voorkomen. Waarschijnlijk zijn dit spectraallijnen, die door een sterk Doppler-effect verbreed zijn, t.g.v. een snelle beweging der gasdeeltjes.

De voornaamste banden zijn:

He I en II + { C II - IV  
N III - V

$N I =$  neutrale N  
 $N II = N^+$   
 $N k = N^{+(k-1)}$

$W_c$  koolstoflijnen  
 $W_N$  stikstoflijnen  
 belangrijkste

De volgende spectra zijn alle absorptiespectra.

O-sterren. { H  
He I en II  
N III  
C III  
Si IV  
O II - VI

B-sterren. { He I en II  
H (zwak)

De He-lijnen vertonen hun maximum bij B3

A-sterren. { He verdwijnt na A1  
H vertoont zijn maximum bij A2  
Ca II begint zich te vertonen en neemt in intensiteit toe.



- F-sterren.* { H neemt geleidelijk af.  
Ca II neemt toe.  
Metaallijnen en atoomlijnen verschijnen  
Ti II , Fe II , .....
- G-sterren.* { H-lijnen nog zwakker, maar nog duidelijk.  
Ca II sterk.  
Ca I wordt belangrijk.  
Veel metalen: Mg , Fe , Ti , .....
- Ook de zon is een G-ster (G 2).
- K-sterren.* { Maxima van Ca I en Ca II.  
Veel metaallijnen, vooral atoomlijnen.  
Moleculen: TiO , e.a.
- M-sterren.* Vooral sterke molecuulbanden TiO.  
Metaallijnen welke karakteristiek zijn voor lage temperatuur.
- R- en N-sterren.* Sterk naar voren tredend zijn verbindingen van C, zoals: C<sub>2</sub> , CN , CO.
- Dit zijn de koudste sterren, die we kennen.
- S-sterren.* Opvallend: ZrO , naast LaO en TiO.  
Van deze groep zijn slechts 31 sterren bekend.

We kunnen een grafiekje tekenen van het verloop der spectraallijnen bij de verschillende spectraaltypen.

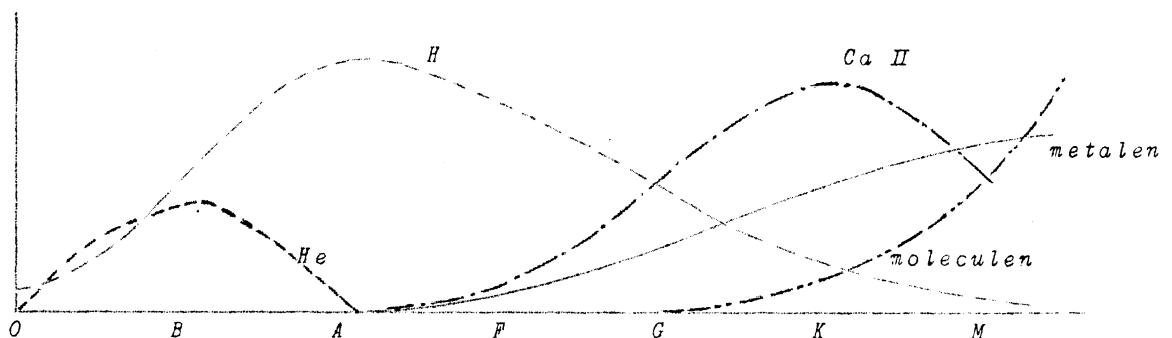


fig. 61.

Men spreekt wel eens over "vroeg" en "late" spectraaltypen, daar men zich vroeger voorstelde, dat de sterren langzaam afkoelden. De O-sterren noemt men dan de "vroeg" typen en de M-sterren de "late" typen.

#### *Het continuüm van het sterspectrum.*

Om iets te weten te komen van de temperatuur van de sterren, maken we de energie- $\lambda$ -krommen van de sterren op. We nemen dan aan, voorlopig, evenals we dat bij de zon gedaan hebben, dat de sterren stralen als zwarte lichamen. Op zwarte lichamen kunnen we de wet van Stefan - Boltzmann en de wet van Planck toepassen; de wet van Stefan - Boltzmann kunnen we echter bij de sterren niet gebruiken daar we niet kunnen nagaan van hoeveel cm<sup>2</sup> de straling afkomstig is. We zijn dus aangewezen op de wet van Planck over de verdeling van de straling over de verschillende kleuren, dus moeten we de energie- $\lambda$ -krommen opmaken.

De straling is te zwak om direct opgenomen te worden met een bolometer, daarom gaan we fotografisch te werk. Op de plaat brengen we een ijking aan; het beste zou zijn als we deze ijking absoluut kunnen aanbrengen, bv. met een zwart lichaam of met een geijekte lamp. Men kan ook gebruik maken van een ster, waarvan men de energie kent, waarmee men dan de te onderzoeken ster vergelijkt.

De schaar krommen, die we op deze manier van verschillende sterren krijgen, komt goed overeen met de krommen van Planck. (zie fig. 62.)

Het de grafieken moeten we nu trachten iets over de temperatuur te weten te

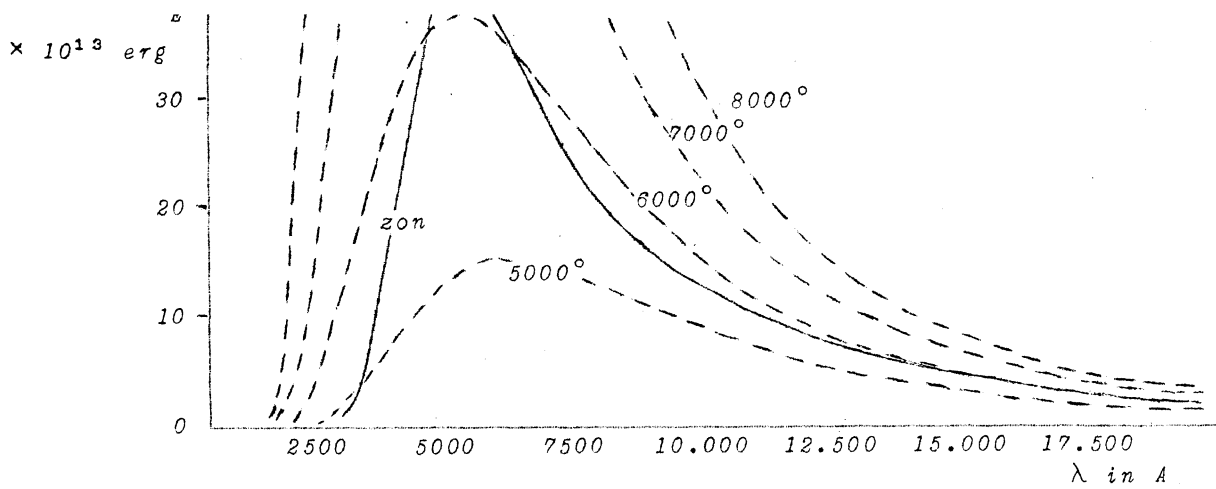


fig. 62. KROMMEN VAN PLANCK.

$$E = \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}$$

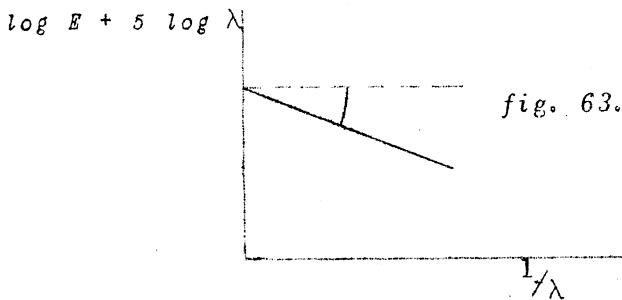
$$c_1 = 1,177 \times 10^5 \text{ erg.cm}^2\text{sec}^{-1}$$

$$c_2 = 1,432 \text{ cm.graad}$$

(Bij niet te hoge temperatuur of te grote  $\lambda$  kunnen we de -1 in de noemer verwaarlozen tegen de rest.)

$$\log E = \text{const.} - 5 \log \lambda - 0,4343 \frac{c_2}{\lambda T}$$

$$\log E + 5 \log \lambda = \text{const.} - 0,4343 \times \frac{c_2}{T} \cdot \frac{1}{\lambda}$$



De helling geeft ons:

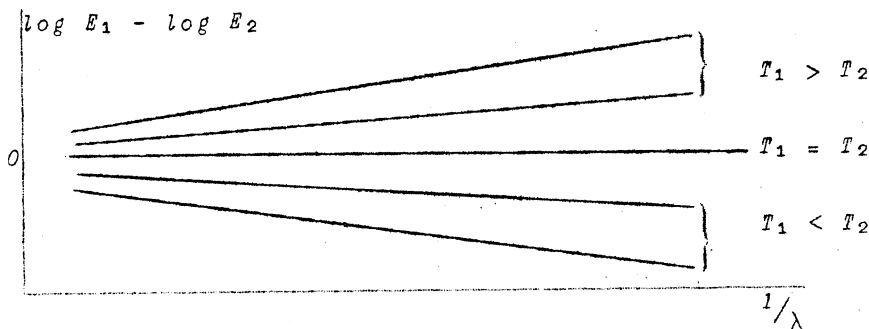
$$0,4343 \frac{c_2}{T}, \text{ dus de temperatuur.}$$

tuur.

Men spreekt van "de gradiënt".

We kunnen ook twee zwarte stralers vergelijken: we krijgen dan:

$$\log E_1 - \log E_2 = 0,4343 c_2 \left( \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \frac{1}{\lambda}$$



Wanneer we deze theoretisch verkregen grafieken gaan vergelijken met de waarnemingen, constateren we verschillen, vooral in het ultra-violet: de grafieken zijn geen rechte lijnen. We kunnen deze afwijkingen op twee manieren verklaren:

1. Vooral bij rode sterren vindt men een grote opeenstapeling van spectraallijnen in het violet en ultra-violet; het continuum is dus niet zuiver te meten.
2. Echte afwijkingen van zwarte stralers. T-toename in de diepte,  $k_\lambda$  hangt af van  $\lambda$ . Bij A0-sterren by. is de kleurtemperatuur  $13'600^\circ$  tussen 6500 en 4900 A;  $16'000^\circ$  tussen 4900 en 3900 A.

Bij lichamen die niet stralen als een zwart lichaam moeten we onderscheid maken tussen:

a. *Kleurtemperatuur.*

afgeleid uit  $\frac{dE}{d\lambda}$  of liever uit  $\frac{d(\log E + 5 \log \lambda)}{d \log \lambda}$   
 in een bepaald gebied (toepassing van de wet van Planck).

b. *Effectieve temperatuur.*

afgeleid uit  $\int E d\lambda$  (toepassing van de wet van Stefan - Boltzmann).  
 Bij de meeste sterren is het moeilijk, de effectieve temperatuur te bepalen, daar we de afmetingen niet nauwkeurig kennen. Wanneer een lichaam straalt als een zwart lichaam is:

kleurtemperatuur = effectieve temperatuur.

*Enkele gemeten temperaturen.*

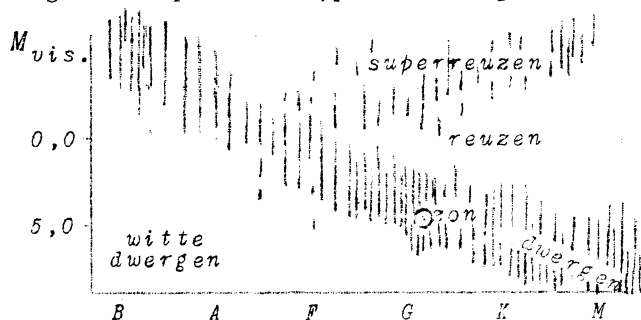
|                    | °             | kl. indices:<br>( $m_{\text{fot}} - m_{\text{vis}}$ ) | voorbeelden:                   |
|--------------------|---------------|---|--------------------------------|
| Nevelkernen        | tot 170'000   |   |                                |
| Wolf-Rayet sterren | 70'000        |   |                                |
| O -sterren         | 34'000        |   |                                |
| B0 -sterren        | 25'000        | -0,23   |                                |
| A0 -sterren        | 11'000        | 0   | Altaïr, Deneb, Wega.           |
| F0 -sterren        | 7'500         | +0,42   | Poolster                       |
| G0 -sterren        | g 5200 d 6000 | g 0,85 d 0,65   | g Capella, d Zon.              |
| K0 -sterren        | g 4200 d 4900 | g 1,37 d 1,03   | Arcturus, Aldebaran.           |
| M0 -sterren        | g 3400 d 3500 | g 2,06 d 1,69   | Antares                        |
| N -sterren         | 2200 - 1500   |   |                                |
| koudste sterren    | 1.000         |   | Infrarode componente van ε Aur |

Bij het bepalen van de temperatuur uit de kleurindices kan men gaan tot veel zwakkere sterren dan met het spectraalonderzoek, maar deze methode is niet absoluut en moet geïjkt worden door vergelijking met de E-λ-krommen.

§ 12. *HET HERTZSPRUNG - RUSSELL - DIAGRAM.*

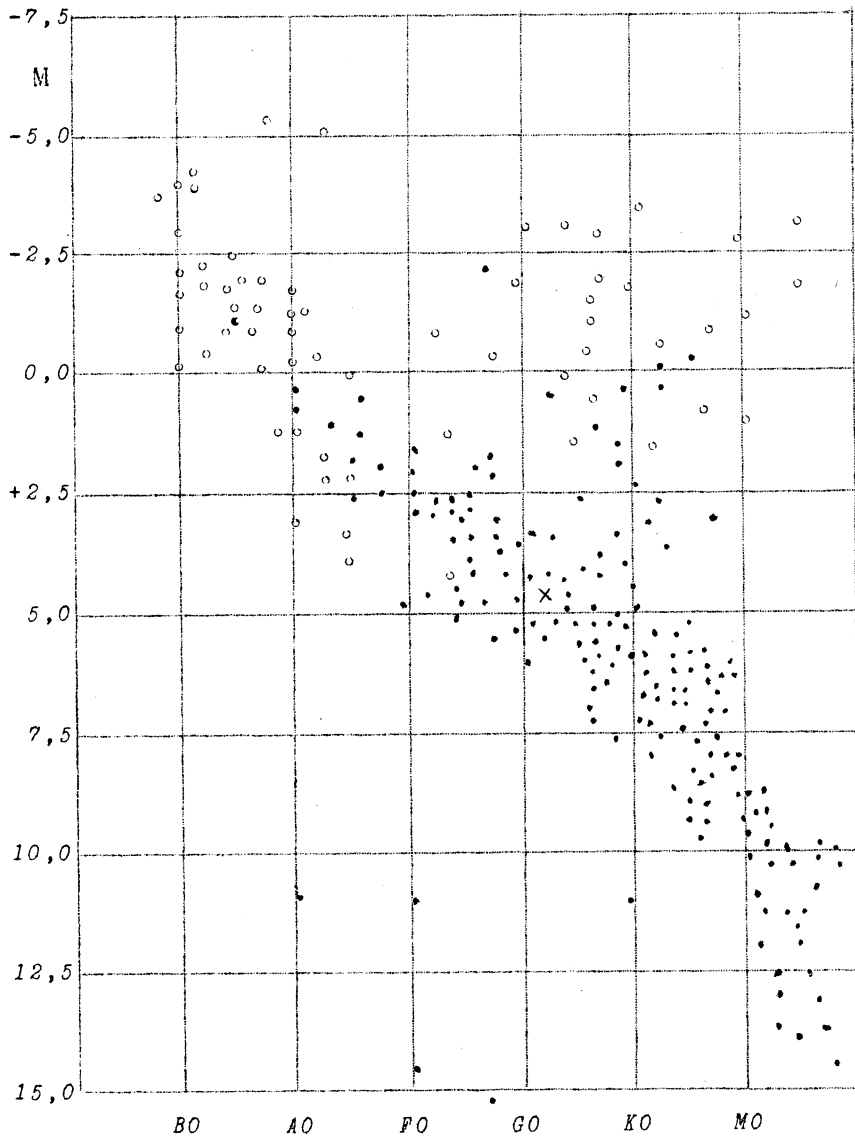
Om iets over de dichtheid te weten te komen moeten we de afmetingen kennen, hiervan krijgen we een eerste indruk bij het bestuderen van het Hertzsprung - Russell - diagram.

Hertzsprung en Russell hebben de absolute helderheid van de sterren uitgezet tegen de spectraaltypen en kregen het hieronderstaand diagram.



In deze grafiek valt direct op de splitsing in twee takken ongeveer beginnend bij de A-sterren.

Sterren, welke in de grafiek boven elkaar staan, horen tot hetzelfde spectraaltype en hebben dus dezelfde oppervlakte-temperatuur; toch is de ene



In fig. 66a stelt elke stip een ster voor op een afstand kleiner dan 65 lichtjaar van de zon; de open cirkeltjes zijn sterren op een grotere afstand, helderder dan de schijnbare grootte 3,0; deze zijn toegevoegd om het diagram volledig te maken voor sterren van grote lichtsterkte. De zon is door een kruisje aangegeven. (Overgenomen uit: "De bouw van het heelal", Prof. Dr A. A. Nijland.)

fig. 66a. RUSSELL - DIAGRAM. I

In fig. 66b (pag. 51) zijn een aantal sterren met name vermeld. M is voor de zon +4,8. De diagonale stippellijnen geven plaatsen aan, waarop de sterren met een straal gelijk aan 100x zon, 10x zon, enz. gelegen zijn. Zie ook: Van Albada, "De Bouw van het Inwendige der Sterren".

§ 13. BEPALING VAN DE DIAMETERS DER STERREN.

Uit het Hertzsprung - Russell - diagram krijgen we al een eerste indruk van de diameters van de sterren. We willen nu trachten deze diameters te berekenen, waarbij we er van uit gaan, dat de sterren stralen als zwarte lichamen.

Volgens de wet van Stefan - Boltzmann geldt dan:

$$i = c \frac{D^2 T^4}{A^2}$$

*i* = ontvangen straling  
*D* = diameter  
*A* = afstand  
*c* = constante

We kunnen *i* meten, eveneens kunnen we *T* bepalen uit het spectrum en soms weten we de afstand uit de parallax.

De schijnbare diameter  $\delta = D/A$  kunnen we dus gemakkelijk berekenen; en ook de diameter *D* als we de afstand kennen.

Voor de zon geldt:

$$i_0 = c \frac{D_0^2 T_0^4}{1}$$

Hieruit volgt:

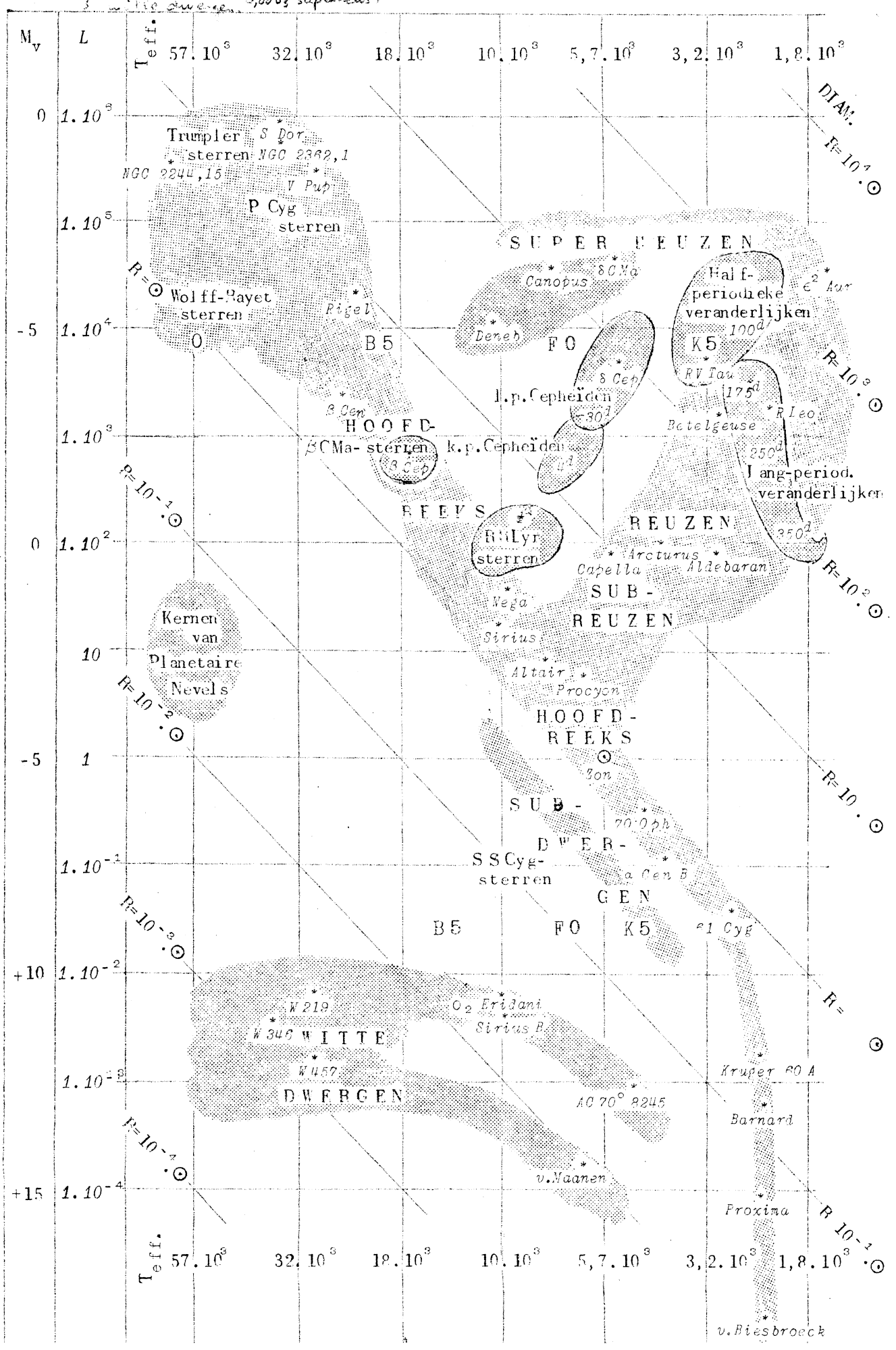
$$\frac{i}{i_0} = \frac{(\frac{D}{A})^2 T^4}{(\frac{D_0}{A_0})^2 T_0^4} \quad i/i_0 = \frac{\delta^2}{\delta_0^2} \cdot \frac{T^4}{T_0^4}$$

om seculaire effect : Ransen vanden mee op dan andere sterre. Verwongen beeld.

b.v. in R=5 parsec : 30 sterren bekeend.

In R=13 parsec : niet 8 x 30 doch 120 sterren bekeend.

In stabiele, 100 stappen :  
 1 hoof-cel. 1 subdivis. } directe omgeving.  
 1 < zon. 1 reus  
 1 witte dwergen 2,0003 super-reus



We moeten eraan denken, dat we bij omzetting tot grootteklassen de bolometrische helderheid nemen, daar alleen hiervoor de wet van Stefan - Boltzmann geldt.

Voorbeeld: *Sirius*.

logaritmisch:

$$m_{\odot} - m = 5 \log \frac{\delta}{\delta_{\odot}} + 10 \log \frac{T}{T_{\odot}}$$

$$\text{dus: } 5 \log(\delta/\delta_{\odot}) = -26,7 + 2,1 - 10 \log \frac{11 \cdot 200}{5 \cdot 600} =$$

$$= -24,6 - 10 \log 2 = -24,6 - 3 = -27,6$$

$$\log(\delta/\delta_{\odot}) = -5,5$$

$$\delta = 1920''/300'000 = 0,0064$$

Dus  $D/A = 0,0064$ ; daar we de parallax weten kunnen we nu ook  $D$  zelf berekenen ( $p = 0,37$ ).

$$\log \frac{D}{D_{\odot}} = -5,5 + \log \frac{206265}{0,37} = -5,5 + 5,8 = 0,3$$

$$D = 2 D_{\odot}$$

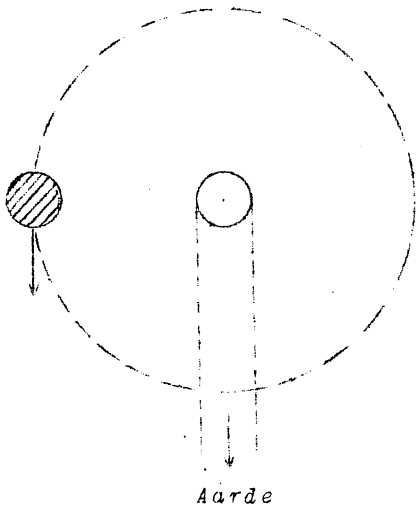
Hieronder volgen enkele diameters uitgedrukt in die van de zon:

|               |   |                               |                       |      |
|---------------|---|-------------------------------|-----------------------|------|
|               |   | <i>Beteldjuza</i>             | 300                   |      |
| Superreuzen   | { | <i>M</i> -sterren             | <i>Antares</i>        | 400  |
|               |   |                               | $\epsilon$ <i>Aur</i> | 3000 |
|               |   | <i>A</i> -ster                | <i>Deneb</i>          | 35   |
| Reuzen        | { | <i>M</i> -sterren (gemiddeld) |                       | 60   |
|               |   | <i>F</i>                      | " "                   | 10   |
|               |   | <i>A</i>                      | " "                   | 2    |
|               |   |                               |                       |      |
| Hoofdreeks    |   |                               | 1                     |      |
| Witte dwergen |   |                               | 0,01                  |      |

Daar de massa's der sterren niet veel uiteen lopen volgt hieruit dat de superreuzen en ook de reuzen buitengewoon ijl zijn en de witte dwergen een zeer grote dichtheid hebben.

*Bedekkingsveranderlijken (Algol).*

fig. 67.



De baansnelheid  $v$  kunnen we berekenen uit de verschuiving der spectraallijnen. De tijd, die nodig is om van het begin der verduistering tot het maximum te komen kunnen we uit de waarnemingen bepalen en aangezien we de snelheid kennen is hieruit dus de diameter te berekenen. Ook kunnen we de som der beide diameters bepalen door de tijd te meten, die verloopt tussen het begin en het eind der bedekking.

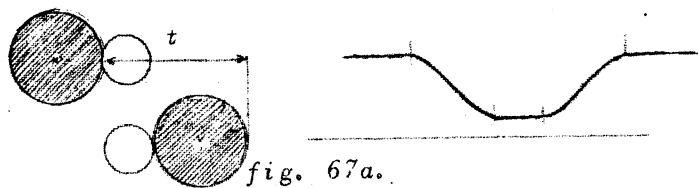


fig. 67a.

*Interferometer.*

a. Puntvormige ster.

Het eerste minimum ontstaat wanneer de afwijking zo is, dat de afwijkingshoek  $= \lambda/2D$ . (zie fig. 68, pag. 53.)

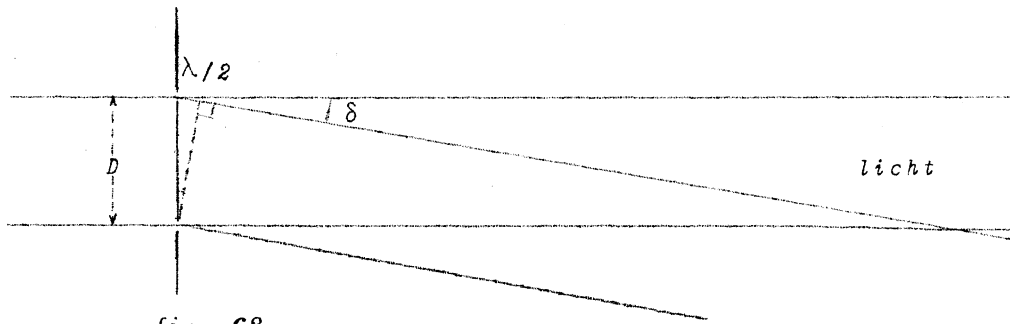


fig. 68.

b. Dubbelster. Twee sterren op een afstand  $\delta$ .

In het algemeen zal het strepensysteem van de tweede ster verschoven zijn ten opzichte van dat van de eerste ster; de tweede ster kan bv. licht geven waar de eerste donker geeft of omgekeerd. Het interferentiebeeld is zo onduidelijk mogelijk als de hoekafstand tussen de sterren =  $\delta = \lambda/2D$ .

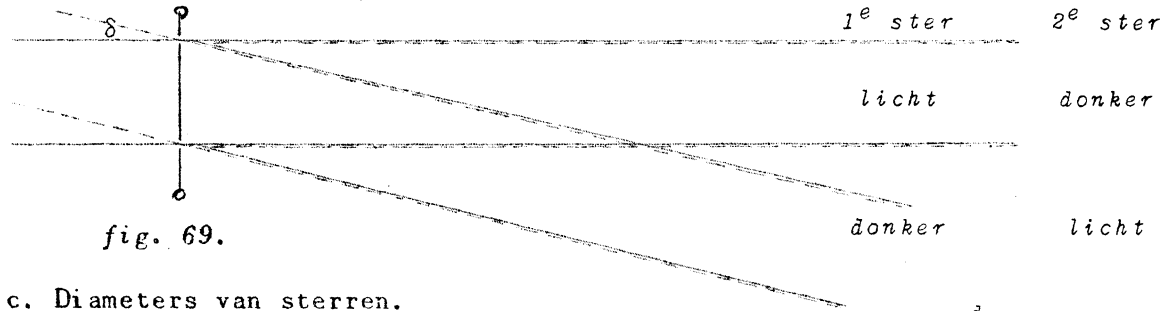


fig. 69.

c. Diameters van sterren.

We kunnen een ster opvatten als twee halve schijven, in elke halve schijf kunnen we een "lichtzwaartepunt" onderscheiden.; deze twee punten kunnen opgevat worden als de twee componenten van een dubbelster.

We krijgen weer de kleinste zichtbaarheid van de interferentie als  $\delta = \lambda/2D$ .

$\delta$  is van de orde van de straal van de ster, de juiste verhouding kan berekend worden ( $\delta = 0,41 d$ ). We stellen nu in op de kleinste zichtbaarheid, uit  $D$  kunnen we dan de diameter bepalen. Om nog voldoende kleine hoeken  $\delta$  te kunnen meten, moeten we trachten de afstand  $D$  zo groot mogelijk te maken (Mt. Wilson 25 meter). Dit kunnen we met behulp van spiegels bereiken, één van deze spiegels is verstelbaar om de afstand  $D$  te kunnen variëren.

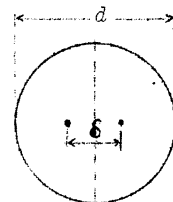


fig. 70.

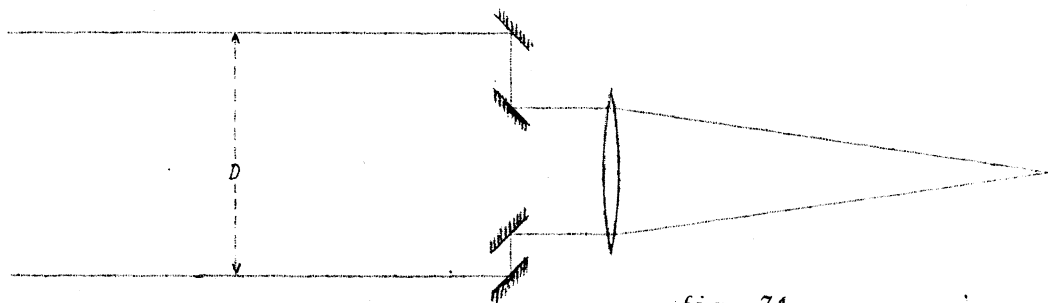


fig. 71.

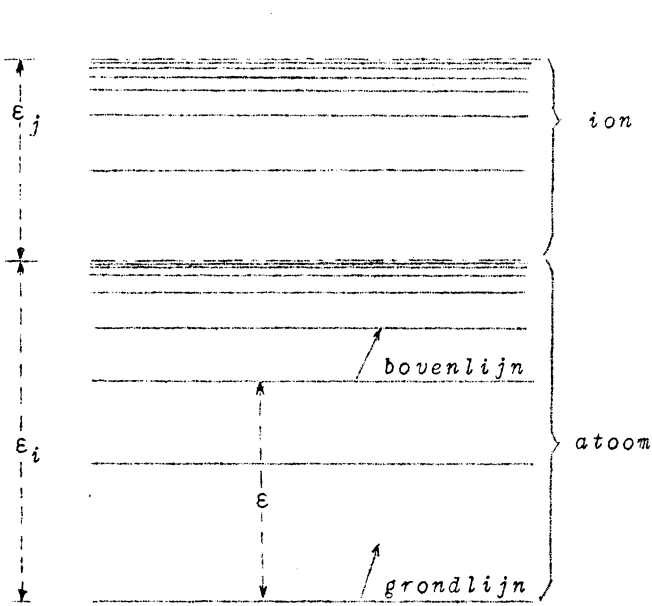
Resultaten.

met interferometer:

berkend volgens methode a:

|       |           |       |
|-------|-----------|-------|
| 0,020 | Arcturus  | 0,023 |
| 0,020 | Aldebaran | 0,034 |
| 0,040 | Antares   | 0,040 |
| 0,021 | β Peg     | 0,025 |

We kunnen bij wijze van werkhypothese aannemen, dat alle sterren dezelfde chemische samenstelling hebben en nagaan welke invloed de temperatuur dan heeft op de spectraallijnen. We gaan bij onze berekeningen uit van de wetten van Boltzmann en Saha, en we gaan het aantal absorberende deeltjes per vol.eenheid berekenen.



$$\frac{N_i}{N_a} = \frac{cT^{5/2} \cdot e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}}}{P_e}$$

Gegeven is  $N = N_a + N_i$  voor elk element.

We moeten hebben:

$$\frac{N_i}{N_a + N_i} = \frac{cT^{5/2} \cdot e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}}}{P_e + cT^{5/2} \cdot e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}}}$$

$$\frac{N_a}{N_a + N_i} = \frac{P_e}{P_e + cT^{5/2} \cdot e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}}}$$

fig. 75.

Atoomlijnen.

1. **Grondlijn.** (lijn welke uitgaat van het grondniveau). 99% of meer van de deeltjes bevinden zich in het grondniveau;  $n$  = aantal deeltjes dat aan de vorming van de lijn deelneemt.

$$\frac{n}{N} = \frac{N_a}{N_a + N_i} = \frac{P_e}{P_e + cT^{5/2} \cdot e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}}}$$

lage  $T$  .....  $n/N \rightarrow 1$

hoge  $T$  .....  $n/N \rightarrow P_e / cT^{5/2}$

( $P_e$  in de noemer is te verwaarlozen t.o.v.  $cT^{5/2}$ .)

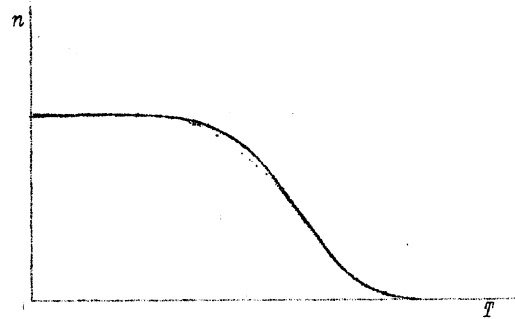


fig. 76.

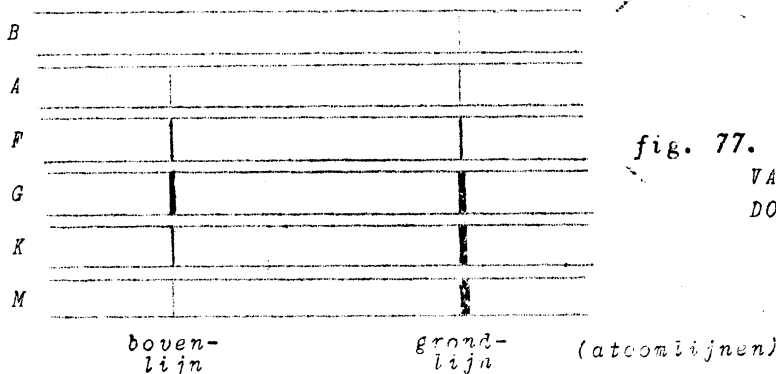


fig. 77. VERLOOP DER STERKTE VAN DE SPECTRAALLIJNEN DOOR DE SPECTRAALTYPEN.

2. **Bovenlijn.** Wanneer we  $T$  verhogen zal er een groter aantal deeltjes in de "bovenniveau's" terechtkomen (aanslagpotentiaal =  $\epsilon$ ); neemt  $T$  nog meer toe, dan treedt ionisatie op, dus zal het aantal absorberende deeltjes weer afnemen. Voor een bovenlijn kunnen we dus verwachten:



$$\frac{n}{N} = \frac{N_a}{N_a + N_i} \cdot e^{-\frac{\epsilon}{kT}} = \frac{P_e}{P_e + cT^{5/2} \cdot e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}}} \cdot e^{-\frac{\epsilon}{kT}}$$

lage T ..... 0, want dan (:)  $e^{-\frac{\epsilon}{kT}}$   
 hoge T ..... (:)  $P_e / cT^{5/2}$

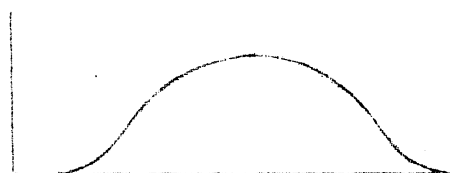


fig. 78.

3. Ionlijnen.

Grondlijnen: lage T, geen ionen.  
 hoge T, steeds meer ionen.

Wordt T zeer hoog, dan kan dubbele of meervoudige ionisatie optreden; we krijgen dus een vlak maximum.

$$\frac{N_i}{N_a + N_i} = \frac{cT^{5/2} \cdot e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}}}{P_e + cT^{5/2} \cdot e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}}}$$

lage T ..... 0  
 hoge T ..... 1

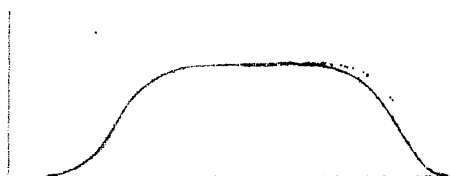
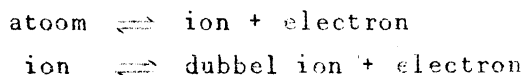


fig. 79.

Dubbele ionisatie: we kunnen hiervoor dezelfde formules gebruiken, we moeten dan voor  $N_a$  lezen  $N_i$  en voor  $N_i$ :  $N_{ii}$ .



dus: 
$$\frac{cT^{5/2} \cdot e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}}}{P_e + cT^{5/2} \cdot e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}}} \cdot \frac{P_e}{P_e + cT^{5/2} \cdot e^{-\frac{\epsilon_{ii}}{kT}}} \quad \epsilon_{ii} = \text{dubbelionisatieënergie.}$$

We kunnen een dergelijk eenvoudig product gebruiken, omdat bijna altijd slechts twee ionisatietoestanden tegelijk voorkomen.

4. Bovenlijn.

$$\frac{cT^{5/2} \cdot e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}}}{P_e + cT^{5/2} \cdot e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}}} \cdot \frac{P_e}{P_e + cT^{5/2} \cdot e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}}} \cdot e^{-\frac{\epsilon}{kT}}$$

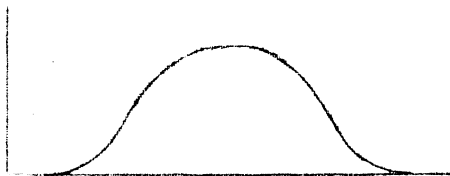


fig. 80.

We gaan nu na of we in de spectra een dergelijke wisseling in de sterkte der spectraallijnen vinden als we met onze theorie voorspeld hebben.

Voorbeeld: Ca  $\lambda$  4227: grondlijn van een atoom; deze neemt voortdurend af van de lage naar de hogere temperaturen.

Ook uit andere voorbeelden blijkt de theorie goed overeen te stemmen met de waarnemingen.

De grondlijnen van een atoom nemen bij toenemende T niet gelijk af voor verschillende elementen, wat we ook niet verwachtten daar de  $\epsilon_i$  voor elk element verschillend is.

Rb en Cs (lage  $\epsilon_i$ ) verdwijnen bij G-sterren.

Bovenlijnen van een atoom.

Balmer-lijnen maximum bij A-sterren. ( $\epsilon \cong 10$  eV)

He - lijnen " " B3 " (daardoor in zonnenspectrum niet zichtbaar;  $\epsilon \cong 20$  eV)

Si - " " " G- "

Grondlijn van een ion.

Ca II lijnen ( $\lambda$  3930 en 3960) maximum bij K-sterren.

Bovemlijn van een ion.

Si II maximum bij A0 ( $\epsilon_i = 8$  eV)

Si III " " B1 ( $\epsilon_{ii} = 16$  eV)

Si IV " " O ( $\epsilon_{iii} = 33$  eV)

Vergelijken we nu de verschillende Si-lijnen, dan zien we een mooie opeenvolging bij hoger wordende  $T$ .

We zouden hieruit dus kunnen concluderen dat onze werkhypothese juist was en dat dus alle sterren dezelfde chemische samenstelling hebben. We moeten dit echter nog beter kwantitatief onderzoeken.

#### Quantitatieve analyse.

We nemen de lijnprofielen op met de microfotometer en bepalen daaruit de lijnsterkten (aequivalente breedte).

Uit elke lijnsterkte volgt met behulp van de groeikromme het aantal atomen of ionen  $n_f H$  dat bijgedragen heeft tot de absorptie (zie de kwantitatieve analyse der zon, pag. 13). De som over alle niveaus van het atoom en van het ion geeft het totale aantal deeltjes  $N$  van dat element; de grondniveaus leveren natuurlijk de grootste bijdrage. Men herhaalt dit voor alle elementen en kent dan de procentuele samenstelling. - Bij precieser werk moet men bedenken dat de laagdikte  $H$  nog varieert van ster tot ster en zelfs van lijn tot lijn.

We kunnen dit echter nog slechts voor enkele sterren, daar zulk een programma zelden volledig is uitgewerkt. Toch schijnt het wel dat de samenstelling van de sterren niet veel afwijkingen vertoont, door alle spectraaltypen heen, behalve bij de koudste en de heetste sterren.

W-sterren kunnen we splitsen in C-houdende en in N-houdende; evenzo: R- en N-sterren: C-houdend, en M-sterren: O-houdend.

Eer men echter verschillen in de chemische samenstelling aanneemt moet men alle andere oorzaken van verschil nauwkeurig onderzoeken. Misschien speelt namelijk de druk een rol.

Voorbeeld:

S-sterren schijnen sterker Zr-houdend dan M-sterren. Oorspronkelijk dacht men hier dus een splitsing gevonden te hebben, maar het is aannemelijk geworden dat dit in belangrijke mate te danken is aan de druk. Sommige langperiodieke veranderlijken blijken afwisselend het S- en het M-type te vertonen.

Voor de andere splitsingen heeft men nog geen andere reden aan kunnen geven, voorlopig nemen we aan dat die reëel zijn

Als voorbeeld van de resultaten ener kwantitatieve analyse geven we de samenstelling van  $\tau$  Sco. De vergelijking met de zon bewijst de opvallende chemische gelijkheid van twee sterren die toch een geheel verschillend spectrum vertonen.

| Element | log $N$ (aantal deeltjes van elk element) |                         |
|---------|---|-------------------------|
|         | Zon (G 2)                                 | $\tau$ Scorpii (B-ster) |
| H       | 10  | 10                      |
| He      | 9,30                                      | 9,25                    |
| C       | 7,06                                      | 6,25                    |
| N       | 7,02                                      | 6,5                     |
| O       | 7,23                                      | 7,0                     |
| Mg      | 5,51                                      | 5,75                    |
| Al      | 4,33                                      | 4,6                     |
| Si      | 5,8                                       | 5,8                     |

§ 15. INVLOED VAN DE DICHTHEID OP DE SPECTRA DER STERREN.

Daar de massa's der sterren weinig uiteen lopen hangt de dichtheid ten nauwste samen met de afmetingen der sterren.

Verschillen tussen Reuzen en Dwergen:

- 1. Reuzen: scherpe spectraallijnen.
- Dwergen: wazige spectraallijnen.

