



Optische bepaling van de mengverhouding van isotopen

<https://hdl.handle.net/1874/323757>

A. qu. 192, 1937.

OPTISCHE BEPALING VAN
DE MENGVERHOUDING
VAN ISOTOPEN

J. A. VREESWIJK Jr.

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT,

ss.
cht

7

OPTISCHE BEPALING VAN DE MENGVERHOUDING
VAN ISOTOPEN

Diss. Utrecht 1937

OPTISCHE BEPALING VAN DE MENGVERHOUDING VAN ISOTOPEN

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN
DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE
AAN DE RIJKS-UNIVERSITEIT TE UTRECHT,
OP GEZAG VAN DEN RECTOR MAGNIFICUS
DR. W. E. RINGER, HOOGLEERAAR IN DE
FACULTEIT DER GENEESKUNDE, VOLGENS
BESLUIT VAN DEN SENAAAT DER UNIVER-
SITEIT TEGEN DE BEDENKINGEN VAN DE
FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE
TE VERDEDIGEN OP DINSDAG 6 JULI 1937,
DES NAMIDDAGS TE 3 UUR

DOOR

JOHANNES ADRIANUS VREESWIJK Jr.

GEBOREN TE DORDRECHT

AMSTERDAM — 1937

N.V. NOORD-HOLLANDSCHE UITGEVERSMAATSCHAPPIJ

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

*Aan mijn Vader
en aan de nagedachtenis mijner Moeder.*

Aan het einde van mijn academische studie gekomen, is het mij een aangename taak, U, Hoogleraren van de faculteit der Wis- en Natuurkunde, mijn dank te betuigen voor het genoten onderwijs.

In het bijzonder geldt deze dank U, Hooggeleerde ORNSTEIN, Hooggeachte Promotor, voor Uw daadwerkelijke belangstelling in mijn werk en den krachtigen steun, dien ik in verschillende omstandigheden van U heb mogen ondervinden.

Ook past hier een woord van dank aan allen, die op eenigerlei wijze aan het tot stand komen van dit proefschrift hebben meegewerkt.

INHOUD

	BLZ.
INLEIDING	1
HOOFDSTUK I. Bepaling van de intensiteitsverdeeling door het echelon	4
§ 1. Experimenteel gedeelte	4
§ 2. Theoretisch gedeelte	5
§ 3. Bepaling der intensiteitskromme	10
HOOFDSTUK II. Neon	15
HOOFDSTUK III. Borium	19
HOOFDSTUK IV. Lithium	23
HOOFDSTUK V. Neon met kunstmatig gewijzigde mengver- houding	30
SUMMARY	33
LITTERATUUR.	35

INLEIDING.

Het postulaat van DALTON (1803), dat atomen van een element hetzelfde gewicht zouden hebben, was gedurende ruim een eeuw onbestreden en het werd terecht boven de hypothese van PROUT verkozen. Na de ontdekking van de radio-activiteit kwamen er echter nieuwe ideeën op. Het bleek o.a. dat er elementen bestonden, die, hoewel zij chemisch identiek zijn, in atoomgewicht verschillen. SODDY's hypothese der isotopen ondervond aanvankelijk sterken tegenstand en een bevredigend bewijs ervoor kon op radio-actief gebied alleen in het geval van lood worden gegeven. Dat het begrip der isotopie tot de elementen in het algemeen kon worden uitgebreid, bleek eerst uit de kanaalstralen-analyse van J. J. THOMSON (1913) en daarna ook uit metingen met de massaspectrograaf van ASTON en wel het eerst in het geval van neon (1919). Spoedig daarna werden isotopen van chloor en kwik aangetoond. ASTON stelde toen de wet der geheele getallen („whole number rule”) op en onderzocht in snel tempo vele tientallen elementen, die bijna alle uit meerdere isotopen bleken te zijn opgebouwd. Thans zijn vrijwel alle elementen door hem en anderen (van wie vooral BAINBRIDGE dient te worden genoemd) onderzocht. Met de steeds verfijnde apparaten worden af en toe nog nieuwe isotopen aangetoond.

In totaal zijn nu ruim 250 stabiele isotopen bekend. Elementen met oneven atoomnummer hebben als regel slechts 2 isotopen, terwijl dit aantal voor de even elementen sterk varieert en oploopt tot 11 bij tin. Een van de merkwaardigste resultaten is, dat voor bijna ieder natuurlijk getal, tot 210 toe, een stabiele isotoop met dit gewicht is gevonden, terwijl sommige ook in meerdere elementen voorkomen (isobaren)¹⁾.

Tengevolge van de bindingskrachten, die de protonen en neutronen van de kern samenhouden, moet er energieverlies, d.i. verlies van massa, optreden bij den bouw van de kern uit deze bouwstenen. Daarom zijn nauwkeurige bepalingen van de afwijkingen van de „wet der geheele getallen” van groot theoretisch belang. Deze massaverliezen („packing fractions”) zijn voor vele

isotopen bepaald en blijken, indien uitgezet tegen de atoomnummers, ongeveer op een hyperbool te liggen.

Belangrijk is verder het meten van de gewichten der isotopen. De waarde, verkregen voor het isotopgewicht van waterstof *) en de daarop volgende ontdekking van de zuurstofisotopen O^{17} en O^{18} , deed een zware waterstofisotop vermoeden. Deze werd inderdaad door UREY c.s. gevonden en deuterium (D) genoemd. Later toonden BLEAKNEY c.s. en ook TUVE c.s. nog een derde waterstofisotop (T) aan.

De mengverhouding der isotopen loopt voor de verschillende elementen zeer uiteen. Zoo is deze in waterstof $H^3 : H^2 : H^1 = 7 \cdot 10^{-10} : 1/5750 : 1$. Broom daarentegen is een mengsel van ongeveer gelijke deelen Br^{79} en Br^{81} . De kennis dezer verhouding stelt ons in staat het atoomgewicht nauwkeurig te berekenen. Dit geeft een waardevolle contrôle op de langs chemischen weg verkregen waarden.

De bepaling dezer mengverhouding is o.a. uitvoerbaar langs spectrografischen weg, zoowel uit het lijnen- als uit het bandenspectrum. Wij zullen ons in dit proefschrift met de bepaling uit het atoomspectrum bezighouden.

De isotopen van een element vertoonen een onderscheid in 1^0 de kernmassa, 2^0 de kernspin, 3^0 het veld van de kern. Bij de kanaalstralenanalyse komt alleen het eerste punt in aanmerking, spectroscopisch echter alle drie. Reeds voor vele elementen is het gelukt een onderscheid in spectrum der isotopen vast te stellen. Het verschil in massa geeft aanleiding tot een verschuiving der spectraallijnen. Daarnaast blijken vele spectraallijnen bij voldoende oplossend vermogen weer uit componenten te bestaan. Deze z.g. hyperfijnstructuur (hfs) in een lijn wordt verklaard uit het mechanische en magnetische moment van de kern, waardoor een meervoudige begin- of (en) eindtoestand van het atoom kan optreden. In het algemeen zullen deze twee effecten tegelijk optreden (wat men dan soms ten onrechte ook hfs noemt), maar vaak wordt ook slechts één van beide geobserveerd. Vertoont een element geen hfs , dan kan dit zoowel worden veroorzaakt doordat de kernspin I nul is als doordat het magnetische moment μ zeer klein is. Bovendien zal de hfs voor verschillende isotopen van een element

*) Massa, betrokken op $O^{16} = 16$.

verschillend zijn. Voor even isotopen blijkt $I=0$ (of 1) te zijn en voor oneven $n + \frac{1}{2}$, $n=0, 1, 2, 3, \dots$

Voor een theoretische verklaring van de grootte der waargenomen verschuivingen is de verandering in de RYDBERG-constante als functie van de massa niet voldoende. Alleen bij waterstof heeft UREY er de plaats der H^2 -Balmerlijnen mee kunnen voorspellen²⁾). Ook in enkele andere gevallen heeft men de verschuivingen kunnen uitrekenen³⁾), maar een algemeene wet is hiervoor nog niet aangegeven.