Dit kunnen we begrijpen, doordat we weten dat de scherpte van de lijnen samenhangt met de storingen welke de deeltjes op elkaar uitoefenen. Bij de dwergen treden vrij grote storingen op door intermoleculaire Stark-effecten. Het Stark-effect brengt een splitsing van de spectraallijnen teweeg. In het laboratorium kunnen we dit effect nagaan tussen de platen van een condensator. De spectraallijnen blijken in een electrisch veld gesplitst te worden in een aantal componenten wanneer het veld constant is. In een steratmosfeer is het veld echter niet constant, maar het variëert, waardoor elke lijn wazig wordt; elk geladen deeltje nadert tot op een zekere afstand van het trillend atoom en verwijdert zich weer; daarenboven kunnen vele deeltjes tegelijk werken.

Speciaal gevoelig voor electrische velden is het H-atoom.

Het aantal zichtbare Balmerlijnen is een goed criterium voor de electronendruk en dus voor de absolute helderheid.

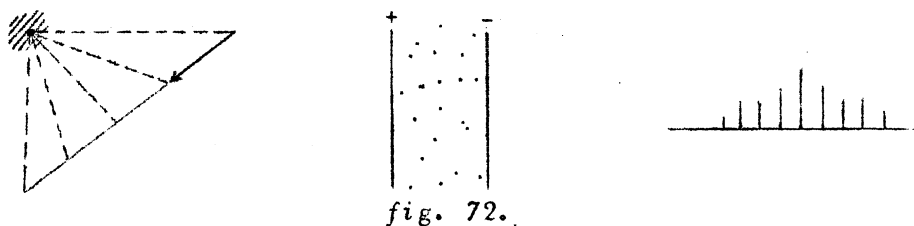


fig. 72.

- 2. Reuzen: meer ionisatie daar de electronendruk geringer is.
- Dwergen: minder ionisatie.

Vergelijken we nu twee spectra van dezelfde spectraalklasse, dan constateren we verschillen tussen reuzen en dwergen. We kunnen daardoor de spectraalklassen nog in 5 groepen verdelen.

|   | I | II | III | IV | V |
|---|---|----|-----|----|---|
| B |   |    |     |    |   |
| A |   |    |     |    |   |
| F |   |    |     |    |   |
| G |   |    |     |    |   |
| K |   |    |     |    |   |
| M |   |    |     |    |   |

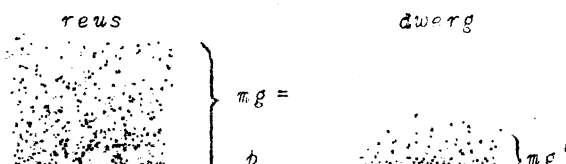
(Superreuzen I, Dwergen V)

Voor elke spectraalklasse zijn er criteria gezocht, die toelaten zelfs spectra van kleine dispersie onder te verdelen naar M.

Er is een speciale catalogus uitgegeven waarin de gehele spectraalclassificatie is aangegeven evenals de verschillen tussen de groepen. *Atlas van Morgan* e. a.

We delen door deze nieuwe indeling de sterren behalve naar hun temperatuur ook nog in naar de druk, we bedoelen dan de druk in de laag waar de spectraallijnen gevormd worden. In plaats van  $P_e$  of  $P$  kunnen we eigenlijk de gravitatieversnelling nemen. In eerste benadering is

$$P \sim mg$$



$m$  is voor elke ster constant daar de fotosfeer pas begint wanneer de massa'er boven groot genoeg is; dus  $P \sim g$ .

In elke spectraalklasse kan men een paar naburige lijnen aanwijzen, waarvan de sterkteverhouding een functie is van de absolute helderheid; de ene is dan bv. een atoomlijn, de andere een ionlijn. Men vergelijkt deze lijnsterkten in een willekeurige schaal, en ijkt met sterren van bekende  $M$ . Daarna is de parallax te bepalen uit:  $M - m = 5 + 5 \log p$ .

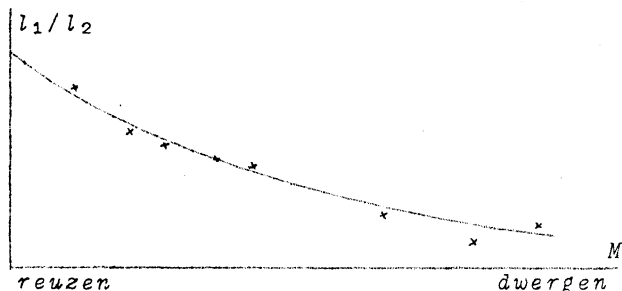
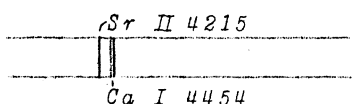


fig. 74.

Voorbeeld:

$$l_1 = \text{Sr II}$$

$$l_2 = \text{Ca I}$$

We nemen een aantal "bekende" sterren en zetten hiervan de verhouding van de lijnsterkten uit tegen de absolute helderheden, de andere sterren kunnen we dan interpoleren.

Resultaten:

$M \dots \pm 0,4 \rightarrow p \dots \pm 20\%$ ; fouten in  $M$  van 0,4 geven in de parallax een fout van 20%.

§ 17. ENKELE BIJZONDERE VERSCHIJNSELEN DOOR DE STERSPECTRA VERTOOND.

1. Turbulentie.

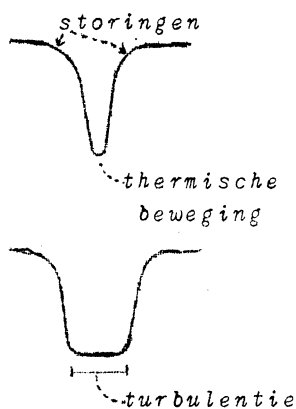


fig. 81.

Er zijn lijnen welke een brede kern hebben, dit zou door grote warmtebeweging kunnen zijn.

Dit is echter onmogelijk daar hiervoor een veel te hoge temperatuur vereist is; de brede kern kan dan niet anders dan door turbulentie verklaard worden.

De macroscopische bewegingen in de atmosfeer geven evenzo Doppler-effecten als de moleculaire thermische bewegingen.

Er zijn nog enkele andere aanwijzingen, die ook op turbulentie wijzen.

De spectraallijnen zijn in dit geval dus verbreed maar toch tamelijk scherp.

2. Rotatie.

Wanneer er sterren zijn, die zeer snel roteren kan men dit constateren in het spectrum.

Beschouwen we het geval dat we  $\perp$  as waarnemen. (zie fig. 82.)

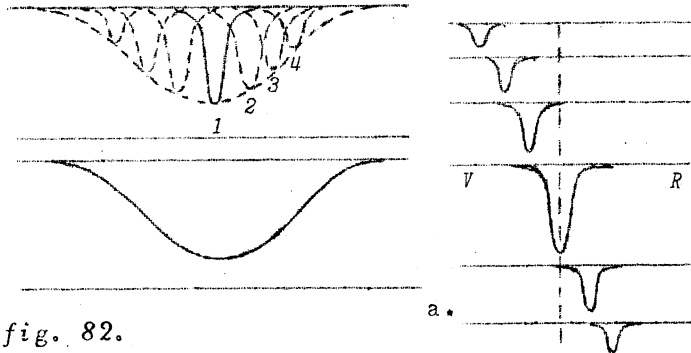
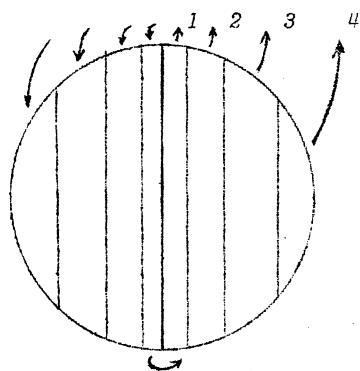


fig. 82.

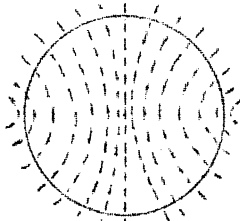
De linkerzijde beweegt zich naar ons toe, dus zullen de spectraallijnen, door dit deel gevormd, enigszins naar het violet verschoven zijn; voor de rechterzijde zijn ze juist naar het rood verschoven. De lijnen van de verschillende delen van het steroppervlak op elkaar gesuperponeerd geven een beeld zoals weergegeven is in fig. 82a.

Beschouw nu het geval dat we niet loodrecht op de as waarnemen. We zien dan slechts een componente van de rotatie. Statistisch kan nagegaan worden hoe de werkelijke rotatiesnelheden verdeeld zijn over een groot aantal sterren.

Men heeft op deze wijze sterren gevonden met een rotatiesnelheid tot zelfs 250 km/sec. aan de aequator. Dit ligt bijna op de grens van de labiele toestand. (zon: 2 km/sec)

Deze grote rotatiesnelheden komen vooral voor bij O, B, A-reuzen.

### 3. Magneetvelden. (zie ook bij de zon op pag. 25.)



Bij snelle rotaties kunnen we magneetvelden verwachten.

Hoewel we de ster slechts als geheel kunnen zien, is er toch nog iets van polarisatie in het sterlicht op te merken, afhankelijk van de waarnemingsrichting t.o.v. de as.

Er zijn velden tot enige 1000 oersted gevonden.

We kunnen het individuele verband tussen rotatie en sterkte van de magneetvelden niet leggen, daar we het magneetveld alleen kunnen waarnemen als de as naar ons toegericht is: dan alleen zijn de lijnen scherp genoeg.

Dat het magneetveld toeneemt met de rotatiesnelheid blijkt alleen statistisch.

Er is gebleken dat sommige magneetvelden van sterkte wisselen tegelijk met de wisselingen in de sterkte van de spectraallijnen.

## § 18. VERANDERLIJKE STERREN.

Op het gebied van de veranderlijke sterren hebben aan de Utrechtse Sterrewacht Prof. Nijland en Dr v.d. Bilt veel waardevolle waarnemingen verricht. Ook amateurs kunnen hier nuttig werk doen.

Door de Vaticaan-sterrewacht is een atlas uitgegeven (van Hagen - Stein) van veranderlijke sterren met hun omgeving.

Waarnemingen kunnen op drie verschillende manieren geschieden:

1. Visuele waarnemingen.
2. Fotografische waarnemingen. (vgl. § 3)
3. Foto-electrische waarnemingen. (tot op 0,001 nauwkeurig.)

Van de veranderlijke sterren is een grote samenvattende catalogus uitgegeven door Parenago en Koekarkin, welke 10'900 sterren bevat.

De veranderlijke sterren geeft men met hoofdletters aan, van het eind van het alfabet: R...Z; RR...ZZ; AA, AB,...

Sterren welke al een aanduiding hadden heeft men die aanduiding laten houden.

Onder veranderlijke sterren worden niet de bedekkingsveranderlijken gerekend, deze zijn immers niet intrinsiek veranderlijk. De belangrijkste groep van veranderlijken zullen thans besproken worden.

### 1. Cepheïden. (naar $\delta$ Cepheï.)

De lichtkromme van deze sterren vertoont een zeer regelmatige periode van de orde van enkele dagen.

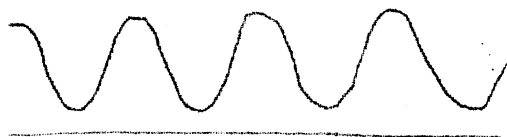


fig. 83. LICHTCURVE VAN EEN CEPHEÏDE

De preciese vorm van de lichtkrommen schijnt samen te hangen met de lengte van de periode, (asymmetrie, kleine hobbels).

Amplitude is meestal klein ( $< 1^m$ ).

Men verdeelt de Cepheïden naar hun periode in twee groepen, die achteraf bleken nog andere verschillen te vertonen:

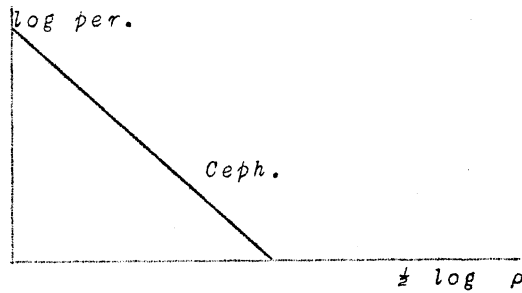
- |                         |  |
|-------------------------|--|
| I periode $2^d - 100^d$ | typische Cepheïden = klassieke Cepheïden.                      |
| II periode $< 1^d$      | a. cluster-veranderlijken. Een klein aantal sterren met perio- |
|                         | b. RR-Lyrae-sterren.   |

Er is gebleken dat allerlei eigenschappen van de Cepheiden samenhangen met de periode.

a. Periode - spectrum.

Het verband is niet volkomen maar gemiddeld is het toch goed uitgesproken.

|         |         |             |
|---------|---------|-------------|
| Periode | ½ dag   | A-spectrum. |
| "       | 4 dagen | F 5- "      |
| "       | 8 "     | G 0- "      |
| "       | 20 "    | G 5- "      |



b. Periode - gem. dichtheid.

$$\text{Periode} = \frac{\text{const.}}{\sqrt{\rho}}$$

of:  $\log \text{ per.} = \text{const.} - \frac{1}{2} \log \rho$

c. Periode - absolute helderheid (Lichtkracht).

Miss Leavitt heeft de typische Cepheiden in de kleine Magellaanse Wolk onderzocht en vond dat de periode samenhang met de schijnbare helderheid; daar deze sterren echter allen op dezelfde afstand staan, betekent dit dus ook een samenhang tussen de periode en de absolute helderheid. *Damma de cluster in Cent.* We kunnen dus zeggen dat de periode samenhangt met de inwendige bouw van de ster.

Shapley heeft dit verder onderzocht door te veronderstellen dat het algemeen geldig was en paste het toe op allerlei andere sterhopen; hij vond toen dat de krommen voor de verschillende sterhopen ten opzichte van elkaar in verticale richting verplaatst waren; wanneer we echter een reductiefactor voor de afstand in rekening brengen dan vallen de krommen samen. Weten we dus de ware afstand van enkele Cepheiden dan is de kromme geijkt en kunnen we van andere sterhopen waar Cepheiden in voorkomen de afstand bepalen. Evenzo is de kromme van de clusterveranderlijken op de juiste hoogte gebracht; het horizontale stuk blijkt toevallig bij  $M = 0$  te liggen. We weten tegenwoordig dat de krommen van de Cepheiden I en van de Cepheiden II niet dezelfde zijn.

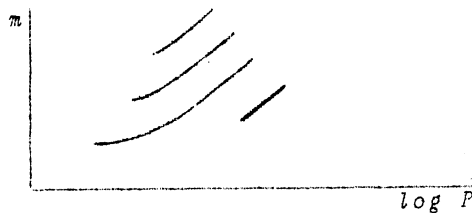


fig. 84.

Deze methode voor afstandsbepaling is zeer belangrijk voor de sterrekunde. Vinden we ergens in het heelal een Cepheïde, dan bepalen we de periode waaruit de absolute helderheid volgt, we meten de schijnbare helderheid en weten dan dus de parallax en dus de afstand:

$$M - m = 5 + 5 \log p .$$

Een gunstige omstandigheid is dat de Cepheiden alle reuzensterren zijn en bovendien zeer helder zodat we ze nog op grote afstanden kunnen zien (tot op 60 - 6000 parsec).

Om de helderheidswisseling en al deze wetmatigheden te verklaren heeft men een theorie opgesteld nl. de Pulsatie-theorie.

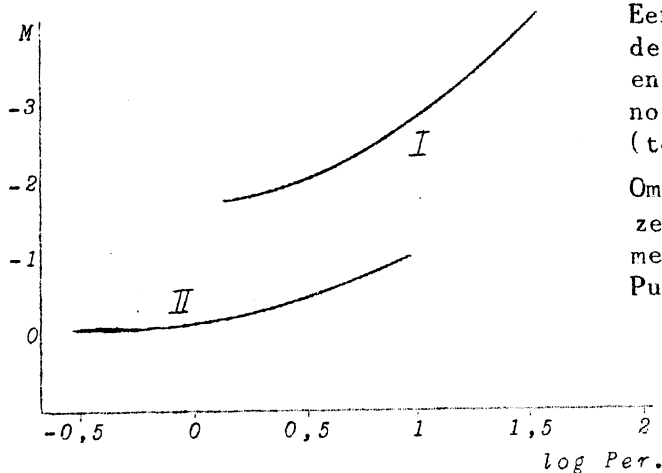


fig. 85.  
PERIODE - ABSOLUTE HELDERHEID - CURVE.

De Pulsatie-theorie.

Dat de sterren pulseren kunnen we zien aan het Doppler-effect in de spectraallijnen. Hieruit blijkt namelijk dat de radiële snelheid verandert met een zekere periode; elimineren we de werkelijke beweging van de ster zelf dan zien we dat de radiële snelheid nu eens positief dan weer negatief is. De pulsatie geschiedt adiabatisch en gaat gepaard met temperatuurswisseling.

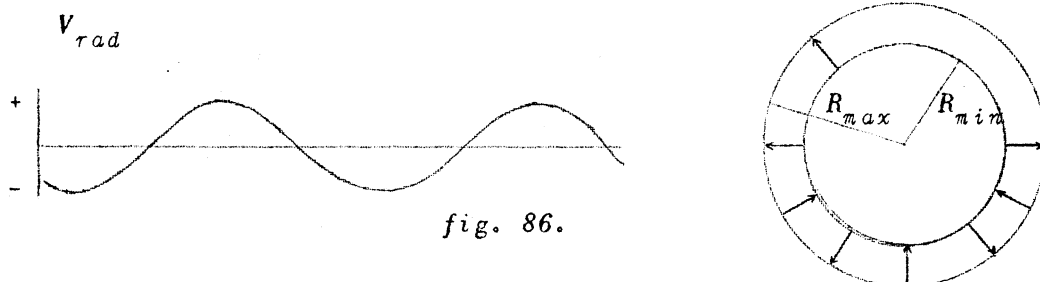


fig. 86.

De helderheidsveranderingen ontstaan door de oppervlakteverandering (a), maar ook door de temperatuurverandering (b).

a. *Oppervlakteverandering.*

We kunnen zeggen: 
$$R_{max} - R_{min} = \int_0^{\frac{1}{2}Per} v_{rad} dt.$$

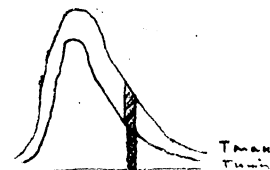
Uit deze vergelijking vinden we de waarde direct in kilometers; deze waarde is iets te klein; dit komt doordat we langs de rand slechts een componente waarnemen, waarschijnlijk moeten we met een factor 1,4 vermenigvuldigen.

b. *Temperatuurverandering.*

We kunnen verwachten dat de temperatuur verandert door adiabatische uitzetting en inkrimping. Wanneer we de  $T$  bepalen (bv. uit de kleurindex) blijkt deze inderdaad te variëren. Hetzelfde blijkt uit het variërende spectrum. We kunnen nu de invloed van de  $T$  op de lichtsterkte in rekening brengen. Immers wanneer we  $h_\lambda$  de helderheid per  $cm^2$  in een bepaalde kleur noemen, dan is:

$$\frac{I_{\lambda_{max}}}{I_{\lambda_{min}}} = \frac{4\pi R_{max}^2 \cdot h_{\lambda_{max}}}{4\pi R_{min}^2 \cdot h_{\lambda_{min}}}$$

meetbaar uit kleurindex



Uit de kleurindex bepalen we de temperatuur en daaruit weer  $h_\lambda$ .

Toen men het op deze wijze probeerde ontstonden er tegenstrijdigheden welke nu wel opgehelderd zijn.

De fouten bleken te zitten in de bepaling van  $h_\lambda$  uit de kleurindex, daar men er hierbij vanuit gegaan was dat de sterren als zwarte lichamen straalden, wat niet geheel juist is. Langs een omweg heeft men echter toch kunnen bepalen hoe  $h_\lambda$  met de kleurindex samenhangt.

Uit de twee vergelijkingen  $R_{max} - R_{min}$  en  $R_{max}/R_{min}$  kunnen we nu  $R$  zelf oplossen.

Men heeft gevonden dat

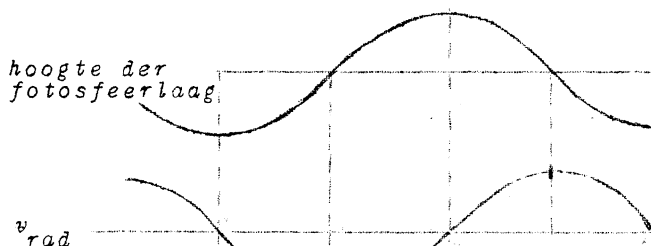
$$\frac{R_{max} - R_{min}}{R_{gem}} \approx 0,10$$

Hieruit blijkt dus dat de oppervlakteverandering slechts weinig verandering in de helderheid kan geven, nl. een variatie van 0,2.

De waargenomen wisselingen zijn veel groter, zodat dus het effect der temperatuurwisselingen overwegend moet zijn ( $5000^\circ - 6500^\circ$ ).

Men ziet in fig. 87 dat de straal der ster vrijwel gelijk is bij min. en bij max. helderheid; het verschil tussen de straling op die 2 momenten is dus te wijten aan de  $T$ .

Phase van de helderheidswisselingen en  $v_{rad}$ . (Vgl. fig. 87 en fig. 94.)



De curve der radiële snelheid blijkt het spiegelbeeld te zijn van de lichtkromme (fig. 87). Er is dus een faseverschil van ongeveer  $\frac{1}{4}$  periode tussen de waargenomen en de theoretisch verwachte helderheid: de max. helderheid valt niet samen met de min. straal

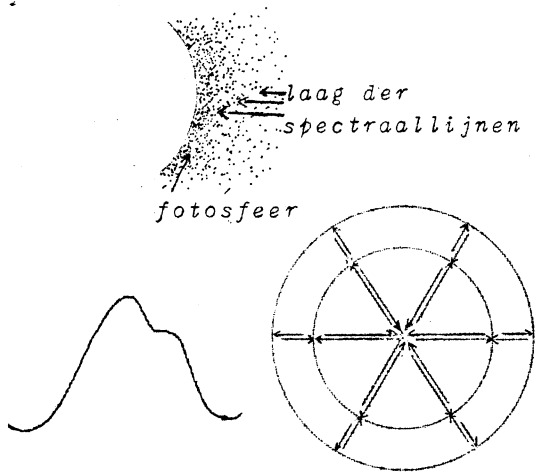


fig. 88.

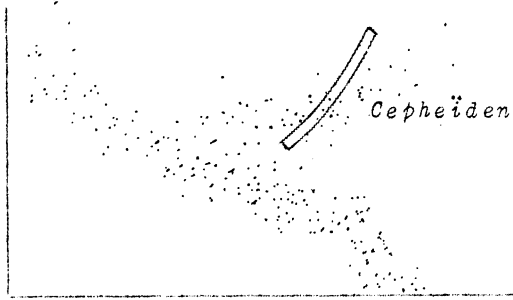


fig. 89. DE CEPHEÏDEN IN HET H-R-DIAGRAM

binnenste lagen een raseverschil met de buitenste lagen vertonen; men ziet uit de fig. 94 dat de grootste helderheid dan samenvalt met de compressie der fotosfeer. Daar niet alle spectraallijnen op dezelfde diepte gevormd worden, kan men door de verschillende spectraallijnen te bestuderen de radiële snelheden op verschillende diepte waarnemen; men kan dus het proces volgen.

De onregelmatige vorm der lichtcurven kunnen we verklaren door de boventonen welke ontstaan bij trillende lichamen. We krijgen dan allerlei interferenties. (fig. 88.)

We kunnen ons nu afvragen waarom niet alle sterren pulseren. Wanneer we de Cepheïden in het H-R-diagram uitzetten, constateren we een zekere wetmatigheid; ze bevinden zich alle in een smalle strook, alle sterren van die strook pulseren.

Waarschijnlijk hangt de pulsatie samen met het ontstaan van de energie in het inwendige van de ster. Druk en temperatuur oefenen een invloed uit op de energieproductie: hoger  $T$  en  $P \rightarrow$  meer energieproductie, hierdoor gaat de ster uitzetten, daardoor afkoeling en la-

ger  $P$ , dus weer minder energieproductie, dus inkrimping, enz.

Essentieel om de trilling in stand te houden is dat de energie in de goede fase toegevoerd wordt. Toch wordt de pulsatie niet steeds groter: de energieverliezen worden op een zeker moment waarschijnlijk zo groot dat dit de extra-productie opheft. Er moet echter ook nog aan andere zeer speciale eisen voldaan zijn, daar de andere sterren niet pulseren.

Men heeft getracht alle veranderlijke sterren samen te vatten in de grote reeks:

- |                                    |                         |
|------------------------------------|-------------------------|
| 1. Cepheïden.                      | 0 - 100 <sup>d</sup> .  |
| 2. Half-periodieke veranderlijken. | 50 - 100 <sup>d</sup> . |
| 3. Lang-periodieke veranderlijken. | 90 - 600 <sup>d</sup> . |

### 2. Half-periodieke veranderlijken.

Het spectrum behoort tot de G-K-M-typen..

We zien dat ook hier de periode-spectrum betrekking voortgezet wordt.

De periode-dichtheid betrekking vormt wel een gedeeltelijke voortzetting, maar er blijken toch afwijkingen voor te komen. (fig. 91.)

Ook de sterren van deze groep zijn alle reuzen. Typische lichtkromme, onregelmatige "zwevingen".



fig. 90. LICHTCURVE VAN EEN HALF-PERIODIEKE VERANDERLIJKE.

### 3. Lang-periodieke veranderlijken.

Al deze sterren zijn rode superreuzen.

De veranderlijken van deze groep zijn de vroegst waargenomen veranderlijke sterren.

*Dominicae in C. Friesland.*  
1596 Fabricius: *o Ceti* (Mira) 2<sup>m</sup>; kort daarna was de ster onzichtbaar, tot hij in 1609 weer zichtbaar werd. Het maximum is 3<sup>m</sup>, soms 2<sup>m</sup>; minimum 9<sup>m</sup>, periode 320 à 370 dagen.



Bij al deze veranderlijken zijn noch de periode noch de amplitude erg constant. Later is gebleken dat Mira een dubbelster is; om de rode reus ( $M$ -ster) cirkelt een witte dwerg ( $B8$ ) met helderheid  $10^m$  op een afstand van  $0,9''$ .

Spectra van deze groep veranderlijken corresponderen met een lage temperatuur; meest  $M$ , ook  $K, R, N, S$ -sterren.

Er komen enkele emissielijnen voor, wisselend volgens de fase.

De absolute helderheid varieert van  $-1$  tot  $-4^M$ .

Men is van deze sterren veel te weten gekomen door de totale straling met een thermoëlement te meten; we kunnen voor de totale straling een vrij hoog bedrag (ten opzichte van de visuele meting) verwachten wegens de lage  $T$ . Toen men de helderheidswisselingen ook met een thermoëlement volgde bleek dat de totale straling slechts zeer weinig wisselde.

Voorbeeld:

|               | $\Delta m_{vis}$ | $\Delta m_{bol}$ |
|---------------|------------------|------------------|
| $\alpha$ Ceti | 7,6              | 0,8              |
| $\chi$ Oph    | 3,0              | 0,5              |
| $\chi$ Cyg    | 9,0              | 0,9              |

We kunnen dit begrijpen wanneer we het spectrum gaan beschouwen.

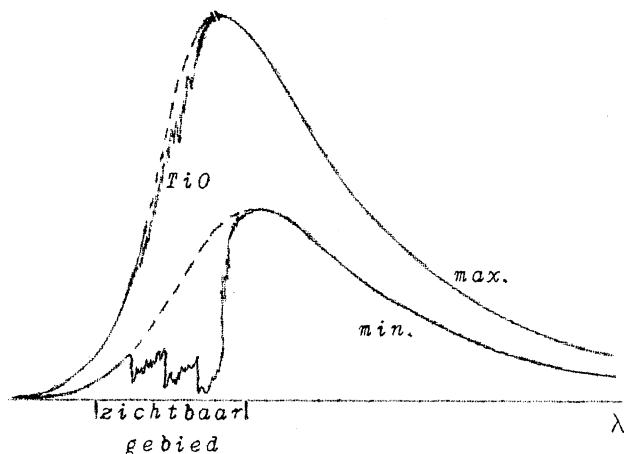


fig. 92.

#### Temperatuurmeting.

Men meet de straling a. met een glasfilter;  
daarna b. zonder glasfilter.

Het filter absorbeert een groot gedeelte van de straling (tot ca  $2 \mu$ ); de verhouding is een maat voor de temperatuur, daar met iedere temperatuur een bepaalde verhouding overeenkomt.

Temperatuurmetingen.

|               |                           |
|---------------|---------------------------|
| $\alpha$ Ceti | $2640^\circ - 1920^\circ$ |
| $\chi$ Cyg    | $2240^\circ - 1640^\circ$ |
| $V$ Cyg       | $1500^\circ$              |

Weten we de temperatuur en de uitgezonden hoeveelheid straling dan kunnen we hieruit de schijnbare diameter bepalen (zie pag. 50).

$$i_{max} = \text{const.} \cdot \delta_{max}^2 \cdot T_{max}^4$$

$\delta$  = diameter in hoekmaat.

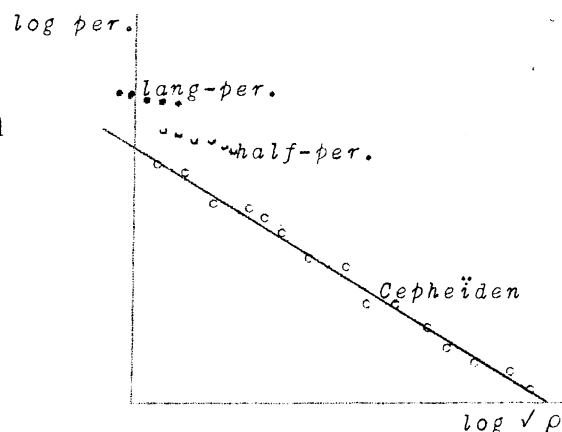


fig. 91.

voor Mira vinden we:

$$\delta_{max} = 0,055$$

$$\delta_{min} = 0,038$$

Hieruit blijkt dus dat ook deze sterren pulseren, wat er op wijst dat we te maken hebben met een voortzetting van de Cepheïden.

Uit Doppler-effect bij Mira waargenomen:

$$\int_0^{\Delta t} v_{rad} dt = R_{max} - R_{min} \quad \text{in km}$$

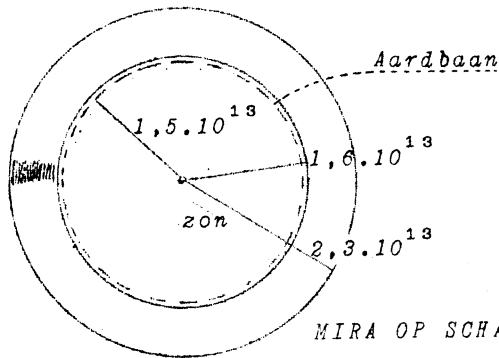
$$\delta_{max} - \delta_{min} = 0,017 \longrightarrow 1,4 \cdot 10^{13} \text{ cm} = D_{max} - D_{min}$$

$$\delta_{min} \longrightarrow 3,1 \cdot 10^{13} \text{ cm} = D_{min}$$

$$\delta_{max} \longrightarrow 4,5 \cdot 10^{13} \text{ cm} = D_{max}$$

Nu volgt ook de parallax, daar de straal van de aardbaan  $1,5 \cdot 10^{13}$  cm is:

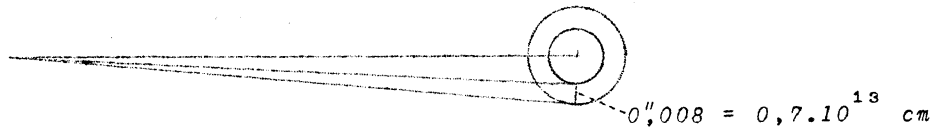
$$p = 0,008 \frac{1,5 \cdot 10^{13}}{0,7 \cdot 10^{13}} = 0,018$$



Voortplanting van de lopende golf geschiedt bij Mira met een snelheid van 60 km/sec. Over de afstand  $R_{max} - R_{min}$  doet deze golf dus 150 dagen.

In fig. 94 zijn de waarden van  $R$  op verschillende hoogten in de atmosfeer gegeven.

fig. 83.



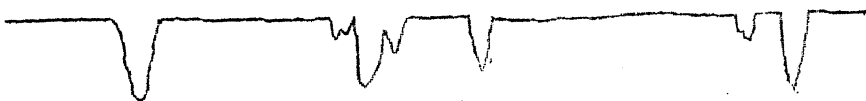
We zien dat bij de Cepheïden de maximale helderheid overeenkomt met maximale compressie. Bij de lang-periodieke veranderlijken is er al een zo grote fase-verschuiving dat het helderheidsmaximum bij het maximum van  $v_{rad}$  valt. We kunnen dus zeggen dat de veranderlijkheid van de sterren in hoofdzaak samenhangt met pulsaties. Er blijven nu nog enkele uitzonderingen over.

### 1. Tauri-sterren.

Deze zijn omringd door nevelmassa's. Het zijn de enige bekende veranderlijken die tot de dwergsterren behoren. Ze zijn omringd door nevelmassa's; vermoedelijk zijn daaruit de onregelmatige lichtwisselingen te verklaren, alsook de heldere lijnen die soms in hun spectra zichtbaar zijn.

### 2. R Cor Bor-sterren.

Men nam aan dat deze sterren tijdelijk verduisterd werden door "rookwolken". Dit werd gesteund door het feit dat het spectrum van deze sterren niet verandert gedurende de helderheidswisselingen, bovendien bleken deze sterren zeer rijk te zijn aan koolstof.



### 3. SS Cygni-sterren.



De afstanden tussen het opflitsen bedragen  $20^d - 60^d$ ; amplitude ca  $4^m$ .

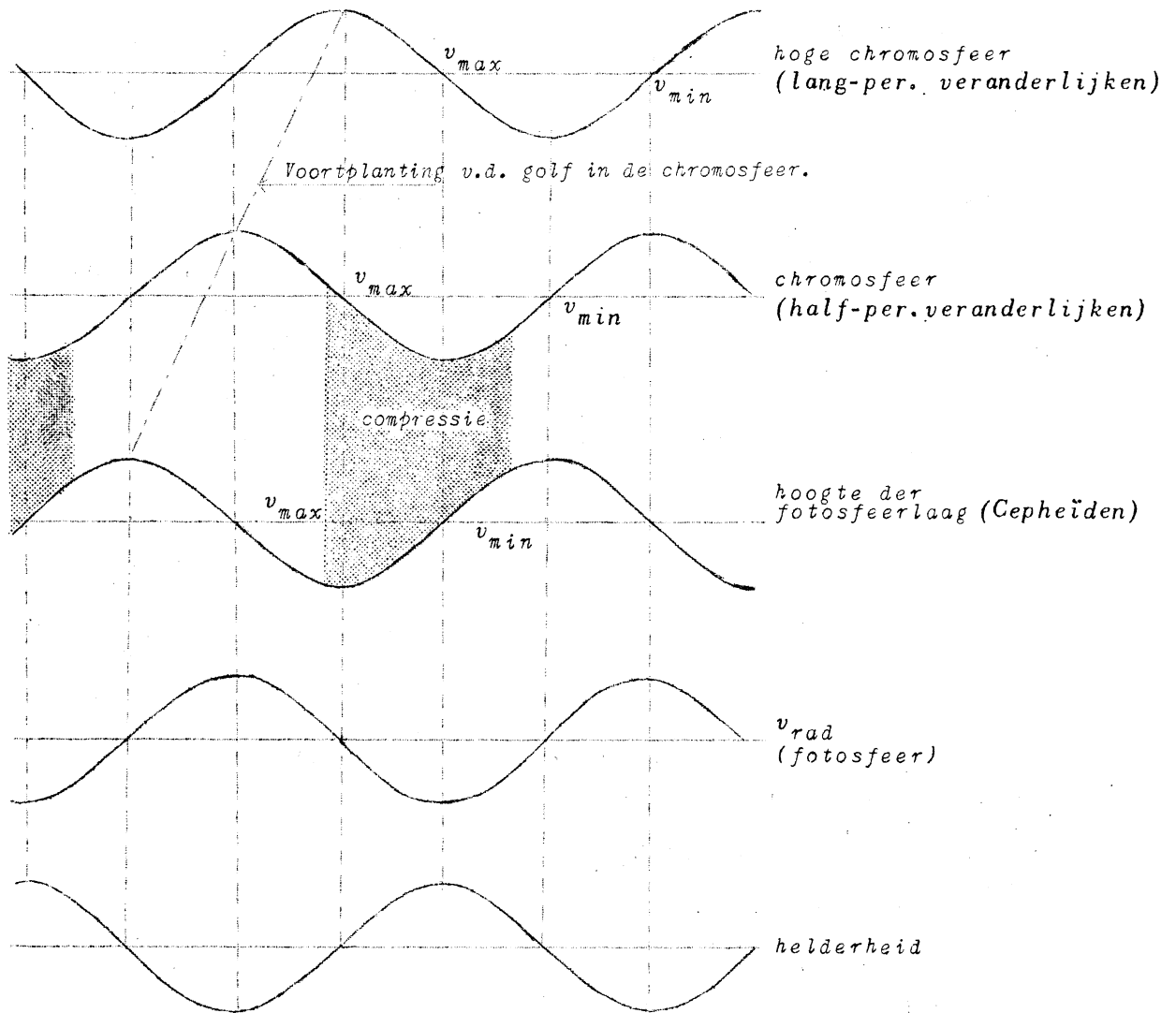


fig. 94.

## § 19. NOVAE.

Vroeger dacht men dat men werkelijk met nieuwe sterren te maken had; maar later bleek echter, dat dit onjuist was; op de plaats van de nova stond in de meeste gevallen op oude opnamen een zwak sterretje. We zien dus dat het van belang is een groot fotografisch materiaal te hebben van de gehele hemel; op de Harvard-sterrenwacht wordt dergelijk materiaal verzameld en gemaakt (patrol plates).

Van groot belang is het, de lichtkromme van de nova op te nemen. In het algemeen blijkt de kromme in een paar dagen steil te stijgen; om daarna weer langzaam af te nemen. Het maximum duurt gewoonlijk enkele dagen, hierna treedt een vrij steile daling op waarna periodieke helderheidsschommelingen verschijnen; na verloop van een tiental jaren is de oorspronkelijke helderheid weer bereikt.

Een dergelijk verloop vertonen alle karakteristieke *snelle novae*.

*Langzame novae* ontwikkelen zich trager en in plaats van de helderheidsschommelingen vindt men meestal een diep minimum.

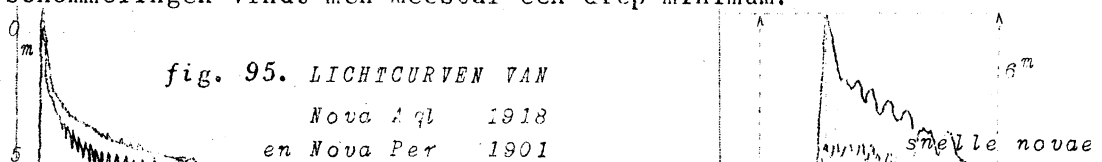


fig. 95. LICHTCURVEN VAN

Nova Aql 1918  
en Nova Per 1901

snelle novae

|              |          |         |                    |
|--------------|----------|---------|--------------------|
| Nova Agl III | 1888     | ....    | 11 <sup>m</sup>    |
|              | 1918     | 5 Juni  | 11 <sup>m</sup>    |
|              |          | 7 "     | 6 <sup>m</sup>     |
|              |          | 8 "     | 1 <sup>m</sup>     |
|              |          | 9 "     | -0 <sup>m</sup> ,5 |
| Nova Lac     |          | 12 - 13 | 13 <sup>m</sup>    |
|              | 1936 max |         | 2 <sup>m</sup>     |

De afstandsbe­paling is meestal moeilijk, er is echter vrij zeker gebleken dat de absolute helderheden ongeveer als volgt zijn:

$$M_{min} = +4$$

$$M_{max} = -8 \text{ (snelle)} - 6 \text{ (langzame)}$$

Straks zullen we zien dat het spectrum tot het B-type behoort.

We kunnen de novae nu in het H-R-diagram plaatsen; hieruit blijkt dan dat ze tot de subdwergen behoren.



fig. 96. NOVAE IN H-R-DIAGRAM.

Wanneer we statistisch nagaan hoeveel novae er in ons melkwegstelsel "ontstaan", dan blijkt dat er gemiddeld per jaar 10 à 40 helderder dan 9<sup>m</sup> verschijnen en 1 per jaar helderder dan 6<sup>m</sup>. De meeste zien we in de melkweg, vooral in de richting van het centrum.

Ook in de Andromedanevel vindt men ongeveer 30 novae per jaar, waarvan de helderheid omstreeks 17<sup>m</sup> is; ze zijn ongeveer alle van dezelfde helderheid.

Door gebruik te maken van het feit dat de absolute helderheden in het max. alle ongeveer gelijk zijn, kunnen we nu met behulp van de novae afstanden gaan bepalen.

#### Temperatuur.

De temperatuur bepalen we uit de energie- $\lambda$ -krommen of uit het spectrum.

Waarschijnlijk is de temperatuur in het begin ongeveer 50'000°, bij het maximum is de temperatuur gedaald tot ongeveer 7000° om daarna weer langzaam te stijgen tot de oorspronkelijke temperatuur.

De grote helderheid van de novae is dus niet te wijten aan een hoge temperatuur, dus moeten de afmetingen de oorzaak zijn; er moet dus een sterke volumetoename tijdens het maximum optreden.

#### Spectrum.

Aanvankelijk is het spectrum dat van een B-type, tijdens het maximum is het veranderd in een A- of F-type, de verandering van temperatuur komt overeen met de verandering van spectraaltipe.

Ook zijn de absorptielijnen naar het violet verplaatst, wat er dus op wijst dat de fotosfeer (een denkbeeldig oppervlak!) zich met grote snelheid naar "buiten" verplaatst heeft; het is dan ook niet te verwonderen dat de temperatuur gedaald is, want de gassen zullen door het adiatisch uitstromen zijn afgekoeld.

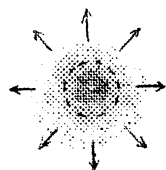
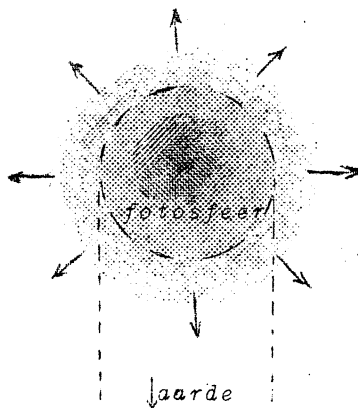


fig. 97.



Na het maximum zien we emissielijnen ontstaan naast de absorptielijnen, welke naar het violet verschoven zijn; deze emissielijnen zijn sterk verbreed maar niet verschoven.

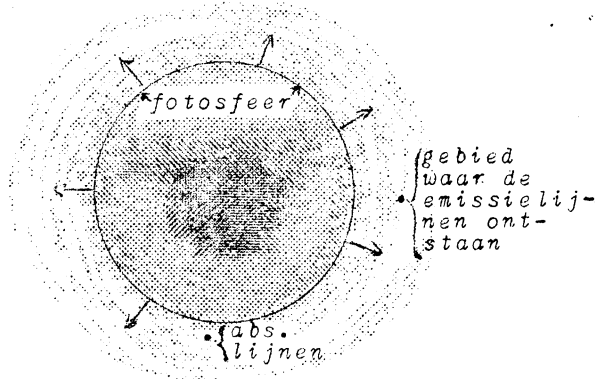
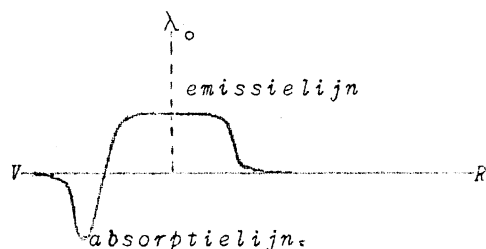


fig. 98.

aarde

De verbreding is te verklaren, daar we door het ijle steromhulsel heen zien; de lijnen zullen dan symmetrisch verbreed zijn door het Doppler-effect.

Door de spectroscopische waarneming is gebleken dat de uitstroomsnelheid van de orde van 1000 à 2000 km/sec is. De critieke snelheid is dus ver overschreden, de materie verdwijnt voorgoed; het is echter slechts een klein gedeelte van de totale hoeveelheid materie van de ster.

De absorptie-emissie-groepen kunnen zich achtereenvolgens herhalen; de soort lijnen kan echter van groep tot groep verschillen, evenals de uitstroomsnelheden en de structuren van de lijnprofielen; dit wijst op een aantal uitbarstingen na elkaar. Het is waarschijnlijk dat de uitbarstingen plaatselijk zijn, want die emissies blijken zich onafhankelijk van elkaar te ontwikkelen.

De lijnen welke in novae voorkomen zijn:

eerst: H en geïoniseerde metalen;

later: H, He II, O I, N II;

nog later: N III, N IV.

Men ziet dat de ionisatie geleidelijk toeneemt, wat verklaard wordt door de steeds geringer wordende dichtheid.

De  
michtheid  
neemt  
af.

Nog later wordt het continuum (met de absorptielijnen) zeer zwak en blijven alleen de emissielijnen over. Tenslotte de nevellijnen (lijnen welke bij een zeer geringe dichtheid horen): [O III] [N II] [Ne III].

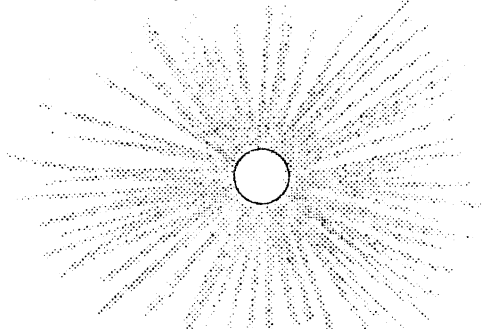


fig. 99. EINDSTADIUM.

Eindstadium:

de nevellijnen verdwijnen en de temperatuur neemt toe, omdat men nu de lagen ziet die al dichtbij de oorspronkelijke ster gelegen zijn.

Men ziet in het zeer zwakke continuum de B-absorptielijnen van de oorspronkelijke ster.

Uit de sterkte van de absorptie- en emissielijnen kunnen we berekenen hoeveel materie er uitgestroomd is ( $Nf$ ).

Men vindt dan dat de uitgestroomde materie van de orde  $10^{-5}$  is van de totale massa van de ster.

Nevels bij Novae.

a. Nova Aql 1918.

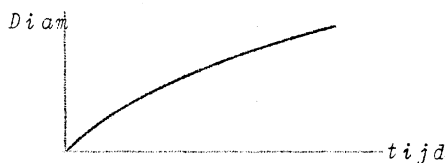
6 Maanden na de uitbarsting ontdekte men een klein neveltje om de ster waarvan de diameter toenam met ongeveer 2" per jaar; na 4 jaar was de diameter 18". De verschuiving der spectraallijnen leerde ons dat de snelheid 1700 km/sec was. (Verg. eigenbeweging - tangentiële snelheid op pag. 40-42.)

Kort na de uitbarsting zag men een soort ring om de ster, welke zich uitbreidde met een snelheid van 10' per 6 maanden; deze snelheid was zo groot dat het geen uitgestoten nevel kon zijn, men zag de lichtflits van de nova zich voortplanten door de omringende donkere nevelsluiers.

Deze lichtflits plant zich voort met de lichtsnelheid, het verschijnsel zoals we het waarnemen is echter ingewikkelder (zie ook "Hemel en Dampkring", 1943 blz. 145 en 200; 1947 blz. 201).

In 1917 verscheen er een klein echt neveltje als bij Nova Aql, de diameters waren achtereenvolgens ongeveer:

|      |     |
|------|-----|
| 1901 | 0"  |
| 1917 | 25" |
| 1926 | 30" |
| 1943 | 45" |



Op de foto's is de eenzijdigheid van de uitstoting goed te merken.

Uit metingen volgt dat de beweging geremd is, dit is te verklaren door het "botsen" van de uitgestoten materie tegen de donkere nevels, die daar reeds in de ruimte zweefden.

### c. Nova Herculis.

Kort na de uitbarsting meende men dat de ster in twee delen gespleten was, dit bleek echter niet waar te zijn, wat men zag waren twee uitgestoten gasmassa's, in tegengestelde richting.

### Recurrente Novae.

Sommige sterren hebben meerdere malen een nova-stadium doorgemaakt, bv.:

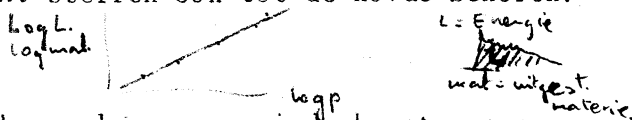
|               |             |
|---------------|-------------|
| <i>T Cor</i>  | 1866 - 1946 |
| <i>RS Oph</i> | 1898 - 1933 |
| <i>U Sco</i>  | 1862 - 1906 |

*RS Oph* is de enige ster waar men in het spectrum Coronalijnen heeft ontdekt.

De tijd verlopen tussen de uitbarstingen is van de orde van 50 jaar, terwijl de helderheidsschommeling ongeveer  $8^m$  bedraagt.

Men kan hieruit vermoeden dat de *SS Cygni*-sterren ook tot de novae behoren.

|               |                        |
|---------------|------------------------|
| <i>U Gem</i>  | per. 50 dagen; $4^m$ . |
| <i>SS Cyg</i> |                        |

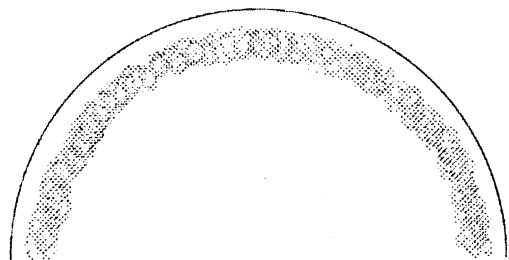


We zien dat bij een grotere amplitude ook een langere periode hoort; we zouden dit nu kunnen extrapoleren voor andere novae, welke een amplitude van  $11^m$  hebben, waarmee een periode van 1000-10'000 jaar correspondeert.

We kunnen ons nu afvragen waarom een ster een nova-stadium doormaakt.

We kunnen het ons als volgt voorstellen: oorspronkelijk is er een laag welke in stralingsevenwicht verkeert en dus in rust is; door een of andere oorzaak wordt de toestand turbulent en stelt zich een adiabatisch evenwicht in; later gaat dit weer over in stralingsevenwicht. Aldus komt er straling vrij of wordt er straling geabsorbeerd.

Dit proces zou zich dan herhalen.



## § 20. SUPERNOVAE.

De supernovae zijn het eerst ontdekt in extragalactische nevels. In 1885 verscheen er in de Andromeda-nevel een ster van de helderheid  $7^m$ , (gewone novae  $17^m$ !). Deze ster straalde met een helderheid welke gelijk was aan  $1/10$  van de helderheid van de gehele nevel!

In de tijd van 6 maanden straalde deze ster evenveel uit als de zon in  $3 \cdot 10^8$  jaar.

Men ging nu met de Schmidt-camera (zie college bladzijde 26) de verschillende extragalactische nevels onderzoeken op supernovae. Er zijn er tegenwoordig een 40-tal bekend. De supernovae verschijnen ook in zgn. ellipti-

sche nevels, waarin geen hete reuzensterren voorkomen, we kunnen de supernovae dus niet verklaren als nova-processen in reuzensterren. Supernovae verschijnen met een frequentie van 1 per nevel per 400 jaar. We kunnen ze verdelen in twee groepen:

I bereikt een helderheid van gemiddeld  $-14^m$ ;  
 II " " " " " "  $-11^m$

De grootste helderheid welke men gevonden heeft is  $-16^m,5$ .

Bij groep I vindt men geen continuum, alleen sterk verbrede emissielijnen; wanneer men deze verbreding aan een Doppler-effect toeschrijft komt men op een snelheid van 15000 - 4000 km/sec.

Groep II: deze heeft wel een continuum, eveneens emissiebanden; snelheid ongeveer 4000 km/sec.

We kunnen ons afvragen of er ook supernovae in ons melkwegstelsel verschenen zijn. Er zijn enkele aanwijzingen dat er inderdaad enkele verschenen moeten zijn.

1572. "Ster van Tycho".

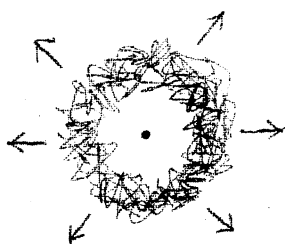
Deze ster was overdag zichtbaar in Cas; na drie maanden was de helderheid nog  $1^m$ ; tegenwoordig heeft men op die plaats niets meer terug kunnen vinden.

1604. "Ster van Keppler".

Max. helderheid  $-2^m,2$ . Op de plaats van die ster is nu nog een zwak neveltje zichtbaar.

Krabnevel.

*continuum* Deze nevel bestaat uit een netwerk van fijne draden ingebed in een vormloze nevelmassa; de nevel bevindt zich in de buurt van een zwak sterretje. Het bleek dat deze nevel uitzet met een snelheid van  $0,21$  per jaar. Wanneer men terugrekenen blijkt dat de uitzetting omstreeks het jaar 1100 begonnen moet zijn. In oude Chinese en Japanse kronieken vindt men aantekeningen over een zeer heldere "gastster", welke in 1054 gedurende 23 dagen overdag zichtbaar was, de helderheid was waarschijnlijk  $-5^m$ . *Na 650 dagen niet meer zichtbaar.*



*Door draadrijke structuur en grote snelheden geen lijnen, se. als*  
 De snelheid van uitbreiding van de nevel heeft men uit het Doppler-effect berekend op  $1300 \text{ km/sec} = 4,74 \cdot 0,21/p \approx 1/p$ . De afstand is dus 1300 parsec en de absolute helderheid was dan  $-16^m,5$ . Vermoedelijk ontstaat het lichtgeven doordat de gassen botsen tegen het interstellaire gas en daardoor tot emissie worden gebracht.

Sluiernevels in de Zwaan.

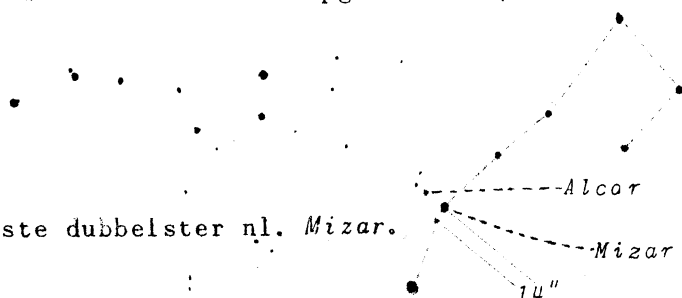
Men krijgt hiervan de indruk dat het fragmenten zijn van een schil, vermoedelijk door een supernova uitgestoten; ook hierin vindt men een draderige structuur. Wanneer men uitrekenen wanneer deze nova opgevlamd is, dan komt men op  $-50'000$  jaar.

## § 21. DUBBELSTERREN.

I. Visuele dubbelsterren.

In 1650 ontdekte Riccioli de eerste dubbelster nl. Mizar. W.Herschel: 1780 - 1803.

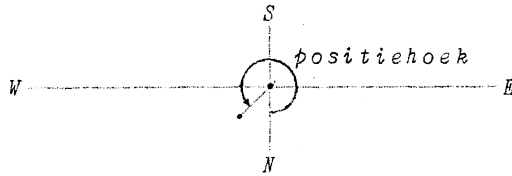
Hij wilde parallaxen bepalen en zocht daarvoor sterren die aan de hemel dicht bij elkaar stonden; hij veronderstelde dat dit alleen toeval was, en hoopte daardoor de parallactische beweging goed te kunnen constateren. Hij ontdekte toen dat vrij veel sterren dubbel waren, een aantal hiervan vertoonden later baanbewegingen en hoorden dus echt bij elkaar. Vele andere waarnemers hebben zich speciaal op dit onderzoek toegelegd. Het laatst voor-



orde: deze groepen zijn vermoedelijk label.

Tegenwoordig gaat men veel fotografisch te werk en wint daardoor veel aan nauwkeurigheid, maar bij dicht bij elkaar staande componenten ( $< 2''$ ) wint de visuele waarneming het. *Men niet de twee sonen als een langwerpige streep.* De visuele meting geschiedt met een dradenmicrometer (zie college "Zonnestelsel"). Men meet: 1. de afstand der componenten; 2. positiehoek.

Eerst moeten we de Oost-West richting bepalen m.b.v. de dagelijkse beweging.



Men kan met een micrometer afstanden meten tot op  $0,1$ , met de interferometer komt men tot  $0,05$ .

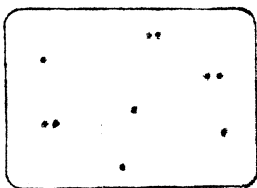
Wanneer we twee sterren dicht bij elkaar zien staan weten we niet altijd zeker of we met een werkelijke dubbelster te maken hebben. Er is dus reden om de dubbelsterren te onderscheiden in:

optische } dubbelsterren.  
 fysieke }

Om de optische dubbelsterren van de fysieke te onderscheiden kunnen we de volgende methoden van onderzoek toepassen:

- Wanneer twee sterren dicht bij elkaar staan is de kans erg klein dat het een optische dubbelster is.
- Er is echter ook nog een direct bewijs te leveren, we onderzoeken daartoe of we een baanbeweging kunnen constateren.
- Staan de sterren echter tamelijk ver van elkaar dan zou deze baanbeweging veel te gering zijn om waargenomen te worden in de loop van 100 jaar, we gaan dan de e.b. en de radiële snelheid onderzoeken; komen die met elkaar overeen dan kunnen we veilig aannemen dat de sterren bij elkaar horen.

Er zijn nog andere methoden om dubbelsterren te ontdekken dan de visuele, nl. de spectrograaf en ook de fotometer. Er is een ononderbroken overgang van de visuele naar de spectrografische of fotometrische dubbelsterren. We komen bij onderzoek tot het resultaat dat er zeer veel dubbelsterren zijn; ten minste de helft van de sterren zijn componenten van dubbelsterren of meervoudige sterren.



10 sterren waarvan 6 componenten van dubbelsterren zijn.

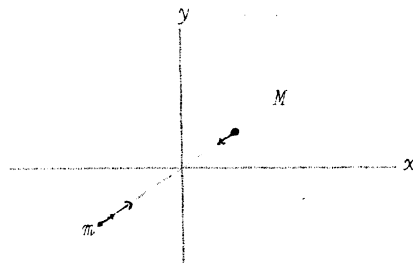
Op een afstand van  $< 15$  parsec van de zon staan 285 sterren, hiervan zijn 152 componenten van dubbelsterren.

#### Baan van dubbelsterren.

Uit alles is gebleken dat de wet van Newton ook toegepast kan worden op dubbelsterren; de componenten bewegen dus om het gemeenschappelijk zwaartepunt, dat in het algemeen een eenparige beweging uitvoert, maar in rust gedacht kan worden.

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -M \frac{d^2 X}{dt^2}$$

of:  $\frac{\ddot{x}}{\ddot{X}} = -\frac{M}{m}$  ;



dus ook de snelheden en de coördinaten zijn omgekeerd evenredig met de massa's.



$$\frac{\dot{x}}{X} = -\frac{M}{m} \quad \text{en} \quad \frac{x}{X} = -\frac{M}{m}$$

evenzo voor de andere coördinaten.

De banen zijn dus gelijkvormig en kunnen ellipsen, parabolen of hyperbolen zijn, meestal zijn het ellipsen.

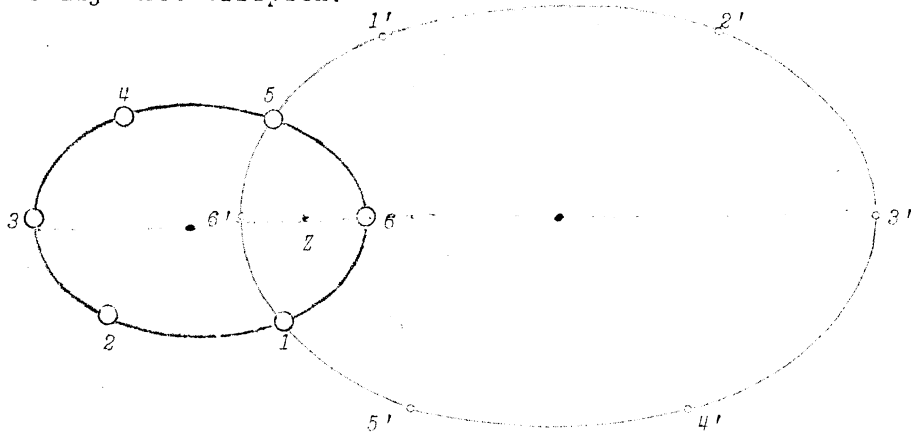


fig. 100. ABSOLUTE BAAN VAN EEN DUBBELSTER.

De ster welke de grootste ellips beschrijft heeft de kleinste massa. We hebben nu het zwaartepunt in rust beschouwd. Van waarnemersstandpunt heeft het echter zin de baan van de ene component ten opzichte van de andere te beschouwen; we krijgen dan de *relatieve baan*.

Meestal neemt men de heiderste ster als oorsprong; de posities van de zwakere ster worden ten opzichte daarvan opgetekend. De relatieve baan is weer gelijkvormig met elk der absolute banen, elke ster staat in het brandpunt van de relatieve baan van de andere.

|             |           |   |           |
|-------------|-----------|---|-----------|
|             | abs. baan | : | rel. baan |
| Afmetingen: | $m : M$   |   | $(m + M)$ |

Wat we zien is niet de echte baan maar de geprojecteerde baan. Een geprojecteerde ellips blijft een ellips, maar het brandpunt blijft geen brandpunt, evenmin als de assen de assen blijven. Voorbeeld cirkel:



Wanneer we een baan willen bepalen uitgaande van de waarneming beginnen we met de geprojecteerde, relatieve baan en trachten nu de ware relatieve baan te vinden. We kunnen deze vinden omdat we de plaats van het ware brandpunt kennen. Hieruit bepalen we dan weer de ware absolute baan; we vergelijken daartoe de plaats van de componenten met de omgeving en vinden daaruit de verhouding der assen. Hebben we de absolute baan dan kunnen we de massa's berekenen. *Bij de ware baan is een gemeenschapp. brandpunt = zwaartepunt.*

Van slechts een 200-tal dubbelsterren zijn de banen goed bepaald, daar dit vaak op grote praktische moeilijkheden stuit.

De afmetingen van de banen van dubbelsterren zijn van de orde 10 à 100 AE.

De omlooptijd van de berekende banen varieëert van 21 dagen tot 680 jaar. *10850 Er zijn wel nog!*

De excentriciteit is gemiddeld 0,5, wat veel groter is dan de gemiddelde excentriciteit van een planetenbaan.

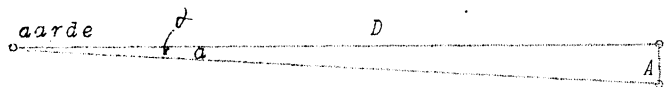
Er schijnt geen voorkeur te zijn voor de richting van de lange assen, evenmin als voor de richting van de normalen op de baanvlakken. *Volgens toeval van delectie-effecten spelen een rol.*

Uit de baan kunnen we de massa bepalen m.b.v. de 3<sup>e</sup> wet van Kepler:

$$\frac{A^3}{T^2} = c(\mu_1 + \mu_2) \quad A = \text{som van de halve lange assen.}$$

We passen dit toe op het stelsel zon-aarde, zodat de constante wegvalt. We krijgen dan:

$T$  is gemakkelijk te bepalen; moeilijker is de bepaling van  $A$ , daar we deze in lengtemaat moeten kennen. Wat de waarneming ons gaf is de hoekafmeting  $a$ ; om over te gaan tot de lengte  $A$ , moeten we dus de afstand van de dubbelster kennen.



$$A = aD = \frac{a}{p} \quad (p = \text{parallax})$$

We kunnen nu  $\mu_1 + \mu_2$  bepalen; zijn niet alleen de relatieve banen maar ook de absolute banen bekend dan kunnen we de massa's afzonderlijk berekenen.

$$\mu_1 : \mu_2 = A_2 : A_1 = a_1 : a_2 \quad (A_1 + A_2 = A)$$

We vinden dan:  $\mu = 0,14 \mu_0$  tot  $400 \mu_0$ ; meestal tussen  $0,4$  en  $4 \mu_0$ .

Uit deze massa-bepaling kunnen we een aantal gevolgtrekkingen maken:

### 1. Witte dwergen.

Sirius<sub>1844</sub>

Bessel ontdekte dat de baan van Sirius gestoord was en concludeerde hieruit dat Sirius een begeleider had welke te zwak was om waargenomen te worden. Uit de periode van het slingerlijntje volgt de omlooptijd van deze begeleider; deze is 50 jaar. Bessel 1846.



Toen Alvan Clark de qualiteit van een lens wilde bepalen en de kijker daartoe op Sirius richtte ontdekte hij de begeleider; de helderheid hiervan is in verhouding tot die van Sirius:  $1 : 10\,000$ .

Het spectrum vertoont weinig verschillen. Uit de baan van de begeleider is nu haar massa te berekenen; men vond dat deze  $0,4 \times$  de massa van Sirius was.

Daar het spectrum weinig verschilt van dat van Sirius zullen de oppervlaktetemperaturen ook ongeveer gelijk zijn; daar de lichtsterkte van de begeleider echter veel zwakker is, moet ook het oppervlak eenzelfde verhouding hebben tot dat van Sirius. Dus de straal van de begeleider =  $1/100$  straal van Sirius, van dezelfde orde als die der aarde.

Volume  $\approx 1/10^6$  volume Sirius.

$$\therefore \rho \approx 400\,000 \rho_{\text{Sir.}} = 40\,000 \text{ t.o.v. H}_2\text{O.}$$

$$\rho_{\text{zon}} = 1,4$$

$$\rho_{\text{Sirius A}} = 0,1$$

Deze grote dichtheid moet verklaard worden uit het geheel gedissocieerd zijn van de atomen in kernen en electronen, waardoor de materie veel meer samendrukbaar wordt. Er zijn bij witte dwergen dichtheden gevonden tot  $36 \cdot 10^6$ !

### 2. Onzichtbare begeleiders.

Door uiterst nauwkeurige positiebepalingen van sterren uit te voeren gedurende een lange tijd kunnen we nagaan of er sterren zijn, welke onzichtbare begeleiders hebben, welke de baan van deze sterren storen. Op deze manier zijn inderdaad een aantal onzichtbare begeleiders gevonden.

$$61 \text{ Cyg} \quad \text{begeleider} \quad \mu = 16 \mu_{\text{Jup}}$$

$$70 \text{ Oph} \quad \text{,,} \quad \mu = 10 \mu_{\text{Jup}}$$

(beide zijn welbekende dubbelsterren; in de banen treden echter heel geringe storingen op.)

### 3. De massa-lichtkracht-wet. (Eddington)

We kunnen de massa van de sterren uitzetten tegen de absolute lichtsterkte. Men vindt een kromme, die bij ruwe benadering overeenkomt met de vergelijking:

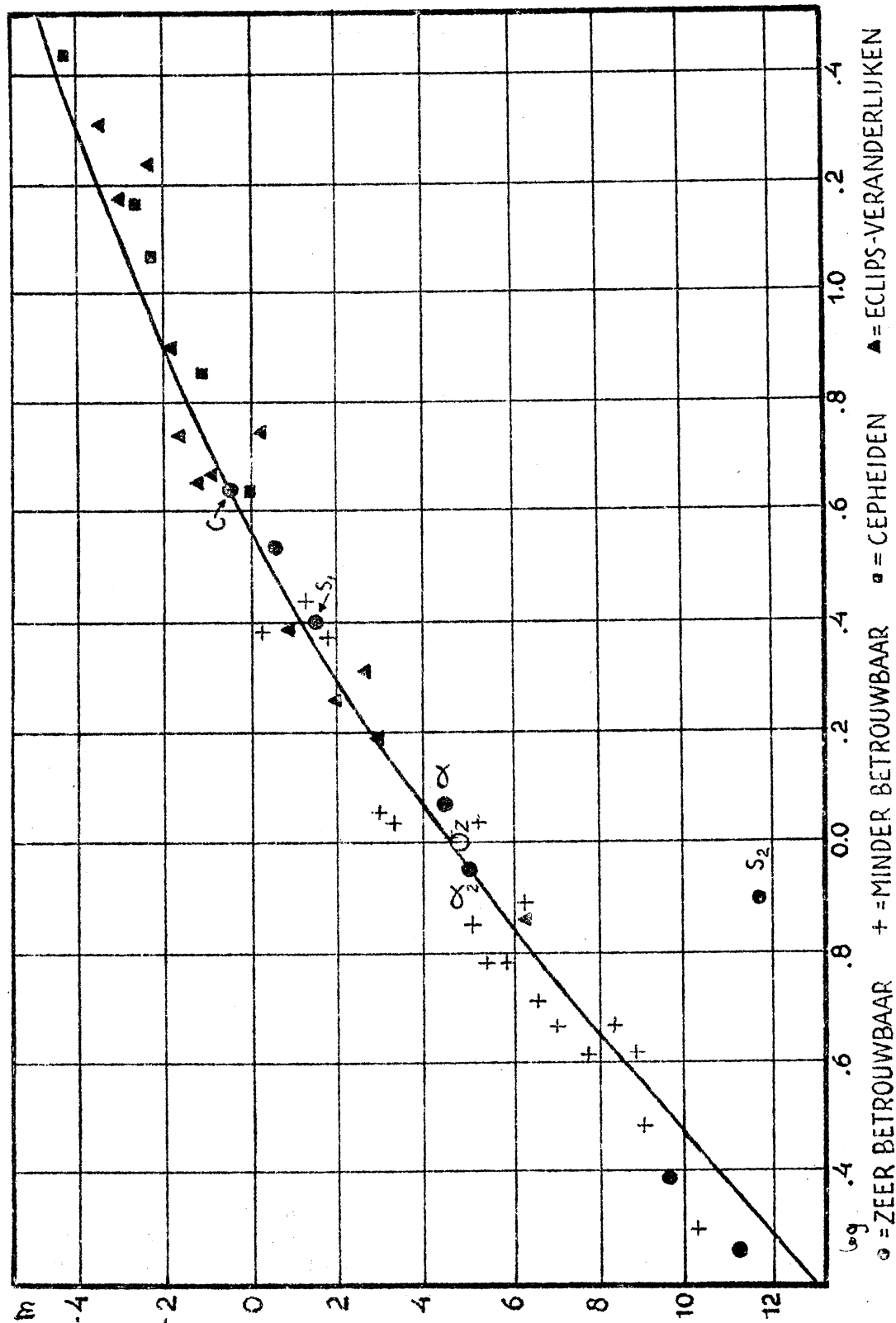
$$L_{\text{bol.}} = c \mu^4$$

Niet alleen dubbelsterren voldoen aan deze betrekking, maar ook enkelvoudige sterren, alleen de witte dwergen vallen er buiten. Deze wet leert ons veel omtrent het inwendige der sterren en is een der belangrijkste wetten der astrophysica (fig. blz. 73, naar Eddington).

De massa der sterren wisselt meestal niet meer dan een factor 100; uit de vergelijking ziet men dat de lichtkracht veel sterker wisselt.

$$\log \mu = 0,064 + 0,262 \log L.$$
 (met waarnemingen)

# LICHTKRACHT EN MASSA



Door de massa-lichtkracht-wet te gebruiken kunnen we de zgn. *dynamische parallax* bepalen.

$$\mu_1 + \mu_2 = \frac{A^3}{T^2} = \frac{a^3}{p^3 T^2}$$

$A$  in lineaire maat  
 $a$  in hoekmaat

resultaten omdat we in de formule te maken hebben met de  $\sqrt[3]{V}$  uit de massa's

Voorbeeld:

Krüger 60

$$T = 44,3 \text{ jaar}$$

$$a = 2,46''$$

$$m = \begin{cases} 9,7 \\ 11,3 \end{cases}$$

$$p = \frac{a}{\sqrt[3]{(\mu_1 + \mu_2) T^2}}$$

Schat vooreerst  $\mu_1 = \mu_2 = 1$ .

$$p = \frac{2,46}{\sqrt[3]{(\mu_1 + \mu_2) T^2}} = \frac{2,46}{\sqrt[3]{2(44,3)^2}} = 0,156$$

$$M = 5 + 5 \log p + \begin{cases} 9,7 \\ 11,3 \end{cases} = \begin{cases} 10,7 \\ 12,3 \end{cases}$$

Hieruit volgt voor de massa's:

$$\mu = \begin{cases} 0,25 \\ 0,18 \end{cases}$$

$$p = \frac{2,46}{\sqrt[3]{0,43(44,3)^2}} = 0,260$$

$$M = \begin{cases} 11,8 \\ 13,4 \end{cases}$$

$$\mu = \begin{cases} 0,20 \\ 0,15 \end{cases}$$

$$p = \frac{2,46}{\sqrt[3]{0,35(44,3)^2}} = 0,280$$

$$M = \begin{cases} 11,9 \\ 13,5 \end{cases}$$

is practisch gelijk aan de vorige benadering.

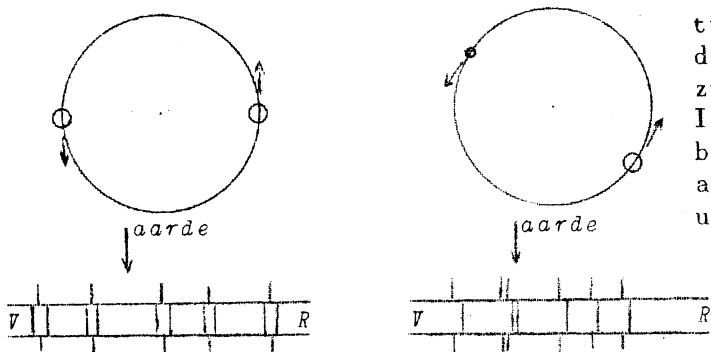
Trigonometrisch heeft men gevonden:  $p = 0,257$ .

## II. Spectroscopische dubbelsterren.

Zoals bekend is, is de ster *Mizar* een dubbelster, de helderste componente hiervan is een spectroscopische dubbelster.



Wanneer de twee componenten van een spectroscopische dubbelster ongeveer even helder zijn en het baanvlak door de aarde gaat dan zien we dat de spectraallijnen zich periodiek gaan verdubbelen; is de ene component echter zeer zwak dan zien we de spectraallijnen van de helderste component heen en weer bewegen.



Wanneer het verschil in magnitude één grootteklasse bedraagt dan zien we het spectrum van de zwakste component al niet meer. Is de baan een zuivere cirkelbaan dan zien we een sinuslijn als we de radiële snelheid uitzetten tegen de tijd.

fig. 101.

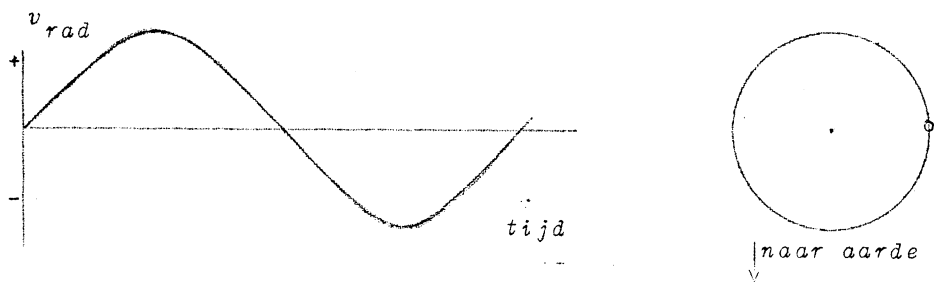


fig. 102 a.

Is de baan een ellips dan zal men bv. vinden:

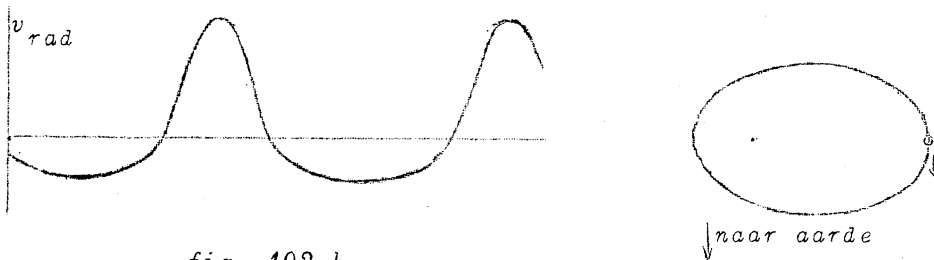
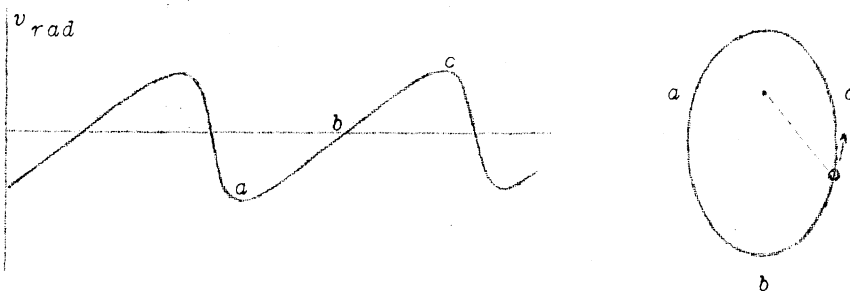


fig. 102 b.



We moeten er aan denken dat de vorm van de baan onafhankelijk is van de verhouding van de massa's; de vorm wordt alleen bepaald door de beginvoorwaarden, toen de sterren bij elkaar kwamen.

**Baanbepaling.**

a. Cirkelbaan // waarnemingsrichting. (eenvoudigste geval.)

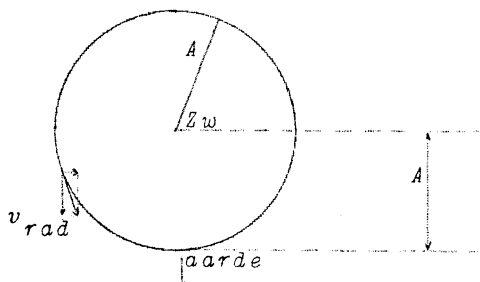
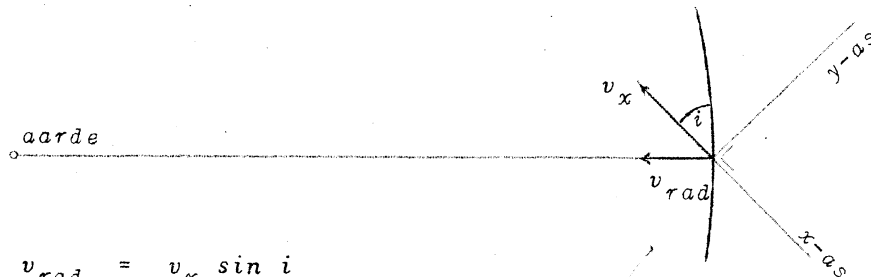


fig. 103.

Het gemakkelijkst kunnen we de straal A berekenen.

$$A = \int_0^{T/4} v_{rad} \cdot dt$$

b. Cirkelbaan welke een hoek  $i$  maakt met de hemelbol.



$$v_{rad} = v_x \sin i$$

$$I = \int_0^{T/4} v_{rad} dt = \sin i \int_0^{T/4} v_x dt = A \sin i$$

Uit deze betrekking kunnen we niet A en i afzonderlijk bepalen.

$$\frac{v_{rad}(1)}{v_{rad}(2)} = \frac{\mu_1}{\mu_2}$$



b. Slechts één spectrum is zichtbaar.

$$\begin{cases} I_1 = A_1 \sin i = A \frac{\mu_1}{\mu_1 + \mu_2} \sin i \\ \frac{A^3}{T^2} = \mu_1 + \mu_2 \longrightarrow A = \sqrt[3]{T^2(\mu_1 + \mu_2)} \end{cases} \quad (A = A_1 + A_2)$$

$$I_1 = T^{2/3} (\mu_1 + \mu_2)^{1/3} \frac{\mu_1}{\mu_1 + \mu_2} \sin i$$

$$\frac{I_1^3}{T^2} = \frac{\mu_1^2}{(\mu_1 + \mu_2)^2} \sin^3 i \cdot \mu_2$$

Uit de waarschijnlijkheidsrekening volgt dat de vóórfactor gemiddeld gelijk aan 0,6 is, dus kunnen we  $\mu_2$  bepalen, althans statistisch.

De perioden lopen uiteen van 0,3 dagen tot 340 jaar.

De excentriciteiten zijn gemiddeld 0,06 (visuele dubbelsterren 0,5).

Uit de waarnemingen is dus gebleken dat dubbelsterren waarvan de componenten dicht bij elkaar staan vrijwel cirkelvormige banen beschrijven.

Hoe groter de banen, des te groter is gemiddeld de excentriciteit.

Er zijn een 20-tal gevallen, waarbij zowel de visuele als de spectroscopische banen bekend zijn.

De visuele baan geeft  $i$  en  $a$  (in hoekmaat).

De spectroscopische baan geeft  $A \sin i$ .

Voorbeeld:

Capella.

$$i = 41^\circ$$

$$a_1 + a_2 = 0,054 \quad (\text{met interferometer})$$

$$A_1 \sin i = 37.10^6 \text{ km}$$

$$A_2 \sin i = 46.10^6 \text{ km}$$

$$A_1 = 56.10^6 \text{ km}$$

$$A_2 = 71.10^6 \text{ km}$$

$$A = A_1 + A_2 = 127.10^6 \text{ km}$$

$$a = a_1 + a_2 = 0,054$$

$$p = 0,063$$

### III. Fotometrische dubbelsterren. (= Eclipsveranderlijken of bedekkingsveranderlijken.)

Het prototype van deze groep veranderlijken is *Algol* ( $\beta$  Per), deze is reeds in 1782 door Goodricke ontdekt. Goodricke nam waar dat de helderheid van Algol gedurende 5 uur afneemt en daarna weer toeneemt gedurende 5 uur; de periode is 2d 20h 49m en de amplitude ongeveer 1<sup>m</sup>.2.

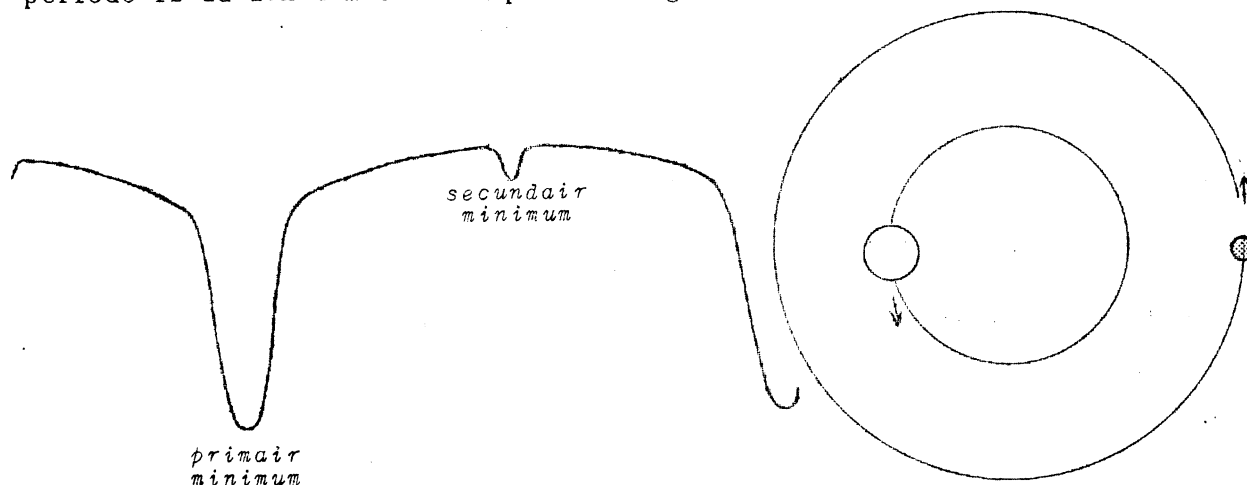


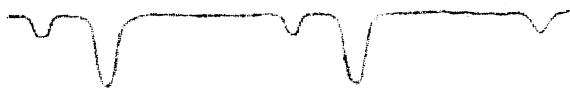
fig. 104. ALGOL.

Tegenwoordig kent men ongeveer 2000 paren bedekkingsveranderlijken; de lichtkrommen hiervan lopen zeer uiteen. De perioden variëren meestal tussen  $0,17^d$  en  $10^d$ . Uit deze lichtkrommen kunnen we veel afleiden over het systeem van de beide (of meer) sterren:

1. De aard van de verduistering (geheel, partieel of ringvormig) en de hoek  $i$  (die nooit veel van  $90^\circ$  afwijkt).
2. De verhouding van de oppervlaktehelderheden volgt bij centrale eclipsen uit de inzakkingen bij de twee minima.
3.  $r_1/A$ ;  $r_2/A$ .  
Wanneer we de afstanden niet uit anderen hoofde kennen, kunnen we de grootheden niet in absolute maat bepalen. Spectroscopische waarnemingen geven ons de absolute afmetingen.

#### 4. Excentriciteit.

Die verraadt zich, doordat het secundaire minimum asymmetrisch tussen de primaire minima ligt.



5. Bij sommige stelsels blijkt dat er schommelingen van de apsidenlijn optreden (de grote as blijft niet steeds naar hetzelfde punt van de hemel gericht); het secundaire minimum valt dan geleidelijk vroeger of later (fig. 105).

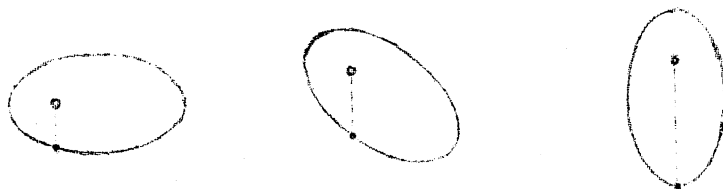


fig. 105.

Dergelijke schommelingen kunnen optreden onder invloed van een derde component, welke we door een of andere oorzaak niet kunnen waarnemen. Ook is het mogelijk dat de sterren elliptisch zijn t.g.v. de middelpuntvliedende kracht, we hebben dan niet meer met een zuiver twee lichamen probleem te maken. Uit de ellipsvorm kunnen we iets te weten komen omtrent de inwendige bouw van de sterren.

6. De ellipsvorm komt ook nog tot uiting door het gebogen zijn van de lichtkromme tussen de minima in. Vb.  $\beta$  Lyrae. In plaats van de sterren om elkaar heen te laten draaien kunnen we er in gedachten ook zelf omheen lopen; we begrijpen dan duidelijk de vorm der lichtkromme.

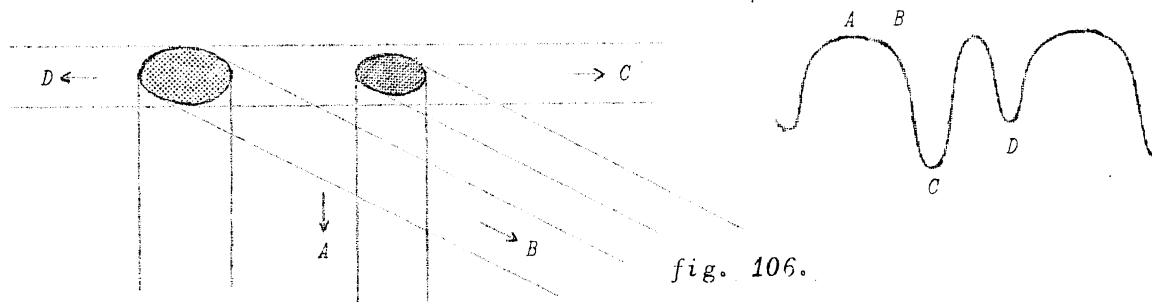


fig. 106.

#### 7. Reflectie-effect.

Tussen elk der minima komt de curve hoger te liggen dan nabij de minima.

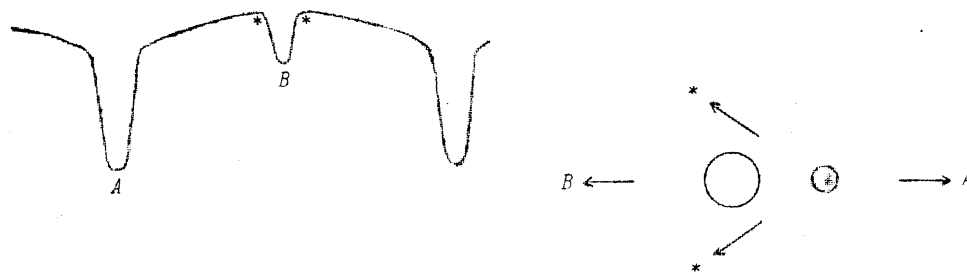


fig. 107.

**Randverzwakking.**

De randverzwakking kunnen we slechts zeer moeilijk halen uit de vorm van de lichtkromme daar deze veel overeenkomst vertoont met de lichtkromme van een ster, welke geen randverzwakking heeft, maar onder een zekere hoek  $i \neq 90^\circ$  om de andere ster heen draait (partiële verduistering). Het effect van de randverzwakking is alleen duidelijk te isoleren wanneer de lichtkromme gemeten is met een nauwkeurigheid van de orde  $0,001$ .