Het doel van ons onderzoek was, de mengverhouding voor eenige elementen te bepalen uit het atoomspectrum en wel door de intensiteitsverhoudingen der verschoven spectra te meten. Daar de verplaatsingen in het algemeen echter slechts enkele honderdsten Angström bedragen, is men daarbij aangewezen op spectraalapparaten met groot oplossend vermogen. Een enkel maal kon worden volstaan met de 3e orde van het groote Utrechtsche rooster, maar in hoofdzaak werd gewerkt met een echelon van HILGER. Voor een uitvoerige beschrijving dezer apparaten en hun opstelling moge verwezen worden naar de dissertaties van W. CH. VAN GEEL (1928) respectievelijk J. L. SNOEK Jr. (1929).

Bovendien is men aangewezen op lichtbronnen, die zoo smal en onvervormd mogelijke spectraallijnen leveren. Daarvoor werd o.a. gebruik gemaakt van een z.g. Schülerbuis, waarin het mogelijk is metalen reeds bij lage temperatuur voldoende te verdampen en tot lichten te brengen.

De intensiteitsmetingen werden uitgevoerd volgens de bekende Utrechtsche fotografisch-fotometrische methode met behulp van de geijkte standaardlamp (zie: Objektive Spektralphotometrie, door ORNSTEIN, MOLL en BURGER).

Onderzocht werden de elementen neon, borium en lithium. Voor de studie van het laatste element was een uitbreiding van de theorie van het echelon noodzakelijk.

Nadere bijzonderheden omtrent zwartingsmerken, plaatsoort e.d. vindt men bij de behandeling der verschillende elementen genoemd. Het Eberhard-effect, dat wij constateerden, werd onderdrukt door bij lagere temperatuur te ontwikkelen en daarbij de ontwikkelaar onafgebroken in beweging te houden. Als vaste ontwikkeltijd werd genomen 6 minuten bij 18° C, terwijl als standaard-ontwikkelaar Rodinal 1 op 20 werd gebruikt.

HOOFDSTUK I.

Bepaling van de intensiteitsverdeeling door het echelon.

§ 1. EXPERIMENTEEL GEDEELTE.

Voor intensiteitsmetingen aan *hfs*- of isotopiecomponenten van een spectraallijn verdient het echelon de voorkeur boven het étalon, soms zelfs wanneer dit laatste toestel het, wat het oplossend vermogen betreft, wint. Dit feit hangt er mede samen, dat de voor het étalon karakteristieke monochromatische verdeeling een storenden continuen ondergrond veroorzaakt, die de resultaten der metingen onzekerder maakt, naarmate de intensiteitsverhouding der te meten componenten grooter is. Het echelon heeft daartegenover het nadeel, dat de intensiteit sterk van den buigingshoek afhangt, hetgeen het uitwerken der fotogrammen zeer omslachtig maakt. Deze eigenschap kan echter zeer goed worden benut, wanneer componenten van zeer uiteenlopende intensiteit moeten worden vergeleken; de sterke component wordt dan ten opzichte van de zwakkere verzwakt door de lijn op geschikte wijze in het gebied van sterk intensiteitsverval te fotografeeren. Om het echelon op deze wijze te kunnen toepassen moet men zeer nauwkeurig weten, hoe de intensiteit in de beelden van den buigingshoek φ afhangt. Theoretisch wordt de intensiteit gegeven door de functie:

$$I = \frac{\sin^2 \frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}}{\left(\frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}\right)^2} \dots \dots \dots (1)$$

die verder als intensiteitskromme (*I.K.*) van het echelon zal worden aangeduid. Hierin is σ de breedte van een trede. BURGER en VAN CITTERT⁴⁾ hebben de formule (1) voor het in Utrecht aanwezige echelon van HILGER van 20 trappen experimenteel getoetst met componenten der groene kwiklijn. De halfwaarde-breedte der bepaalde *I.K.* bleek ongeveer 20 % grooter te zijn dan theoretisch te verwachten was. De hierdoor gegeven verschillen in de ordinaat

zijn voor grootere buigingshoeken aanzienlijk. Daar deze afwijkingen theoretisch niet zonder meer te begrijpen zijn, is het, mede in verband met metingen aan de resonantielijnen van lithium *), noodzakelijk de *I. K.* van het echelon opnieuw te bepalen.

Als lichtbron diende hierbij een met gelijkstroom bedreven, zeer constant brandende zinklamp (Philips). Voor het overige kwamen methode en apparatuur overeen met die, welke door BURGER en VAN CITTERT toegepast werden. Het echelon stond in een evenwijdigen lichtbundel tusschen collimator- en kijkerlens. Met behulp van een Hilgerspectrometer, waaruit het oculair was verwijderd, werd de roode Zn -lijn $\lambda = 6362.4 \text{ \AA}$ op de spleet van de collimator scherp afgebeeld; aan het eind van den kijker bevond zich de camera. De bepaling der *I. K.* geschiedde punt voor punt door een serie opnamen, tusschen welke het echelon steeds een bepaalden hoek werd gedraaid. Hierbij gingen meerdere ordes der lijn door het totale hoekinterval der *I. K.* Hun ligging in de *I. K.* werd vastgelegd door op iedere opname na uittillen van het echelon het directe beeld, dat de plaats van den top der *I. K.* aangeeft, te fotografeeren. De fotografieën werden opgenomen op Ilford Special Rapid Panchromatic platen en in 7-voudige vergrooiting gefotometreerd en vervolgens uitgemeten. De belichtingstijd bedroeg 3 minuten. De zwartingsmerken werden op dezelfde plaat en met denzelfden belichtingstijd opgenomen, door stroomsterktevariatie van een geijkte bandlamp gecombineerd met een geijkten trapverzwakker. Het licht van den band viel via een wit vlak en een lens divergent op de spleet van een Fuess-glasspectrograaf. Tegen deze lens was de verzwakker aangebracht, die met een tweede lens, die door den lichtbundel werd overvuld, op de spleet werd afgebeeld.

§ 2. THEORETISCH GEDEELTE.

Reeds BURGER en VAN CITTERT vermoedden, dat de oorzaak der discrepantie tusschen theoretische en experimenteele kromme moet worden gezocht in het draaien van het echelon tijdens de opname. Zooals in het volgende wordt aangetoond, was inderdaad het aanbrengen van correcties voor de draaiïng noodig; deze correcties zijn

*) Zie Hoofdstuk IV.

echter niet zoo groot, dat alleen daaruit de afwijkingen, zooals ze door BURGER en VAN CITTERT zijn gevonden, zijn te verklaren.

Over den invloed der draaiïng van het echelon op de *I. K.* vindt men reeds opmerkingen bij STANSFIELD ⁵⁾. Nauwkeuriger is deze door VAN GEEL ⁶⁾ onderzocht. In de door dezen afgeleide formules

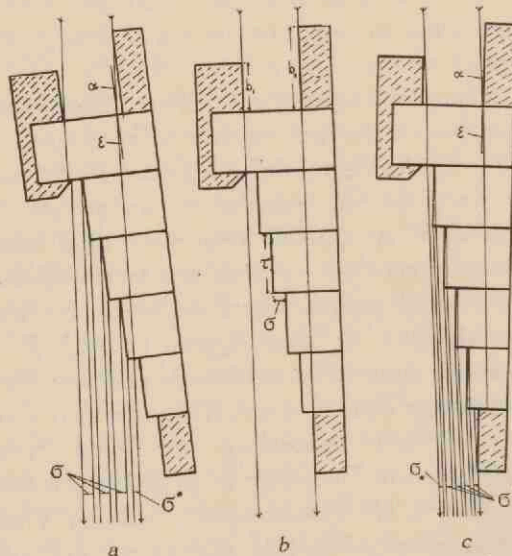


Fig. 1. Stralengang bij verschillende standen van het echelon.

wordt echter de invloed der vassing en de daardoor veroorzaakte afscherming van het echelon niet in rekening gebracht. Daar hierdoor wezenlijke veranderingen in de formules komen, hebben we deze opnieuw moeten afleiden. Aan de hand van de schematische figuren 1a, b en c voor een echelon van 5 treden zal een en ander duidelijk worden gemaakt. Daar alle voorkomende hoeken zeer klein zijn, is het voldoende de berekeningen in eerste benadering uit te voeren; bovendien kan meestal de buigingshoek φ tegenover den draaiïngshoek α worden verwaarloosd. Is k het aantal treden, σ hun breedte, τ hun hoogte, dan ontstaat bij loodrechten inval van het licht (fig. 1b) het buigingsbeeld van de collimatorspleet door het samenwerken der k buigende spleten van breedte σ en gangverschil:

$$\frac{g}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} (n\tau - \tau \cos \varphi + \sigma \sin \varphi) \dots \dots \dots (2)$$

waarin nog n de brekingsindex van het glas is en vertoont een intensiteitsverdeling

$$J = \frac{\sin^2 \frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}}{\left(\frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}\right)^2} \cdot \frac{\sin^2 \frac{k \pi g}{\lambda}}{\sin^2 \frac{\pi g}{\lambda}} \cdot \dots \dots \dots (3)$$

De eerste factor van (3) geeft de *I. K.*, de tweede de monochromatische verdeling in een lijn. Men verkrijgt voor de *I. K.* als meetkundige plaats der maxima van den *tweeden* factor, door variatie van φ :

$$I = \frac{\sin^2 \frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}}{\left(\frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}\right)^2} \cdot k^2 \cdot \dots \dots \dots (4)$$

Dat experimenteel slechts de maxima der totale functie kunnen worden bepaald, beteekent weliswaar een systematische, doch een zeer kleine fout, die kan worden verwaarloosd.

De invloed der draaiïng is wezenlijk verschillend voor positieve en negatieve waarden van den draaiïngshoek α (figuren 1a resp. 1c). In het geval van *positieve draaiïng* treedt bij gelijktijdige verandering van het gangverschil een achtereenvolgende afscherming van treden door de zijde b_2 op, terwijl de breedte der treden slechts van de tweede orde met α^2 verandert, wat hier kan worden verwaarloosd. Het buigingsbeeld ontstaat dus door samenwerking van k' treden van breedte σ , waarbij $k' < k$ is, met één trede van geringere breedte $\sigma^* = \varrho^* \cdot \sigma$, waarbij $\sigma \leq \varrho^* \leq 1$.

Het verband tusschen den draaiïngshoek α , het aantal k' der nog geheel vrije treden en het vrije deel ϱ^* der slechts gedeeltelijk afgeschermdede trede kan gemakkelijk uit de geometrische verhoudingen in fig. 1a worden gevonden. Is ε de hoek van breking binnen in het echelon, dan geldt:

$$k\sigma = k'\sigma + \sigma^* + \tau(k'+1)tg\varepsilon + b_2tg\alpha$$

of in eerste benadering:

$$\alpha = \frac{n\sigma}{\tau} \cdot \frac{k - k' - \varrho^*}{k' + 1 + \frac{b_2 n}{\tau}} \dots \dots \dots (5)$$

Voor iedere $k' = k-1, k-2, \dots$ verkrijgt men wegens de beperking $\sigma \leq \varrho^* \leq 1$ een bepaald gebiedje voor α . Deze gebiedjes sluiten niet aan elkaar. De intervallen daartusschen correspondeeren met die hoekstanden, waarbij geen toename van de afscherpende werking optreedt, aangezien daar de werking van den afscherpenden rand door de matte zijde van een trede wordt ondervangen.

De resulterende intensiteitsverdeling kan gemakkelijk worden berekend door k' buigende spleten van breedte σ met gangverschil

$$\frac{g_+}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} [\gamma - (\sigma + \tau \operatorname{tg} \varepsilon) (\sin \alpha - \sin (\alpha - \varphi))], \dots (6a)$$

$$\gamma = \frac{\tau}{\cos \varepsilon} [n - \cos (\alpha - \varphi - \varepsilon)]$$

en een spleet van breedte σ^* , die met de naburige spleet van breedte σ het gangverschil

$$\frac{g^*}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} \left[\gamma - \left(\frac{\sigma + \sigma^*}{2} + \tau \operatorname{tg} \varepsilon \right) (\sin \alpha - \sin (\alpha - \varphi)) \right] \dots (6b)$$

heeft, met elkaar te laten interfereeren. Voor de intensiteit wordt nu verkregen de formule

$$J_+ = \left. \begin{aligned} & \frac{\sin^2 \frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}}{\left(\frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda} \right)^2} \left[\frac{\sin^2 \frac{k' \pi g_+}{\lambda}}{\sin^2 \frac{\pi g_+}{\lambda}} + \right. \\ & \left. + 2 \frac{\sin \frac{\pi \sigma^* \varphi}{\lambda}}{\sin \frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}} \cdot \frac{\sin \frac{k' \pi g_+}{\lambda}}{\sin \frac{\pi g_+}{\lambda}} \cos \left(\pi (k' - 1) \frac{g_+}{\lambda} + \frac{2\pi g^*}{\lambda} \right) + \frac{\sin^2 \frac{\pi \sigma^* \varphi}{\lambda}}{\sin^2 \frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}} \right] \end{aligned} \right\} \dots (7)$$

en voor de *I. K.* als meetkundige plaats der maxima van den tweeden factor, die in voldoende benadering aan de voorwaarde $g_+ = \kappa \lambda$ voldoen, waarin κ geheel,

$$I_+ = \frac{\sin^2 \frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}}{\left(\frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}\right)^2} \left[k'^2 + 2k' \frac{\sin \frac{\pi \sigma^* \varphi}{\lambda}}{\sin \frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}} \cdot \cos \frac{\pi \varphi}{\lambda} (\sigma - \sigma^*) + \frac{\sin^2 \frac{\pi \sigma^* \varphi}{\lambda}}{\sin^2 \frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}} \right]. \quad (8)$$

Doordat in (8) de tweede factor nog van den buigingshoek φ afhangt, ontstaat een geringe deformatie der *I. K.* door de draaiïng. Voor draaiïngshoeken, waarbij juist een geheel aantal treden afgeschermd wordt, verdwijnt deze deformatie weer. De intensiteit is dan echter met een factor k'^2/k^2 afgenomen.

In het geval van *negatieve draaiïng* heeft een afscherming der doorzichtige zijden σ door de als scherm werkende matte zijden τ plaats (fig. 1c), terwijl het aantal buigende spleten niet verandert. Bovendien wordt de eerste trede door den wand b_1 nog extra afgeschermd. Men heeft dus, evenals bij positieve draaiïng, te maken met een aantal spleten van gelijke breedte $\sigma' = \varrho' \sigma$ en een trede van geringere breedte $\sigma_* = \varrho_* \cdot \sigma$. Nu gelden de betrekkingen

$$\left. \begin{aligned} \sigma' &= \sigma + \tau \operatorname{tg} (\alpha - \varphi) + \tau \operatorname{tg} \varepsilon \\ \sigma_* &= \sigma + \tau \operatorname{tg} (\alpha - \varphi) + \tau \operatorname{tg} \varepsilon + b_1 \operatorname{tg} \alpha \end{aligned} \right\} \alpha, \varepsilon \cong 0. \quad \begin{matrix} (9a) \\ (9b) \end{matrix}$$

en in eerste benadering is

$$\alpha = - \frac{\sigma}{\tau} \frac{n}{n+1} (1 - \varrho'). \quad \dots \dots \dots (10a)$$

$$\varrho_* = \varrho' + \frac{b_1 \alpha}{\sigma}. \quad \dots \dots \dots (10b)$$