Enkele voorbeelden van speciaal interessante fotometrische dubbelsterren.

**1. Algol.** (Deze is zowel spectroscopisch als fotometrisch.)

Van Algol zien we slechts een <sup>spectrum v. e.</sup> componente daar de andere te zwak is. Met behulp van de massa-lichtkracht-wet kunnen we trachten de gegevens aan te vullen.

We kiezen  $\mu_1/\mu_2$  zo dat  $\mu_1$  op de  $\mu$ -L-curve ligt; er blijkt dan dat we moeten kiezen:

$\mu_1/\mu_2 = 15$  componente 1 op de  $\mu$ -L-curve.

Hieruit volgt:  $\mu_1 = 4,3 \mu_0$

en:  $r_1 = 3,4 r_0$

Een bevestiging hiervan vinden we door het rotatie-effect na te gaan.

Bij nauwe paren kunnen we dikwijls aannemen dat: rotatietijd = revolutietijd, de componenten keren elkaar dus steeds dezelfde kant toe.

Wanneer de situatie is als in fig. 108, zien we alleen het gedeelte A en we constateren dan een violetverschuiving van de spectraallijnen t.g.v. de rotatie (de revolutie speelt geen rol, daar deze ongeveer loodrecht op de waarnemingsrichting staat). Uit de verschuiving kunnen we de omtreksnelheid berekenen.

Nu is: omtreksnelheid  $\times T$  = omtrek van de heldere component.

We vinden dan dat  $r_1 = 1,5 r_0$ , wat dus een goede overeenkomst is met de vorige methode. <sup>lichtkromme blijkt echter  $\lambda/\lambda_0 = 13$</sup>

Wordt evenwel  $\mu_1/\mu_2 = 5$  gesteld dan zou hieruit volgen dat we van de zwakke component helemaal niets zouden kunnen zien, wat niet overeenkomt met de waarnemingen.

$\mu_1/\mu_2 = 5/2$   
 $\mu_1/\mu_2 = 5$   
 $r_2$  onzichtbaar  
 $\lambda/\lambda_0 = 13$

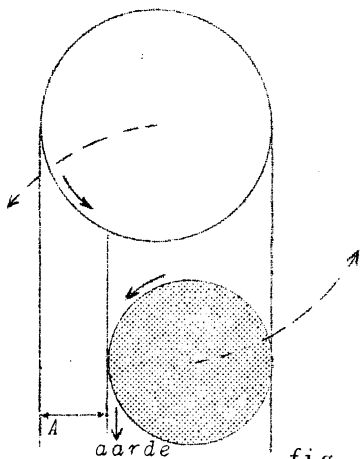
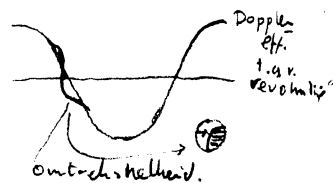
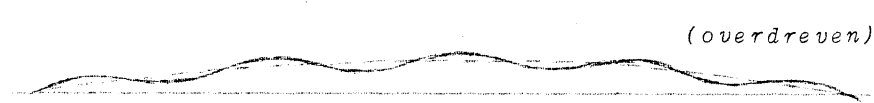


fig. 108.

Volgen we de radiële snelheid van de heldere component dan krijgen we het volgende resultaat:

A. B



Dit wijst erop dat er een derde component in het spel is.

Tijdens het minimum zien we dan niet B maar C! We kunnen dan aannemen dat B volkomen donker is en C zwak.

**2.  $\zeta$  Aurigae.**

Al lang wist men dat deze ster een merkwaardig spectrum had; het leek op een samenstelling van een dB1 en een gK5 spectrum.

Op de sterrewacht te Victoria heeft men veel spectrogrammen gemaakt van deze ster; van de 28 spectrogrammen was er één welke alleen een K5 spectrum vertoonde.

Het bleek dat  $\zeta$  Aur een spectroscopische en een fotometrische dubbelster was met een periode van 973<sup>d</sup>.

Uit de snelheid van B (zie fig. 109, pag. 79) kunnen we,

wanneer we tevens de duur van de eclips kennen, de diameter van de ster A bepalen.

We vinden dat:  $r_A = 200 r_0$

Uit waarnemingen bleek dat reeds voor het begin van de eclips veranderingen



in het spectrum optreden.  
 Een maand voor de eclips: Ca II;  
 enkele dagen voor de eclips:  
     ionen van metalen;  
 één dag voor de eclips:  
     atomen van metalen.

Bij waarnemingen van de eclips in 1934 en in 1937 bleek dat het moment van optreden van de Ca II lijnen verschillend was; de chromosfeer is dus waarschijnlijk veranderlijk van hoogte. Zelfs voor éénzelfde eclips zag men de lijnsterkte van de Ca II lijnen onregelmatig wisselen; de chromosfeer bestaat dus uit wolkenflarden. De gemiddelde dichtheid van de rode reus is  $10^{-8}$ .

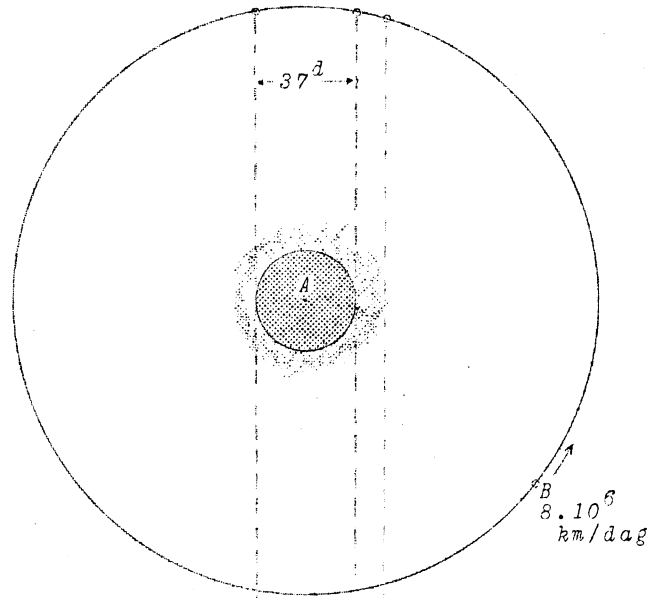


fig. 109.  $\zeta$  Aur

### 3. VV Cephei.

Deze lijkt veel op  $\zeta$  Aur, alleen alles op een veel grotere schaal.

$$T = 20^j.$$

Verduistering duurt  $1\frac{1}{2}$  jaar.

We vinden: diameter<sub>k</sub> = 2400 diam<sub>o</sub>.

### 4. $\epsilon$ Aur .

De rode ster is hiervan onzichtbaar, hij zendt geen straling uit en vertoont geen spectrum.

$$T \simeq 1000^\circ.$$

$T = 27^j$ , want om de 27 jaar zien we dat de ene componente verduisterd wordt; de eclips is echter niet totaal, maar de ster wordt verzwakt tot op 50%. We zien deze ster dus door de andere heen!  
 De diameter van de reus is: 2700 diam<sub>o</sub>.



### 5. $\beta$ Lyrae.

Zie hoofdstuk III, § 1.

## § 22. STERHOPEN. (CLUSTERS.)

Wanneer er zeer veel sterren bij elkaar horen spreken we van een sterhoop. Bv. *Hyaden*, *Pleiaden*, *Praesepe* (krib), *h* en  $\chi$  *Per*.

De eerste catalogus van sterhopen is in 1784 door Messier samengesteld; hierin zijn ook de galactische en extra-galactische nevels opgenoemd, daar men toen de sterhopen en de nevels nog niet goed kon onderscheiden. Dikwijls zijn ze ook opgegeven als *N.G.C.* of *I.C.* (1864-1908.)

We verdelen de sterhopen in:

1. Open sterhopen (galactische sterhopen);
2. Bolvormige sterhopen.

#### Open sterhopen.

Er zijn ongeveer 335 open sterhopen bekend. Ieder bevat niet meer dan een paar duizend sterren. Er zijn verschillen in concentratie en aantallen sterren. De meest ijle sterhopen vormen de zgn. "moving clusters" (*Hyaden*); we kunnen de sterren die hiertoe horen alle opsporen door de e.b. en de radiële snelheden na te gaan.

De dichtheid van een open sterhoop is ongeveer 100 à 1000 × de sterdicht-

De open sterhopen komen bij voorkeur in het melkwegvlak, binnen  $\pm 15^\circ$  gal. breedte, voor. De richtingen waarheen de moving clusters zich bewegen liggen meestal ook in het melkwegvlak; hun snelheid bedraagt ongeveer 20-40 km/sec.

### Spectra.

Het is moeilijk de spectra van de sterren apart op te nemen; zeker is echter wel dat allerlei spectraaltypen in de sterhopen voorkomen.

We zullen nu nagaan hoe deze sterren in het H-R-diagram gerangschikt zijn. Om de spectraaltypen te vervangen bepalen we de kleurindices, verder als ordinaat de schijnbare helderheden (voorlopig).

Het diagram dat we krijgen valt verschillend uit volgens de sterhoop welke we beschouwen. Men vindt altijd de hoofdreeks; soms geen reuzen, soms een groepje, soms overwegend.

Het resultaat voor een paar verschillende sterhopen is in fig. 110 weergegeven. Elke sterhoop blijkt slechts een gedeelte van het H-R-diagram te vullen; dit wijst op een sterkere samenhang, gemeenschappelijke oorsprong of samenstelling, dan voor de sterren in het algemeen.

De sterren in de hoofdreeks van de sterhopen vormen een zeer scherpe lijn, met nog een "kleiner" lijntje er boven. (fig. 111.)

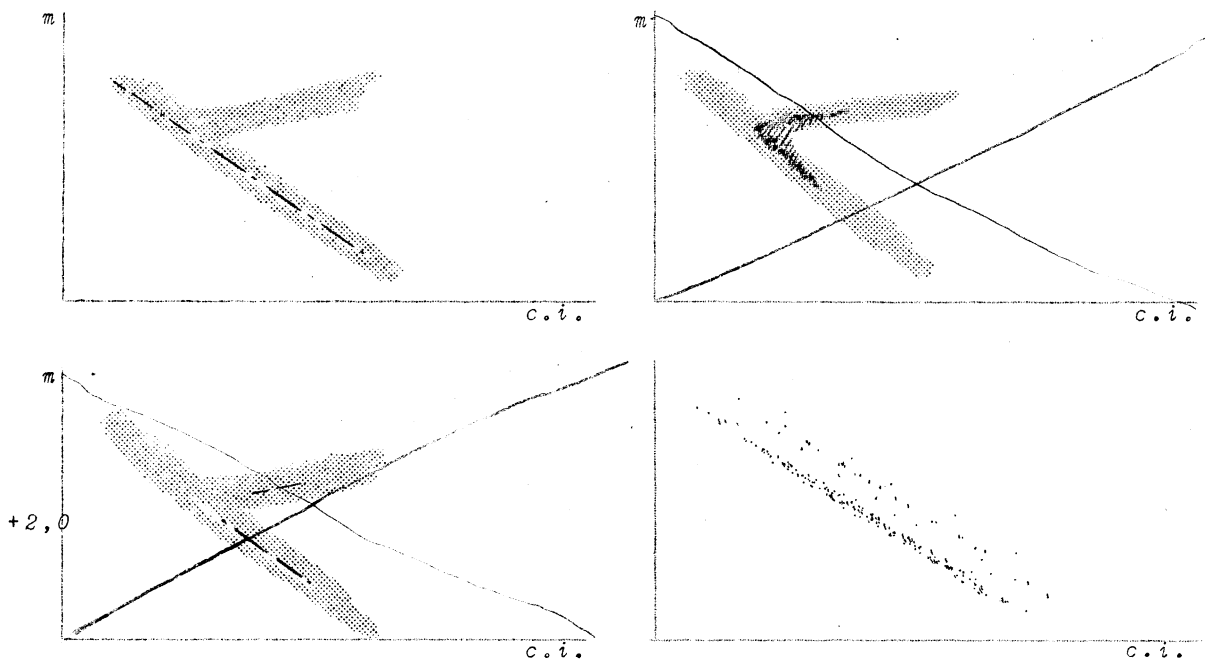


fig. 110.

fig. 111.

Deze scherpste kunnen we verklaren, daar de afstanden van deze sterren alle gelijk zijn, dus een fout in de parallax doet alleen de kromme in zijn geheel iets verschuiven; hiernaast is het ook mogelijk dat er een sterkere samenhang is. Het is dus niet zeker of het H-R-diagram voor willekeurige sterren, als de waarnemingen absoluut nauwkeurig waren, ook zo scherp zou zijn.

De helderheden van de sterren in het bovenste lijntje schelen ongeveer een factor twee met de hoofdlijn; het is dus waarschijnlijk dat we met dubbelsterren te maken hebben, waarvan we niet weten dat ze dubbel zijn.

### Afstanden.

We kennen open sterhopen tot een afstand van 5000 parsec.

a. Uit het H-R-diagram:

We nemen de gemiddelde absolute helderheden van de verschillende stertypen.

|      |      |      |      |
|------|------|------|------|
| B 0  | -3,4 |      |      |
| A 0  | +0,9 |      |      |
| dF 0 | +3,2 | gF 0 | +0,9 |
| dG 0 | +5,1 | gG 0 | +1,2 |
| dK 0 | +7,0 | gK 0 | +1,6 |

Lezen we de absolute helderheden af en meten we de schijnbare helderheden dan kunnen we uit  $M - m = 5 + 5 \log p$  de afstand vinden.

b. Splitsing van de dwergtak bij  $+0^{\circ}M_0$ ; ook dit vergelijken we dan weer met de schijnbare helderheid.  $\lambda_{12} r \approx \text{BEST}$

c. We nemen aan dat de diameters van de sterhopen onafhankelijk zijn van de afstand; van enkele sterhopen bepalen we dan de werkelijke afstand en vergelijken hiervan de diameter met die van andere sterhopen. We moeten er voor zorgen dat we sterhopen van dezelfde soort nemen, daar we anders de diameters moeilijk kunnen vergelijken.

Wanneer we de resultaten van methode c met die van a en b vergelijken, vinden we dat het helemaal niet klopt.

Bij methode a en b hebben we aangenomen dat we het licht onverzwakt waarnemen, maar nu blijkt wel dat het onderweg geabsorbeerd wordt in de interstellaire ruimte.

Voor de interstellaire absorptie kunnen we schrijven:

$$i = \frac{i_0 e^{-kA}}{A^2} \quad \begin{array}{l} k = \text{absorptie-coëfficiënt} \\ A = \text{afstand} \end{array}$$

$$M - m = 5 + 5 \log p - kA$$

Door nu methode a en b met c te vergelijken kunnen we de interstellaire absorptie bepalen. Voor deze open sterhopen in het melkwegvlak vinden we:

$$\text{interstellaire absorptie} = 0,7 \text{ per kparsec } (= 1000 \text{ parsec})$$

*Bolvormige sterhopen.* (Vb. M.13 in Herc)

Er zijn ongeveer 95 bolvormige sterhopen bekend en het is niet waarschijnlijk dat er nog veel meer zijn. Tot één bolvormige sterhoop behoren ongeveer 10 000 à 100 000 sterren; de dichtheid is ongeveer 100 x zo groot als in open sterhopen; vele zijn enigszins ellipsvormig, wat misschien samenhangt met rotatie. Deze sterhopen zijn over de gehele hemelbol verspreid, behalve in een smalle strook ~~ter weerszijden van~~ in de melkweg. 1000 - 10.000 dichtgepakt om 1000

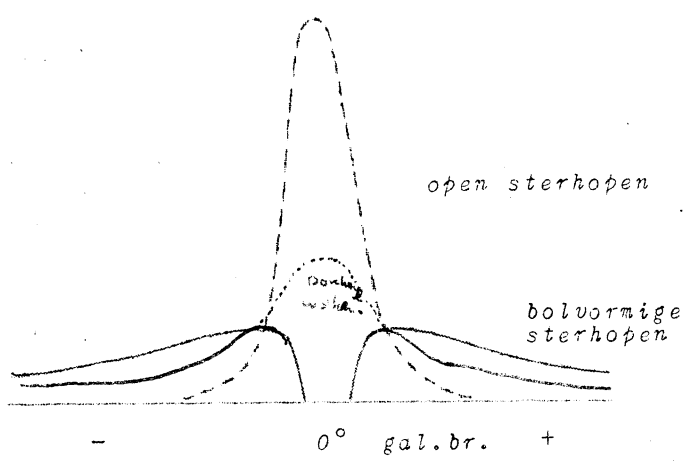


fig. 112.

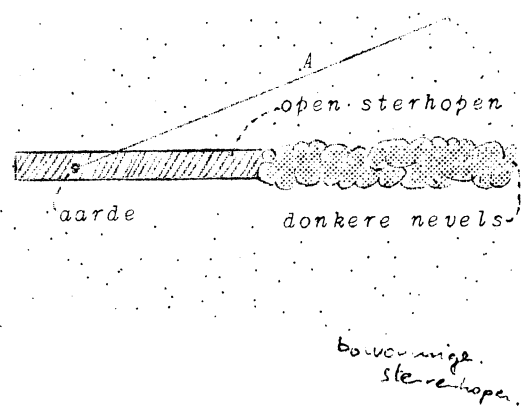


fig. 113.

Wanneer we de verdeling naar galactische lengte nagaan, dan blijkt dat ze vooral in het gebied tussen  $300^{\circ}$  en  $320^{\circ}$  voorkomen; dit is niet verwonderlijk daar wij ons aan de rand van het melkwegstelsel bevinden en wij in de richting  $320^{\circ}$  naar het centrum van het melkwegstelsel kijken. De bolvormige sterhopen hebben grote radiële snelheden (tot 300 km/sec).

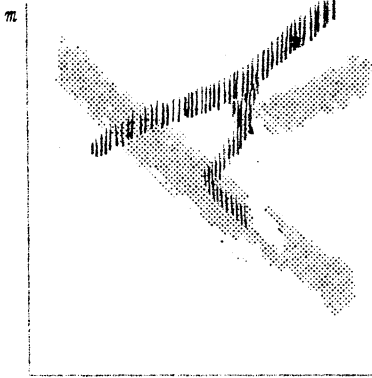
*Spectra.*

De sterbevolking is geheel anders dan in de omgeving der zon; bolvormige sterhopen behoren tot de sterbevolking II.

De spectraaltypen van de sterren uit een bolvormige sterhoop behoren alle tot de groep der reuzensterren; die tak is echter gesplitst.

Waarschijnlijk hebben we te maken met "jonge" sterren welke een gemeenschappelijke oorsprong hebben. Zie fig. 114, pag. 82.

Om de verdeling in het H R diagram te kunnen plaatsen moeten we eerst de af-



sterren in de  
 dichtstbijzijnde  
 bolv. sterhopen

■ = normaal H-R-diagram

fig. 114. (Vgl. ook de  
 fig. in § 9, hfdst.IV.)

c.i.

We moeten echter nog rekening houden met de interstellaire absorptie.

b. We maken gebruik van het feit dat de helderste sterren in zo'n bolvormige sterhoop ongeveer  $1,1^M$  helderder zijn dan de clusterveranderlijken; deze laatsten hebben een helderheid van  $0^M$ , dus de helderste sterren zijn van de grootte  $-1,1^M$ . Door dan deze helderheid te vergelijken met de schijnbare helderheid kunnen we de afstand berekenen.

We kunnen nu ook de afstand van de bolvormige sterhopen bepalen, waarin geen cluster-veranderlijken voorkomen, door te letten op "de helderste sterren". Men laat de 5 allerhelderste buiten beschouwing, daar dit wel eens uitzonderingsgevallen kunnen zijn; van de volgende 25 neemt men dan het gemiddelde aan als juiste waarde. *Bij kleine gal. breedte rekening houden met extinctie.*

c. Voor bolvormige sterhopen, welke zover verwijderd zijn dat we er geen afzonderlijke sterren meer in kunnen onderscheiden gaat men als volgt te werk:

We nemen aan dat alle bolvormige sterhopen in hun geheel ongeveer even grote totale helderheid hebben. We vergelijken dan de ver verwijderde met de dichtbijstaande sterhopen, welke we met methode a en b geijkt hebben.

d. Men maakt ook wel gebruik van de schijnbare diameters, waarbij men dan van de veronderstelling uitgaat dat de diameters alle ongeveer evengroot zijn. Ook deze methode wordt geijkt met methode a en b.

De interstellaire absorptie veroorzaakt ook in methode c een fout daar we deze geijkt hebben met a en b. Ook is het mogelijk dat we de diameters door de absorptie enigszins anders schatten. Wanneer we geen rekening houden met de interstellaire absorptie schatten we alle afstanden te groot, we kunnen een factor 2 fout zijn!

Oorspronkelijk schatte men de afstand A (zie fig. 113) op 70'000 parsec; tegenwoordig op 35'000 parsec.

#### Verdeling van de sterren in de bolvormige sterhopen.

We kunnen een bolvormige sterhoop opvatten als een soort atmosfeer, welke naar buiten toe steeds ijler wordt; de sterren zijn dan op te vatten als de gasmoleculen, welke door elkaar bewegen; deze beweging kunnen we niet waarnemen, daar de sterren te dicht bij elkaar staan om het spectrum van de sterren afzonderlijk op te nemen; wel kunnen we het spectrum van de sterrenhoop als geheel opnemen, we constateren dan een verbreding van de spectraallijnen.

We willen nu de verdeling van het aantal sterren weten, dus gaan we het verloop van de ruimte-dichtheid na, als functie van de afstand tot het centrum. Rechtstreeks gegeven is de oppervlakte-dichtheid, daar we al de sterren in één vlak geprojecteerd zien.

We passen een kunstgreep toe, we verdelen de sterhoop in een aantal evenwijdige strookjes en tellen hierin de aantallen sterren. We vinden een verband tussen dat aantal en de afstand tot het centrum:  $F(r)$ . *Dere is waargenomen.* We willen nu  $f(r)$  per vol. eenheid te weten komen. (Zie fig. pag.83.)

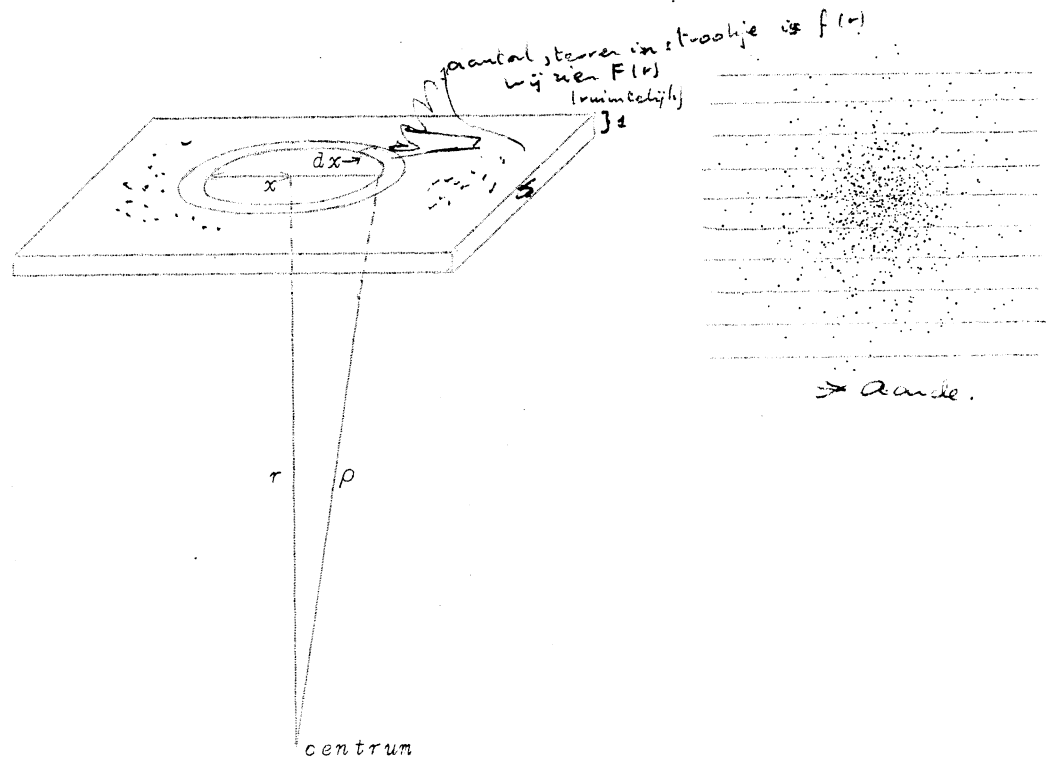
Nu is:

$$F(r) = \int_{x=0}^{x=R} 2\pi x dx \cdot f(\rho)$$

(R = straal van de sterhoop, willekeurig groot te kiezen.)

$$\rho^2 = r^2 + x^2$$

$f(\rho)$  aantal sterren per volume eenheid  
op afstand  $\rho$



$$x dx = \rho d\rho$$

$$\therefore F(r) = \int_{\rho=r}^{\rho=R} 2\pi\rho \times d\rho \cdot f(\rho)$$

Deze integraal gaan we nu naar haar grenzen differentiëren.

Algemeen geldt:

$$\frac{d}{da} \int_a^b f(x) dx = -f(a)$$

$$\frac{d}{db} \int_a^b f(x) dx = f(b)$$

$$\therefore \frac{dF(r)}{dr} = -2\pi r f(r)$$

$$f(r) = -\frac{dF(r)}{dr} \cdot \frac{1}{2\pi r}$$

In de praktijk kunnen we meestal  $f(r)$  alleen voor de buitenste delen bepalen, daar er in de binnenste delen te veel sterren staan om geteld te kunnen worden.

Men vindt dat de ruimtedichtheid ruw evenredig is met  $\frac{1}{r^4}$ .

Het woord "nevel" is vroeger gebruikt voor allerlei wazige objecten. We onderscheiden nu scherp:

1. Galactische nevels (gas of stof);
2. Extragalactische nevels (sterstelsels).

We bespreken hier de galactische nevels; de sterstelsels worden besproken in hoofdstuk V.

§ 1. STERREN MET UITGEBREIDE ATMOSFEREN.

*alg. uitgebreide atmosfeer.*

Er bestaat een overgang tussen sterren en nevels; een aantal sterren hebben zulke uitgebreide atmosferen, dat we ze al enigszins als nevels kunnen beschouwen. ( $\zeta$  Aur).

Juist sterren met hoge temperaturen en snelle rotatie hebben dergelijke uitgebreide atmosferen.

a. Wolf-Rayet-sterren ( $T = 20'000^{\circ} - 80'000^{\circ}$ ) en verwante sterren.

Het spectrum van deze sterren is gekarakteriseerd door verbrede emissielijnen met er naast aan de violette kant absorptielijnen (verg. de Novae).

We kunnen deze sterren opvatten als permanente novae.

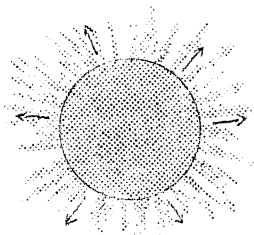
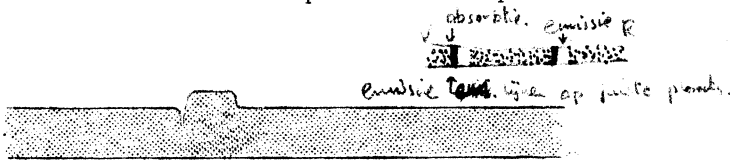


fig. 116.

*a' : P. Cygni sterren: minder uitgebreide dan W-R.*

We vinden uitstroomsnelheden van 3000 km/sec.

b. B-sterren met emissielijnen

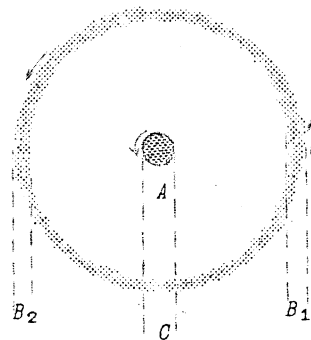
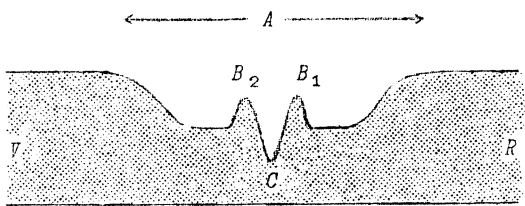


fig. 117.

Zie fig. 117. De brede absorptielijn A ontstaat door de ster; op deze lijn zien we twee emissielijnen gesuperponeerd, de lijnen B<sub>1</sub> en B<sub>2</sub> welke door de gasmassa rondom de ster ontstaan zijn; daar deze ring roteert zijn er twee emissielijnen ontstaan; in het centrum van de eerste absorptielijn zien we nog een tweede, zeer scherpe, ontstaan door het gebied van de nevel dat zich voor de ster bevindt. *Hoe scherpe die lijn, hoe fan de ring!*

$\beta$  Lyrae ( $T = 13d$ ). B 5 en B 9. Max. 3<sup>m</sup>.4 ; min. 4<sup>m</sup>.2.

Deze ster is een dubbelster, waarvan de componenten duidelijk uitgerekt zijn zoals uit de lichtcurve is op te maken.

Men ziet een normaal absorptiespectrum van de hoofdster; maar behalve dit emissielijnen, welke verbreed zijn en in de loop van de periode weinig veranderen (ring!).

Nabij de eclips verschijnen extra-lijnen (A), gevormd door sterk stromende gassen. Het model van fig. 118 verklaart deze verschijnselen, welke moeilijk op een andere wijze verklaard kunnen worden.

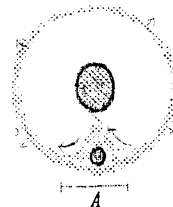
De gassen stromen voortdurend van de hoofdster naar de zwakkere ster; de stroom verdeelt zich, een deel gaat terug naar de hoofdster en een ander deel gaat naar de ring. Deze ring is even groot als ons zonnestelsel.

*oedo-mechanisch acceptabel gemaakt.*

§ 2. GALACTISCHE NEVELS

fig. 118.

a. Diffuse nevels. (Orion-nevel, Pleiaden-nevels, Driesprong-nevel, Noord-Amerika-nevel, enz.)



*De sterren met hele omgeving draait om het zwakke punt.*

De diffuse nevels zijn meestal onregelmatig van vorm en niet scherp begrensd; in de helderste plaatsen bevinden zich enkele zeer hete sterren, welke deze gassen tot lichtgeven brengen.

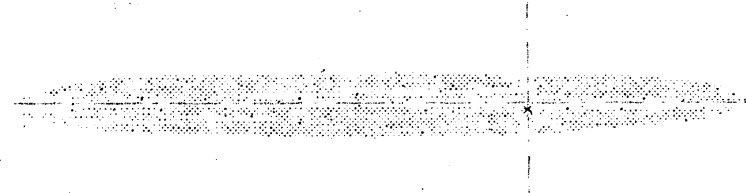
b. *Planetaire nevels.* (*Ringnevel* in de *Lier*.)

Wega

Deze nevels zijn min of meer bolvormige nevelmassa's om een ster heen. De randgedeelten zien we duidelijker, omdat we dan door een groter gedeelte van de nevel heen zien. Soms zien we meerdere bolschalen om elkaar heen.

LIER

We kennen tegenwoordig ongeveer 300 planetaire nevels; meestal zijn ze niet groter dan 1'. Ze komen in het algemeen voor over de gehele hemel, de kleine speciaal in de melkweg en meestal nabij de richting van het centrum.



Nevels kunnen nooit zelf licht uitzenden, ze worden door één of meer sterren tot lichtgeven gebracht. Niet altijd kunnen we zeggen welke sterren dit lichtgeven veroorzaken; vooral bij diffuse nevels is dit soms moeilijk. Er is gebleken dat slechts bepaalde soorten sterren nevels tot lichtgeven kunnen brengen.

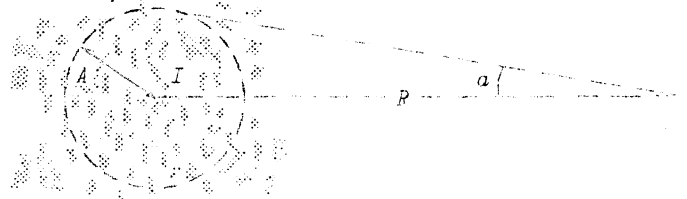
| soort ster                                   | nevel  |
|--|--|
| B 2-ster of later                            | spectrum nevel = spectrum ster, alleen het stof van de nevel werkt verstrooiend op het licht (stofnevels). <i>Pleiaden nevels.</i> |
| B 0-ster of vroeger                          | emissie-spectrum (gas)<br>(diffuse nevels)   |
| Zeer hete sterren, gelijkend op W- of O-type | emissie-spectrum (gas)<br>(planetaire nevels)  |

Physisch zijn diffuse en planetaire nevels aan elkaar gelijksoortig, maar astronomisch zijn ze geheel verschillend; de diffuse nevels zijn gasmassa's in het heelal, welke toevallig door een ster verlicht worden, terwijl de planetaire nevels uit de ster zelf ontstaan zijn.

We kunnen wel veronderstellen, dat de afmetingen van de diffuse nevels samenhangen met de helderheid van de sterren, die deze nevels tot lichtgeven brengen, daar de nevel zich waarschijnlijk verder uitstrekt dan we kunnen waarnemen. Dit blijkt inderdaad uit te komen.

Denk een ster van lichtsterkte  $I$  te midden van nevelvelden; zij worden merkbaar verlicht tot een afstand  $A$ , die we als hoek  $a$  waarnemen.

$$\frac{I}{A^2} = \text{constant}$$



De constante hangt af van de drempelwaarde van de plaat, bij gegeven belichtingstijd enz.; bedenk dat de oppervlakte-helderheid onafhankelijk is van de afstand.

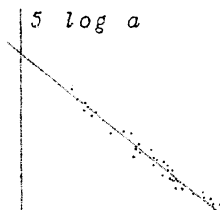
Nu is ook:

$$\frac{I/R^2}{A^2/R^2} = \frac{i}{a^2} = \text{constant}$$

fig. 120.

$$\log i - 2 \log a = \text{constant}$$

$$-2\% \log i + 5 \log a = \text{constant}$$



**Spectrum van diffuse nevels en planetaire nevels.**

Wanneer we van de nevels spectra opnemen vinden we een spectrum van emissielijnen; voor vrijwel elke nevel vertoont het spectrum eenzelfde beeld.

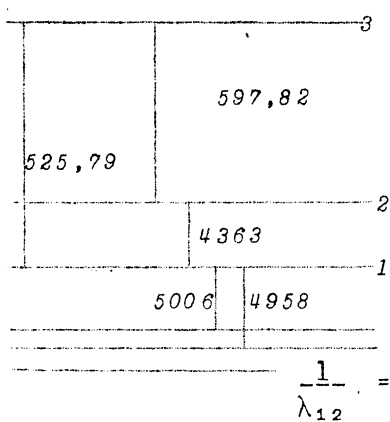
We vinden:

- H ,
- He I , He II
- C II , C III , C IV
- N I , N II , N III
- O I , O II , O III

Van de "Nebulium"-lijnen liggen de 2 meest bekende in het groen-blauw. Oorspronkelijk dacht men met een nieuw element te maken had, maar toen het periodiek systeem bekend werd, bleek dat er geen plaats meer was voor nieuwe elementen. Later bleek dat deze lijnen ontstonden door: N II en O III. Ook vond men nog Cl , Ne , S , A , Fe , in verschillende ionisatie-toestanden.

De "Nebulium"-lijnen ([O III], [N II]).

Volgens de klassieke atoomtheorie zijn dit "verboden" lijnen. Deze heeft men kunnen identificeren, ook al kan men ze in het laboratorium niet waarnemen. Hun frequentie is nl. het verschil van twee andere, bekende atoomfrequenties.



$\epsilon = h \nu$        $\epsilon =$  energieverval  
 $\nu =$  trillingsgetal  
 $h =$  const. van Planck

$\epsilon_{12} = \epsilon_{13} - \epsilon_{23}$

$\therefore \nu_{12} = \nu_{13} - \nu_{23}$

$\therefore \frac{1}{\lambda_{12}} = \frac{1}{\lambda_{13}} - \frac{1}{\lambda_{23}}$

$\nu = \frac{c}{\lambda}$

Ingevuld geeft:

$\frac{1}{\lambda_{12}} = \frac{1}{525,79} - \frac{1}{597,82} = \frac{1}{4363}$

(zie ook pag. 10.)

$\lambda_{12} = 4363 \text{ \AA}$

**§ 3. MECHANISME VAN HET LICHTGEVEN.**

**I. Balmer spectrum.**

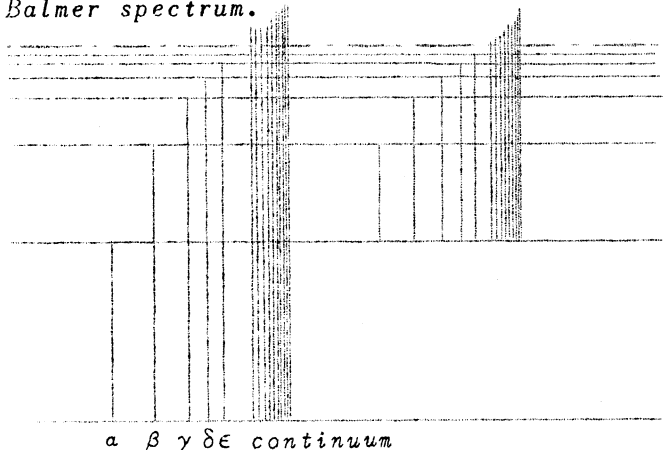
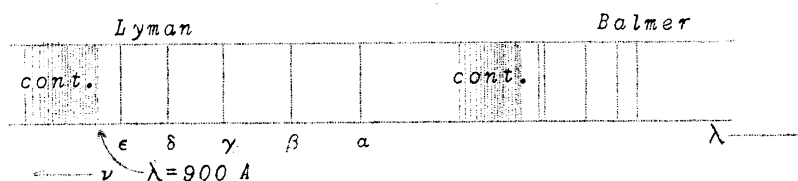


fig. 121.



$\epsilon = h \nu = \frac{hc}{\lambda}$

Stel we hebben een ster in een H-wolk:

Er ontstaat dan absorptie van het Lyman-continuum, dus electronen worden



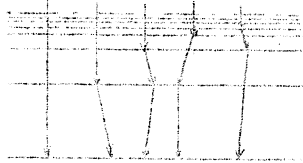
uit het atoom geworpen (ionisatie).

We houden dus over:

H-kernen } welke door elkaar bewegen.  
 elektronen }

Af en toe treedt reëombinatie op, het electron valt dan terug in een of andere baan (afhankelijk van de snelheid, richting, enz.).

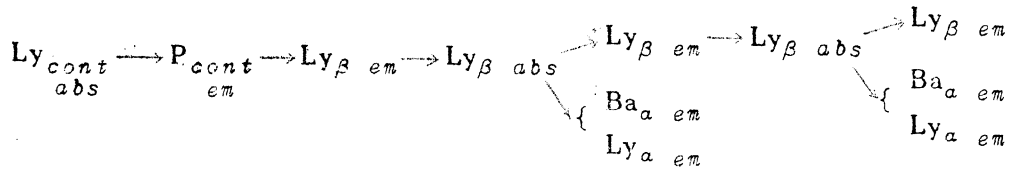
Hierbij wordt weer licht geëmitteerd, waardoor een "uitregenspectrum" ontstaat. De reëombinatie kan op allerlei manieren plaatsvinden.



De nevel heeft nu a.h.w. de onzichtbare uv.-straling van de ster omgezet in zichtbare straling. We kunnen nu berekenen hoeveel uv.-straling de ster heeft uitgezonden en daardoor de temperatuur van de ster bepalen.

Temperatuur-bepaling van de centrale ster. (Prof. Zanstra.)

1. Elk reëombinerend electron eindigt altijd met Ly<sub>a</sub>. Bijvoorbeeld:



Balmer-lijnen worden in de nevel niet geabsorbeerd, alle atomen zijn in de grondtoestand, ze absorberen alleen de Ly-reeks.

Dus:

2. Elk reëombinerend electron heeft altijd een Balmerquantum uitgezonden.

Dus:

3. 1 Ly<sub>con</sub> quantum → 1 Balmer-quantum. Ofwel: 1 uv quantum → 1 fotografeerbaar quantum.

Onderscheid nu het aantal quanta *N*, uitgezonden door de nevel, en het aantal *N\**, uitgezonden door de ster.

$$\frac{N_{fot}}{N^*_{fot}} \stackrel{(3)}{=} \frac{N^*_{uv}}{N^*_{fot}} = \text{(volgens Planck)}$$

$$= \frac{\int_{0}^{9000} \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{d\lambda}{e^{\frac{c_2}{\lambda T^*}} - 1} \cdot \frac{\lambda}{hc}}{\int_{3000}^{7000} \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{d\lambda}{e^{\frac{c_2}{\lambda T^*}} - 1} \cdot \frac{\lambda}{hc}}$$

Deze verhouding is zeer gevoelig voor de temperatuur, zoals gemakkelijk is in te zien.

| T*      | f/f   |
|---------|-------|
| 15'000° | 0,007 |
| 20'000° | 0,066 |
| 30'000° | 0,72  |
| 40'000° | 2,50  |
| 50'000° | 5,4   |
| 70'000° | 15,3  |

Voor diffuse nevels vindt men door de waarneming:

$$f/f \approx 1, \text{ dus } T \approx 32'000^\circ:$$

Planetaire nevels:

Deze methode is in beginsel eigenlijk te herleiden tot die van de kleurindices.

## II "Nebuliumlijnen" ([O III] - [N II] - lijnen).

Stikstof en zuurstof komen in het periodiek systeem na elkaar, zuurstof heeft 8 electronen en stikstof heeft er 7; halen we hiervan respectievelijk 2 en 1 electronen af, dan blijven er in beide gevallen 6 over, alleen de kernlading is dan anders.

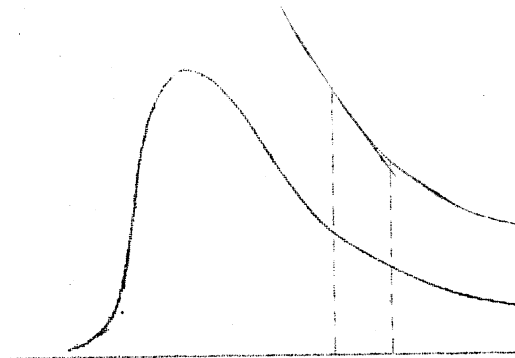
De ionisatiespanning is te hoog voor hetzelfde mechanisme als bij de Balmerlijnen. Lijnabsorptie in de verboden overgangen is uitgesloten! Wel is het mogelijk dat er een aanslag ontstaat door botsing met vrije electronen, daar dan de verbodsregels niet gelden. Als vrije electronen, zijn de electronen aanwezig die afkomstig zijn van het ioniseren van de H. Door de botsing verliest het vrije electron energie, waardoor het electronengas afkoelt van  $50.000^\circ$  tot  $10.000^\circ$ .

We kunnen nu ook de temperatuur van de ster bepalen door de lichtsterkte van de ster te vergelijken met de lichtsterkte van de Nebuliumlijnen.

$$\frac{\text{Lichtsterkte nevel (neb)}}{\text{Lichtsterkte ster}} = f(T^*)$$

Voor enkele planetaire nevels vond men:

| Uit H   | Uit Neb | $T_c$   |
|---------|---------|---------|
| 43'500° | 41'500° | -       |
| 36'100° | 32'000° | 30'000° |
| 26'500° | 27'000° | 25'000° |

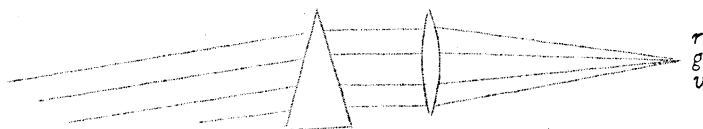


Door de hoge temperatuur is de bepaling uit  $T_c$  moeilijk, daar de helling van de kromme lijn bij hoge temperaturen in het zichtbare gebied bijna niet meer verandert.

Al deze methoden berusten op de geldigheid van de wet van Planck; dat er weinig afwijkingen zijn bewijst dat sterren inderdaad ongeveer stralen als zwarte lichamen, ook in het verre uv.

*Verdeling van de emissies over de nevel.*

Men gaat deze verdeling na met een objectiefprisma.



De verschillende beeldjes vertonen vaak zeer uiteenlopende structuren.