Voor de intensiteit krijgt men de uitdrukking

$$J_- = \frac{\sin^2 \frac{\pi \sigma' \varphi}{\lambda}}{\left(\frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}\right)^2} \left[\frac{\sin^2 \frac{(k-1) \pi g_-}{\lambda}}{\sin^2 \frac{\pi g_-}{\lambda}} + \right. \\ \left. + 2 \frac{\sin \frac{(k-1) \pi g_-}{\lambda}}{\sin \frac{\pi g_-}{\lambda}} \cdot \frac{\sin \frac{\pi \sigma_* \varphi}{\lambda}}{\sin \frac{\pi \sigma' \varphi}{\lambda}} \cos \left(\pi (k-2) \frac{g_-}{\lambda} + \frac{2\pi g_*}{\lambda} \right) + \frac{\sin^2 \frac{\pi \sigma_* \varphi}{\lambda}}{\sin^2 \frac{\pi \sigma' \varphi}{\lambda}} \right] \quad (11)$$

waaruit met $g_- = \kappa \lambda$ voor de *I. K.* volgt:

$$I_- = \frac{\sin^2 \frac{\pi \sigma' \varphi}{\lambda}}{\left(\frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}\right)^2} \left[(k-1)^2 + 2(k-1) \frac{\sin \frac{\pi \sigma_* \varphi}{\lambda}}{\sin \frac{\pi \sigma' \varphi}{\lambda}} \cos \frac{2\pi g_*}{\lambda} + \frac{\sin^2 \frac{\pi \sigma_* \varphi}{\lambda}}{\sin^2 \frac{\pi \sigma' \varphi}{\lambda}} \right] \quad (12)$$

Daarbij stelt g_-/λ het gangverschil voor tusschen twee op elkaar volgende spleten σ' en is gelijk aan g_+/λ (in 6a), wanneer voor α en ε negatieve waarden worden ingezet. Het gangverschil tusschen de spleet van breedte σ_* en de naburige spleet is gegeven door de uitdrukking:

$$g_*/\lambda = \frac{1}{\lambda} \left[\gamma - \left(\sigma + \tau \operatorname{tg} \varepsilon + \frac{b_1}{2} \operatorname{tg} \alpha \right) (\sin \alpha - \sin(\alpha - \varphi)) \right] \quad (13)$$

waarin $\alpha, \varepsilon \leq 0$.

§ 3. BEPALING DER INTENSITEITSKROMME.

Met de methode in § 1 aangegeven, werden niet direct de punten der *I. K.* zelf gevonden, maar al naar de draaiingsrichting punten der krommen I_+ resp. I_- .

Om de daarmee corresponderende punten der *I. K.* zelf te vinden, moeten correcties worden aangebracht, die uit de formules (8) resp. (12) in combinatie met (4) te berekenen zijn. In procenten uitgedrukt, worden deze correcties van de grootte:

$$\begin{aligned}
 C_+ &= \frac{100(I-I_+)}{I_+} = \left[\frac{k^2}{k'^2 + 2k' \frac{\sin \varrho^* \chi}{\sin \chi} \cos \chi (1 - \varrho^*) + \frac{\sin^2 \varrho^* \chi}{\sin^2 \chi}} - 1 \right] \cdot 100 \\
 C_- &= \frac{100(I-I_-)}{I_-} = \left[\frac{k^2}{\frac{\sin^2 \varrho' \chi}{\sin^2 \chi} \left[(k-1)^2 + 2(k-1) \frac{\sin \varrho_* \chi}{\sin \varrho' \chi} \cos \frac{b_1(1-\varrho')}{\tau(1+1/n)} + \frac{\sin^2 \varrho_* \chi}{\sin^2 \varrho' \chi} \right]} - 1 \right] \cdot 100 \\
 \chi &= \frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}
 \end{aligned} \tag{14}$$

Deze correcties C_+ en C_- zijn via ϱ^* resp. ϱ' en ϱ_* functies van den draaiingshoek en hangen tevens af van den buigingshoek φ . In de figuren 2 en 3 zijn deze correcties als functies van α voor verschillende waarden van χ weergegeven. De hoek α is in boogmaat weergegeven. Positieve waarden wijzen er op, dat door de draaiing een intensiteitsverlies is opgetreden en omgekeerd. Het intensiteitsverval heeft bij negatieve draaiing sneller plaats dan bij positieve;

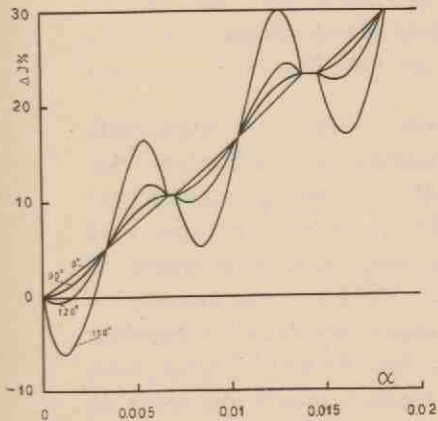


Fig. 2. Correctiekrommen C_+ voor positieve draaiingshoeken α en verschillende waarden van $\chi = \frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}$.

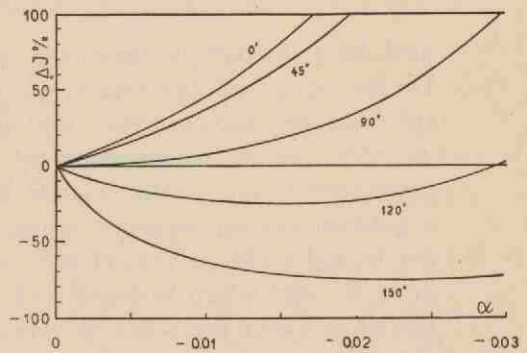


Fig. 3. Correctiekrommen C_- voor negatieve draaiingshoeken α en verschillende waarden van $\chi = \frac{\pi \sigma \varphi}{\lambda}$.

tegelijkertijd neemt de halfwaarde-breedte der $I. K.$ snel toe. Bij positieve draaiing is het intensiteitsverlies kleiner en treedt vorm-

verandering der *I. K.* practisch niet op. De periodieke structuur der krommen is een gevolg van de reeds eerder vermelde successievelijke afscherming van treden door de draaiïng.

In fig. 4a en b zijn voorbeelden van metingen voor het middelste

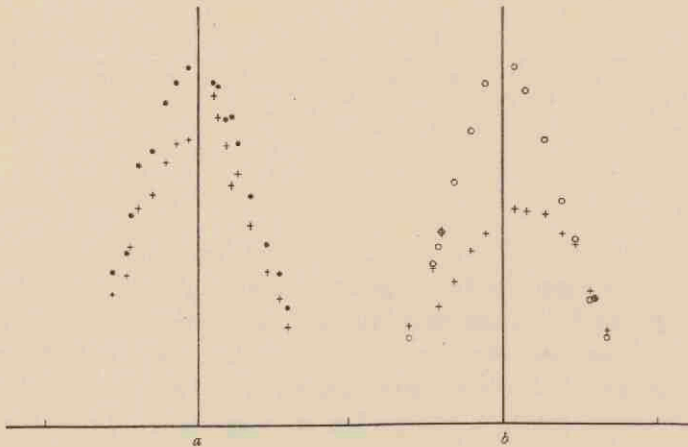


Fig. 4. Voorbeelden van metingen voor pos. resp. neg. draaiïngen.

- + : niet-gecorrigeerde meetpunten.
- : meetpunten, gecorrigeerd voor pos. draaiïngen.
- o : meetpunten, gecorrigeerd voor neg. draaiïngen.

deel der *I. K.* met positieve resp. negatieve draaiïng weergegeven. De kruisjes geven de ongecorrigeerde meetpunten, de punten, resp. cirkeltjes, de voor positieve, resp. negatieve, draaiïng gecorrigeerde waarden aan. In tegenstelling tot de ongecorrigeerde vormen de gecorrigeerde meetpunten gladde krommen, die voor positieve en negatieve draaiïng overeenstemmen. Men ziet hierin een bevestiging der formules (14). Evenwel kan men opmerken, dat deze bepaling der *I. K.* slechts een half-empirische is, daar de daarbij toegepaste, niet altijd kleine correcties op overwegingen berusten, die reeds de geldigheid der theoretische *I. K.* vooronderstellen. Het meetmateriaal, dat op deze wijze in fig. 5 is samengebracht, wordt echter door deze methode tot een dusdanig eenduidig geheel vereenigd en de overeenstemming tusschen de resultaten voor negatieve en positieve draaiïng is zoo goed, dat de methode tenminste a posteriori gerechtvaardigd schijnt te zijn.

De *I. K.*, zooals deze uit de metingen wordt gevonden, is tezamen

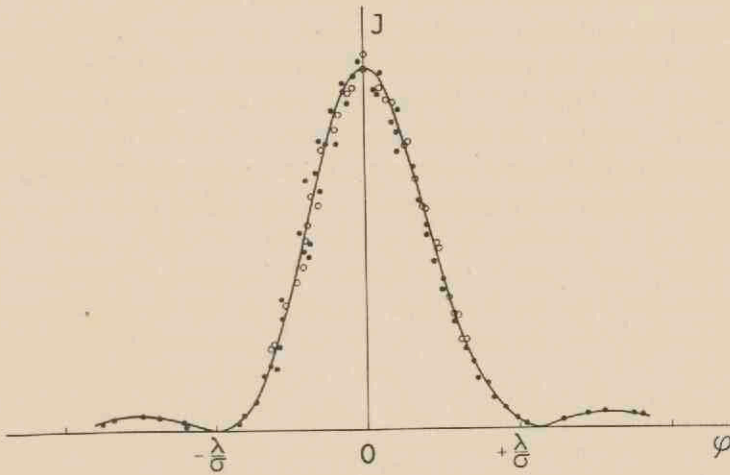


Fig. 5. Resultaat der metingen.

- verkregen uit pos. draaiingen.
- verkregen uit neg. draaiingen.

met de theoretische *I. K.* (1) in fig. 6 weergegeven. Slechts voor groote buigingshoeken zijn er nog afwijkingen van beteekenis. Ze liggen op de grens der meetnauwkeurigheid en veroorzaken een

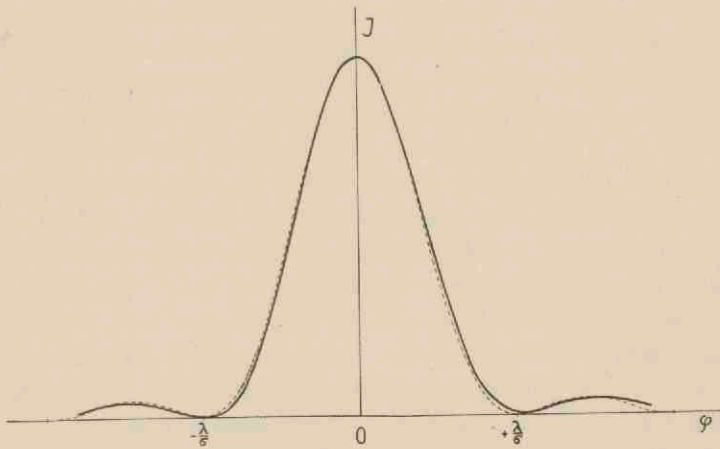


Fig. 6. Intensiteitsverdeling door het echelon
 ————— exp. - - - - - theor.

lichte asymmetrie der kromme. De hoogte der secundaire maxima klopt met wat theoretisch kan worden verwacht.

Samenvattend kan worden gezegd, dat voor niet te groote buigingshoeken bij intensiteitsmetingen met het echelon de theoretische *I. K.* (formule 1) kan worden gebruikt, *zoolang het echelon niet wordt gedraaid*. Bij draaiing — vooral in den hier met „negatief” aangegeven draaiingszin — moeten de correcties voor draaiing (14) in aanmerking worden genomen.

HOOFDSTUK II.

Neon.

Dit gas is in hoofdzaak een mengsel van de isotopen Ne^{20} en Ne^{22} , terwijl Ne^{21} voor minder dan 0.3 % aanwezig is ⁷⁾. Daar de gefotografeerde spectraallijn-structuren slechts een zoodanige zwarting hebben, dat de bijdrage van Ne^{21} tot deze zwarting verwaarloosd mag worden, komt het hier neer op het bepalen van de mengverhouding van Ne^{20} en Ne^{22} .

Als lichtbron werd een glazen buis, bestaande uit 2 ballons, die door een capillair van 4 cm lengte en ongeveer 1 mm inwendigen diameter waren verbonden, gebruikt. De eene bol bevatte de anode, de andere een gloeikathode. De buis werd aanvankelijk aangesloten op wisselspanning van 50 perioden 220 Volt met voorschakeling van een transformator 1 : 20. Om echter een eventueel intermitterentie-effect op de fotografische plaat te vermijden, werd later gewerkt met 1500 Volt gelijkspanning bij een stroomsterkte van ongeveer 5 mA. De buis was gevuld met atmosferisch neon van een druk van 2.1 mm Hg.

Als spectraal-apparaten werd een monochromator, gecombineerd met de echelon-apparatuur, gebruikt. De buis werd met het capillaire deel op ongeveer 1 cm voor de spleet van den monochromator geplaatst en het beeld van deze breed genomen spleet op de spleet van den collimator van de echelon-opstelling afgebeeld.

Zooals elders reeds werd vermeld ⁸⁾ en ook hier weer blijkt, is het echelon zeer gevoelig voor verandering van de temperatuur. De temperatuur van het echelon moet dus binnen $0.1^\circ C$ constant worden gehouden, om zeker te zijn, dat scherpe lijnen op de plaat worden verkregen. Het was daarom noodig, de kamertemperatuur binnen enkele tienden graden constant te houden. Reeds uren vóór een opname werd de kamer op temperatuur gebracht, opdat het echelon, dat een vrij groote waterwaarde heeft, zich zou hebben aangepast.

Gemeten werden de Ne-lijnen λ 5852 Å ($3s^3P_2 - 3p^3D_3$) en λ 6402 Å ($3s^3P_1 - 3p^3P_0$), waarvan de tweede een overgang naar

een metastabiël niveau aangeeft. Het oplossend vermogen van het echelon bedraagt bij deze golflengten ongeveer 200.000. De lijnen vertoonden een duidelijke asymmetrie, hetgeen een gevolg is van slechts ten deele opgeloste structuurbeelden. Het echelon werd nu steeds zoo ingesteld, dat de te beschouwen Ne -lijn in het midden (dit is tevens de plaats van het directe beeld van de spleet zonder echelon) der intensiteitsverdeeling viel, zooals die door het echelon wordt gegeven. Correcties voor het verlopen der intensiteit in den top konden dan voor de ten opzichte van de verdeling smalle Ne -lijnen achterwege blijven.

Bij de opnamen werden meerdere expositietijden gekozen om eenerzijds de halfwaarde-breedte der Ne^{20} -lijn te kunnen bepalen en aan den anderen kant de Ne^{22} -lijn voldoende sterk te krijgen.

Wat betreft de keuze van de plaatsoort moest een compromis worden gesloten tusschen de snelheid (wegens de temperatuurafhankelijkheid van het echelon!) en de grootte van de plaatkorrel, daar het hier gaat om het ontleden van structuurbeelden en men dus de contouren zoo nauwkeurig mogelijk moet kunnen volgen. Tenslotte werd het best bevonden de Panchromatic Process plaat van ILFORD.