Denken we ons een He-wolk om een ster. Vlakbij de ster is de ver uv.-straling zo sterk dat het He dubbelgeïoniseerd is; kaapt  $He^{++}$  af en toe een electron, dan zien we het He II - spectrum. Daarbuiten komt een schil, waarin de ver-uv.-straling vrijwel geheel ontbreekt, daar zij door de meer centrale delen geabsorbeerd is. Hier:  $He^+$  en bij recombinitie He I - spectrum. Nog verder naar buiten He.

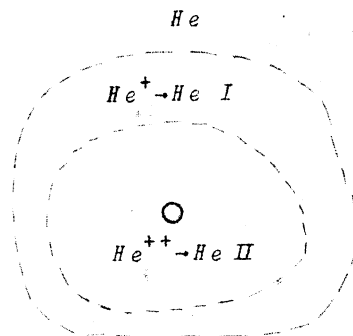


fig. 123.

## § 4. BEWEGINGEN IN DE NEVELS.

Deze zijn niet als dwarse verplaatsingen waar te nemen, daar de afstanden zeer groot zijn en de grenzen der nevels nooit zo scherp zijn als die van sterren. We kunnen echter met de spectrograaf de radiële snelheden meten (ook kan men soms de interferometer gebruiken).

Uit de waarnemingen blijkt dat de nevels in sterke turbulente bewegingen zijn.

## 2. Planetaire nevels.

De spectraallijnen zijn gesplitst nabij het midden van de nevel, aan de randen blijft de spectraallijn op zijn plaats; dit wijst op een algemene expansie (5 à 50 km/sec).



Dit klopt met het feit dat de nevel door een ster wordt uitgezonden. De lijnen zijn dikwijls onregelmatig gekromd en wazig, dus zijn er ook nog turbulente bewegingen.

## § 5. REFLECTIENEVELS. DIVERSEN

### a. Reflectie-nevels.

Behalve de diffuse en de planetaire nevels zijn er ook nog de zgn. reflectienevels (= stofnevels): (Pleiaden.)

Voor de lichtverstrooiing maken we onderscheid in:

Nevels bestaande uit kleine stofjes  $< 1/10 \mu$

verstrooid licht ( $\propto$ )  $\frac{1}{\lambda^4}$  (blauwachtig) *volgens Rayleigh*

Nevels bestaande uit grote stofjes  $> 1 \mu$  (Pleiaden)

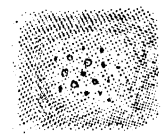
verstrooid licht ( $\propto$ )  $\frac{1}{\lambda^2}$ ,  $\frac{1}{\lambda}$ , of onafh. van  $\lambda$ .

Vaak bestaat een nevel uit een mengsel van kleine en grote stofjes. Wanneer we het spectrum van een stofnevel bekijken, dan blijkt dit hetzelfde te zijn als het spectrum van de ster welke deze nevel tot lichten brengt; ontmoeten we een dergelijk verschijnsel dan wijst dit er op dat we met een stofnevel te maken hebben.

Ook kunnen we de kleurindices van de nevel en de ster vergelijken; bij de Pleiaden en bij de nevels om Antares blijken de kleurindices van de sterren en van de nevel aan elkaar gelijk te zijn. Dus moeten de stofjes waaruit deze nevels bestaan vrij groot zijn.

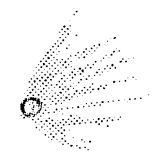
De *Orionnevel* bestaat uit een mengsel van gas en stof.

Van deze nevel heeft men opnamen gemaakt op platen welke gevoelig waren voor infrarood licht; er bleken toen in het centrum van de nevel, nabij het bekende trapezium, een groot aantal sterren te staan, welke een sterrenhoop vormen. Op gewone platen zien we niets van deze sterren, daar we dan niet zover in de nevel kunnen doordringen. We kunnen ons nu afvragen waarom we alleen in de buurt van het trapezium door de nevel heen zien; het kan niet de hele sterrenhoop zijn welke we zien, daar zulke kleine sterrenhopen niet voorkomen. We moeten dus aannemen dat de nevel op deze plaats doorzichtiger is dan ergens anders; dit is te verklaren door de stralingsdruk van de sterren van het trapezium, welke de stofwolken ten dele heeft "weggeblazen".



### b. Veranderlijke nevels. (Dit zijn zeldzame objecten.)

Een enkele maal zien we naast een ster een waaivormige nevel, welke zeer snel verandert. We kunnen aannemen dat deze ster door een nevelmassa heen beweegt en daardoor een soort spoor nalaat, dat van vorm voortdurend verandert.



Ook is gebleken dat deze sterren soms een nova-achtig karakter hebben, en dat ze voorkomen in gebieden die nevels bevatten.

### c. Donkere nevels. (Kolenzak, Paardenkopnevel.)

Wanneer we opnamen van de hemel maken en speciaal het gebied van de melkweg bestuderen, constateren we dat op sommige plaatsen bijna geen sterren te zien zijn. Het is erg onwaarschijnlijk dat er in deze richting ook werkelijk geen sterren staan; tussen ons oog en de sterren moeten zich donkere nevels bevinden. Enkele van deze nevels (Paardenkopnevel) zijn scherp begrensd, de randen zijn voorzien van een lichtrandje, dit kan ontstaan zijn door twee nevels, welke elkaar doordringen of welke door het interstellair gas bewegen. Donkere nevels en diffuse nevels hebben dezelfde samenstelling, het hangt er alleen van af hoe ze verlicht worden.

§ 1. ALGEMEEN OVERZICHT.

We kunnen in de melkweg isofoten (lijnen van gelijke helderheid) trekken, zowel volgens de visueel als volgens de fotografisch waargenomen helderheden.

Bij alle onderzoek van de melkweg maakt men gebruik van galactische coördinaten. De galactische aequator is een grote cirkel, die ongeveer langs de punten van de grootste helderheid van de melkweg loopt. De galactische lengte wordt gerekend van het snijpunt van de gal. aeq. en de hemelaeq.; deze cirkels hellen 63° op elkaar.

Wanneer we de melkweg vergelijken met de gebieden daarbuiten, dan blijkt dat de dichtheid van de sterren in de melkweg veel groter is dan daarbuiten; dus de gal. breedte heeft een grote invloed. Daarnaast vertoont de melkweg ook systematische verschillen volgens de gal. lengte; de grootste helderheden vinden we in de gebieden van: *Sagittarius*, *Centaurus*, *Scutum*, welke alle in de richting van het centrum van het stelsel liggen (zie verder); deze invloed van de gal. lengte wordt vooral van belang bij de zeer zwakke sterren. Verder zijn er nog talloze locale verschillen; in de *Zwaan* bv. zien we een splitsing van de melkweg, wat echter te wijten is aan donkere nevels.

We zullen nu trachten een ruimtebeeld te ontwerpen van het stelsel, uitgaande van het geprojecteerde beeld dat we waarnemen.

§ 2. EERSTE EENVOUDIGE MODEL.

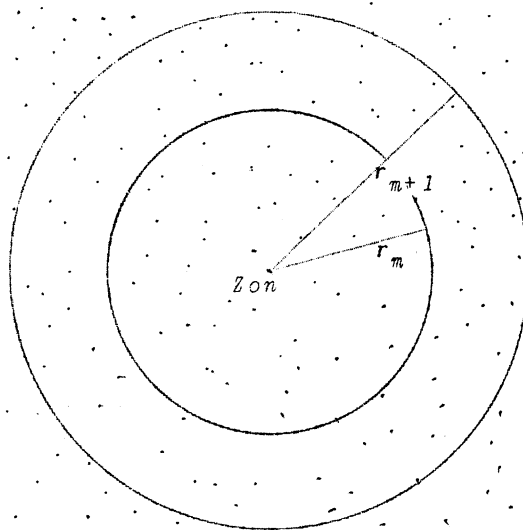
Laten we aannemen dat de sterren allen dezelfde absolute helderheid hebben, dat de concentratie van de sterren overal gelijk is en dat de sterren zich bovendien in alle richtingen oneindig ver uitstrekken.

We gaan nu na hoe  $N_m$  verloopt, waarin  $N_m$  het aantal sterren voorstelt, helderder dan de grootte  $m$ .

Uit de waarnemingen volgt:

| $m$ | aantal ( $N_m$ ) | $\frac{N_{m+1}}{N_m}$ |
|-----|------------------|-----------------------|
| 1   | 10               |                       |
| 2   | 37               |                       |
| 3   | 130              |                       |
| 4   | 360              | 2,86                  |
| 5   | 1030             |                       |
| 6   | 2940             | 2,85                  |
| 7   | 8200             | 2,97                  |
| 8   | 22800            | 2,77                  |
| 9   | 62000            | 2,72                  |
| 10  | 166000           | 2,67                  |
| 11  | 431000           | 2,60                  |
| 12  | 1100000          | 2,55                  |
|     |                  | 2,47                  |

fig. 124.



We gaan vervolgens na of deze waarnemingen met ons beeld overeenkomen. We denken ons twee bollen, met als middelpunt de aarde, waarop de helderheden precies 1<sup>m</sup> verschillen.

De stralen van deze bollen verhouden zich dan als 1 (:) 2,512<sup>1/2</sup>.

$$\left( \frac{r_{m+1}}{r_m} \right)^2 = 2,512.$$

$$\frac{N^{m+1}}{N_m} = \frac{vol. \cdot m+1}{vol. \cdot m} = 2,512^{3/2} = 3,98$$

Vergelijken we nu deze waarde met die welke uit de waarnemingen volgt dan blijkt dat de werkelijke waarden alle veel lager zijn en bovendien nemen ze systematisch af. Zou dit veroorzaakt worden doordat de sterren niet alle dezelfde absolute helderheid hebben? We nemen nu sterren welke dezelfde absolute helderheid hebben.

Daar we echter van slechts weinig sterren de absolute helderheid kennen nemen we sterren uit dezelfde spectraalklasse (B8 - A0). We nemen een gebied in het sterrenbeeld *Mon* van 100 vierkante graad.

Waarnemingen geven:

|          |      |   |      |
|----------|------|---|------|
| $N_8$    | 45   | } | 3,14 |
| $N_9$    | 141  | } | 2,40 |
| $N_{10}$ | 339  | } | 3,16 |
| $N_{11}$ | 1070 |   |      |

Ook nu bereiken we de waarde 3,98 nog niet!

We kunnen dit op 2 verschillende manieren verklaren:

- a. De dichtheid van de sterren neemt naar mate we verder komen af; dit is echter onwaarschijnlijk, daar wij dan een zeer bevoorrechte plaats in het heelal zouden innemen.
- b. De interstellaire absorptie speelt een grote rol.

### § 3. TWEDE MODEL.. (WILLIAM HERSCHEL)

William Herschel verrichtte in 1784 met een kijker van 50 cm "sterpeilingen". Hij richtte de kijker achtereenvolgens in verschillende richtingen en telde het aantal sterren in het veld van de kijker:  $N$ .

Hij ging uit van de veronderstellingen:

- alle sterren hebben gelijke  $M$ ,
- de dichtheid is overal gelijk,
- het heelal is eindig.

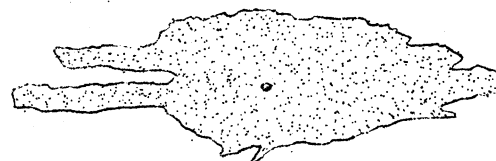


fig. 125. HEELAL VAN HERSCHEL.

De uitgestrektheid van het heelal moet dan evenredig zijn met  $N^{1/3}$ ; men kan dus in elke richting voerstralen uitzetten, evenredig met de afmetingen van het heelal in die richting (fig. 125).

Herschel nam dus stilzweigend aan dat hij met zijn kijker de grenzen van het heelal kon bereiken. Omstreeks 1794 herhaalde hij zijn "peilingen", nu met een kijker van 120 cm spiegel; de waarden die hij nu vond waren veel groter dan de oorspronkelijke. De veronderstelling dat hij de grenzen met de eerste kijker bereikt had was dus onjuist, maar ook nu was hij er niet zeker van dat hij de grenzen van het heelal bereikte.

### § 4. MODEL VAN KAPTEYN..

Bij tellingen maakte Kapteyn gebruik van de Selected Areas (zie pag. 33); ook zeer zwakke sterren worden nu bereikt.

De verdeling van de sterren kunnen we aangeven door de functie:

$$F(x, y, z, M)$$

Het is te moeilijk deze functie direct te bepalen; daarom schrijven we bij wijze van werkhypothese:

$$F(x, y, z, M) = \phi(M) \cdot D(x, y, z)$$

lichtkracht-                  dichtheids-  
functie                                  functie

Door deze splitsing nemen we aan dat de lichtkrachtfunctie onafhankelijk is van de plaats in de melkweg. Dit is volstrekt niet zeker en moet nader gecontroleerd worden.

De veronderstellingen die we hier maken zijn dus:

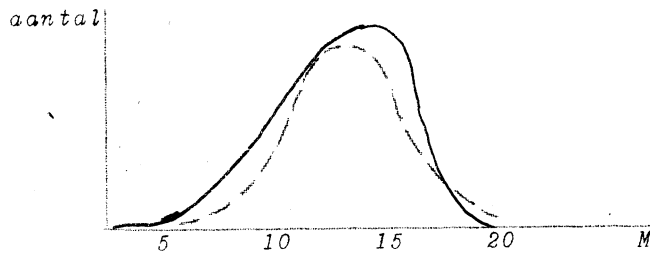
53  
34  
22 → 20  
1,5  
17 15  
34  
17 3  
35 25 60  
35 35 35

sterren niet dezelfde  $M$ ,  
dichtheid is veranderlijk,  
lichtkrachtfunctie is overal gelijk.

De statistische sterrenkunde welke dergelijke vraagstukken behandelt is een tak van de sterrenkunde op zichzelf. In het Astronomisch Laboratorium te Groningen is baanbrekend werk op dit gebied verricht, eerst door Kapteyn en later voortgezet door Prof. v. Rhijn.

We trachten nu eerst de *lichtkrachtfunctie* te weten te komen; we beschouwen daartoe een gedeelte van de hemel waarin de sterren goed bekend zijn. Bv. de sterren waarvan de parallax  $> 0,2$  is; hiervan zijn er ca 50 bekend. De uiteinden van de verkregen kromme zijn uiterst onzeker wegens het beperkte materiaal.

Nemen we de sterren waarvan de parallax  $> 0,02$ , dan hebben we een veel groter materiaal, maar het materiaal is dan lang niet meer volledig; we kennen dan slechts ongeveer 2% van het aantal, dat zich in dit gebied bevindt.



Maken we van dit materiaal een grafiek, dan krijgen we een verwrongen beeld, daar we hier een zekere voorkeur hebben; want bij het bepalen van de parallax hebben we die sterren genomen die de grootste schijnbare helderheid hebben of die de grootste eigenbeweging hebben. Dit heeft natuurlijk invloed op het resultaat.

*Intermezzo.*

Ter illustratie van de invloed die een zekere voorkeur in het uitzoeken van het materiaal op de resultaten heeft, gaan we na hoe de spierkracht is verdeeld over de Nederlandse jeugd tussen 18 en 28 jaar; ons fictief materiaal halen we uit een aantal studenten.

Waarnemingen (denkbeeldige getallen):

| (1)<br>kracht | (2)<br>aantal ♀ | (3)<br>aantal ♂ | (4)<br>allen | gecorrigeerd |          | (7)<br>allen |
|---------------|-----------------|-----------------|--------------|--------------|----------|--------------|
|               |                 |                 |              | (5)<br>♀     | (6)<br>♂ |              |
| 5 kg          | 1               | -               | 1            | 4            | -        | 4            |
| 10            | 3               | -               | 3            | 13           | -        | 13           |
| 15            | 4               | -               | 4            | 17           | -        | 17           |
| 20            | 3               | 1               | 4            | 13           | 1,5      | 14,5         |
| 25            | 1               | 5               | 6            | 4            | 8        | 12           |
| 30            | -               | 8               | 8            | -            | 13       | 13           |
| 35            | -               | 7               | 7            | -            | 12       | 12           |
| 40            | -               | 5               | 5            | -            | 8        | 8            |
| 45            | -               | 3               | 3            | -            | 5        | 5            |
| 50            | -               | 1               | 1            | -            | 1,5      | 1,5          |
| som:          | 12              | 30              | 42           | 51           | 49       | 100          |

Wanneer we nu zeggen dat we in kolom (4) de verdeling van de spierkracht hebben van de Nederlandse jeugd tussen 18 en 28 jaar is dit onjuist, daar de werkelijke verhouding tussen ♀ en ♂ = 51 : 49.

We voeren nu een *volledigheidscoëfficiënt* in: deze is in ons geval:  $51/12$  en  $49/30$ , we moeten dus elk getal vermenigvuldigen met deze volledigheidscöëfficiënt.

Ook nu is het nog niet geheel juist, daar we eigenlijk ook nog rekening moeten houden met de verdeling over de verschillende leeftijdsklassen.

Iets dergelijks doen we nu met de sterren.

We maken groepjes van sterren naar  $m$  en  $u$  (= e. b.), en nemen aan dat in der-

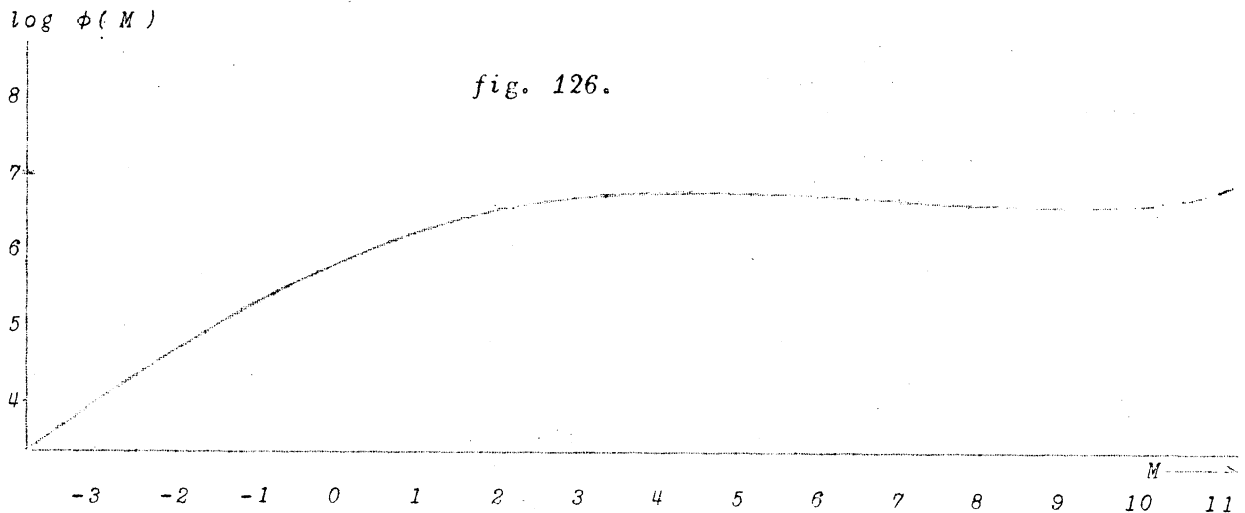
|             | parallaxsterren  | alle sterren |                  |
|-------------|------------------|--------------|------------------|
|             | aantal $\varphi$ | (Boss)       | voll. coëff. (c) |
| 0",2 - 0",4 | 8                | 102          | 13               |
| 0",4 - 0",8 | 9                | 33           | 3,7              |
| 0",8 - 2",0 | 7                | 7,2          | 1,0              |
| 2",0 - -    | 3                | 1,0          | 0,3              |

We doen dit ook voor andere helderheden.

Wanneer we de waarnemingen verricht hebben gaan we na hoeveel sterren er werkelijk zijn in een dergelijk groepje, waarbij we de Boss-atlas raadplegen. Voor elk groepje bepalen we nu de volledigheidscoefficiënt c.

In formule gezet luidt wat we nu gedaan hebben:

$$\phi(M) = \sum_m \sum_{\mu} \varphi(M, m, \mu) \cdot c(m, \mu)$$



Bij een meer gedetailleerd onderzoek blijkt dat  $\phi(M)$  voor de melkweg niet overal gelijk is. We maken nu een statistiek op voor sterren binnen een laag van 500 pc ter weerszijden van de aequator van de melkweg en een andere voor de sterren daarbuiten.

| M   | z < 500 pc | z > 500 pc | alle |
|-----|------------|------------|------|
| - 6 | --         | --         | 2,1  |
| - 3 | 2,85       | 2,44       | 4,2  |
| 0   | 5,46       | 4,91       | 5,7  |
| + 3 | 6,84       | 6,72       | 6,9  |
| + 6 | 7,42       | 7,44       | 7,5  |
| + 9 | 7,65       | 7,74       | 7,5  |
| +12 | --         | --         | 8,0  |
| +14 | --         | --         | 8,1  |

De tabel geeft  
 $\log \phi(M) + \text{const.}$

Er blijkt dus, dat de heldere sterren meer nabij de melkweg voorkomen dan de zwakke.

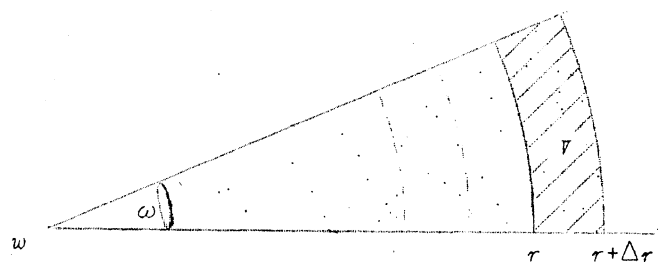
#### De dichtheidsfunctie.

Deze wordt afgeleid uit stertellingen; we tellen het aantal sterren van een bepaalde schijnbare helderheid binnen een zekere ruimtehoek. Wanneer alle sterren dezelfde absolute helderheid hadden, dan zou de dichtheidsfunctie direct volgen uit de tellingen van de sterren met opeenvolgende waarden van  $m(A_m)$ .

We beschouwen nu een ruimtehoek  $\omega$  en tellen hoeveel sterren we zien met een helderheid  $m$ ; in elk volume komen deze sterren voor, al naar gelang hun absolute helderheden

De bijdrage van het gearceerde vol.element is:

$$\Delta A_m = \frac{\omega r^2 \Delta r \cdot D(r) \cdot \phi(M)}{\text{vol. } V}$$



Hierin is  $M$  zo gekozen dat de sterren de schijnbare helderheid  $m$  hebben.  
 In totaal wordt dit:

$$A_m = \int_{r=0}^{r=\infty} \omega r^2 dr \cdot D(r) \cdot \phi(M),$$

waarin  $M - m = 5 + 5 \log p = 5 - 5 \log r$ .

dus:

$$A_m = \omega \int_0^{\infty} D(r) \cdot \phi(m + 5 - 5 \log r) r^2 \cdot dr .$$

(integraalvergelijking.)

Bekend is:

$A_m$  (waargenomen);  
 $\phi(m + 5 - 5 \log r) r^2$  hebben we van te voren bepaald.

Onbekend is  $D(r)$ .

Vroeger loste men dergelijke vergelijkingen op door de functies *analytisch* voor te stellen en de daarin voorkomende coëfficiënten te bepalen.  
 Tegenwoordig lost men ze *numeriek* op.

We beschouwen bolschalen waarbij  $r$  opklimt met factor  $4^{1/3}$ , waardoor telkens de helderheden met  $1^m$  verminderen ( $\log r$  klimt op met  $0,2$ ).  
 We berekenen nu voor elk hokje:

$$vol.V \cdot \phi(m + 5 + 5 \log p) \cdot 1$$

(we nemen aan dat  $D(r)$  constant is)

De volumina nemen nu van hokje tot hokje met een factor 4 toe,  $\phi$  is bekend.  
 De tabel hieronder heeft de eigenschap dat alle sterren op een diagonaal van links boven naar rechts onder dezelfde absolute helderheid hebben zoals gemakkelijk is na te gaan.  
 Zij geeft de samenstelling der sterbevolking op elke afstand, aannemend dat  $D$  overal 1 is.  
 Wanneer de dichtheidsfunctie aldus constant is dan moeten de sommen overeenkomen met de waarnemingen  $A_m$ . Dit blijkt echter niet het geval te zijn.  
 We gaan dan nu de dichtheidsfunctie veranderlijk nemen.

Tabel I.

| $\log p$ | $m = 8$ | 9     | 10    | 11    | 12   | 13  | 14  | 15  |
|----------|---------|-------|-------|-------|------|-----|-----|-----|
| -1       |         |       |       |       |      |     |     |     |
| -1,2     |         |       |       |       |      |     |     |     |
| -1,4     | 0,01    | 0,01  | 0,01  | 0,0   |      |     |     |     |
| -1,6     | 0,02    | 0,04  | 0,03  | 0,0   |      |     |     |     |
| -1,8     | 0,05    | 0,09  | 0,15  | 0,1   |      |     |     |     |
| -2,0     | 0,11    | 0,20  | 0,34  | 0,6   |      |     |     |     |
| -2,2     | 0,31    | 0,46  | 0,81  | 1,3   |      |     |     |     |
| -2,4     | 0,37    | 1,23  | 1,82  | 3,2   |      |     |     |     |
| -2,6     | 0,36    | 1,48  | 4,93  | 7,2   |      |     |     |     |
| -2,8     | 0,48    | 1,44  | 5,85  | 19,4  |      |     |     |     |
| -3,0     | 0,66    | 1,90  | 5,75  | 23,4  | 77,6 | 115 | 204 | 339 |
| -3,2     | 1,07    | 2,63  | 7,59  | 22,9  |      |     |     |     |
| -3,4     | 1,05    | 4,27  | 10,47 | 30,2  |      |     |     |     |
| -3,6     | 0,19    | 4,17  | 16,98 | 41,7  |      |     |     |     |
| -3,8     | --      | 0,76  | 16,60 | 67,6  |      |     |     |     |
| -4,0     | --      | --    | 3,02  | 66,1  |      |     |     |     |
| -4,2     | --      | --    | --    | 12,0  |      |     |     |     |
| som:     | 4,68    | 18,68 | 74,35 | 296,2 |      |     |     |     |

Laten we nu veronderstellen dat bv. de dichtheidsfunctie tot  $[-3,2]$  gelijk 1 is en verder  $\frac{1}{2}$ , de getallen in de rijen van  $[-3,4]$  tot  $[-4,2]$  moeten we dus alle met  $\frac{1}{2}$  vermenigvuldigen, we maken dan opnieuw de sommen op en gaan na of de resultaten nu met de waarnemingen overeenkomen.  
 De sommen worden nu:



Laten we ons bv. voorstellen dat er tussen [1-3,2] en [1-3,4] een dunne absorberende wolk hangt. De sterren, die zich hier achter bevinden zien we dus zwakker dan ze in werkelijkheid zijn; laten we aannemen dat de helderheidsvermindering precies  $1^m$  bedraagt.

We nemen aan dat de getallen in de kolommen "juist" zijn, door de absorptie verschuiven dus alle getallen één plaats naar rechts; de dichtheid nemen we weer overal gelijk  $Q$ .

Resultaat:

som: 3,44 10,72 36,48 125,67

Ook nu worden de verhoudingen kleiner. De moeilijkheid is, dat zowel de absorptie als de dichtheidsverandering invloed uitoefenen. We moeten eerst de invloed der absorptie in rekening brengen, zoals we die langs andere weg kunnen bepalen. Daarna gaan we de  $D$ -wet berekenen.

We geven nu de resultaten welke men tot nu toe bereikt heeft.

1. Het "locale stelsel" van Kapteyn.

Hierbij werd aangenomen dat er geen interstellaire absorptie was, de dichtheid werd ook alleen maar beschouwd als functie van de gal.breedte, we middelen dus over alle gal.lengten.

We zien dus in dit stelsel niets weergegeven van de grote sterwolken in de richting van het centrum van de melkweg.

Door het middelen over de gal.lengten plaatsen we kunstmatig de zon dus in het centrum. Gaan we na op welke afstanden de dichtheid afgenomen is tot bv. 5% dan vinden we dat dit in de melkweg is op 4000 pc en loodrecht daarop op 1000 pc.

2.

We houden rekening met de gal.breedte en lengte. Het onderzoek geschiedt dus voor een aantal afzonderlijke hokjes van de hemel.

De grote sterwolken komen nu te voorschijn, maar alles heeft nog een verwrongen beeld, daar ook hier nog geen rekening gehouden is met de interstellaire absorptie.

We constateren dat de dichtheid langzaam afneemt in de richting van  $\lambda = 320^\circ$  en snel in de richting van  $\lambda = 140^\circ$ . (Dit zijn de richtingen naar het gal.centrum en het tegenovergestelde.)

Ook hier bevindt de zon zich nog in een centrum van grote ster-dichtheid.

3.

We houden nu ook zoveel mogelijk rekening met de interstellaire absorptie. Bv. 0,5 à  $1^m$  per kpc in het melkwegvlak; want alles wijst erop dat de absorptie alleen plaatsvindt in een smalle strook nabij het melkwegvlak.

Het resultaat is dan, zoals reeds werd betoogd, dat de ster-dichtheden in de verte groter worden dan eerst. Daardoor vervalt, dat de zon zich in een gebied van maximum dichtheid zou bevinden.

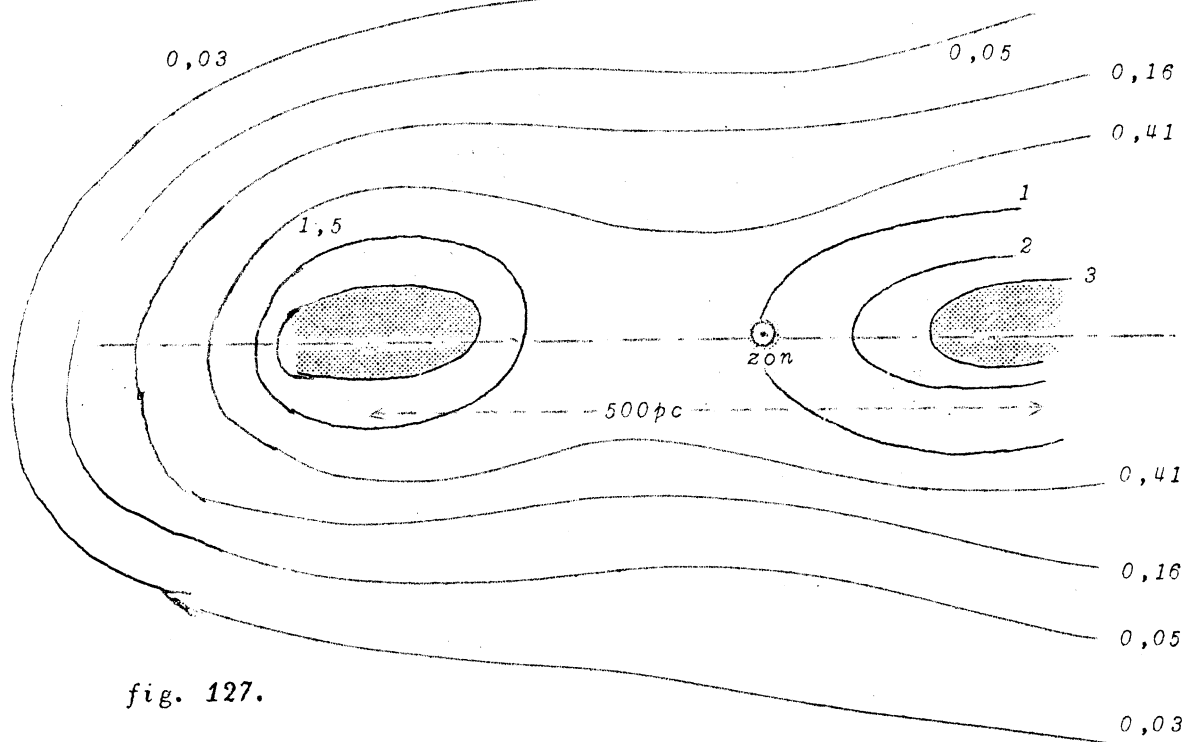


fig. 127.

De lijnen in fig. 127 zijn lijnen van gelijke sterddichtheden.

We zien hier een toename van de sterddichtheid in de richting van het centrum en ook een geringe toename in de tegenovergestelde richting.

We maken nu een grote stap en nemen aan, dat onze melkweg eenzelfde structuur heeft als de spiraalstelsels; wat we zien zijn dan doorsneden door de spiraalarmen, waartussen de zon zich bevindt; de afstand tussen beide armen is van de orde van 500 pc, dezelfde orde van grootte die we ook bij andere spiraalstelsels vinden.

### § 5. DE INTERSTELLAIRE EXTINCTIE. (DE INTERSTELLAIRE ROOK.)

In plaats van van interstellair absorptie te spreken kunnen we beter van *interstellair extinctie* spreken. (thermische absorptie en verstrooiing samengenomen).

We hebben gezien dat er gas- en stofnevels zijn, welke oplichten door de hete sterren in de buurt. Het is waarschijnlijk dat de hele melkweg gevuld is met dergelijk gas en stof, waardoor de interstellair extinctie ontstaat.

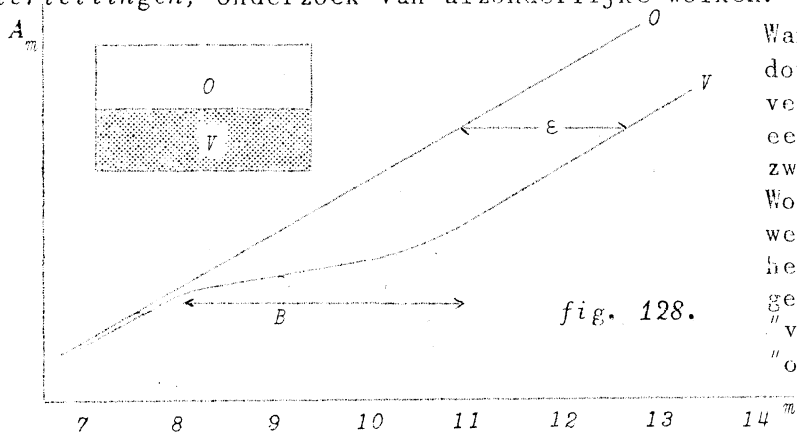
We kunnen eigenlijk beter spreken van *interstellair rook*, omdat de deeltjes vermoedelijk ontstaan door condensatie van gas.

Deze materie is buitengewoon ijl.

De vraag staat open of er behalve de extinctie door de wolken ook nog een algemene extinctie optreedt, of dat er alleen een extinctie door de wolken bestaat. Het lijkt het meest waarschijnlijk, dat de waargenomen extinctie deels algemene extinctie, deels extinctie door individuele wolken is.

We kunnen op verschillende manieren trachten iets te weten te komen van deze algemene extinctie.

#### a. Stertellingen; onderzoek van afzonderlijke wolken.



Wanneer we in de melkweg donkere gedeelten zien, vermoeden we dat hier wel eens rookwolken kunnen zweven. We gaan nu een zgn. Wolf-diagram maken, waarin we het aantal sterren met helderheid  $m$  uitzetten tegen  $m$ , zowel voor een "verduisterd" als voor een "onverduisterd" gebied.

We maken eerst een kromme van het onverduisterde gebied (zie tabel pag. 90) en vervolgens maken we een kromme in het gebied V.

Laten we ons voorstellen, dat er zich ergens een scherp begrensd rookgordijn bevindt, dat de sterren  $1^m$  verzwakt. In de grafiek zullen dus van een bepaald punt af de aantallen één magnitude naar rechts verschoven zijn; dit zou ten minste het geval zijn als alle sterren dezelfde absolute helderheid hadden.

We vinden echter een overgangsgebied; dit kunnen we aan twee omstandigheden toeschrijven:

- diepte-afmeting van de rookwolk,
- spreiding in  $M$ .

Vroeger dacht men de dikte van de wolk af te kunnen leiden uit de lengte van het interval B in fig. 128; dit is echter niet mogelijk, daar de  $M$  spreiden. Toch kunnen we zeer veel uit het Wolf-diagram te weten komen, wanneer we ten minste voorzichtig te werk gaan.

1. Gemiddelde afstand waarop zich de wolk bevindt.
2. Lichtverzwakking  $\epsilon$ , door sterren te beschouwen, die in ieder geval

voorbeelden van onderzochte wolken.

|          | afstand | $\epsilon$                                   |
|----------|---------|--|
| Taurus   | 140 pc  | 2 <sup>m</sup>                               |
| Kolenzak | 100 pc  | 1 <sup>m</sup> (in de kern 4 <sup>m</sup> .) |

De meeste onderzochte wolken bevinden zich binnen een gebied van 1000 pc van de zon, de gemiddelde verzwakking is ongeveer 2<sup>m</sup>.

b. De roodverkleuring.

Indien verstrooiende deeltjes klein zijn t.o.v.  $\lambda$ , moet er behalve een verzwakking ook een roodverkleuring van de er achter liggende objecten optreden. Dit is inderdaad geconstateerd bij zeer ver af staande sterren.

We maken nu het verschil tussen de waargenomen en de volgens de spectraallijnen verwachte kleurindices op.

$$c.i. - c.i._{normaal} = \text{kleurexces}$$

Het kleurexces geeft dus het verschil in extinctie tussen de gele en de blauwe lichtstralen. Het is ongeveer 0<sup>m</sup>3/kpc in de melkweg.

Men heeft deze extinctie voor verschillende golflengten nagegaan, door de helderheid van sterren te meten in verschillende golflengten.

Speciaal voor dit onderzoek geschikt zijn de heldere B-sterren, daar deze bijna geen spectraallijnen hebben en bovendien een grote absolute helderheid bezitten, zodat ze dus tot op grote afstanden zichtbaar zijn en dus een sterke roodverkleuring zullen vertonen.

Het blijkt dat de extinctie ( $\epsilon$ )  $1/\lambda$  (bij benadering); we hebben dus noch met kleine noch met grote deeltjes te maken. De gemiddelde afmeting is ongeveer 0,4  $\mu$ .

c. De algemene extinctie kunnen we ook nagaan door het tellen van de extragalactische stelsels.

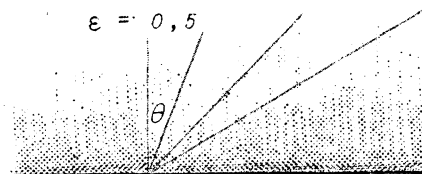
We veronderstellen dan dat deze overal aan de hemel in dezelfde oppervlakte-dichtheid voorkomen, wat wel aannemelijk is.

Nochtans vinden we een vermijdingsgordel tot  $\pm 15^\circ$  gal.breedte; dat deze vermijdingsgordel precies om de melkweg ligt bewijst dat hij te wijten is aan de extinctie door de donkere wolken en stellig niet aan een ontbreken van extragalactische stelsels in die hemelzône.

We kunnen nu, door de methode van Wolf toe te passen op de extragalactische stelsels op verschillende breedten, voor elke breedte de waarde van  $\epsilon$  bepalen, dus de verdeling van de extinctie.

In grote trekken vinden we dat de  $\epsilon \sim \sec \theta$ ; een lichtstraal, die de absorberende laag doorloopt, wordt verzwakt met ongeveer een halve magnitude eer hij ons bereikt.

In details is de structuur onregelmatig. Zelfs in de donkerste gebieden (met grootste absorptie) vindt men enkele zgn. galactische vensters, waardoor men verrassend ver in de ruimte kan doordringen.



Aard van de rookdeeltjes.

Uit alles blijkt dat we te maken hebben met diëlectrische deeltjes, wat ook waarschijnlijk is daar de niet-metalen in de sterren het meeste voorkomen. Vermoedelijk bestaan de deeltjes uit vaste:

O, N, H<sub>2</sub>O (ijs) en hierop geadsorbeerd H<sub>2</sub>. (op het ijskorreltje bevindt zich een heel dun laagje H<sub>2</sub>.)

De temperatuur is ongeveer 16 à 25°K; dit is hoger dan de gemiddelde interstellaire temperatuur welke ongeveer 3°K bedraagt. Dit komt doordat de ijsdeeltjes slecht kunnen stralen in het ver-infrarood, in het gebied waar het maximum van de Planck-kromme ligt.

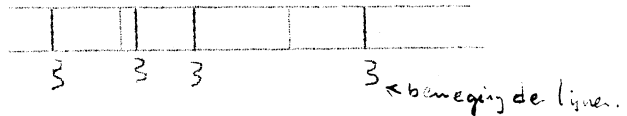
We kunnen de temperatuur op verschillende manieren definiëren:

1. In een gesloten ruimte waarbij alle wanden eenzelfde temperatuur hebben is evenwicht.  
Gewone definitie: kinetische temperatuur van de moleculen; in de interstellaire ruimte zijn echter praktisch geen deeltjes, er is geen evenwicht.
2. Stralingsdichtheid; ook in het vacuum is er dus een temperatuur.
3. Stralingsqualiteit; de ligging van het maximum van de straling is bepalend voor de temperatuur. Beter nog: de energie- $\lambda$ -kromme.  
De stralingsdichtheid is maar zeer gering, daar het gedeelte van de "wand" om ons heen, dat bezet is door sterren maar uiterst klein is; we vinden:  $T = 3^\circ K$ .  
De stralingsqualiteit geeft ongeveer  $15'000^\circ$ , daar dit de gemiddelde temperatuur der sterren is.

§ 6. HET INTERSTELLAIRE GAS.

Tot nu toe hebben we het over de interstellaire vaste deeltjes gehad, maar nu gaan we het interstellaire gas eens aan een onderzoek onderwerpen. Men heeft bij het bestuderen van de spectra van dubbelsterren geconstateerd, dat er enkele lijnen zijn, welke geen Doppler-verschuiving vertonen, de zgn. *stationnaire lijnen*. Het waren vooral de lijnen H en K van  $Ca^+$  die opvielen.

Al spoedig kwam men op de gedachte, dat deze lijnen veroorzaakt werden door een interstellair gas; ook was opvallend, dat deze stationnaire lijnen veel scherper waren dan de "normale" lijnen, wat te verklaren is door de veel geringere dichtheid van het interstellaire gas, waardoor minder onderlinge storingen van de moleculen optreden.



Nemen we aan dat deze lijnen door interstellair gas ontstaan, dan moeten alle sterren verder dan een bepaalde afstand van ons verwijderd deze lijnen vertonen; althans wanneer het sterspectrum hiervoor geschikt is, want de echte sterlijnen kunnen deze lijnen overdekken. We vinden deze lijnen inderdaad terug bij alle sterren, welke verder af staan dan 400 pc, en die een geschikt spectraaltype hebben. In sommige gevallen zien we een combinatie van ster- en interstellaire lijn, ook wanneer de sterlijnen t.g.v. een Dopplereffect verschoven zijn is het verschil duidelijk te zien.

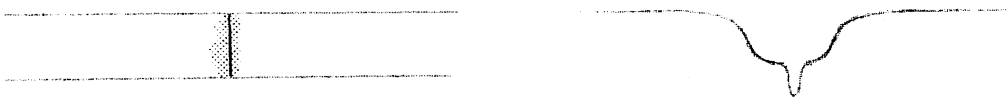
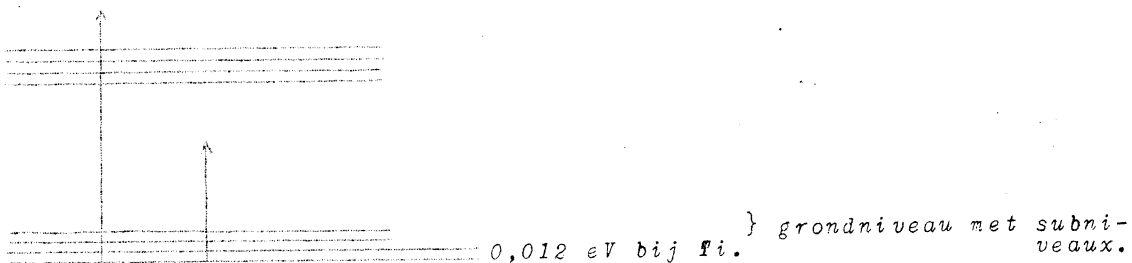


fig. 129.

We vinden dat de stationnaire lijnen ontstaan door de volgende elementen:

- $Ca^+$  3930 (K) en 3960 (H).  
 $Ca$ , Na(D),  $Ti^+$ , Fe, K,  $Si^{+?}$ , CH, CN,  $CH^+$ ,  $NaH^?$ .  
 Daarenboven zijn er enkele wazige, onbekende lijnen.



Zelfs een molecuulband is gereduceerd tot een of twee lijnen, overeenkomend met de langzaamste vibratie en rotatie.