Na ontwikkelen en fotometreeren van de opnamen werden de fotometerkrommen vergroot op millimeterpapier overgebracht en de zwartingscontouren op intensiteit omgewerkt. De zoo verkregen lijnstructuren moesten nu worden geanalyseerd. Daarbij werd ondersteld, dat de samenstellende lijnen symmetrisch zijn en denzelfden vorm hebben. Daar de top van de sterke

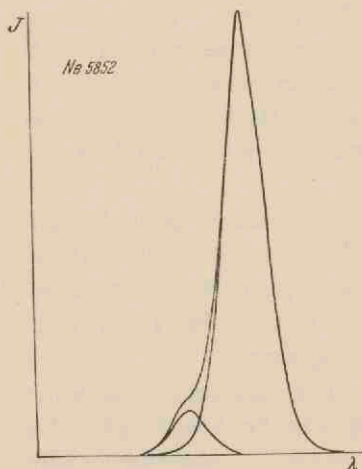


Fig. 7. Voorbeeld van een analyse bij neon.

component ongeveer vrij lag van den ernaar toegekeerden vleugel van de zwakke component, kon de sterke door spiegeling worden vrijgemaakt. Door deze vervolgens van de totale contour af te trekken, werd de andere component gevonden. De as van spiegeling

moest soms een paar maal iets worden verschoven, voordat er twee lijnen van denzelfden vorm werden verkregen.

De eisch, dat de vorm der lijnen gelijk is, moet n.l. gesteld worden voor lijnvormen, die door het apparaat of door het Doppler-effect worden bepaald. Zoo werden tenslotte de waarden gevonden, zooals deze in tabel I zijn weergegeven.

TABEL I.

Mengverhouding	Ne^{20}/Ne^{22}
$Ne \lambda$ 5852	9.8
5852	9.7
5852	10.0
5852	9.6
$Ne \lambda$ 6402	9.9
6402	9.8
6402	10.2
Gemiddeld	9.9 ± 0.2

Met deze verhouding der *Ne*-isotopen correspondeert een atoomgewicht van 20.183 ± 0.006 , aangenomen, dat $Ne^{20} = 19.9967$ en $Ne^{22} = 21.9947$ ⁹⁾.

Tenslotte werden nog de verschuivingen berekend, door bepaling van de lineaire dispersie voor den stand, waarin het echelon was gebruikt. Gevonden werden de afstanden:

$Ne \lambda$ 5852	0.038 Å of 0.111 cm ⁻¹
$Ne \lambda$ 6402	0.029 Å of 0.071 cm ⁻¹

VERGELIJKING MET RESULTATEN VAN ANDERE ONDERZOEKERS.

TABEL II.

Methode	Mengverhouding Ne^{20}/Ne^{22}	Atoomgew.
Massa-spectrograaf ¹⁰⁾	10.0	20.178
" " ⁷⁾	{ 12.2	20.148
" " ¹¹⁾	{ 10.9	20.165
" " ¹¹⁾	9.25 ± 0.08	20.192
Optisch (atoomspectrum)	9.9 ± 0.2	20.183
Chemisch (internationaal) ^{12, 13)}		20.182

Ook door NAGAOKA en MISHIMA ¹⁴⁾ evenals door THOMAS en EVANS ¹⁵⁾ werden isotopie-verschuivingen bij neon gemeten. De door hen gevonden waarden zijn van dezelfde orde van grootte als de onze:

	NAGAOKA en MISHIMA	THOMAS en EVANS
Ne λ 5852	0.0279 Å	0.0260 Å
Ne λ 6402	0.0217 Å	0.0239 Å

DISCUSSIE.

De overeenstemming tusschen de met den massaspectrograaf gevonden waarden en de langs optischen weg bepaalde is bevredigend te noemen, terwijl bovendien de daaruit berekende atoomgewichten de chemische waarde zeer nabij komen.

HOOFDSTUK III.

Borium.

Dit element bestaat uit de isotopen B^{11} en B^{10} . Het spectrum van borium valt in het ultraviolet. Daar andere lijnen te zwak zijn en te ver in het ultraviolette gebied liggen, moesten de metingen aan het resonantiedoublet bij $\lambda 2498 \text{ \AA}$ ($2^2P_{3/2, 1/2} - 2^2S_{1/2}$) worden uitgevoerd. Het was dus zaak, dit doublet zooveel mogelijk vrij van zelfabsorptie te verkrijgen. Daartoe werd als lichtbron een lichtboog, tusschen electroden van onzuivere kool, die een weinig borium bevatte, genomen. Deze lichtbron gaf het doublet bij een stroomsterkte van 2.5 Ampère nog geheel zonder zelfabsorptie, hetgeen uit de bepaling van de intensiteitsverhouding van het doublet bleek; deze stemde n.l. overeen met de theoretische waarde 1 : 2. Dit vooronderzoek werd verricht met behulp van een Hilger-kwartsspectrograaf type E 1. De benodigde zwartingsmerken werden, daar de kwartsbandlamp bij $\lambda 2500 \text{ \AA}$ geen voldoende emissie meer gaf, opgenomen met een constant brandende kwiklamp, die via een wit vlak en een kwartslens op de spleet van een lichtsterk Fuess-kwartsspectrograafje werd afgebeeld. De verschillende zwartingen werden verkregen met behulp van een aantal achtereenvolgens vlak voor de lens geplaatste draaiende sectoren van verschillende hoek. Zoo werden zwartingskrommen voor de naburige golflengten $\lambda 2483 \text{ \AA}$ en $\lambda 2535 \text{ \AA}$ opgenomen. Daar deze gelijke helling bleken te hebben, kon met één worden volstaan.

Vervolgens werd overgegaan tot het zoeken naar een eventueel isotopie-effect. Daar het echelon voor golflengten beneden $\lambda 3500 \text{ \AA}$ niet bruikbaar is wegens de absorptie door het glas, werd gebruik gemaakt van de groote roosteropstelling¹⁶⁾, die het Utrechtsche laboratorium bezit. Na scherpstelling met de kwiklamp werden eenige opnamen in de tweede orde gemaakt voor borium. Door de aanzienlijke breedte der boriumlijnen bleek het noodzakelijk over te gaan tot de derde orde, waar het oplossend vermogen ongeveer 250.000 bedraagt. Over de te meten lijnen viel hier echter de tweede

orde van den uitlooper van een sterken cyaanband. Aangezien het niet gelukte deze te elimineeren, moest tot een andere lichtbron worden overgegaan. Tenslotte werd een boog tusschen koperpolen met borax als verontreiniging genomen. Deze werd op 440 Volt geschakeld en bij 2.5 Ampère gebruikt. Met behulp van een kwartslens werd de boog op de spleet der roosteropstelling afgebeeld. Hierdoor was het mogelijk het licht der electroden en tegelijk de daar optredende oxydbanden af te scherpen. Wel trad er nog zwak een band op, maar de lijn $\lambda 2497.53 \text{ \AA}$ van het doublet werd hierdoor niet gestoord. Het achterwege blijven van merkbare zelf-absorptie werd weer als boven gecontroleerd aan de doublet-verhouding en wel in de eerste orde.

Teneinde het oplossend vermogen van het apparaat zoo effectief mogelijk te maken, werd de smalste spleet, die zonder veel intensiteitsverlies kon worden genomen, berekend¹⁷⁾ en de scherpstelling zeer nauwkeurig fotografisch uitgevoerd. Een expositietijd

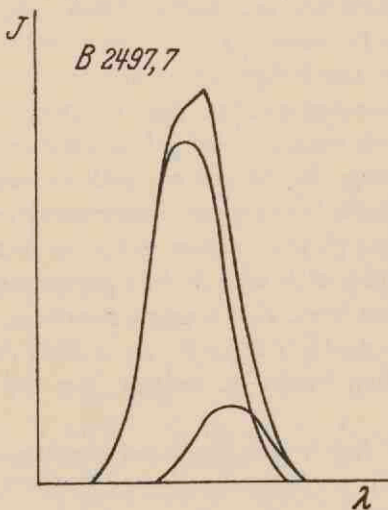


Fig. 8. Voorbeeld van een analyse bij borium.

van ongeveer $2\frac{1}{2}$ uur gaf een topzwarting der lijn van $\frac{1}{2}$; deze zwarting bleek met het oog op de uit te voeren analyse het gunstigst te zijn. Er werden meerdere opnamen met zooveel mogelijk denzelfden belichtingstijd gemaakt. Om dit te bereiken, werd de onrustig brandende boog door middel van een er onder geplaatste, met een schroef horizontaal beweegbare slee voortdurend op de spleet gehouden.

Bij het fotometreeren werden de spectra in beide richtingen doorgemeten. De lijnvorm bleek dan in beide gevallen dezelfde te zijn. Steeds werden beide lijnen van het doublet gefotometreerd (ofschoon die met de kortste golflengte gestoord was), teneinde later golflengte-metingen te kunnen doen. De vergrootte fotografien werden nauwkeurig op intensiteit omgewerkt. De lijnen

waren duidelijk complex en bleken na analyse aan de zijde van de grootere golflengten een component te bevatten. Voor het geval van neon werd reeds aangegeven, hoe deze analyse geschiedt, zoodat wij nu kunnen volstaan met de resultaten weer te geven. Voor de intensiteitsverhouding der componenten werden gevonden de waarden, zooals Tabel III die geeft, met een gemiddelde van $B_{11}/B_{10} = 4.42 \pm 0.03$.

TABEL III.

Mengverhouding	B_{11}/B_{10}
$B \lambda$ 2498	4.45
2498	4.47
2498	4.37
2498	4.40
2498	4.42
Gemiddeld	4.42 ± 0.03

Hiermee komt overeen een atoomgewicht van $10.827 \pm \pm 0.002$, waarbij voor de massa's genomen zijn $B_{10} = 10.0135$ en $B_{11} = 11.0110$ ¹⁸⁾.

De lijnen vertoonen een aanzienlijke breedte van ongeveer 0.1 Å. Dit is voornamelijk te wijten aan de botsingsdemping (hooge boogtemperatuur, druk van 1 atmosfeer) en de Dopplerverbreeding (laag atoomgewicht, hooge boogtemperatuur).

Met gebruikmaking van den bekenden doubletafstand van 0.955 Å werd de isotopie-verschuiving bepaald. Hiervoor werd gevonden

$$B \lambda 2497.53 \dots\dots\dots 0.054 \text{ \AA} \text{ of } 0.120 \text{ cm}^{-1}.$$

Hoewel hier dus de lijnbreedte ongeveer het dubbele is van den afstand der componenten, terwijl deze twee grootheden in het geval van neon van dezelfde orde van grootte waren, treedt bij borium toch een sterkere asymmetrie op, daar de intensiteiten der componenten minder uiteenloopen dan bij neon het geval was.

VERGELIJKING MET RESULTATEN VAN ANDERE ONDERZOEKERS.

TABEL IV.

Methode	Mengverhouding B_{11}/B_{10}	Atoomgew.	Herkomst
Massa-spectrograaf ¹⁹⁾	4.04	10.815	Europa
Optisch (BH-banden) ²⁰⁾	4.86 ± 0.15	10.841	Californië
Optisch (BO-banden) ²¹⁾	3.63 ± 0.02	10.794	Chili
Optisch (atoomspectrum)	4.42 ± 0.03	10.827	Europa
Chemisch (internation.) ¹³⁾		10.82	

DISCUSSIE.

De langs verschillende weg gevonden waarden voor de mengverhouding lopen zeer uiteen. Het is echter zeer goed mogelijk, dat de oorzaak hiervan in de laatste kolom van tabel IV gezocht moet worden. De samenstelling van borium blijkt n.l. nogal te varieeren met de plaats van herkomst. ASTON tracht dit te verklaren met de groote „separability” van borium. Deze grootheid wordt gedefinieerd als het quotiënt van isotoopmoment en gemiddeld atoomgewicht. Het isotoopmoment is een maat voor het gemak, waarmee het atoomgewicht kunstmatig kan worden gewijzigd, b.v. met de diffusiemethode. De „separability” is dus een maat voor de procentsgewijze verandering in atoomgewicht, die men met die methode kan verwachten. Daar deze grootheid voor borium maximaal is, is het niet te verwonderen, dat juist bij dit element de variaties in atoomgewicht zoo duidelijk aan den dag treden *).

*) Prof. ORNSTEIN merkte in dit verband op, dat het denkbaar is, dat de verschillen ontstaan zijn door kosmische straling, die in verschillende mate de beide isotopen gedesintegreerd heeft.

HOOFDSTUK IV.

Lithium.

De mengverhouding der lithium-isotopen Li^7 en Li^6 werd gemeten aan de resonantielijnen $\lambda 6708 \text{ \AA}$. Daar de structuur van deze lijn een schijnbaar triplet^{22, 23)} is, gelegen binnen 0.35 \AA , was het noodzakelijk deze lijnen zoo smal mogelijk te verkrijgen. Oorzaken van lijnverbreeding zijn o.a. de botsingsverbreeding en het DOPPLER-effect. Deze zijn te verminderen door den druk resp. de temperatuur te verlagen. Bij gassen geeft dit geen bijzondere moeilijkheden, maar hoe kan men metalen voldoende verdampen bij lage temperaturen en daar doen aanslaan?

Voor dit doel is een buistype, zooals dat het eerst door SCHÜLER²⁴⁾ is aangegeven, zeer geschikt. In dezen buisvorm wordt de glimontlading benut in een holle cilindrische kathode. Sluit men deze kathode bovendien aan een kant geheel af, terwijl aan de andere zijde slechts een kleine opening wordt gelaten, dan concentreert zich de ontlading bij geschikte drukken ($1/100 - 2 \text{ mm Hg}$) in deze opening, met geringe uitbreiding naar binnen en naar buiten en er is dan geen anodelicht. Een ander type lichtbron is uitgewerkt door ZEHDEN²⁵⁾.

Onze lichtbron nu bestond uit een ijzeren cylinder als kathode met nikkelen bodem; 1 cm hierboven bevond zich een nikkelen ring met een opening van 5 mm. Op dezen ring en juist passend in den cylinder stond een glazen cylinder, die ongeveer 12 cm boven de kathode uitstak. Daarbinnen was een concentrische nikkelen anode opgehangen. De glazen cylinder was van boven gesloten met een glazen venster, waarop een rechthoekig prisma was geplaatst, teneinde de buis verticaal te kunnen gebruiken. Om de kathode was nog een koelmantel aangebracht. Als drager der ontlading werd helium gebruikt van een druk van 2 mm Hg . In den dubbelen bodem bevond zich een weinig fijnverdeeld metalliek lithium. De aanslag had voornamelijk plaats in de ronde opening en vormde een lichtend

laagje van slechts enkele mm hoogte *): De buis werd later aan een gecombineerde kwikdampstraal- en diffusiepomp-installatie met olie-voorpomp aangesloten, daar ten eerste de buis nu en dan moest worden gereinigd en ten tweede dan de condities konden worden gevarieerd. Het helium werd eveneens uit een aangesloten ballon, voorzien van een aftapsluisje, verkregen. Het werd, alvorens in de buis te komen, ter reiniging over kool van vloeibare luchttemperatuur gevoerd. Een voortdurende circulatie van het helium bleek niet noodig te zijn. Pas na vele branduren begon het spectrum sporen van verontreinigingen te vertoonen, waarbij dan tegelijkertijd de emissie der lithiumlijnen sterk terugliep. De buis werd dan korten tijd bij hogere stroomsterkte zonder waterkoeling gebrand en in verbinding met het door vloeibare lucht omgeven vat met kool gesteld, totdat de verontreinigingen verdwenen en de lithium-emissie weer op peil was. De buis werd met gelijkspanning van 440 Volt onder voorschakeling van enkele duizenden Ohm bij een stroomsterkte van 100 mA bedreven. De zelfabsorptie was onder deze omstandigheden zeer gering en haar invloed op de resultaten der metingen kon, zooals verder zal blijken, worden geëlimineerd.

Als spectraalapparaat werd het echelon in de stigmatische opstelling gebruikt, terwijl met behulp van een monochromator met rechtziend prisma volgens DUBOIS de gewenschte golflengte werd voorgedraaid. De monochromator, waaruit de secundaire spleet was verwijderd, was zoo opgesteld, dat de primaire spleet scherp was afgebeeld op de spleet van de echelon-apparaat.