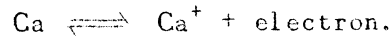
Men veronderstelt dat de onbekende, wazige lijnen ontstaan door vaste deeltjes, waarvan de absorptiebanden bij lage  $T$  scherp worden.

Behalve de genoemde elementen moeten ook nog voorkomen:

H , He , N , O .....

We kunnen deze echter niet ontdekken, daar ze geen geschikte lijnen in het toegankelijke gebied vertonen bij deze zeer lage temperatuur.

Aangezien we zowel de hoeveelheid Ca als  $Ca^+$  kunnen bepalen uit de lijnsterkten, kunnen we ook met de wet van Saha de electronendruk berekenen; deze moet bij benadering gelijk zijn aan de gasdruk.



$$T \text{ bekend} \rightarrow P_e \approx P_{gas}.$$

We vinden dichtheden van ongeveer  $10^{-24} \text{ g/cm}^3$ , dus 1 atoom per  $\text{cm}^3$ .

De aanwezigheid van waterstof is gebleken door de emissie, welke de waterstof in sommige gebieden (van 100 à 200 pc) van de ruimte vertoont, steeds nabij hete sterren, waar de waterstof geïoniseerd is, af en toe een electron "kaapt" en dan een zichtbare Balmerlijn uitzendt.

We moeten hiervoor een zeer lichtsterke spectrograaf gebruiken.

We kunnen ons nu afvragen of het interstellaire gas gelijkmatig verdeeld is of dat het in wolken voorkomt.

We constateren dat de lijnsterkte gemiddeld toeneemt met de afstand. Dat er echter grote onregelmatigheden zijn blijkt uit het volgende.

Op enkele opnamen ziet men dat de interstellaire lijnen meervoudig zijn; dit moet verklaard worden door onderlinge bewegingen van afzonderlijke interstellaire gaswolken. Uit de afstand der componenten volgt dat de snelheden van deze wolken ongeveer 5 à 10 km/sec zijn en de afmetingen ongeveer 50 - 100 pc.

We vragen ons nu af of de verdeling van het gas dezelfde is als die van de rook. We kunnen hiertoe de sterkte van de interstellaire lijnen vergelijken met de roodverkleuring (ontwerp zelf een nader waarnemingsprogramma!).

In het algemeen komt de verdeling niet goed overeen, toch moet er een zeker organisch verband tussen gas en rook bestaan; gas moet in rook kunnen overgaan en omgekeerd. Het eerste door botsingen van twee wolken, uitlopend op verdamping; het tweede uit de condensatie van aan elkaar plakkende moleculen.

## § 7. HET MELKWEGSTELSEL ALS GEHEEL.

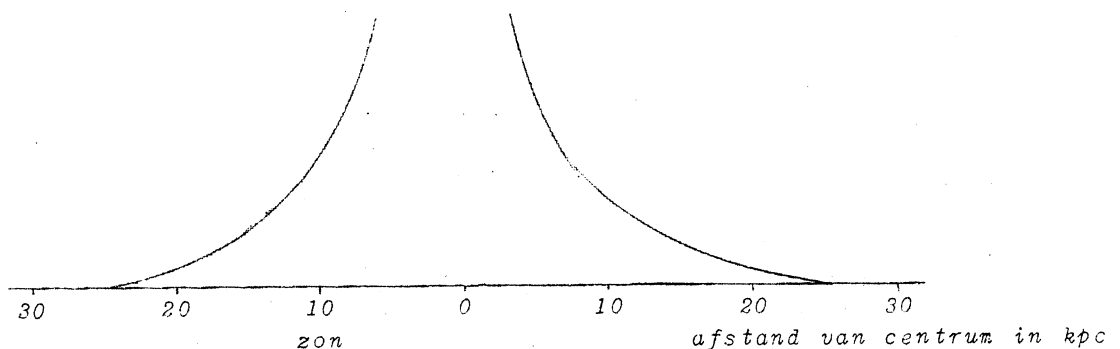
Door stertellingen kunnen we slechts een zeer klein deel van de melkweg bereiken, we moeten dus uitzien naar andere objecten, welke we tot op grotere afstanden kunnen waarnemen. We bouwen "een skelet van de melkweg".

Speciaal geschikt zijn:

1. Bolvormige sterhopen.

Bij de beschouwing van de bolvormige sterhopen hebben we weinig last van de interstellaire absorptie, daar ze op grote breedten voorkomen. We kunnen ze nu trachten in kaart te brengen. Het resultaat is dat het stelsel hiervan bolvormig is, iets afgeplat.

Het centrum bevindt zich in *Sagittarius*:  $\beta = 0$  ,  $\lambda = 327^\circ$  . afstand 10 kpc.



Eén bolvormige sterhoop bevindt zich op een afstand van 66 kpc, buiten de rest van het stelsel.

De gemiddelde dichtheid neemt af van het centrum uit met  $1/10$  per 5 kpc. Het systeem houdt op ongeveer 25 kpc van het centrum op.

## 2. RR Lyrae-sterren.

Deze zijn zeer helder, en de afstand is goed meetbaar. Ze lijken veel op cluster-veranderlijken, maar komen afzonderlijk voor. Er is gebleken dat er zeer veel van deze sterren zijn. Ook hiervan kunnen we weer een ruimtelijk beeld ontwerpen.

Stel we vinden bv.  $m = 15$ .

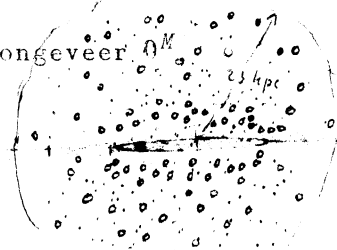
De absolute helderheid van dit soort sterren is ongeveer  $M^M$ .  
 dus:

$$M - m = 5 + 5 \log p$$

$$\log p = -4$$

$$p = 0,0001$$

$$A = 10^{\circ}000 \text{ pc} = 10 \text{ kpc}$$



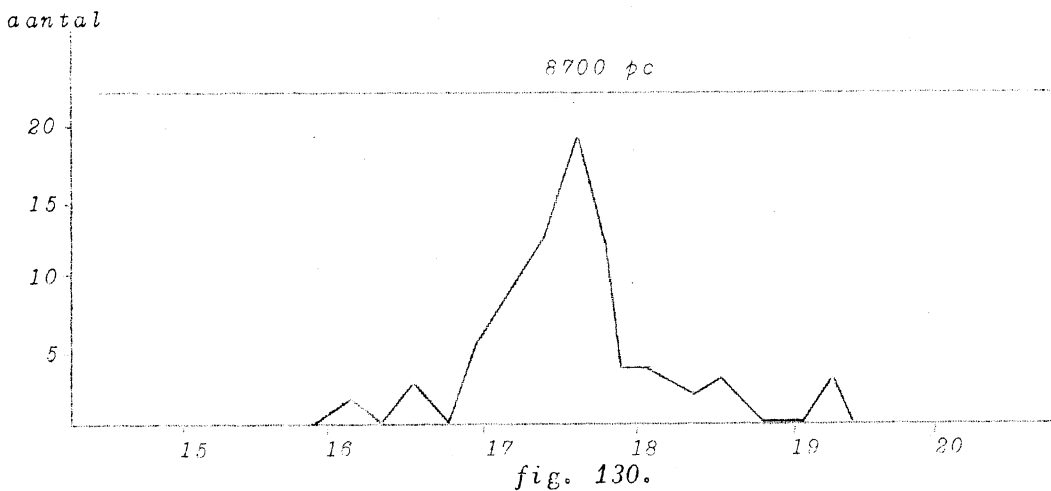
We moeten dus op de platen letten op zeer zwakke sterren, die pulseren met een periode van ongeveer 1 dag (zie pag. 59).

Er blijkt dat de ruimte tussen de bolvormige sterhopen ook gevuld is met RR Lyrae-sterren. Het dichtheidsverval, centrum en afmetingen zijn gelijk aan die van de bolvormige sterhopen.

## 3. Waarneming door "galactische vensters".

Door een opening tussen de absorberende wolken, nabij  $\beta = -4^\circ$ ,  $\lambda = 328^\circ$ , werden 80 RR Lyrae-sterren waargenomen. We gaan na hoe deze sterren verdeeld zijn over de schijnbare helderheden, dus tevens over de afstanden.

Een interstellair absorptie van  $2,8^m$  moest in rekening gebracht worden.



Het blijkt dat er een maximum in dichtheid is op ongeveer een afstand van ruim 8 kpc, dus nabij het centrum!

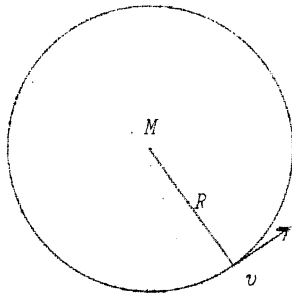
Eén der zwakste RR Lyrae-sterren bevindt zich op  $\beta = 47^\circ$ , de afstand tot de zon is 40 kpc, tot het centrum 34 kpc.

Dus op deze afstand komen nog sterren voor. In de richting van het anti-centrum is de grootst gemeten afstand 10 kpc van de zon.

We moeten dus wel tot de conclusie komen dat ook de sterren gegroepeerd zijn om hetzelfde centrum, waaromheen de RR Lyrae- en de bolvormige sterhopen gegroepeerd zijn. De doorsnede van het stelsel is ongeveer 30 - 50 kpc. De zon heeft daarin een excentrische plaats. Het "locale stelsel" van Kapteyn is een detailstructuur, waarvan het bestaan niet eens zeker is.

## § 8. ROTATIE VAN DE MELKWEG. (Prof. J.H. Oort.)

Wanneer we zien dat het melkwegstelsel zo sterk afgeplat is en het stelsel



$$\frac{v^2}{R} = f \frac{M}{R^2} \quad (\text{als de banen cirkelvormig zijn.})$$

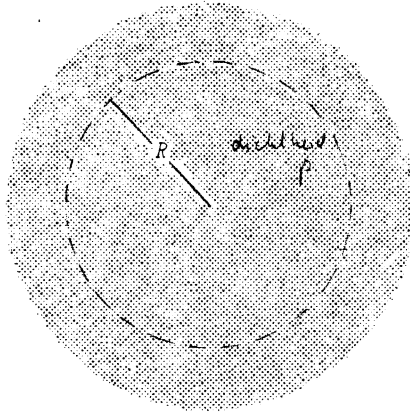
$$v = \sqrt{f \frac{M}{R}}$$

hoe groter  $R$  is, des te kleiner is  $v$ !  
(Zo is het ook in het planetenstelsel.)

2. Stel we hebben een homogene bolvormige massa.

Volgens de gravitatie wetten oefenen punten van de buitenste schil geen invloed uit op de punten daarbinnen; en de punten binnen de schil kunnen we als geconcentreerd in het centrum beschouwen.

We krijgen dus:



$$\frac{v^2}{R} = f \frac{M_r}{R^2} = f \frac{(4/3\pi R^3 \rho)}{R^2} = \text{constante} \cdot R$$

$$v = \text{constante} \times R$$

Dit systeem zou dus als een vast geheel roteren. We zouden de rotatie niet bemerken.

In werkelijkheid hebben we in geen geval te maken met het tweede systeem en waarschijnlijk is de werkelijkheid dichter bij geval 1 dan bij geval 2. We gaan nu eerst kwalitatief beschouwen wat we kunnen verwachten, daarbij bedenkend dat we slechts een klein gedeelte van de hemel overzien.

a) Radiële snelheden.

Beschouw de zon met de sterren in zijn omgeving; het melkwegcentrum is beneden in de fig. 131 gedacht. De snelheden worden door pijltjes voorgesteld; de snelheden van de zon,  $s_2$  en  $s_4$  zijn gelijk; die van  $s_1$ ,  $s_5$ ,  $s_8$  groter en die van  $s_3$ ,  $s_7$ ,  $s_6$  kleiner.

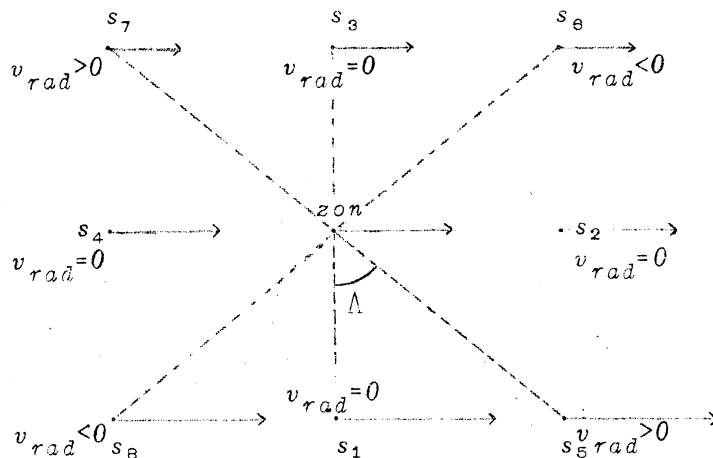


fig. 131

In kleine tijdsintervallen zien we de afstanden van de zon tot  $s_1$ ,  $s_2$ ,  $s_3$  en  $s_4$  niet veranderen, de radiële snelheid is 0.

Van  $s_5$  en  $s_7$  is hij echter positief en van  $s_6$  en  $s_8$  negatief.

Naarmate de sterren dichter bij de zon staan, zijn de effecten geringer.

We kunnen een dergelijk effect bij de e.b. verwachten.

We gaan nu een preciese berekening opzetten.

We kunnen aannemen dat:

$$r \ll R \text{ en } R'$$

$$R \approx R'$$

$$\Lambda \approx \Lambda'$$

We willen de onderlinge radiële snelheid van  $S$  en  $S'$  bepalen en projecteren de snelheden daartoe op de verbindingslijn. De relatieve radiële snelheid is dus:

$$v_{rad} = v' \sin \Lambda' - v \sin \Lambda .$$

We passen nu toe:

$$f(x + \Delta x) = f(x) + \Delta x \frac{df}{dx} + \dots$$

ontwikkeling volgens Taylor.

$$v' = v - \frac{dv}{dR} r \cos \Lambda = v - ar \cos \Lambda$$

verdere termen verwaarlozen we.

$$\Lambda' - \Lambda = \frac{r \sin \Lambda}{R' (\approx R)}$$

$$\Lambda = \Lambda + \frac{d\Lambda}{dR} r \sin \Lambda$$

$$\sin \Lambda' = \sin \Lambda + \cos \Lambda \frac{r \sin \Lambda}{R}$$

$$v_{rad} = (v - ar \cos \Lambda) (\sin \Lambda + \frac{r}{R} \sin \Lambda \cos \Lambda) - v \sin \Lambda =$$

$$= -ar \sin \Lambda \cos \Lambda + \frac{vr}{R} \sin \Lambda \cos \Lambda =$$

$$= r \left( -\frac{dv}{dR} + \frac{v}{R} \right) \sin \Lambda \cos \Lambda =$$

$$= \frac{1}{2} r \left( -\frac{dv}{dR} + \frac{v}{R} \right) \sin 2\Lambda =$$

$$= r \cdot A \cdot \sin 2\Lambda$$

$$\text{waarin: } A = \frac{1}{2} \left( \frac{v}{R} - \frac{dv}{dR} \right)$$

We krijgen dus inderdaad de "dubbele golf", die we bij onze kwalitatieve beschouwing al voorzien hadden.

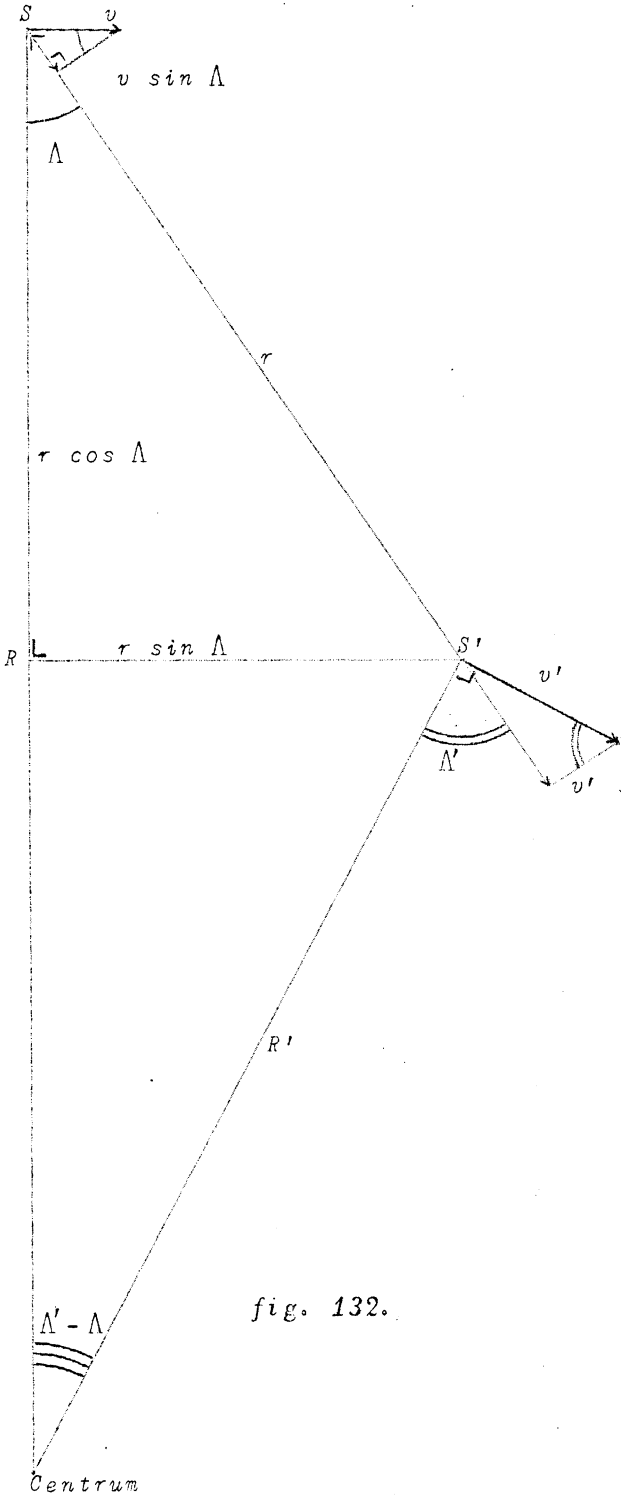


fig. 132.

We gaan nu eenzelfde redenering houden voor de Eigenbewegingen. Bij  $s_1$  en  $s_3$  is er een e.b., ook  $s_2$  en  $s_4$  vertonen een e.b., beide naar rechts. We kunnen dus ook hier een dubbele golf verwachten, deze zal echter  $45^\circ$  verschoven zijn t.o.v. de vorige.

De relatieve tangentiële snelheid is:

$$v_{tg} = v' \cos \Lambda' - v \cos \Lambda .$$

$$v' = v - ar \cos \Lambda$$

$$\cos \Lambda' = \cos \Lambda - \sin \Lambda \frac{r \sin \Lambda}{R}$$

$$v_{tg} = (v - ar \cos \Lambda) \left( \cos \Lambda - \frac{r}{R} \sin^2 \Lambda \right) - v \cos \Lambda =$$

verwaarlozen



$$\begin{aligned}
 & \left[ \text{dus: } \cos^2 \Lambda = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2\Lambda \right] \\
 & = -r \left\{ \frac{v}{R} + (a - \frac{v}{R}) (\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2\Lambda) \right\} = \\
 & = -r \left\{ \frac{v}{R} + \frac{1}{2} (a - \frac{v}{R}) + \frac{1}{2} \cos 2\Lambda (a - \frac{v}{R}) \right\} = \\
 & = +r \left\{ \underbrace{-\frac{1}{2}(a + \frac{v}{R})}_B - \underbrace{\frac{1}{2}(a - \frac{v}{R}) \cos 2\Lambda}_{-A} \right\} = +r (B + A \cos 2\Lambda)
 \end{aligned}$$

Dit komt dus ook overeen met de kwalitatieve beschouwing.

We gaan nu kijken of we in de natuur deze verschijnselen vinden.

We beschouwen eerst de *radiële snelheden*.

We nemen sterren die zo ver mogelijk van ons verwijderd zijn, dus bij voorkeur Cepheïden of reuzensterren.

Resultaten:

$$\lambda_0 = 325^\circ \pm 3^\circ$$

$$A = 0,019 \text{ km/sec pc.}$$

Uit de eigenbewegingen:

$$B = 0,0015/\text{jaar} = -0,0015 \text{ km/sec pc.}$$

Uit de e.b. vinden we minder nauwkeurige waarden en wel om de volgende redenen:

1. Het bepalen van de e.b. wordt onnauwkeuriger naarmate de afstand groter wordt, terwijl de bepaling van de radiële snelheid hiervan onafhankelijk is.

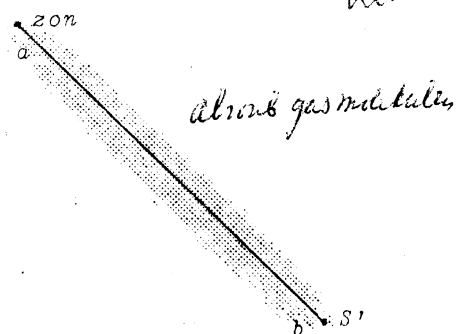
2. We moeten rekening houden met de precessie. En de precessie is indertijd bepaald zonder rekening te houden met de rotatie van de melkweg! Dus zou een herbepaling nodig zijn van precessie en melkwegrotatie *tegelijk*.

*C* We vinden de rotatie van de melkweg ook nog in de *radiële snelheid der interstellaire lijnen*.

We gaan de radiële snelheid van het  $\text{Ca}^+$  na in de spectra van een aantal sterren; er is gebleken dat:

$$v_{\text{rad gas}} = \frac{1}{2} v_{\text{rad ster}}$$

| sterkte der<br>lijnen | $\frac{v}{r} A$ |      |
|-----------------------|-----------------|------|
|                       | ster            | gas  |
| 4,7                   | 3,6             | 5,0  |
| 6,5                   | 12,1            | 4,9  |
| 6,1                   | 10,2            | 5,0  |
| 7,5                   | 14,5            | 6,9  |
| 8,4                   | 27,5            | 13,7 |



We kunnen dit als volgt verklaren:

Beschouwen we een ster  $S'$ , dan bevindt zich tussen de ster en de zon een kolom gas; bij  $a$  is de relatieve radiële snelheid gering, dus een kleine verschuiving; bij  $b$  is de radiële snelheid dus de verschuiving maximaal. Gemiddeld vinden we dus de helft van de radiële snelheid van de ster. Dit is gecontroleerd tot op 3000 pc.

We vinden met deze methode voor  $\lambda_0 = 331^\circ$ , wat dus in uitstekende overeenstemming is met de andere bepalingen van het galactische centrum.

Tot nu toe hebben we alleen de differentiële galactische rotatie behandeld; dit is vooral door Lindblad en Oort bestudeerd.

Uit deze galactische rotatie kunnen we nu ook omgekeerd de afstanden van de sterren schatten, dit wordt nauwkeuriger naarmate de afstanden groter zijn.

De kennis van de constanten  $A$  en  $B$ , dus  $v/R$  en  $dv/dR$ , leert ons veel omtrent het heersende krachtenveld.

Stel eens: I.  $v = cR$  (dus homogene bol),

$$\text{dan: } \begin{cases} A = 0 \\ B = -c \end{cases}$$

II.

$$v = \frac{\sqrt{fM}}{\sqrt{R}} \quad (\text{dus centrale massa als bij planetenstelsel.})$$

$$\frac{v}{R} = \frac{\sqrt{fM}}{R^{3/2}}$$

$$\frac{dv}{dR} = -\frac{1}{2} \frac{\sqrt{fM}}{R^{3/2}}$$

dan wordt:

$$A = \frac{3}{4} \frac{\sqrt{fM}}{R^{3/2}} = \frac{3}{4} \frac{v}{R}$$

$$B = -\frac{1}{4} \frac{\sqrt{fM}}{R^{3/2}} = -\frac{1}{4} \frac{v}{R}$$

Wanneer we dit vergelijken met de waarnemingsresultaten, dan blijkt dat ongeveer  $\frac{3}{4}$  van de totale massa van de melkweg zich in het centrum moet bevinden en de rest zal er ongeveer homogeen om verdeeld zijn.

We hebben  $A$  bepaald uit de dubbele golf; kennen we nu  $v$  uit de waarnemingen, dan volgt dus direct de afstand  $R$ . Nemen we als voorbeeld de snelheid van de sterren in de buurt van de zon (we moeten de peculiaire snelheden buiten beschouwing laten); dus voor  $v$  nemen we de gemiddelde snelheid van de naburige sterren. We kunnen  $v$  op de volgende twee manieren bepalen.

1. Uit de bolvormige sterhopen. We veronderstellen dan dat het stelsel van de bolvormige sterhopen nagenoeg in rust is, daar dit stelsel zo goed als niet afgeplat is.

Hieruit vinden we dan:  $v > 200$  km/sec.

2. Uit de extragalactische stelsels:  $v = 260$  km/sec.

We zien dus dat het stelsel van de bolvormige sterhopen wel een klein beetje roteert. Voor  $R$  vinden we ongeveer  $10^4$  pc, wat overeenkomt met andere bepalingen!

(We werken liefst met de constante  $A$  daar deze beter bepaald is dan  $B$ .)

Weten we nu  $R$ , dan kunnen we de massa van het gehele melkwegstelsel vinden. We vinden hieruit:

$$M = 2,6 \cdot 10^{44} \text{ gram} \approx 10^{11} M_{\odot}$$

Er moeten dus ongeveer  $10^{11}$  sterren in ons melkwegstelsel zijn.

We kunnen nu ook voor verschillende waarden van  $R$  de omlooptijden berekenen. Voor de sterren in de buurt van de zon vinden we:

$$T = 244 \cdot 10^8 \text{ jaar.}$$

Dus sinds het ontstaan van de Aarde (5 miljard jaar geleden) zijn er ongeveer 15 omlopen voltooid.

#### Statistiek van de snellopers.

Deze zgn. snellopers vormen een aparte groep van sterren, welke grote ruimtelijke snelheden hebben. We kunnen de ruimtesnelheid van de sterren vergelijken met de snelheidsverdeling van Maxwell; het aantal sterren tussen  $v$  en  $v + dv$  (niet lettende op de richting) is evenredig met:

$$v^2 \cdot e^{-hv^2} \cdot dv$$

Indien de sterren door nabije passages voldoende hun snelheden hebben uitgewisseld, kan men een dergelijke verdeling verwachten:

N



waargenomen

komen we in het gebied boven de 60 km/sec, dan vinden we veel meer sterren dan er volgens de berekening zouden voorkomen.

We gaan deze groep van sterren nu eens apart beschouwen en bestuderen de wijze waarop die snelheden in de ruimte gericht zijn. Ze blijken uitsluitend naar één helft van de ruimte te wijzen en wel zien we, dat de "snellopers" eigenlijk sterren zijn, die langzamer dan de andere sterren om het galactische centrum draaien.

Er bestaat een *ontsnappingssnelheid*; wordt de snelheid van de sterren groter dan deze kritische snelheid dan kunnen ze niet meer in het melkwegstelsel blijven, maar zullen dit na verloop van tijd verlaten. In de buurt van de zon is de ontsnappingssnelheid blijkbaar  $360 + 65 = 425$  km/sec.

We kunnen deze ontsnappingssnelheid ook van te voren berekenen voor een centraal krachtenveld. Het is niets anders dan de *parabolische snelheid*; deze is:

$$v_{\text{cirkel}} \times \sqrt{2} = 360\sqrt{2} \approx 500 \text{ km/sec}$$

Het verschil met de waarneming is te verklaren, daar we niet met een centraalkrachtenveld te maken hebben.

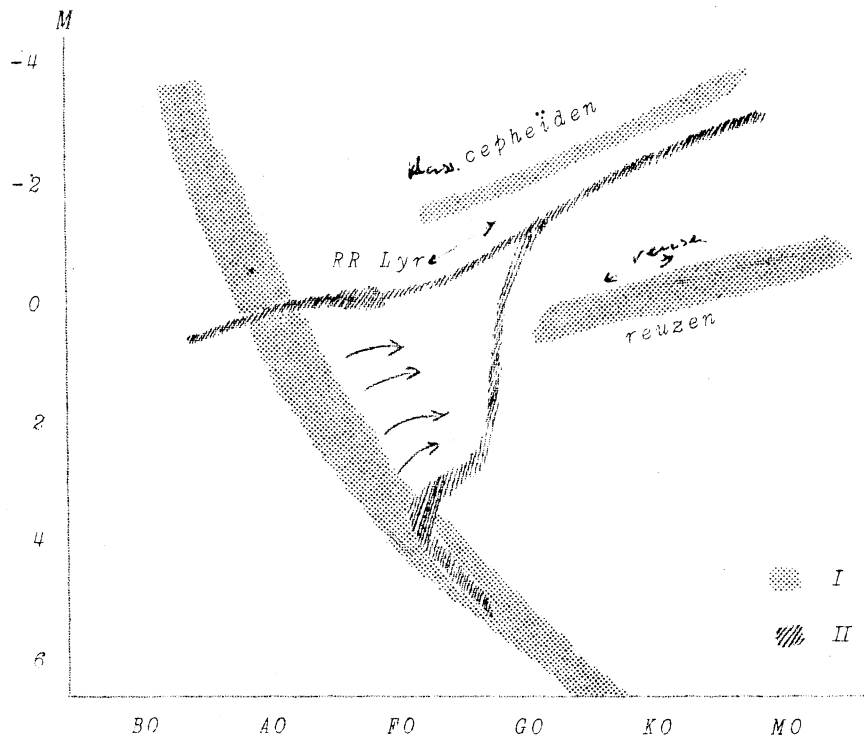
## § 9. DE TWEE STERBEVOLKINGEN.

De centrale delen van het Melkwegstelsel hebben klaarblijkelijk een andere sterbevolking dan de buitengedeelten (de spiraalarmen). Men is meer en meer het fundamentele belang van dit onderscheid gaan inzien.

| Sterbevolking I  | Sterbevolking II  |
|--|---|
| Geconcentreerd naar het Melkwegvlak (afgeplat), speciaal in de armen (die in II ingebed zijn). | Geconcentreerd naar het Melkwegcentrum (sferisch), speciaal in de centrale gedeelten. |
| Interstellair gas en stof.   | Geen gas noch stof.   |
| O, B superreuzen, emissienevels.   | Geen O, B; helderste sterren zijn rode reuzen.  |
| Klassieke cepheïden.   | Cluster-veranderl., RR Lyr, W Virginis-st.  |
| Open sterhopen, moving clusters, associaties.  | Bolvormige sterhopen.   |
| Meer snelroterende sterren.  | Meer snellopers.  |
|  | Zwakkere H-lijnen in het spectrum, meer metalen.                                      |

Het Hertzsprung-Russell-diagram is typisch verschillend voor de twee sterbevolkingen.

Vermoedelijk vormen zich de sterren uit gas en stof als associaties, doorlopen snel de stadia O en B van sterbevolking I, terwijl de associaties worden uiteengerafeld, en gaan over naar sterbevolking II. Voor de zwakke sterren kunnen we de overgang van I naar II vermoedelijk begrijpen. Hij geschiedt wanneer de waterstof in de centrale delen opgebruikt is; de sterren bewegen zich door het H-R-disgr. vlg. de pijltjes (fig.).



## § 10. RADIOSTRALING VAN DE MELKWEG.

Evenals we met radiotelescopen de radiostraling van de zon kunnen opvangen, zo kunnen we ook de golven opvangen die de melkweg uitzendt in het gebied van 10 cm - 10 m.

De radiostraling van de melkweg bestaat uit verschillende stralingen:

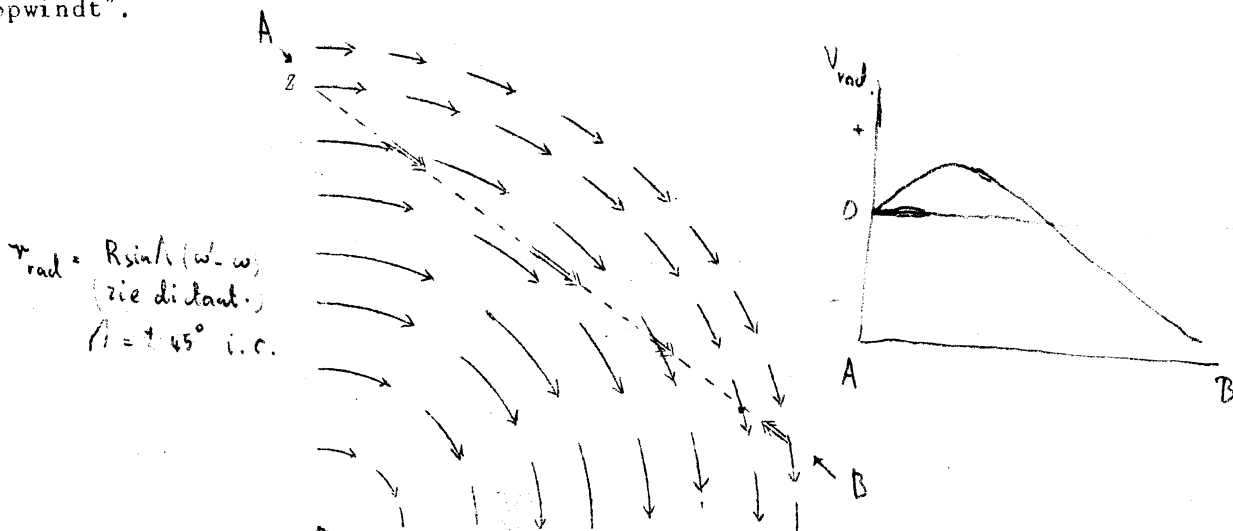
1. *De algemene straling*, die een *continu spectrum* heeft. De verdeling over de hemel beschrijven we het best door het tekenen van radio-isofoten. Hun algemeen verloop lijkt op dat van de visuele isofoten: maximum in Sagittarius, secundair maximum in Cygnus, enz. De oorsprong van de continue straling is gedeeltelijk te zoeken in het interstellair gas, maar vooral in de samenwerking van een groot aantal discrete radiobronnen.

2. *De discrete bronnen* zijn voornamelijk ontdekt met de radiointerferometer; er zijn er een 100-tal bekend, de sterkste bevinden zich in Cygnus en Cassiopeia. Zij zenden een continu spectrum uit. Vele zijn (binnen de waarnemingsfouten) als puntvormig te beschouwen, enkele zijn gebleken een eindig oppervlakje te beslaan. De meeste discrete bronnen zijn nog niet geïdentificeerd; wel kennen we als zodanig de Krabnevel (§ 20) en een paar abnormale extragalactische sterstelsels. - Vermoedelijk bestaan er nog duizenden veel zwakkere bronnen, die samen de algemene melkwegstraling veroorzaken.

3. *De monochromatische waterstofstraling* ( $\lambda = 21$  cm). (Prof. van de Hulst.) De kern van het waterstofatoom vertoont een rotatiemoment, dat gelijk of tegengesteld gericht kan zijn t.o.v. het rotatiemoment der electronenbaan. De omslag van de ene in de andere toestand gaat gepaard met absorptie of emissie van een straling bij  $\lambda = 21$  cm. Deze overgang heeft een zeer geringe waarschijnlijkheid, maar het aantal H-atomen in de interstellair ruimte is uiterst groot.

De 21 cm-lijn wordt alleen waargenomen in een band langs de galactische aequator. Ze vertoont plaatselijke golflengteverschuivingen en complexe lijnvormen, bewijzend dat de straling afkomstig is uit verschillende waterstofwolken, die verschillen in radiële snelheid t.o.v. de zon vertonen. Tekent men het snelheidsveld der galactische rotatie, dan kan men voor elke waarnemingsrichting aangeven waar de emitterende waterstofwolk ligt die een gegeven  $v_{rad}$  t.o.v. de zon (Z) vertoont. (fig.) Het geheel van de aldus gelocaliseerde H-wolken vertoont ons de *spiraalstructuur van de melkweg*.

Ook uit andere waarnemingen is bekend dat het interstellair gas en het stof alleen in de spiraalarmen voorkomen. Het precies in kaart brengen van de emissienevels heeft insgelijks de ligging van deze armen geopenbaard. Uit de helling der armen en de rotatierichting blijkt dat de spiraal "zich opwindt".



## § 1. ALGEMENE INLEIDING.

Het oudst bekende voorbeeld van extragalactische stelsels is dat van *Andromeda*, hetwelk met het ongewapend oog als een wazig vlekje is te onderscheiden. Kant kwam omstreeks 1780 tot de hypothese dat dit vlekje wel eens een sterstelsel kon zijn dat zich op een enorme afstand van ons bevindt. Hij noemde dit een "eilandheelal". Er zouden volgens hem vele van dergelijke eilandheelallen zijn.

Hiervoor waren in die tijd echter geen werkelijke bewijzen. Later toen de spectroscop in gebruik kwam bleek dat het Andromedastelsel een spectrogram vertoonde van ongeveer het type G; er was dus geen twijfel mogelijk dat het een grote groep van sterren was. Met de 100" kijker is het mogelijk dit stelsel en ook andere in afzonderlijke sterren op te lossen. Naarmate de kijkers beter werden en men meer ging fotograferen bleek het aantal van deze stelsels van dezelfde orde te zijn als het aantal te fotograferen sterren.

## § 2. VORMEN VAN EXTRAGALACTISCHE STERSTELSLS.

We kunnen verschillende vormen aan de sterstelsels onderscheiden; we moeten er echter aan denken dat het slechts een classificatie is, er is niets met zekerheid te zeggen over een evolutie. Visueel ziet men niets van de spiraalvormen, maar slechts een wazig vlekje.

Bij de classificatie houden we alleen rekening met het geprojecteerde beeld en niet met de werkelijke vorm, die we slechts na uitvoerige bestudering kunnen vinden.

## 1. Elliptische sterstelsels. (E).

## 2. Spiraalvormige sterstelsels.

De normale spiralen Sa - Sc;

De dwars gestreepte spiralen, met een B gemerkt: SBa - SBc.

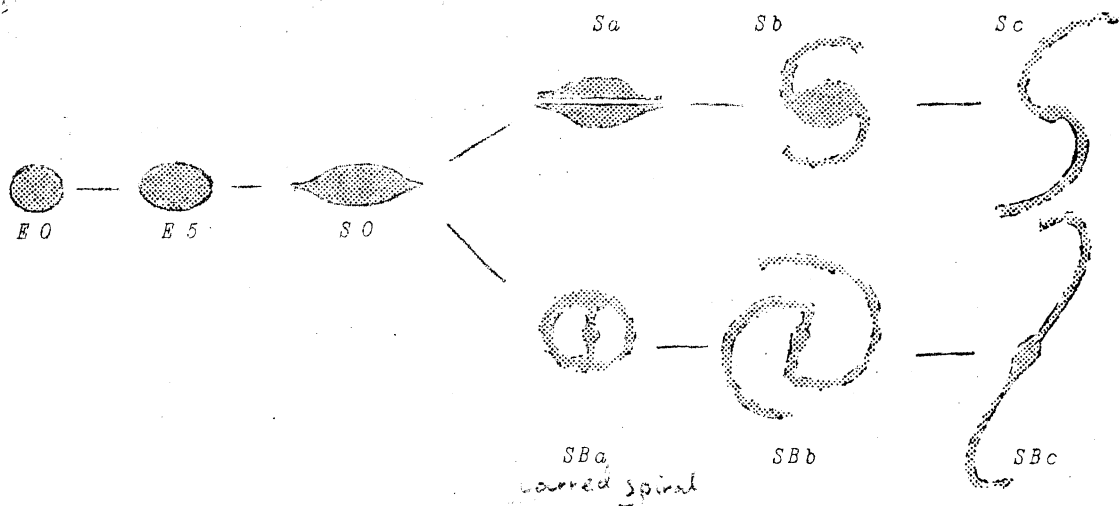


fig. 134. CLASSIFICATIE DER EXTRAGALACTISCHE STERSTELSLS.

Er is een bijna niet te onderscheiden overgang tussen de spoelvorm van de elliptische en de spiraalvormige stelsels.

In de meest rechtse typen zijn de kernen minder belangrijk geworden en de armen hebben zich meer geopend, terwijl ook in de armen duidelijk sterwolken te onderscheiden zijn.

Er zijn nog een aantal stelsels, welke we in dit systeem niet kunnen onderbrengen. Deze noemen we *onregelmatige stelsels* (bv. Magellaanse wolken).

We kunnen nu de aantallen van de verschillende stelsels met elkaar vergelijken.

Resultaat:

|                         |     |
|-------------------------|-----|
| Elliptische stelsels:   | 17% |
| Spiraalstelsels:        | 80% |
| Onregelmatige stelsels: | 3%  |



We moeten met een dergelijke statistiek echter zeer voorzichtig zijn, want we zien natuurlijk de helderste stelsels het eerst; het zou dus heel goed mogelijk zijn, dat bv. bij de dwergstelsels deze verhouding niet opgaat. In ieder geval is het zeker dat in de zwermen deze verhouding niet opgaat: het aantal elliptische stelsels is hierin veel groter.

Ondanks dit is er in de classificatie toch een zekere realiteit, de oppervlaktehelderheid vertoont bv. een regelmatig verloop.

Het is erg interessant de oppervlaktehelderheden te vergelijken, daar deze onafhankelijk van de afstand zijn. Men meet de totale lichtsterkte en vindt dat die evenredig is met het oppervlak binnen elke soort stelsel. We besluiten hieruit, dat elk type zijn eigen oppervlaktehelderheid heeft, welke dus constant is.

We constateren dat de oppervlaktehelderheid systematisch afneemt in het schema van links naar rechts, er is ongeveer een afname met een factor 20. Ook het spectraaltype verandert systematisch van links naar rechts, van G 4 tot F 9.

Het waargenomen spectraaltype is natuurlijk een soort gemiddelde van alle sterren, die het stelsel samenstellen.

### § 3. ENKELE STELSELS AFZONDERLIJK BEHANDELD.

#### 1. Magellaanse wolken.

(genoemd naar de zeevaarder Magellaan.)

De Portugese en Nederlandse zeevaarders werden op hun reizen getroffen door de Zuidelijke sterrenhemel en door de beide opvallende sterwolken; de *Kleine Magellaanse Wolk* heeft een grootste middellijn van  $4^\circ$ , de grote een van  $8^\circ$ . Ze bevinden zich dicht bij de Zuidelijke Pool.

Deze twee wolken vormen ieder een heelal op zichzelf; ze bevatten ongeveer 3000 veranderlijke sterren, alle objecten die we in ons stelsel tegenkomen, vinden we ook in deze beide wolken.

Verder bevatten ze:

- 30 bolvormige en open sterhopen,
- 280 gasnevels met typische emissielijnen,
- O- en B-sterren, klassieke Cepheïden, novae ....

"bolvormige" st. s.c. kleinere sterbevolking I.

Om uit te maken of deze objecten inderdaad tot deze wolken behoren, kunnen we de radiële snelheid onderzoeken, welke ongeveer gelijk moet zijn aan de rotatiesnelheid van ons melkwegstelsel.

Het grote voordeel is dat we deze wolken "onpartijdig" kunnen bekijken aangezien alle sterren zich op ongeveer dezelfde afstand van ons bevinden; ook is de interstellaire absorptie van weinig belang door de grote galactische breedte.

#### Afstandsbepaling.

We beschouwen hiertoe de klassieke cepheïden. Zoals bekend is, is de periodiechkrachtwet bij deze wolken ontdekt (zie pag. 60).

We vinden voor beide: 52.000 pc.

Deze wolken bevinden zich dus aan de grens van ons melkwegstelsel, we moeten ze opvatten als begeleiders van het melkwegstelsel, zoals we dit ook bij andere extragalactische stelsels terugvinden.

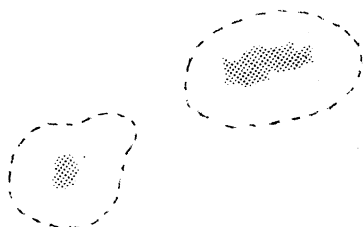


fig. 135. DE MAGELLAANSE WOLKEN.

Wanneer we met een fotocel de omgeving van deze wolken onderzoeken blijken

## Onderzoek van de sterbevolking in de Magellaanse Wolken.

### 1. *P-L*-wet (toegepast op 564 sterren).

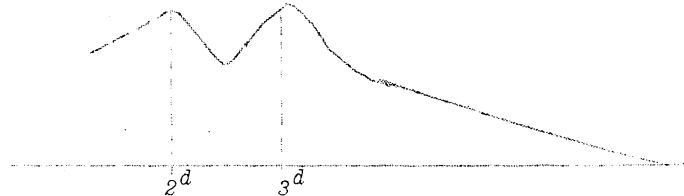
Periode:  $1^d - 50^d$ .

We kunnen ons nu afvragen of deze wet absoluut is; dit kunnen we bij deze wolken nagaan, we onderzoeken dan of sterren met dezelfde periode soms verschillende lichtkracht hebben. We vinden dat er schommelingen van  $\pm 0,7^M$ , bij eenzelfde waarde van *P* zijn.

Dit kan veroorzaakt worden door het niet volkomen waar zijn van de *P-L*-wet, maar het is mogelijk dat er in de wolken absorberende gebieden voorkomen.

2. De verhouding tussen de cepheïden en de reuzensterren in deze wolken is 2%; dit is echter niet overal gelijk, het varieert tussen 4% en ½%.

3. We kunnen ook de verdeling van de perioden nagaan onder de cepheïden.



4. We kunnen de lichtkrachtfunctie bepalen in het gebied der zeer heldere sterren, nl. tussen  $0^M$  en  $-5^M$ . Deze statistiek is opgemaakt voor 214'000 reuzen.

5. Ook kunnen we hier nagaan of de diameters van open sterhopen in deze wolken inderdaad ongeveer gelijk zijn, zoals we bij het bepalen van de afstanden daarvan verondersteld hebben; dit blijkt helemaal niet het geval te zijn. De diameters wisselen tussen 0,3 en 7,8!

De afstandsbevestigingen uit de diameters zijn dus zeer ruw.

6. De Grote Wolk blijkt vrijwel zuivere sterbevolking I te bevatten. De Kleine Wolk bevat een mengsel van I + II; zij is roder; hier en daar ziet men er extragalactische stelsels doorheen, ze bevat dus weinig stof.

### 2. *Andromedastelsel*: M 31. (afstand 600 kpc)

Visueel is van de spiraal niets te onderscheiden, door de geringe contrasten en de geringe oppervlaktehelderheid der buitenste delen.

Op foto's zijn de afmetingen:  $2,7 \times 0,7 = 7 \times$  opp. volle maan.

De lange as is 10 kpc.

Onderzoeken we ook hier de omgeving met de microfotometer dan vinden we afmetingen van:  $4^\circ \times 4,5 = 70 \times$  opp. volle maan.

De lange as wordt nu 50 kpc. Hieruit blijkt wel dat ons melkwegstelsel evenals het *Andromedastelsel* tot de grootste stelsels behoort.

Het is gelukt, de afzonderlijke sterren te onderscheiden, zelfs in de centrale delen. In dit laatste geval moet men een roodfilter gebruiken; de helderste rode reuzen bereiken  $21,3$  (sterbevolking II).

In het *Andromedastelsel* vinden we een 50-tal cepheïden; de *P-L*-wet klopt, op een constante na welke samenhangt met de afstand.

Ook de kleurindices van de cepheïden komen overeen met die in ons stelsel.

Verder heeft men in de loop der jaren 120 novae waargenomen; er moeten er ongeveer 25 à 30 per jaar opvlammen. De schijnbare helderheid van deze novae is  $17^m$ , de absolute helderheid  $-7^M$ . We kunnen dus ook hieruit de afstand berekenen.

In 1885 heeft een supernova zich in het *Andromedastelsel* vertoond, welke tweemaal helderder was dan de helderheid van het stelsel in zijn geheel.

Ook zijn er een aantal O-, B-sterren, emissienevels, absorberende wolken, open sterhopen en ongeveer 140 bolvormige sterhopen, welke iets zwakker en kleiner schijnen te zijn dan "onze" bolvormige sterhopen.

We zien de reuzen en superreuzen afzonderlijk, niet alleen in de buitenste, maar ook in de meer centrale delen; de helderheid hiervan is ongeveer  $20^m$ .

### Rotatie.

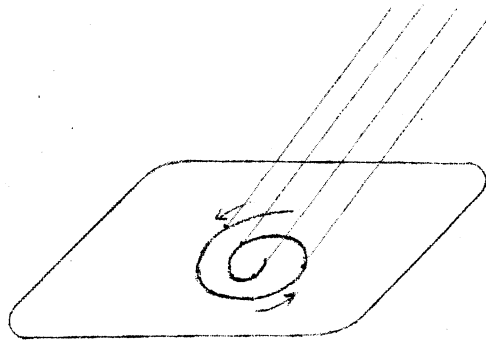
Juist omdat we de nevel gekanteld zien is de rotatie goed te onderzoeken, en wel met behulp van het Doppler-effect.

Het blijkt dat ook het Andromeda-stelsel niet als één geheel roteert. Wanneer we de verdeling van de rotatie kennen, dan kunnen we daaruit de verdeling van de massa nagaan.

Lange tijd heeft men niet kunnen uitmaken of we bovenop het stelsel of er onder tegenaan zien, want in beide gevallen kunnen we dezelfde verschijnselen waarnemen; in het ene geval zou de spiraal "opwinden", in het andere geval "afwinden". Door vergelijking met het melkwegstelsel blijkt, dat de spiraal *opwindt*.

Het Andromedastelsel heeft twee begeleiders, *M 32* en *N.G.C 205*. Beide zijn elliptische stelsels, veel zwakker en kleiner dan het Andromedastelsel zelf.

Ze behoren tot de sterbevolking II; in *N G C 205* zijn er nochtans 2 stofwolken en een dozijn *B*-sterren.



### 3. *M 33* in *Triangulum*.

Ook dit stelsel is goed waar te nemen, de afstand is 500 *kpc* evenals die van *M 31*. Het is een late spiraal. Men kan hem splitsen in sterren, zelfs in de kern. Er zijn meer *O*-sterren dan in de melkweg, die een *Sb*-stelsel is.

### 4. *N G C 6822* en *I C 1613*.

Dit zijn onregelmatige extragalactische stelsels, welke tot de kleinste extragalactische objecten behoren; de afstanden zijn respectievelijk 200 en 500 *kpc*.

### 5. Twee nieuwe objecten.

Ongeveer tien jaar geleden vond men een tweetal nieuwe objecten:

|                    |         |                  |
|--------------------|---------|------------------|
| in <i>Sculptor</i> | afstand | 84 <i>kpc</i> ;  |
| in <i>Fornax</i>   | „       | 188 <i>kpc</i> . |

Deze objecten hebben de structuur van een bolvormige sterhoop, maar de afmeting van een melkwegstelsel; de sterren zijn vrijwel alle even helder. Het zijn gewone reuzen; superreuzen komen niet voor; de helderheid is  $18^m$ . Er is ternauwernood centrale condensatie merkbaar.

Ze behoren tot de zuivere sterbevolking II.

Later zijn nog twee dergelijke objecten ontdekt in *Leo*.

De stelsels tot een afstand van 300 *kpc* kunnen in sterren gesplitst worden door de 100"-kijker; ze behoren alle tot een "locale groep", die zich schijnt uit te strekken tot een 2500 *kpc*. Daarna wordt de dichtheid der stelsels zeer veel geringer.

Uit dit korte overzichtje blijkt, dat er in de buurt van het melkwegstelsel zeer veel onregelmatige stelsels voorkomen en ook veel dwergstelsels. Op grote afstanden zouden deze objecten zich aan de waarneming onttrekken en alleen de spiraalstelsels te zien zijn.

We moeten dus de statistiek aangaande de frequentie der verschillende vormen slechts met voorzichtig voorbehoud aanvaarden. De gemiddelde helderheid van een sterstelsel schijnt  $-13^m,5$  te zijn; voor het melkwegstelsel en voor *M 31* is dit  $-18^m$  en  $-17^m,5$ ; voor de zwakst bekende stelsels:  $-11^m$ . (fig. 137)

## § 4. VERDELING VAN DE EXTRAGALACTISCHE STELSELS IN DE RUIMTE.

Wanneer we de verdeling over het hemeloppervlak nagaan dan blijkt er een verminderingsoordel op te treden; deze ontstaat door de absorptie in ons



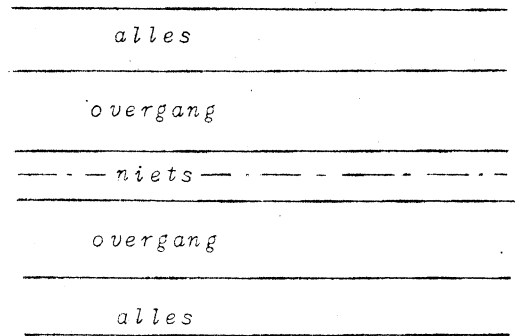
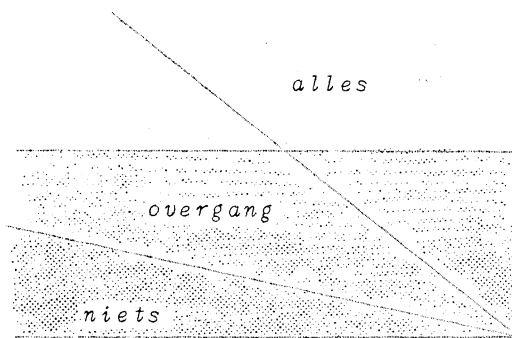


fig. 136.

Gaan we nu de verdeling in de ruimte na, dan kunnen we eenzelfde redenering opzetten als we voor de sterren gedaan hebben (zie pag. 90 e.v.).

$$\frac{N_{m+1}}{N_m} = 4.$$

Dit geldt direct als de absolute helderheden gelijk zijn; maar ook als dit niet het geval is zal het uitkomen, mits de spreiding in  $M$  overal in de ruimte dezelfde is.

Bij de sterren vonden we een factor kleiner dan 4 door de interstellaire absorptie en door een uitdunnen van de sterren.

Bij de extragalactische stelsels vinden we gemiddeld over de gehele hemel een factor 4.

Hieruit volgt dus:

1. Er is geen uitdunning;
2. Er is geen absorptie tussen de stelsels onderling.

We hebben de grens van het heelal dus nog niet bereikt!

Wanneer we steeds zwakkere objecten op de plaat vastleggen, dan neemt het aantal sterren steeds langzamer toe, terwijl het aantal sterstelsels met dezelfde factor blijft toenemen. Bij de 21e magnitude staan er op een plaat evenveel sterren als stelsels; met de 100"-kijker is dit nog net te bereiken. Met de 100"-kijker moeten er  $40 \cdot 10^6$  stelsels fotografeerbaar zijn; daarvan is echter de helft verduisterd door wolken.

Met de 200" zullen wij er  $8 \times$  zoveel kunnen zien, daar we een  $8 \times$  zo groot volume kunnen bereiken. We kunnen dan  $320 \cdot 10^6$  stelsels fotograferen.

#### Locale verdichtingen.

Uit de waarnemingen blijkt dat de verdeling van de stelsels helemaal niet regelmatig is. Er komen veel dubbele en drievoudige stelsels voor (bv. ons stelsel met de beide Magellaanse wolken). Verder zijn er een 25-tal zwermen, welke ieder ongeveer 500 stelsels bevatten.

In deze zwermen komen buitengewoon veel elliptische stelsels voor. Sommige van de zwermen zijn regelmatig gebouwd; in het centrum is de dichtheid het grootst en deze neemt geleidelijk af naar buiten toe volgens een exponentiële wet, de uitdunning wordt direct bepaald door de individuele snelheden van de stelsels; we kunnen het met een atmosfeer vergelijken.

Langzamerhand is gebleken dat de zwermen niet toevallig voorkomen. Het is denkbaar dat alle stelsels tot zwermen behoren en dat de bevolking van de ruimte uit dergelijke zwermen bestaat.

Voorbeeld:

De *Virgo*-zwerm (afstand van het zwaartepunt: 2500 kpc).

Deze zwerm is een van de meest dichtbijzijnde, het is zelfs mogelijk, dat ook ons melkwegstelsel tot die zwerm behoort.

De *Coma*-zwerm (afstand: 15'000 kpc).

De verst van het centrum verwijderde stelsels, 200 kpc daar vandaan, hebben snelheden van 1500 km/sec t.o.v. het zwaartepunt van de zwerm. Interpreteer dit als omloopssnelheid; dan geldt:  $v = \sqrt{GM/r}$ ; men vindt hieruit direct de massa:  $10^{11} \mu_{\odot}$ , dit is dus van de orde  $10^{11}$  per stelsel. Dit lijkt hoog, maar het aantal zwakke sterstelsels is vermoedelijk veel groter dan 1000 en hun massa dus geringer.

Verder zijn er nog enkele bekende zwermen in de *Leeuw*, *Coma Berenices*, *Pisces*, *Hydra*, *Ursa Major*...

Het verst verwijderde object waarvan tot nu toe de afstand bepaald is, bevindt zich op een afstand van 600'000 kpc.

In "gewone" gebieden (buiten zwermen) vindt men ongeveer 300 stelsels op een oppervlak gelijk aan dat van de volle maan; in een zwerm bevinden zich op eenzelfde oppervlak 4000 stelsels.

Sommige zwermen zijn zeer regelmatig gebouwd. De dichtheidsverdeling stemt overeen met wat men verwachten kan tussen elkaar aantrekkende deeltjes van een "isotherme gasbol". De snelheden passen bij de waargenomen dichtheidsverdeling.

In de dichte zwermen vindt men een verrassend groot aantal *SO*-stelsels, zonder spiraalvorm. Het stof schijnt verdwenen te zijn door ontmoetingen tussen de sterstelsels, die door elkaar heen gaan; de sterbevolking I van de spiraalarmen kan zich dan niet meer vormen.

In ijler zwermen zijn er meer spiraalstelsels waar te nemen, blijkbaar omdat er daar minder ontmoetingen voorkomen.

### § 5. AFSTANDBEPALING VAN EXTRAGALACTISCHE STERSTELSELS.

We kunnen de afstanden van de extragalactische stelsels op verschillende manieren bepalen; welke manier we kunnen toepassen hangt af van de afstand, waarop ze zich van ons bevinden.

1. We beschouwen de cepheïden in het stelsel en passen de Periode-Lichtkrachtwet toe. Deze manier is natuurlijk alleen dan te gebruiken, wanneer we in het stelsel afzonderlijke sterren kunnen waarnemen.
2. We kijken naar Novae, waarvan de absolute helderheid ongeveer  $-7^M$  bedraagt, we nemen de schijnbare helderheid waar en kunnen dus op zeer eenvoudige wijze de afstand berekenen.
3. We beschouwen de *O*- en *B*-sterren, hiervan is de absolute helderheid  $-6^M$ .
4. We gaan na of het stelsel in afzonderlijke sterren splitsbaar is met de 100"-kijker, want dit is ook een maat voor de afstand welke we kunnen ijken.

Met de bovenbeschreven manieren kan men ongeveer van 125 stelsels de afstand bepalen. De methoden zijn alleen bruikbaar voor spiraalstelsels; bij elliptische stelsels gaat het minder goed daar hierin geen superreuzen voorkomen en de stelsels dus moeilijk gesplitst kunnen worden.

#### *Virgo-cluster.*

Deze bevat een aantal spiraalstelsels waarvan er enkele met de 100"-kijker splitsbaar zijn in afzonderlijke sterren; men kan ook de totale hoeveelheid licht bepalen dat door een spiraalstelsel uitgezonden wordt. Daar er in de Virgo-zwerm ook elliptische stelsels voorkomen, weet men eveneens voor het elliptische type wat de afstand is en dus eens en vooral de absolute helderheid.

#### *Verst verwijderde objecten.*

Van een zeer ver verwijderde zwerm beschouwen we de helderste objecten.

(We maken nu de lichtkrachtfunctie op voor de stelsels in een zwerm.) Van deze objecten bepalen we een gemiddelde ( $m$ ), de absolute helderheid hiervan is ongeveer  $-16^M,4$ , de afstand kunnen we hieruit dus direct berekenen.

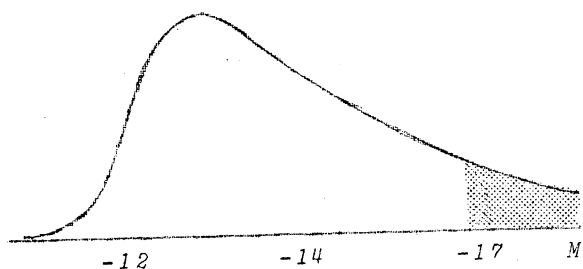


fig. 137

#### *Dichtheid in het heelal.*

Wanneer we alle massa verspreid denken in het heelal (voor zover we dit kunnen overzien), dan blijkt dat de dichtheid van de orde is van  $10^{-30}$  gr/cm<sup>3</sup>, of 1 atoom per m<sup>3</sup>.

§ 6. ROODVERSCHUIVING IN DE SPECTRAALLIJNEN VAN DE EXTRAGALACTISCHE STELSELS.

Wanneer we de radiële snelheden van de extragalactische stelsels gaan bepalen dan blijken deze evenredig toe te nemen met de afstand. Dit verschijnsel is zeer belangrijk wanneer we de bouw van het heelal willen bestuderen.

Om het spectrum van een stelsel te verkrijgen moeten we zeer lichtsterke spectrografen gebruiken met een kleine dispersie; van het spectrum zien we in de meeste gevallen niet meer dan de H en K lijnen van het Calcium-ion. Willen we de evenredigheid nagaan, dan moeten we behalve de radiële snelheid ook de afstand kennen. Voor de afstand gebruikt men de volgende criteria (zie ook § 5):

1. Helderste sterren;
2. Totale helderheid;
3. Middellijn;
4. Helderste stelsels van een zwerm.

Deze waarden van de afstand zet men logarithmisch uit tegen de radiële snelheid. Het verst verwijderde stelsel, dat op deze wijze onderzocht is, is een stelseltje in *Boôtes*, waarvan de afstand 135'000 kpc is en de radiële snelheid 39'000 km/sec. \*)

De toename is dus:  $\frac{39'000}{135} = 290 \text{ km/sec megaparsec}.$

We kunnen ons nu afvragen of dit een reële snelheid is.

Men heeft wel verondersteld dat de lichtquanta kleiner worden op de zeer lange weg, die ze af te leggen hebben; de frequentie zou dan ook kleiner worden en daardoor de golflengte groter. Er zijn nog vele andere pogingen gedaan om de enorme roodverschuiving te verklaren, maar deze zijn alle zeer gezocht; daarentegen is de interpretatie als ware snelheid volkomen in overeenstemming met de algemene relativiteitstheorie.

We kunnen dus veronderstellen dat we met werkelijke snelheden te maken hebben. Merkwaardig is echter dat alle stelsels zich van ons af bewegen; dit is

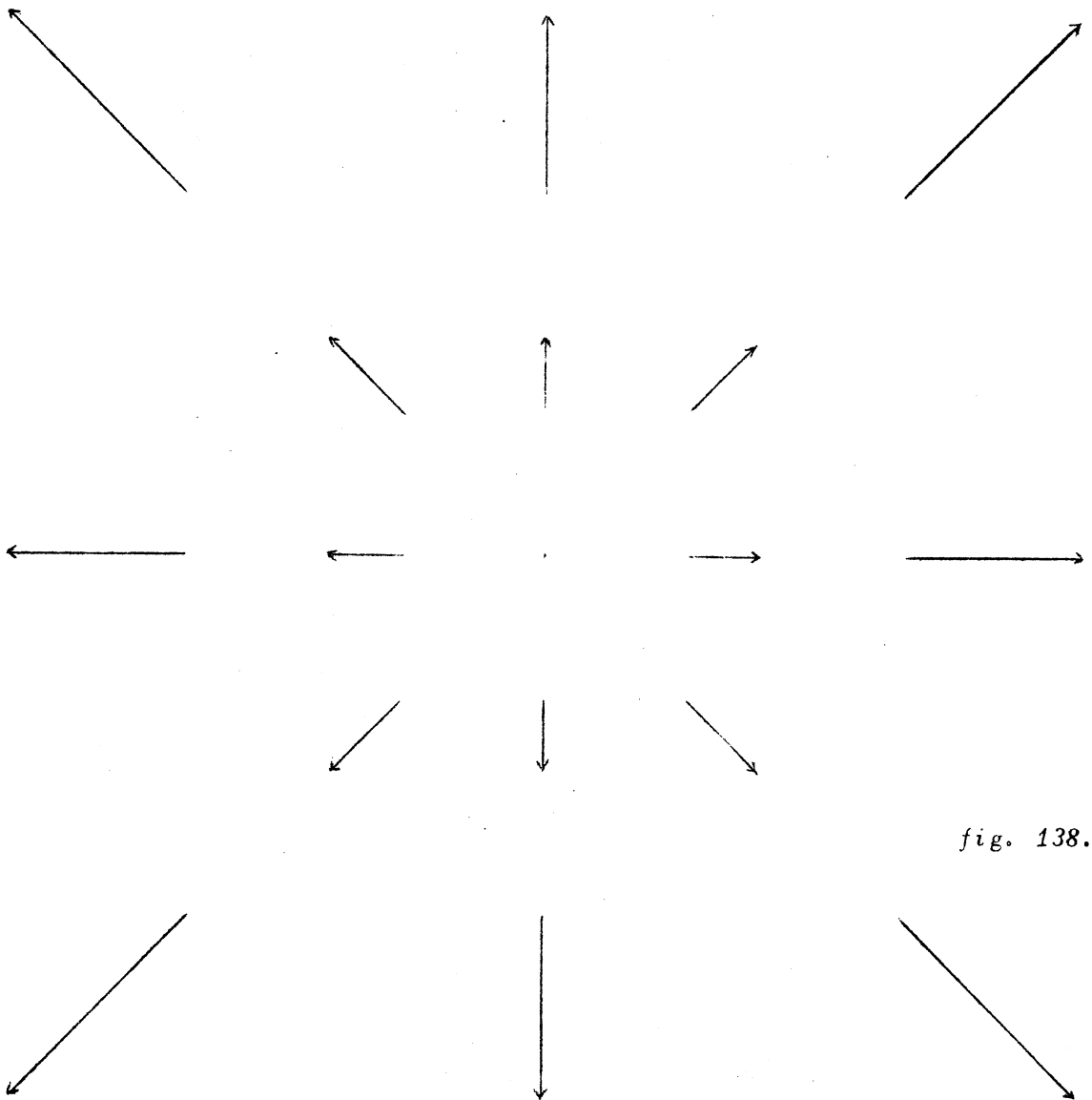


fig. 138.

echter geen bijzonderheid van ons waarnemingspunt: ieder stelsel ziet alle andere van zich af bewegen (fig. 138), op dezelfde manier als wij de andere stelsels van ons zien weggaan.

We kunnen nu door terugrekening nagaan wanneer de sterstelsels uit elkaar gegaan zijn, daarbij veronderstellend dat de snelheid niet veranderd is.

$$\frac{\text{afstand}}{\text{snelheid}} = \frac{1.000.000 \text{ pc}}{290 \text{ km/sec}} = \frac{3 \cdot 10^{13} \cdot 10^5 \text{ km}}{290 \text{ km/sec}} = \frac{10^8 \cdot 3 \cdot 10^{13}}{290 \cdot 3,1 \cdot 10^7} \text{ jaar} = 35 \cdot 10^9 \text{ jaar.}$$

De verschillende snelheden der stelsels wijzen niet noodzakelijk op een versnelde beweging, maar op het feit dat de stelsels alle met een verschillende beginsnelheid vanuit één punt vertrokken zijn; de snelst lopende zullen het verst gekomen zijn.

We hebben dus gevonden dat de ganse materie van het heelal vroeger in een kluitje bijeen was; deze tijd is merkwaardigerwijze vrijwel gelijk aan de ouderdom der aarde.

Men heeft ook wel eens gedacht aan een periodieke uitzetting en inkrumping van het heelal.

We kunnen het uitdijen van het heelal ook op geheel andere wijze verklaren en zelfs voorspellen uit de algemene relativiteitstheorie. Een heelal, met ijle materie gevuld, kan niet stabiel zijn. De correctie op de wet van Newton is zodanig, dat op zeer grote afstanden de aantrekking in een afstoting overgaat.

Een tweede direct waarneembaar, uiterst belangrijk gegeven voor onze algemene kennis van het heelal is de statistiek van de aantallen stelsels als functie van de helderheid; daaruit leiden we daarna de dichtheid als functie van de afstand af. We moeten, alvorens we de metingen kunnen gebruiken, eerst enkele correcties aanbrengen.

De snelheid heeft nl. als gevolg dat:

1. De intensiteit geringer wordt.
2. De Planck-kromme verplaatst wordt, waardoor er een intensiteitswijziging in het fotografisch gebied ontstaat.
3. Er is een tijdsverschil in het waarnemen van de verschillende objecten, afhankelijk van de afstand; en deze objecten kunnen geëvolueerd zijn.

Wanneer we hiervoor gecorrigeerd hebben kunnen we inderdaad binnen de waarnemingsfouten zeggen, dat er van een uitdunning nog geen sprake is.

## § 1. ALGEMENE INLEIDING..

Van de zon en de sterren kunnen we slechts een zeer dun laagje waarnemen, van het inwendige kunnen we alleen indirect iets te weten komen uit de volgende waarnemingen:

1. De totale massa  $M$ ;
2. De totale lichtkracht  $L$ ; we weten hoeveel straling de ster verlaat en nemen aan dat dit dezelfde hoeveelheid is, die inwendig ontstaat, daar een ster zich meestal in evenwicht bevindt;
3. De straal van een ster  $R$ .

Vooreerst zullen we trachten na te gaan wat het gemiddelde moleculairgewicht is van de deeltjes in de ster; door de zeer hoge temperatuur zullen de atomen vrijwel geheel geïoniseerd zijn.

Laten we veronderstellen dat de ster geheel uit H bestaat; het atoomgewicht hiervan is 1, het is echter geïoniseerd, het gemiddeld gewicht der deeltjes zal dus  $\frac{1}{2}$  zijn.

Hieronder volgt een lijstje, waarin voor verschillende elementen het gemiddeld gewicht der deeltjes is opgegeven als het element geheel geïoniseerd zou zijn.

| Element |       | Gem. gew. |
|---------|-------|-----------|
| H       | 1/2   | 0,50      |
| He      | 4/3   | 1,33      |
| Li      | 7/4   | 1,75      |
| C       | 12/7  | 1,71      |
| O       | 16/9  | 1,78      |
| Na      | 23/12 | 1,92      |
| Ca      | 40/21 | 1,90      |
| Fe      | 56/27 | 2,07      |

We zien dus dat het gemiddeld gewicht der deeltjes ongeveer 0,50, 1,33, en 2 is, respectievelijk voor H, He, en de zwaardere atomen.

De meeste sterren bestaan hoofdzakelijk uit H en He, we kunnen het gem. mol. gew. van deze sterren voorlopig 1 stellen.

Laten we thans enkele ruwe schattingen uitvoeren.

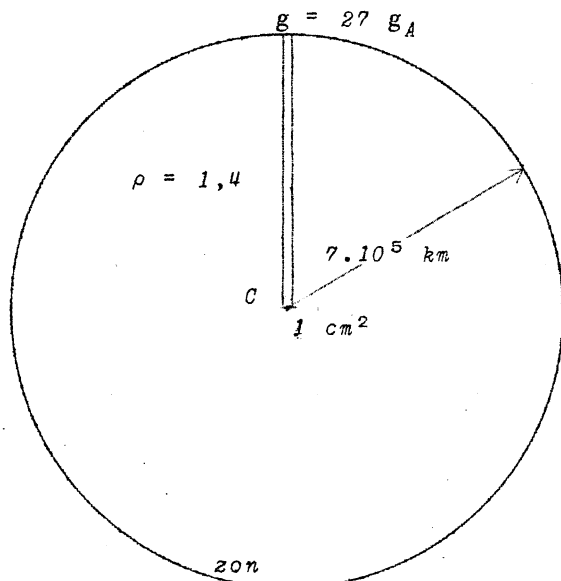


fig. 139.

We vergelijken de druk, welke in het centrum van de zon heerst met een waterzuil van 10 m, die dus 1 atm. druk geeft.

$$P_c = \overset{\text{vol.}}{7 \cdot 10^5} \cdot \overset{\rho}{1,4} \cdot 27 \text{ atm.} = 2,7 \cdot 10^9 \text{ atm.}$$

Voor de gravitatieversnelling hebben we  $27 \times$  die van de aarde aangenomen, maar de gravitatieversnelling aan het oppervlak  $\neq$  die in het inwendige; gemiddeld zal het toch ongeveer 27 zijn, want eerst zal hij toenemen en daarna afnemen.

We willen nu een globale indruk hebben van de temperatuur in het centrum, we passen hiertoe de wet van Boyle toe. Een gas onder een druk van  $3 \cdot 10^9 \text{ atm.}$  moet een dichtheid hebben van 1,4; welke temperatuur is hiervoor nodig?

We vergelijken met 1 liter geïoniseerde waterstof.

|     |                                   |   |               |   |
|-----|-----------------------------------|---|---------------|---|
| 1 l | $P = 1 \text{ atm.}$              | $T = 273^\circ\text{K.}$                                | $\rightarrow$ | 0,045 gr                                |
| 1 l | $P = 2,7 \cdot 10^9 \text{ atm.}$ | $T = 273^\circ\text{K.}$                                | $\rightarrow$ | $0,045 \cdot 2,7 \cdot 10^9 \text{ gr}$ |
| 1 l | $P = 2,7 \cdot 10^9 \text{ atm.}$ | $T = 273 \cdot \frac{0,045 \cdot 2,7 \cdot 10^9}{1400}$ |               | 1400 gr                                 |
|     |                                   | $T = 20 \cdot 10^8 \text{ graden.}$                     |               |   |

Onder deze abnormale omstandigheden ontstaan kernprocessen in het centrum der sterren, waardoor de *primaire emissie* ontstaat. Deze processen vinden alleen plaats in het allercentraalste deel van de ster, omdat het zo sterk met de temperatuur toeneemt.

De uitgezonden straling plant zich langzaam door de ster voort, omdat zij sterk geabsorbeerd en daarna opnieuw geëmitteerd wordt; ze maakt dus tal van omwegen.

Het maximum van de stralingskromme ligt bij  $20 \cdot 10^8$  graden bij 2 Å; dit kunnen we berekenen m.b.v. de wet van Wien, welke zegt dat  $\lambda_{max} \times T = c$ .

In het inwendige hebben we te maken met zgn. "weke Röntgenstraling".

Een laagje van 20 cm dikte in het inwendige van een ster laat ongeveer 1/3 van de Röntgenstraling door, de rest wordt geabsorbeerd en daarna weer geëmitteerd; tevens oefent deze straling een zekere druk uit, de zgn. *stralingsdruk*.

Deze wordt gegeven door:  $aT^4/3$ , waarin  $a$  de energie per  $\text{cm}^3$  aangeeft en de waarde  $7,6 \cdot 10^{-15} \text{ erg/cm}^3 \text{ graad}$  heeft.

Bij  $1.000.000^\circ$  is de stralingsdruk  $2550 \text{ atm.}$   
 dus bij  $10.000.000^\circ$   $25,5 \cdot 10^8 \text{ atm.}$

De stralingsdruk heeft een zekere invloed op de bouw van een ster, maar deze invloed is niet zo groot als men oorspronkelijk dacht.

## § 2. BOUWPLAN VAN EEN STER.

We weten van een ster:

$$R = r \text{ (aan de buitenkant); } M; L; T; P; \rho.$$

We gaan nu een stukje  $dr$  naar binnen en gaan na hoe de  $dP$  zal zijn. Daarbij gaan we er van uit, dat de ster in evenwicht is.

Het verschil in druk is gelijk aan het gewicht van het zuiltje tussen de beschouwde punten.

Dus:  $dP = -g \rho dr$ .

We krijgen dus ongeveer hetzelfde als bij de aardatmosfeer, met dit verschil echter dat  $g$  hier niet als constant te beschouwen is.

$$1. \quad dP = -g \rho dr = - \frac{M_r}{r^2} \rho dr \quad \begin{array}{l} \text{(g op een bol met straal } r) \\ \text{(} M_r \text{ is de massa binnen een bol} \\ \text{met straal } r) \end{array}$$

$$2. \quad dM_r = 4 \pi r^2 \rho dr \quad \text{(kracht die uitgeoefend wordt)}$$

$$3. \quad d\left(\frac{aT^4}{3}\right) = - \frac{L_r}{4 \pi r^2} \cdot k \rho dr \cdot \frac{1}{c} \quad \text{(wordt geabsorbeerd)}$$

$k =$  abs.coëff. per gram;

$k\rho =$  abs.coëff. per volume-element;

$L_r =$  straling geproduceerd binnen een bol met straal  $r$ .

Alleen wanneer straling geabsorbeerd wordt, wordt er stralingsdruk uitgeoefend.

(massa bolschaal)

$$4. \quad dL_r = 4 \pi r^2 \rho dr \cdot \epsilon \quad \begin{array}{l} \epsilon = \text{hoeveelheid straling, die per massa-eenheid wordt} \end{array}$$

$$F = m \frac{dv}{dt} = \frac{1}{v} \cdot \frac{d}{dt} (\frac{1}{2}mv^2)$$

We moeten dus de energie, die per tijdseenheid aan de materie medegedeeld wordt, delen door de snelheid; iets dergelijks vinden we ook in vergelijking 3.

De coëfficiënten  $k$  en  $\varepsilon$  zijn nog onbepaalde functies, maar ze zijn uit fysische theorieën te berekenen.

Er blijkt dat:

$$k = \text{const. } \rho T^{-7/2}$$

Uit de kernphysica vindt men dat:

$$\varepsilon = f(\rho, T)$$

We kunnen aldus stapsgewijs dieper in de zon doordringen.

De massa van de zon beschouwen we als gegeven.

Bij de aanvang nemen we aan dat de ster een straal  $R$  en een lichtsterkte  $L$  heeft; daaruit volgt de grenstemperatuur, en van de druk weten we dat die heel gering is aan de grens. Nu kunnen we met de integratie beginnen.

Aan het eind, wanneer we in het centrum zijn aangekomen, hebben we twee controles:

$r$  is dan  $0$  en verder moet gelden:

$$M_r = 0 \quad \text{en} \quad L_r = 0$$

We moeten nu onze beginvoorwaarden, nl. de keuze van  $R$  en  $L$ , nu net zo lang variëren dat aan de twee controles voldaan is.

Enkele resultaten voor de zon (de index  $c$  gebruiken we voor de waarden in in het centrum):

Zon:  $M = 1$  ;  $R = 1$

Capella A:  $M = 4,2$  ;  $R = 15,6$

---


$$\begin{aligned} T_c &= 14 \cdot 10^8 \text{ graad} \\ P_c &= 1,8 \cdot 10^{11} \text{ atmosfeer} \\ \rho_c &= 90 \quad \text{t.o.v. water} \end{aligned}$$


---

---


$$\begin{aligned} T_c &= 5,6 \cdot 10^8 \text{ graad} \\ P_c &= 6 \cdot 10^7 \text{ atmosfeer} \\ \rho_c &= 0,11 \quad \text{t.o.v. water} \end{aligned}$$


---

Het model dat we op deze wijze verkregen hebben beantwoordt aan het puntbronmodel, waarbij alle straling nagenoeg in het centrum van de ster ontstaat.

We willen nu trachten voor een groot aantal sterren dezelfde grootheden te bepalen; dit brengt evenwel een groot rekenwerk met zich mee. We passen daarom de zgn. *homologe transformatie* toe, we veranderen de schaal van de zon tot die van de ster.

Van de ster moeten we dan de massa en de straal weten.

We kunnen afleiden dat:

$\rho$  ( $\cdot$ )  $\frac{M}{R^3}$  ; door dit in rekening te brengen kunnen we nu punten van de zon met "overeenkomstige punten" van de ster vergelijken.

$$g$$
 ( $\cdot$ )  $\frac{M}{R^2}$

$$P$$
 ( $\cdot$ )  $R \rho g$  ( $\cdot$ )  $\frac{M^2}{R^4}$

$$T$$
 ( $\cdot$ )  $\frac{\mu P}{\rho^3 m}$  ( $\cdot$ )  $\frac{\mu M}{R}$

(wordt meegenomen in de evenredigheidsconstante)

$$P V = R T$$

Voor 1 gram is  $V = \frac{1}{\rho}$  en  $R = \frac{R_m}{\mu}$  ;

Voor elk punt kunnen we dan direct zeggen waar het "overeenkomstige" punt zal liggen in een andere ster, en hoe de toestands-grootheden daar zullen zijn.  $\therefore T = \frac{P \mu}{\rho^3 m}$

*Stelling van Russell - Vogt.*

Stel we weten van een ster alleen de massa,

hiermee kunnen we nu gaan rekenen volgens de hierboven aangegeven vergelijkingen en het model bepalen.

Automatisch krijgen we dus, bij gegeven  $M$ , de waarden van  $L$  en  $R$  waarop de ster zich instelt.

Dus: een ster van gegeven massa en chemische samenstelling (wat we steeds stilzwijgend verondersteld hebben) is volkomen bepaald.

De chemische samenstelling zit immers in de formules verwerkt voor  $k$ ,  $\varepsilon$  en  $\rho$ .

We zullen nu nagaan of het model dat we opgebouwd hebben stabiel is. We nemen daarvoor aan dat een ster op een gegeven moment iets uitzet en gaan na wat er verder met de ster geschiedt; is hij in labiel evenwicht dan zal de ster zich steeds verder en sneller gaan uitzetten; is hij echter in stabiel evenwicht dan zal hij zich weer samentrekken tot de oorspronkelijke toestand hersteld is.

Wanneer de ster iets uitzet dan wordt:

zie formules op pag. 117.  $\left\{ \begin{array}{l} \rho_c \text{ kleiner} \\ T_c \text{ kleiner} \end{array} \right.$  dus  $\varepsilon$  zal ook afnemen, daar kernprocessen zeer snel met

$T$  en  $\rho$  toenemen. Hierdoor wordt de stralingsdruk weer geringer en de ster zal inkrimpen. Het evenwicht is dus stabiel.

*De Massa - Lichtkracht-wet.*

Toen Eddington zijn  $M$ - $L$ -wet opstelde deed hij dit alleen voor de reuzensterren, daar hierin door de grote ijlheid de ideale gaswetten gelden. Een goed voorbeeld van deze sterren is *Capella A*, waarvan we bijna alle grootheden kennen (het is nl. een visuele en een spectroscopische dubbelster). Met *Capella* als ijking passen de gewone reuzen en de *Cepheïden* in de  $M$ - $L$ -kromme.

Merkwaardigerwijze bleken echter de dwergen er ook in te passen; ook in de dwergen gaan dus blijkbaar de ideale gaswetten op! Dit was inderdaad achteraf te verwachten, wegens het bijna volledig geïoniseerd zijn van de atomen in een dwergster: de kernen en electronen zijn zeer klein, hun volume is te verwaarlozen tegenover hun onderlinge afstanden.

De rode superreuzen vormen een afwijkende groep, (bv.  $\varepsilon$  *Aur*,  $\alpha$  *Sco*, en anderen); ze zijn wat "te helder" voor de  $M$ - $L$ -wet. De wetten der energieproductie zijn hier blijkbaar anders dan bij de sterren van de hoofdreeks.

De zgn. *Trumpler-sterren* (zo genoemd naar de ontdekker) zijn wat "te zwak" voor de wet. De absorptie-coëfficiënt is hier groter dan bij de andere sterren, de temperatuur is zeer hoog, waardoor er veel vrije electronen zijn, welke veel licht verstrooien.

De *Witte dwergen* vormen het grote vraagstuk; ze zijn veel te zwak - de *Sirius*-begeleider is bv. een factor 100 te zwak! - De reuzen, gewone dwergen en *cepheïden* vertonen wel kleine afwijkingen maar dit kan verklaard worden door het niet gelijk zijn van de chemische samenstelling. Uit de afwijkingen is het  $H$ - en  $He$ -gehalte te berekenen.

Sterren van éénzelfde sterhoop blijken dezelfde gehalten te hebben, ze zijn dus waarschijnlijk tegelijk ontstaan, want de gehalten veranderen met de tijd.

*De Witte Dwergen.*

Een goed voorbeeld hiervan is *Sirius B*. We hebben reeds gezien hoe de gegevens over deze ster verkregen zijn (§ 21, I); precieser waarden zijn:

$$M \approx 0,93 M_{\odot}$$

$$R = 0,02 R_{\odot}$$

$$\therefore \rho = 1,7 \cdot 10^5 \text{ (t.o.v. } H_2O \text{)}$$

De sterk verbrede  $H$ -lijnen bewijzen ons ook al de grote dichtheid; de hoge gravitatiepotentiaal veroorzaakt een sterke Einstein-roodverschuiving van de spectraallijnen, immers de gravitatiepotentiaal =  $f \cdot M/R$ .

Er zijn ongeveer 100 witte dwergen bekend; de spectraaltypen doorlopen de typen  $R$  tot  $K$ ; men duidt ze aan met  $DB \dots DK$  (gewone dwergen met  $dK$  enz.).



De druk onder een 14.10 km hoge zuil (straal van Sirius B) is:

$$10^2 \cdot 14 \cdot 10^3 \cdot 10^5 \cdot 27 \cdot 50^2 \approx 10^{16}$$

$\underbrace{\hspace{15em}}_g$   
 druk door 1 km H<sub>2</sub>O      hoogte in km      ρ       $\left(\frac{1}{0,02}\right)^2$

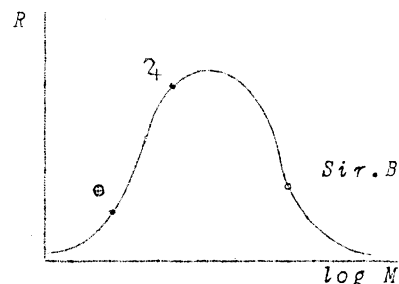
In het centrum van deze witte dwerg heerst dus een druk van 10<sup>16</sup> atm. In deze zgn. *gedegeneerde materie* gaan de ideale gaswetten niet meer op. De toestand is te vergelijken met die welke op aarde in een metaal heerst. De deeltjes in ontaarde materie houden zelfs bij 0° K nog een eindige energie over, de zgn. *nulpuntsenergie*.

De druk wordt hier  $P = c \cdot \rho^{5/3}$  onafhankelijk van T.

Bij dergelijke hemellichamen is dus (vgl. pag. 117):

$$P \text{ (:) } \frac{M^2}{R^4} = \text{const.} \left(\frac{M}{R^3}\right)^{5/3} \quad \text{of} \quad MR^3 = \text{constant.}$$

Het volume is dus *omgekeerd evenredig* met de massa! Zo ziet men dat een niet-stralende massa, die groter en groter gemaakt wordt, ergens een maximum-afmeting bereikt. *Jupiter* is ongeveer "de grootste steen" die bestaan kan. Het centrale ontaarde gedeelte is bijna isotherm. Daaromheen een niet ontaarde schil. Het is echter onbegrijpelijk dat sommige witte dwergen veel waterstof schijnen te bevatten (bv. de *Sirius*-begeleider); dat moet dan een toevallig oppervlakte-verschijnsel zijn.



### § 3. DE PRIMAIRE EMISSIE.

Wanneer we de straling van de zon opvangen, kunnen we uit de hoeveelheid, die op 1 cm<sup>2</sup> valt de totale hoeveelheid uitgezonden straling berekenen; deze moet dus ook inwendig ontstaan zijn (zie bij de zon op pag. 6).

|            |   |
|------------|---|
|            | $\epsilon$<br>0,08  |
| Kruger 60  | 2 erg/gr sec  |
| Zon        | 2 · 10 <sup>33</sup> erg/sec      M = 2 · 10 <sup>33</sup> gr |
| Sirius     | 30  |
| μ Ophiuchi | 180   |
| Y Cygni    | 1200  |

De zon straalt deze energie in ieder geval al sinds 3 · 10<sup>9</sup> jaar uit. Waar komt deze straling vandaan?

1. Men heeft getracht deze straling op energetische wijze te verklaren.

*Theorie van Kelvin - Helmholtz.*

Zij veronderstelden dat de zon veel groter geweest is en langzaam ingekrompen is en nog steeds inkrimpt, waardoor kinetische energie ontstaat; deze energie wordt omgezet in warmte.

We gaan dit nu kwantitatief berekenen.

Stel eens: 1 gram materie gaat van het oneindige naar R, vallende in het veld van de massa M. We berekenen eerst de energie die nodig is om 1 gram van R naar het oneindige te brengen:

$$\int_R^\infty G \frac{M}{r^2} dr = G \frac{M}{R}$$

Dit bedrag is dus eveneens de energie die vrijkomt als 1 gram van ∞ naar R gaat.

We hebben echter in werkelijkheid niet met een puntvormige massa M te maken, maar met een bolvormige massa, bestaande uit gas, die geleidelijk is aangegroeid.

Stel we hebben een *homogene bol*, dan geldt:

$$\int_0^R \underbrace{\left\{ \frac{4}{3} \pi r^3 \rho \right\}}_{\substack{\text{massa van bol} \\ \text{met straal } r}} \cdot \underbrace{4 \pi r^2 \rho}_{\substack{\text{massa van} \\ \text{bolschil}}} dr = \frac{3}{5} \cdot G \frac{M^2}{R}$$

De veronderstelling van een homogene bol is ook nog niet in overeenstemming met de werkelijkheid. Voor de werkelijke zon is de voortgebrachte energie ongeveer gelijk aan:  $1,5 G M^2 / R$ .

Deze theorie kan voldoende energie waarborgen voor  $24 \cdot 10^3$  jaar. In de tijd toen deze theorie opgesteld is werd dit voldoende geacht, maar tegenwoordig hebben we een juister inzicht in de ouderdom der aarde.

## 2 "Verbranding."

Stel dat de zon geheel uit C en  $O_2$  zou bestaan in de verhouding 12 : 32 of ongeveer voor  $\frac{1}{4}$  uit C en voor  $\frac{3}{4}$  uit  $O_2$ .

Bij het verbranden van 1 gram C ontstaan  $3 \cdot 10^{11}$  erg.

De zon levert per seconde 2 erg per gram, dus zou zij door verbrandingsenergie slechts

$$\frac{3 \cdot 10^{11} \times \frac{1}{4}}{2} \text{ sec} = 1300 \text{ jaar kunnen stralen.}$$

Deze energiebron is dus volkomen onvoldoende.

## 3. Overgang van massa in straling.

We weten dat massa en energie aequivalent zijn.

$$E = M \cdot c^2$$

energie                      massa                      lichtsnelheid  
in erg                      in gram

Wanneer massa in energie overgaat, moet dit volgens bovenstaande formule geschieden. Een gram levert:

$$E = M c^2 = 1 \cdot 9 \cdot 10^{22} \text{ erg}$$

De zon zou dus  $\frac{9 \cdot 10^{22}}{2} \text{ sec} = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ jaar}$  kunnen stralen.

Dit is zeer ruim. Dergelijke directe overgangen, waarbij de materie geheel verdwijnt, zijn in het laboratorium echter nooit waargenomen (afgezien van de electron-positron annihilatie).

## 4. Straling ontstaat door opbouw van lichte atoomkernen.

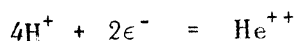
Hierbij gaat een gedeelte van de massa over in energie.

Vergelijk een gewone exotherme chemische reactie, zoals bv. de verbranding van C, waarbij vrijkomt:

$$1 \text{ gr C} \dots 3 \cdot 10^{11} \text{ erg}$$

$$\frac{3 \cdot 10^{11}}{9 \cdot 10^{20}} = \frac{1}{3} 10^{-9} \text{ gram wordt in energie omgezet.}$$

De kernreactie, die in het inwendige der zon plaatsvindt, is:



$$4 \text{ H} \dots \text{ massa: } 1,00758 \times 4 = 4,03032$$

$$2 \text{ e} \dots \text{ massa: } 0,00054 \times 2 = 0,00108$$

$$\hline +$$

$$4,03140$$

$$\text{He} \dots \text{ massa:}$$

$$4,00279$$

$$\hline -$$

$$0,02861 \text{ deze massa is dus omgezet in energie:}$$

We kunnen ons nu afvragen hoe twee  $H^+$  deeltjes bij elkaar komen; de ladingen zijn wel klein, maar door de zeer kleine afstanden, waarop ze elkaar naderen ontstaat een sterke Coulomb-kracht. Dat ze zich tenslotte verenigen is te danken aan krachten, welke pas op zeer geringe afstanden (afstanden te vergelijken met de afmeting van de kern) werken. Alleen wanneer de deeltjes een zeer grote snelheid hebben zal de Coulomb-kracht overwonnen kunnen worden; de temperatuur moet dus zeer hoog zijn; grotere dichtheid is ook wenselijk, want dan is er meer kans op botsingen; verder is een geringe lading (dus lichte kern) bevorderlijk voor de smelting.

Waterstof-deeltjes moeten een energie hebben:

$$\int_R^{\infty} \frac{e^2}{r^2} dr = \frac{e^2}{R} = \frac{(4.8 \cdot 10^{-10})^2}{10^{-11}} = 2.10^{-8} \text{ erg}; \text{ hierin is } R \text{ de straal van de atoomkern.}$$

Anderzijds is voor een deeltje de energie per graad:

$$\frac{3}{2} kT = \frac{3}{2} \cdot 1.37 \cdot 10^{-16} T$$

De temperatuur die we nodig hebben om gemiddeld voor elk deeltje  $2.10^{-8}$  erg op te leveren is:

$$T = \frac{2 \cdot 10^{-8}}{2.10^{-16}} = 10^8 \text{ graad.}$$

De temperatuur in het inwendige van de zon is ongeveer  $2.10^7$  graad, dus eigenlijk te laag; toch vindt het proces wel plaats, want we hebben de gemiddelde energie berekend en er zullen in het inwendige van de zon altijd wel enkele deeltjes zijn, die de benodigde energie hebben.

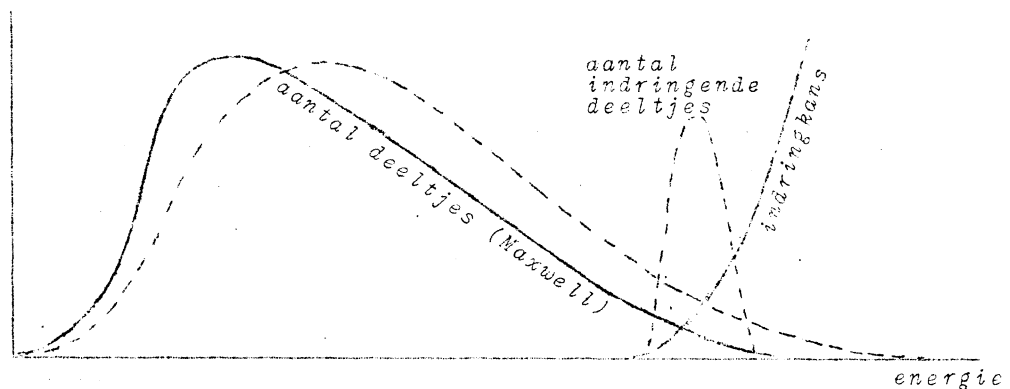


fig. 140.

En zelfs als de deeltjes slechts de energie zouden hebben, die met  $2.10^7$  graad overeenkomt, dan zou de reactie nog in zekere mate gebeuren (quantum-mechanica).

We zien dat de recombinatie zeer snel met de temperatuur toeneemt, in het centrum van de zon is evenredig met  $T^{18}$ . Zo begrijpen we dat het puntbronmodel een goede benadering geeft. De kern van de zon zal in convectief evenwicht zijn.

In werkelijkheid zal er nooit in één keer uit 4 H-kernen en 2 electronen een He-kern ontstaan, het geschiedt in trapjes.

Uit berekeningen is gebleken dat dit op niet meer dan twee manieren kan gebeuren.

1.  $T < 15.10^8$  graad.

Deutonen-cyclus.

|                         |                              |                     |                |
|-------------------------|------------------------------|---------------------|----------------|
| $H^1 + H^1 = H^2 + e^+$ | $H^1 + H^1 = H^2 + e^+$      | gem. levensduur     |                |
| $H^2 + H^1 = He^3$      | $H^2 + H^1 = He^3$           | $10^{10}$ jaar      | $10^{10}$ jaar |
| $He^3 + He^4 = Be^7$    | $He^3 + He^4 = Be^7$         | 2 seconden          | 2 sec          |
| $Be^7 + e^- = Li^7$     | $He^3 + He^3 = He^4 + 2 H^1$ | $3 \cdot 10^7$ jaar | ..             |
| $Li^7 + H^1 = 2He^4$    |                              | 1 jaar              |                |
|                         |                              | 1 minuut            |                |
| <hr/>                   |                              |                     |                |
| $4H^1 + 2e^- = He^4$    |                              |                     |                |

Deze reacties zijn niet willekeurig opgeschreven, maar òf waargenomen in het

laboratorium of berekend.

We zien dat de duur van de reactie volkomen bepaald wordt door de levensduur van het deutron.

2.  $T > 15 \cdot 10^8$  graad.

C-N-cyclus.

|                                | gem. levensduur       |
|--------------------------------|-----------------------|
| $C^{12} + H^1 = N^{13}$        | $2,5 \cdot 10^6$ jaar |
| $N^{13} = C^{13} + e^+$        | 10 minuten            |
| $C^{13} + H^1 = N^{14}$        | $5 \cdot 10^4$ jaar   |
| $N^{14} + H^1 = O^{15}$        | $4 \cdot 10^6$ jaar   |
| $O^{15} = N^{15} + e^+$        | 2 minuten             |
| $N^{15} + H^1 = C^{12} + He^4$ | 20 jaar               |
| <hr/>                          |                       |
| $4H^1 + 2e^- = He^4$           |                       |

De stikstof en de koolstof bepalen hier de snelheid van de reactie.

Deze cyclus moet in het inwendige van de zon plaats vinden.

Nemen we aan dat de zon voor  $\frac{1}{2}\%$  uit C bestaat (wat ook uit de spectraallijnen volgt), dan klopt de stralingsproductie met de waarnemingen; ook voor andere sterren vinden we goede overeenkomst met onze modelberekeningen.

|         | $T_c$<br>uit M en R | $T_c$<br>uit M en L | (C: $\frac{1}{2}\%$ )<br>$\epsilon$ |
|---------|---------------------|---------------------|-------------------------------------|
| zon     | $19 \cdot 10^8$     | $19 \cdot 10^8$     | 2                                   |
| Sirius  | 26                  | 22                  | 30                                  |
| U Oph   | 25                  | 26                  | 190                                 |
| Y Cyg   | 32                  | 30                  | 1200                                |
| Capella | 6                   |                     | 30                                  |

[Deze getallen zijn niet geheel up to date.]

De stralingsproductie ( $\epsilon$ ) neemt toe met de  $18^e$  macht van de temperatuur, dus de  $T_c$  is vrij nauwkeurig bepaald.

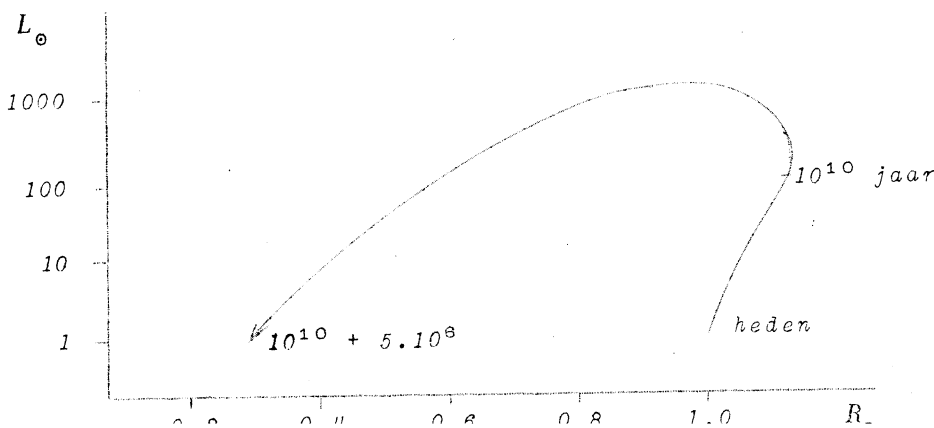
Deze beschouwing geldt alleen voor sterren van de hoofdreeks. De reuzensterren hebben waarschijnlijk een ander bouwplan, waardoor de  $T_c$  veel lager wordt. Voor Capella gaat het bv. helemaal niet.

Verdere evolutie van de zon, en homogene ster.

Naarmate er H verdwijnt zal de zon sterker gaan stralen; dit wordt verklaard door het feit dat:

$$k_{He} > k_H \quad (\text{abs. coëff.})$$

Naarmate er dus meer H omgezet wordt, wordt er minder straling doorgelaten; hierdoor zal de temperatuur in het inwendige gaan stijgen, wat weer een verhoogde stralingsproductie tengevolge heeft, welke groter is dan de afname door het verdwijnen van de waterstof.



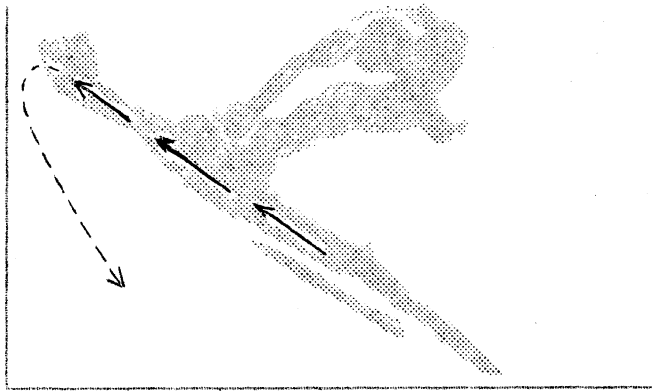


fig. 142.

De evolutie van de zon, zoals die van alle dwergsterren, geschiedt dus zeer langzaam. Het precieze verloop zal in belangrijke mate afhangen van de mate waarin de convectiestromen het inwendige dooreenroeren. Als de waterstof volledig opgebruikt is, gaat het hemellichaam waarschijnlijk in betrekkelijk korte tijd over in een witte dwerg en kan dan nog lang blijven nasmeulen

*Het Model van de Reuzensterren.*

De zaak is nu voor de reuzensterren nog niet opgelost; wanneer we hetzelfde model aannemen, vinden we een veel te lage  $T_c$  voor de enorme energie-productie; we moeten dus voor de reuzensterren een ander model opbouwen. Hier volgen enkele voorbeelden van wat men tot dusver heeft beproefd.

1. *Isotherme kern zonder H.*

We nemen aan dat er weinig convectie is in de kern, zodat het centrale deel zonder H blijft; hier zal de temperatuur overal even hoog zijn; op de grens tussen het centrale deel en het omringende deel vindt de energie-productie plaats.

We noemen dit wel een ~~schil~~<sup>bron</sup>-schil-model.

$T_c = 20 - 35 \cdot 10^6$  graad, doordat het oppervlak, dat hier hoge  $T$  heeft, reeds verder van het centrum ligt, kan het model van de ster groter worden.

We kunnen bij een dergelijk model ook de evolutie kwalitatief nagaan. Door het geleidelijk opgebruiken van de H komt de schil hoe langer hoe dichter bij het oppervlak; we krijgen dan een rode reus. een Wolf-Rayet-ster, waaruit de materie wegstroomt; ten slotte blijft alleen de kern over (ontwaard), dit is dan een witte dwerg.

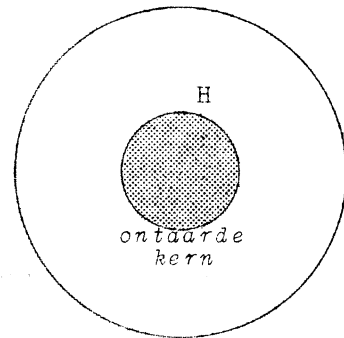


fig. 143.

2. *Isotherme kern met sterke convectie.*

Hier is dus wel H in het centrale deel aanwezig, we hebben dus te maken met een puntbron-model; er zijn nu echter zulke sterke geluidsgolven, dat die de energie transporteren. De kern kan dan isotherm worden (evenals bij het vorige model), de ster wordt groter. (zie fig. 144, pag. 124.)

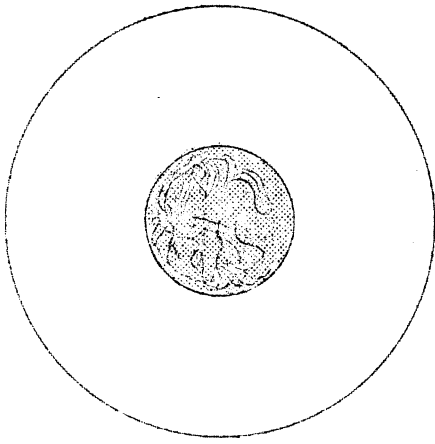
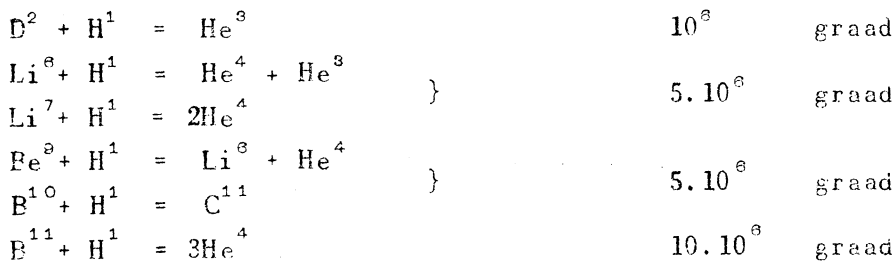


fig. 144.

3. We hebben steeds aangenomen dat de gemiddelde atoomgewichten der deeltjes overal gelijk is maar wanneer er eens heel weinig convectie was zou de ster zich zodanig opbouwen dat het atoomgewicht van binnen naar buiten zou afnemen. De straal blijkt dan veel groter te worden.

4. Het is ook mogelijk dat de reuzensterren een geheel verschillende chemische samenstelling hebben en grote hoeveelheden van de lichte elementen zouden bevatten; we krijgen dan de volgende reacties:



Bij de zon zijn deze elementen bijna niet meer aanwezig, maar reeds opgebruikt; de reuzen zouden deze elementen nog wel hebben en daardoor in de gelegenheid zijn bij lage temperatuur veel energie te produceren.

We zien dus dat bv. *Capella* met een  $T_c$  van  $5 \cdot 10^8$  graad best een grote hoeveelheid energie kan produceren, mits de benodigde elementen aanwezig zijn. Zij zou achtereenvolgens haar D, Li, Be,  $B^{11}$ -voorraad verbruiken en geleidelijk heter worden.

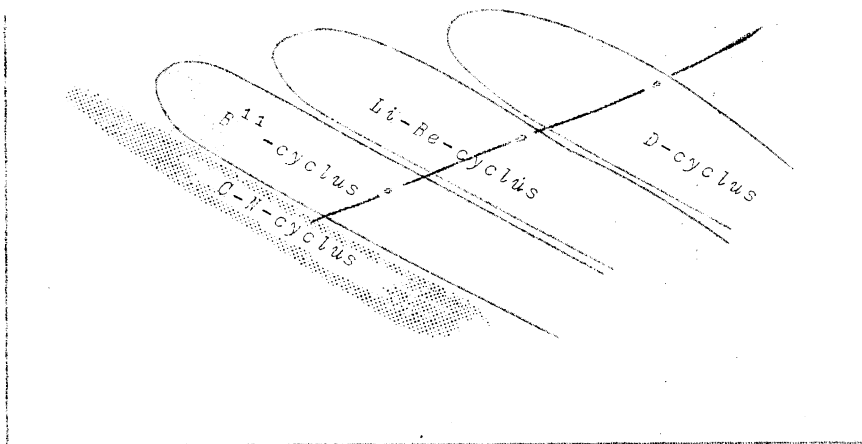


fig. 145. H-R-DIAGRAM MET EEN MOGELIJKE EVOLUTIE DER REUZENSTERREN.

Deze theorie heeft nog andere zijden; daar juist in deze gebieden de cepheïden enz. voorkomen, zou men kunnen veronderstellen, dat de pulsaties samenhangen met de bijzondere manier van energie-productie. Hiertegen zijn echter ernstige bezwaren geopperd.

5. In het centrum van de ster ontstaat een neutronenkern door hoge druk; deze kernen kunnen gemakkelijk samengedrukt worden, daardoor krijgen we dus een zeer zware kern. De samentrekking levert nu voldoende stralingsproductie.

In het binnenste der sterren (althans in de hoofdreeks), zijn er alleen reacties tussen de lichtste atoomkernen; ten hoogste doet de zuurstof nog mee, zoals we in de processen gezien hebben. De zwaardere kernen zijn hier niet in betrokken. Toch moeten ook deze eens opgebouwd zijn.

De eenheid van chemische samenstelling van het heelal maakt het waarschijnlijk, dat alle materie ontstaan is in één volume ( $T, \rho$ ), hoewel in principe deze eenheid ook te verklaren zou zijn uit de wetten van kernvorming, die zich overal op dezelfde wijze geuit hebben.

Twee mogelijkheden komen in aanmerking:

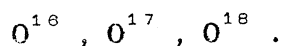
- a. vorming in de uiterst dichte kernen van rode reuzen;
- b. vorming tijdens een praestellair stadium.

Wij bespreken de mogelijkheid (b).

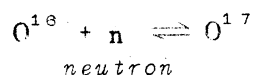
Dat er een praestellair stadium bestaat heeft, waarin de elementen opgebouwd zijn, zou goed overeenkomen met de theorie van het uitdijend heelal. Het kan niet veel langer geleden zijn dan  $4 \cdot 10^9$  jaar. Een direct overtuigend argument is de eenvoudige vaststelling, dat er nog steeds uranium is, dat een halveringstijd van  $10^9$  jaar heeft. Was het praestellair stadium langer geleden, dan zou er geen uranium meer kunnen zijn.

We willen nu graag weten, welke omstandigheden er in het praestellaire stadium heersten. We weten de procentuele samenstelling van de sterren, enz., we moeten dus een zodanig begin-stadium ontwerpen, dat daaruit deze samenstelling moet volgen. Nu zijn de verhoudingen tussen de hoeveelheden van de verschillende elementen niet zo goed bekend, maar wel weten we de verhouding tussen de isotopen van de elementen, want die is overal ongeveer hetzelfde.

We nemen bv.:



Reactie in het praestellair stadium:



Hierop passen we de wetten van Saha toe.

$$\frac{N_{O^{16}}}{N_{O^{17}}} = \frac{c \cdot T^{5/2} \cdot e^{-\frac{E}{kT}}}{P_n}$$

$E$  kunnen we vinden uit het verschil in massa tussen:

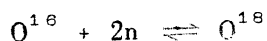
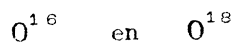


$$E = \{ (M_{O^{16}} + M_n) - M_{O^{17}} \} c^2 =$$

$$= \{ (16,00000 + 1,00758) - 17,00450 \} c^2 = 0,00308 \cdot 9 \cdot 10^{20} \text{ erg.}$$

We hebben nu één vergelijking met twee onbekenden ( $T$  en  $P_n$ ) en de voorwaarde van de verhouding.

We nemen nu:



$$16,00000 + 2,01516 \rightarrow 18,00490$$

We vinden hier dus voor  $E$ :

$$E = 0,01026 \cdot 9 \cdot 10^{20} \text{ erg}$$

We hebben nu twee vergelijkingen met twee onbekenden, welke dus op te lossen zijn; we vinden hieruit:

$$T = 4 \cdot 10^9 \text{ graad} \quad P_n = 10^{14} \text{ atm.}$$

Kunnen we nu uit deze  $T$  en  $P_n$  ook de verhouding tussen de verschillende elementen bepalen? De overeenstemming met de tabellen is niet overweldigend.

We kunnen de berekening ook opzetten voor de elementen H t/m S, trachtend onze resultaten zo goed mogelijk kloppend te krijgen voor het geheel.

We vinden:

$$T = 8 \cdot 10^9 \text{ graad} \quad \rho = 10^7$$

Een andere manier is weer: overeenstemming te eisen voor drie elementen.

$$\text{Pv.} \quad \text{He}^4 \quad - \quad \text{O}^{16} \quad - \quad \text{S}^{32} \quad : \quad \left\{ \begin{array}{l} T = 30 \cdot 10^9 \text{ graad} \\ \rho = 10^{12} \end{array} \right.$$

Men ziet dat vooral de  $\rho$  nog erg onzeker is.

Men stelt zich voor dat:

bij het beginnen van de uitdijning de temperatuur zo snel daalde, dat we een bevroering van het evenwicht kregen, zodat we nu nog kunnen zien wat toen de samenstelling was.

Voor de zwaardere elementen zijn deze temperatuur en druk nog geheel onvoldoende. Voor de vorming van deze elementen ware ongeveer een temperatuur van  $10^{11}$  graad nodig.

Het is mogelijk dat er verschillende stappen geweest zijn van dat praestellaire stadium. Bijvoorbeeld:

- $10^{11}$  graad: vorming van de zware elementen.
- $8 \cdot 10^9$  graad: vorming van lichte elementen, zware bevroren.
- $4 \cdot 10^9$  graad: lichte elementen bevroren.
- Lager: alleen  $\text{H} \rightarrow \text{He}$ -omzetting, radio-actieve omzettingen blijven doorgaan.

Er zijn nog vele moeilijkheden:

1. De waargenomen curve van de cosmische abundantie is nooit behoorlijk theoretisch gevonden.
2. Het is moeilijk om aan te nemen, dat de reacties bij deze hoge temperatuur bevroren, daar de reactie-snelheid zeer groot is. Het evenwicht moet zich in elk stadium instellen op  $T$  en  $\rho$ , zolang de reactie-snelheid zo groot is.

Een andere mogelijkheid is echter, dat de elementen ontstaan zijn bij veel lagere temperaturen maar grotere dichtheden, waardoor de electronen a.h.w. in de kernen geperst werden; op deze manier zouden dan de zwaardere kernen ontstaan zijn ( $\rho \approx 10^{11}$  à  $10^{12}$ ), met zeer veel neutronen.

Onder deze omstandigheden gelden echter de wetten van Saha niet meer. De neutronen-rijke kernen worden later in normale kernen omgezet.

## § 5. OUDERDOMSBEPALING VAN VERSCHILLENDE LICHAMEN.

1<sup>a</sup> De aardse gesteenten. (Zie ook college "Zonnestelsel".)

We zoeken naar U-houdend gesteente en bepalen de verhouding  $\frac{\text{Pb}}{\text{U}}$  of  $\frac{\text{He}}{\text{U}}$ , waaruit de ouderdom te bepalen is.

De oudste gesteenten welke we kennen zijn  $2 \cdot 10^9$  jaar oud.

1<sup>b</sup> De aardkorst.

De gesteenten, die we nog vinden zijn niet de oergesteenten, maar gesteenten, die later gevormd zijn.

We onderzoeken de loodisotopen in verschillende loodertsen.

Hun isotopen-samenstelling blijkt met hun ouderdom te variëren.

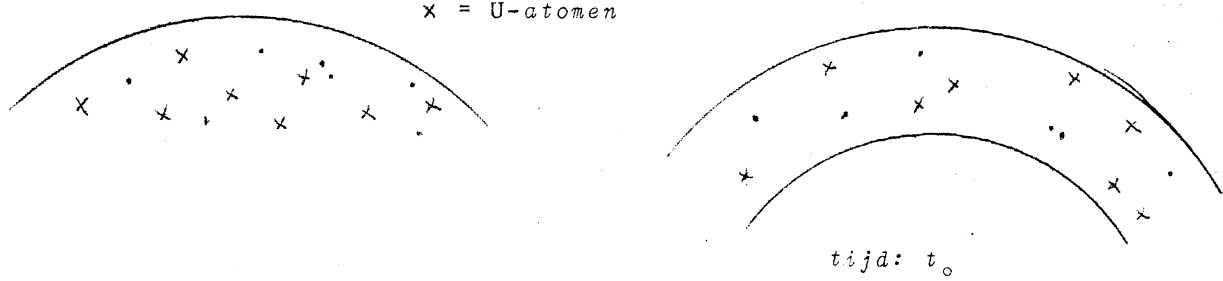
We kunnen nu uit concentratie van de loodisotopen de tijd  $t - t_0$  bepalen, dus de tijd waarop de aardkorst ontstaan is berekenen.

Men vindt:  $3,5 \cdot 10^9$  jaar geleden.

(zie fig. 146, pag. 127.)



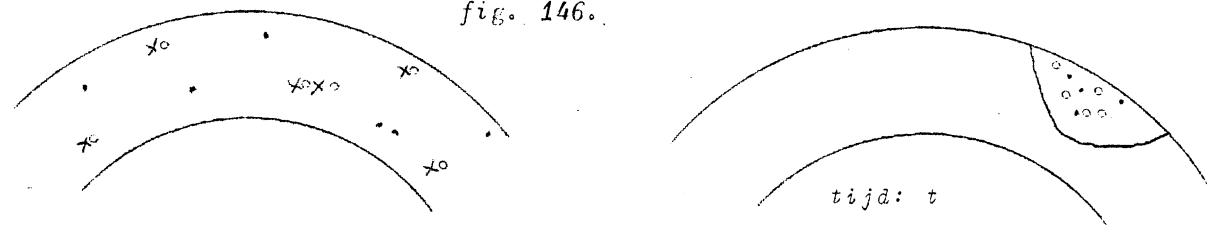
x = U-atomen



Aarde zonder korst. Het radio-lood, dat nu ontstaat, speelt geen rol t.o.v. de gehele aarde.

De korst heeft zich gevormd. Het U bevindt zich vnl. hierin.

fig. 146.



U splitst zich, er ontstaat radio-lood.

Het lood zet zich door een of andere oorzaak af (isotopen gelijktijdig), er ontstaat looderts.

2. Meteorieten.

Men onderzoekt de meteorieten op dezelfde manier; door de geringe hoeveelheden materiaal, waarmee we te maken hebben, kunnen we alleen de He/U-methode gebruiken. We vinden:

$$6 \cdot 10^7 - 7 \cdot 10^8 \text{ jaar.}$$

De lage waarden kunnen veroorzaakt worden door ontsnappen van het helium. De hoge waarden moeten verklaard worden, doordat alle helium niet uit uranium ontstaan is, maar door inwerking van kosmische straling op beryllium, waardoor kernprocessen ontstaan, die uit Fe He losmaken.

3. Evolutie der sterren in de hoofdreeks.

We kunnen een maximum van levensduur berekenen. Stel dat de ster in het begin geheel uit H bestond; we weten  $\epsilon$  per sec, dus:

$$\left\{ \begin{array}{l} t_0 \dots\dots M \text{ waterstof} \dots\dots \epsilon \text{ per sec} \\ \text{nu} \dots\dots 0,60 \text{ ,,} \dots\dots \end{array} \right\} \text{ max. levensduur}$$

We vinden de volgende tijden, afhankelijk van de spectraaltypen:

|     |                        |
|-----|------------------------|
| O 8 | $10^7$ jaar            |
| B 2 | $10^8$ jaar            |
| A 0 | $2 \cdot 10^8$ jaar    |
| F 0 | $2 \cdot 10^{10}$ jaar |
| G 0 | $4 \cdot 10^{10}$ jaar |

Bestonden de sterren in het begin reeds uit een zekere hoeveelheid He, dan worden de tijden lager.

Het moet dus wel zo zijn, dat bepaalde groepen sterren pas betrekkelijk kort geleden ontstaan zijn.

4. Sterbewegingen.

In een verzameling van moleculen zijn de snelheden verdeeld volgens Maxwell. Er treedt aequipartitie van de gemiddelde energie op, tussen moleculen van verschillende massa.

Dit zal ook bij de sterren geschieden. Wanneer er een aequipartitie is ontstaan door botsingen (eigenlijk nabije passages) dan is hiervoor  $10^{13}$  jaar nodig geweest. We gaan nu onderzoeken of er uitzonderingen op de aequipartitie zijn.

Vroege B-sterren blijken energie te hebben welke  $\frac{1}{2}$  is van de normale.

K- en M-reuzen : " " " " "  $4 \times$  de "

Clusterveranderlijken: " " " " "  $25 \times$  de "

Ook zijn er nog sterstromingen (vertex), welke er niet mochten zijn als de energie-uitwisseling al  $10^{18}$  jaar had plaats gevonden.

### 5. Dubbelsterren.

Uit de statistiek der dubbelsterren kan men iets te weten komen over de ouderdom der stelsels. Door allerlei storingen en ontmoetingen zullen de dubbelsterren uit elkaar raken (fig. 147).

De eindtoestand zou zich na  $2 \cdot 10^9 - 10^{11}$  jaar ingesteld hebben, dus kunnen de stelsels nog niet langer geleden gevormd zijn; de uiteenrafeling moet korter geleden begonnen zijn.

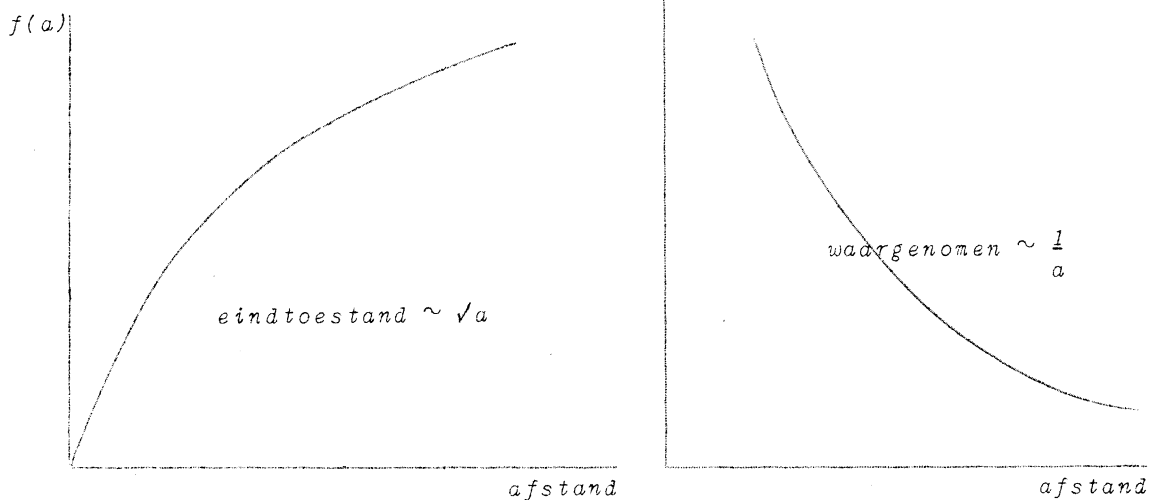


fig. 147.

6. We kunnen ditzelfde zeggen over de "moving-clusters" en sterassociaties; deze laatste zijn "oepenhopen" van sterren met een uitzonderlijk spectraaltype.



fig. 148.

Storingen kunnen ontstaan door:

1. Stervoorbijgangen.
2. Gravitatie-werking door melkweg (verg. de eb- en vloedwerking door de maan).

Uit het feit, dat de sterassociaties nog bestaan, blijkt dat ze nog niet lang geleden gevormd zijn.

Sterassociaties zijn na  $10^7$  jaar uiteengerukt, de moving-clusters na  $10^8$  à  $10^9$  jaar.

### 7. Open en bolvormige sterhopen.

Hierin staan de sterren dichter bijeen en kunnen dus meer weerstand bieden aan de storingen.

De uiteenrafeling gebeurt daardoor volgens een ander mechanisme dan in het vorige geval. Ongeveer 0,0074 van de sterren van een bolvormige sterhoop heeft een snelheid groter dan de kritische snelheid en heeft dus een kans om te ontsnappen; de sterhoop "verdamp" dus langzamerhand. Open sterhopen hebben nog een maximum van  $3 \cdot 10^9$  jaar; bolvormige sterhopen van  $10^{12}$  jaar.

De tijd om deze korreltjes op te bouwen uit interstellair gas is: minimum  $3 \cdot 10^7$  à  $2 \cdot 10^9$  jaar.

#### 9. Extragalactische zwermen.

We kunnen nagaan hoeveel tijd er nodig is om zwermen uit elkaar te halen; er is hier geen uitwendig gravitatie-veld. Men kan rechtstreeks, uit de verschillen in  $v_{rad}$ , de spreiding der snelheden berekenen van de individuele stelsels. Deze onderlinge snelheid bedraagt voor de Virgo-cluster:

$$\sqrt{\overline{v^2}} = 1100 \text{ km/sec.}$$

Hieruit kunnen we weer een maximale levensduur berekenen:  $10^{10}$  à  $10^{12}$  jaar.

#### 10. Uitdijend heelal.

We kunnen terugrekenen, wanneer de sterstelsels uit elkaar gegaan zijn; we vonden een tijd van  $3_5 \cdot 10^9$  jaar; de vraag is nu of de eenvoudige voorstelling van een eenparige beweging, die we gemaakt hebben (zie pag. 113), juist was.

Volgens de relativiteitstheorie zal er een versnelling optreden (afstoting). Het zou dan  $5 \cdot 10^9$  jaar geleden zijn; dit stemt beter overeen met bv. de levensduur van de aarde.

### § 6. NABESCHOUWING.

De problemen over het al of niet eindig zijn van het heelal, het gekromd zijn van de ruimte enz. zijn ondergebracht in de "kosmologie".

De leidraad bij het sterrekundig onderzoek is dat de natuurwetten overal gelden en altijd gegolden hebben. Er is nog nooit een duidelijke aanwijzing gevonden dat dit niet het geval zou zijn.

Er zijn theorieën, dat de kromtestraal van het heelal met de tijd toeneemt; hierdoor zouden verschillende natuurconstanten ook langzamerhand veranderen, echter zo langzaam, dat er alleen over zeer grote tijdsintervallen iets van waar te nemen zou zijn. Alhoewel men zulke hypothesen nooit a priori voor onmogelijk mag verklaren, moeten we vasthouden aan de gewone onveranderlijke natuurwetten zolang het tegendeel niet uitdrukkelijk aangetoond is. Dan alleen blijft ons beeld van het Heelal zo eenvoudig mogelijk.

## L I T T E R A T U U R O P G A V E

*Algemeen.*

- Russell                    *Astronomy, vol I & II.*  
 ---                        *Handbuch der Astrophysik (I - VII).*

*Geschiedenis der sterrekunde.*

- Sitter, de                 *Kosmos.*  
 Pannekoek                *De Groei van ons Wereldbeeld.*

*De Zon.*

- Waldmeier                *Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung.*  
 Waldmeier                *Sonne und Erde.*  
 Minnaert, M.             *Natuurkunde van de zon.*  
 Mitchell, S. A.          *Eclipses of the sun.*  
 Menzel                    *Our Sun.*

*De Sterren.*

- Becker                    *Sterne und Sternsysteme.*  
 Campbell & Jacchia      *The story of variable stars.*  
 Menzel & Aller          *Stars and Atoms. (Harvard Books on Astronomy.)*  
 Bek                        *The Milky Way. ( " " " " )*  
 Shapley, H.              *Galaxies.*  
 Hubble                    *The realm of the Nebulae.*  
 Albada, van              *De bouw van het inwendige der sterren.*  
 Eddington                *The internal constitution of the stars.*

*Kosmogonie.*

- Couderc, P.              *L'expansion de l'Universe.*  
 Eddington                *The expanding universe.*  
 Gamow                    *The birth and death of the sun.*  
 Gamow                    *The creation of the universe.*

*De astronomische kijker.*

- Smid                      *De Telescoop (met aanwijzingen voor zelf slijpen).*

*Didactiek.*

- Pannekoek                *De wonderbouw der wereld. - Kosmografie.*  
 Höfler                    *Didaktik der Himmelskunde.*  
 Kobus & Raimond        *Cosmografie.*  
 Laer, van                *Vreemde woorden in de Sterrekunde.*

*Populair-wetenschappelijke boeken, geschikt voor de school.*

- Wanders                  *De Planeten en hun raadsels. - Het Rijk van Zon en Sterren. - Zwerftochten door Sterrenland.*  
 Berg, van den            *Aarde en Wereld in ruimte en tijd.*  
 Eilt, van der            *De astronomische hemelverschijnselen. - Sterrekunde.*  
 Oswald Thomas         *Astronomie.*  
 Eddington                *Sterren en Atomen.*  
 Jeans                    *Het geheimzinnig Heelal. - De Sterren in hun loop.*  
 Gamow                    *Het ontstaan en vergaan van de zon.*  
 Sluiter                  *Atoom en Kosmos.*  
 Fürgl                    *Gij en de sterrekunde.*

|  | pag. |
|--|------|
| <i>Hoofdstuk I. De Zon.</i>  |      |
| § 1. Ontwikkeling van het onderzoek der zon.                         | 1    |
| § 2. Het beeld van de zon door een kijker waargenomen.               | 2    |
| § 3. De straling van de zon.   | 3    |
| § 4. Absorberende en stralende eigenschappen der materie.            | 5    |
| § 5. De totale straling als maat voor de temperatuur.                | 6    |
| § 6. Energieverdeling in het zonnenspectrum.                         | 6    |
| § 7. Het zonnenspectrum.   | 8    |
| § 8. De granulatie.  | 14   |
| § 9. De zonnevlekken.  | 14   |
| § 10. De buitenste lagen der zon.                                    | 16   |
| § 11. De elfjarige periode.  | 23   |
| § 12. Invloeden van de zon op de aarde.                              | 24   |
| § 13. De zon als geheel.   | 25   |
| § 14. Samenvatting over de zon.                                      | 26   |
| § 15. De astronomische kijker.                                       | 26   |
| <i>Hoofdstuk II. De Sterren.</i>                                     |      |
| § 1. Algemene inleiding.   | 31   |
| § 2. Sterkaarten en catalogi.  | 32   |
| § 3. Sterhelderheden.  | 33   |
| § 4. Afstanden van de sterren.                                       | 37   |
| § 5. Absolute helderheden (Lichtsterkten).                           | 39   |
| § 6. Beweging van de sterren.  | 40   |
| § 7. De beweging van de zon door de ruimte.                          | 42   |
| § 8. Afstand der sterren uit de seculaire parallaxen.                | 43   |
| § 9. Eigenbeweging der zwakke sterren                                | 44   |
| § 10. Voorkeursrichtingen in de sterbewegingen.                      | 44   |
| § 11. Spectra van de sterren.  | 45   |
| § 12. Het Hertzsprung - Russell - diagram.                           | 49   |
| § 13. Bepaling van de diameters der sterren.                         | 50   |
| § 14. Invloed van de temperatuur op de spectra.                      | 54   |
| § 15. Invloed van de dichtheid op de spectra der sterren.            | 57   |
| § 16. Spectroscopische parallaxen.                                   | 58   |
| § 17. Enkele bijzondere verschijnselen door de sterspectra vertoond. | 58   |
| § 18. Veranderlijke sterren.   | 59   |
| § 19. Novae.   | 65   |
| § 20. Supernovae.  | 68   |
| § 21. Dubbelsterren.   | 69   |
| § 22. Sterhopen (clusters).  | 79   |
| <i>Hoofdstuk III. Galactische nevels.</i>                            |      |
| § 1. Sterren met uitgebreide atmosferen.                             | 84   |
| § 2. Galactische nevels.   | 84   |
| § 3. Mechanisme van het lichtgeven.                                  | 86   |
| § 4. Bewegingen in de nevels.  | 88   |
| § 5. Reflectienevels.  |      |
| <i>Hoofdstuk IV. De Melkweg als geheel.</i>                          |      |
| § 1. Algemeen overzicht.   | 90   |
| § 2. Eerste eenvoudige model.  | 90   |
| § 3. Tweede model (William Herschel).                                | 91   |
| § 4. Model van Kapteyn.  | 91   |
| § 5. De interstellaire extinctie. (De interstellaire rook.)          | 96   |
| § 6. Het interstellaire gas.   | 98   |
| § 7. Het melkwegstelsel als geheel.                                  | 99   |
| § 8. Rotatie van de melkweg.   | 100  |
| § 9. De twee sterbevolkingen.  | 105  |
| § 10. Radiostraling van de melkweg.                                  | 106  |

|   | Pag.    |
|---|---------|
| <i>Hoofdstuk V. De extragalactische nevels.</i>                               | 107     |
| § 1. Algemene inleiding.  | 107     |
| § 2. Vormen van extragalactische sterstelsels.                                | 107     |
| § 3. Enkele stelsels afzonderlijk behandeld.                                  | 108     |
| § 4. Verdeling van de extragalactische stelsels in de ruimte.                 | 110     |
| § 5. Afstandsbepaling van extragalactische sterstelsels.                      | 112     |
| § 6. Roodverschuiving in de spectraallijnen van de extragalactische stelsels. | 113     |
| <br><i>Hoofdstuk VI. Het inwendige der sterren.</i>                           | <br>115 |
| § 1. Inleiding.   | 115     |
| § 2. Bouwplan van een ster.   | 116     |
| § 3. De primaire emissie.   | 119     |
| § 4. Het ontstaan der elementen.  | 125     |
| § 5. Ouderdomsbepaling van verschillende sterren.                             | 126     |
| § 6. Nabeschouwing.   | 129     |
| <br><i>Litteratuuropgave.</i>   | <br>130 |
| <i>Inhoud.</i>  | 131     |