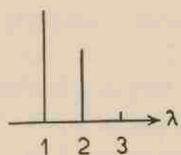


Fig. 9. Structuurbeeld van de Li-lijn 6708 Å.

Zooals reeds werd vermeld, bestaat de lijn λ 6708 Å uit 3 lijnen (zie fig. 9), waarvan de middelste een coïncidentie is van 2 van de vier componenten der samenstellende Li^7 - en Li^6 -doubletten ${}^2S_{1/2} - {}^2P_{3/2, 1/2}$ der grofstructuur.

De te verwachten hfs -splitsing der Li^7 -lijnen in nieuwe doubletten is blijkbaar te gering om zich te kunnen manifesteren. De structuur beslaat met een breedte van 0.75 cm^{-1} een belangrijk deel van het dispersiegebied van het echelon, dat 1.77 cm^{-1}

*) Voor een beschrijving van het mechanisme der ontlading zij verwezen naar de publicaties van SCHÜLER ²⁴).

bedraagt. Daar, zooals bekend, de intensiteit der waargenomen lijnen sterk van den buigingshoek afhangt, moest hiermee bij het uitwerken der platen nauwkeurig rekening worden gehouden. Daartoe werd de door het echelon veroorzaakte intensiteitsverdeeling nog eens opnieuw gemeten. Hierover handelt Hoofdstuk II. De in fig. 6 afgebeelde experimenteele kromme is een sterk verkleinde reproductie van de standaardkromme, waarmee nu verder de intensiteiten van de lijnen werden gecorrigeerd. Bij de meeste opnamen werden de sterke lijnen van het triplet ongeveer in dubbelordestand gebracht; de zwakke component bevond zich dan in de eene orde in de buurt van het intensiteitsmaximum, in de andere was ze niet meer meetbaar. Bovendien werd op iedere opname de plaats van dit maximum gemarkeerd door het directe spleetbeeld mede te fotografeeren (zie Hoofdstuk II); daarvoor werd, gelijk reeds werd gezegd, het echelon even uit de opstelling getild. Zoo was het mogelijk de buigingshoeken voor de verschillende lijnen te meten. In fig. 10 is een der opnamen weergegeven. Wegens het groote verschil in intensiteit tusschen de componenten bleek het noodzakelijk steeds twee opnamen van denzelfden belichtingstijd te maken, waarvan de eene door een van te voren geijkt gelatinefilter werd verzwakt. Voor dit doel werden met naphthol-groen gekleurde filters met een doorlating van 33.3 % en 30.0 % gebruikt. Teneinde eventueele tijdens deze opnamen optredende



Fig. 10. Echelon-opname van de Li-lijn 6708 Å.

intensiteitsschommelingen der lichtbron te kunnen constateeren en tevens in rekening te kunnen brengen, werd een klein deel van het uitgezonden licht met een vlak glazen plaatje uit de stralengang genomen en het spectrum der lichtbron tegelijk met de hoofdoopnamen met behulp van een glaspsectrograaf van FUESS gefotografeerd.

Deze nevenopname moest natuurlijk, ten einde een bruikbare zwarting te verkrijgen, aan de hoofdoopname worden aangepast, daar de expositietijd vast lag (n.l. gelijk aan dien der hoofdoopname). Deze controle-opname werd steeds tegelijk met de hoofdoopname ontwikkeld. Soms bleek de buis echter zoo gelijkmatig te hebben gebrand, dat deze correctie achterwege kon blijven.

De hier gebruikte plaatsoort was de Agfa-Superpan, die bij

6700 Å een zeer hoge gevoeligheid bezat. (Tegen het einde van de metingen bleek bij nieuwe zendingen het verval der gevoeligheid beneden de door ons gebruikte golflengte te liggen en wij konden slechts na veel moeite nog eenige dozen van de oude sensibilisatie machtig worden.) Aanvankelijk werd nog gewerkt met Ilford Special Rapid Panchromatic platen, maar ten eerste vertoonden deze een sterk verval der gevoeligheid bij λ 6700 Å en ten tweede waren de Agfa-Superpan in dit gebied ongeveer 50 maal gevoeliger. De belichtingstijd bedroeg ongeveer een half uur. De omzetting der zwartingen in intensiteiten geschiedde op de gebruikelijke wijze door middel van zwartingsmerken van denzelfden belichtingstijd, die direct op de plaat der hoofdoopname werden gedrukt. Met ontwikkelen werd steeds gewacht, totdat de structuuroptnamen en de merken gedurende een tijd van gelijke orde op de plaat aanwezig waren. De opnamen werden in groote overzetting gefotometreerd en de lijnvormen in haar geheel op intensiteit omgewerkt. Daarna werd het geheel gecorrigeerd voor de ligging in de intensiteitskromme van het echelon en tenslotte de lijnen met een planimeter uitgemeten. Deze meting leverde vooreerst de intensiteitsverhouding $i_1 : i_2 : i_3$ der drie lijnen van het triplet. We kunnen nu aannemen, dat de intensiteitsverhouding in de grofstructuurdoubletten voor beide isotopen weinig van de waarde 2 afwijkt. Deze verhouding is voor het eerste lid der hoofdserie van de elementen met 1 valentie-electron zoowel theoretisch berekend²⁶⁾ als experimenteel aangetoond en wel voor alle alkaliën, met uitzondering van *Li* en ook voor *Ag*²⁷⁾. Maken we dus het verschil $i_2 - 2i_3$ op, dan zal aan de betrekking $\frac{i_1}{i_2 - 2i_3} = 2$ binnen de meetfouten zijn voldaan. De mengverhouding *V* der isotopen zal dan uit de quotiënten $V = \frac{i_1}{2i_3} = \frac{i_2 - 2i_3}{i_3}$ bepaald, een gelijke waarde moeten opleveren.

Bij een aantal opnamen was dit inderdaad het geval. Dit levert tevens een criterium voor het niet meetbaar aanwezig zijn van zelfabsorptie in de resultaten (blz. 20). Treedt er zelfabsorptie op, dan zal de waarde van de verhouding $i_1 : (i_2 - 2i_3)$ kleiner dan 2 zijn en zal de mengverhouding *V* uit $i_1 : 2i_3$ berekend kleiner uitvallen dan uit $(i_2 - 2i_3) : i_3$. Bij eenige opnamen werd op deze wijze inderdaad

een invloed der zelfabsorptie gevonden en wel bij die opnamen, die vlak na een regeneratie van de ontladingsbuis waren gemaakt, hetgeen begrijpelijk is wegens de dan hooge Li concentratie. Ook uit de platen, die zelfabsorptie toonen, kon de ware waarde der mengverhouding worden bepaald en wel op grond van de volgende redeneering.

Is de zelfabsorptie gering, d.w.z. is in de volgende formule de factor $a < 0.25$, dan kan de intensiteit der geëmitteerde lijn

$$i \propto a(1-a)$$

worden gesteld, waarin a een grootheid is evenredig met het product $N \cdot f$ van het aantal deeltjes N in den ondersten toestand en de f -waarde der uitgezonden spectraallijn^{28, 29}). Dit geldt onafhankelijk van het feit, of de lijnvorm door Doppler- of door dispersieverdeeling wordt bepaald.

Het verschil in Dopplerbreedte tusschen de Li^7 - en Li^6 -lijnen werd verwaarloosd, daar de lijnvorm voor alle drie lijnen gelijk genomen mag worden. Voor de drie componenten van het triplet kan nu worden gezet:

$$\begin{aligned} i_1 &\propto a(1-a) \\ i_2 &\propto \left(\frac{a}{2} + b\right) \left[1 - \left(\frac{a}{2} + b\right)\right] \\ i_3 &\propto \frac{b}{2} \left(1 - \frac{b}{2}\right) \end{aligned}$$

waarbij de mengverhouding der isotopen door $V = a/b$ werd bepaald. Het oplossen der vergelijkingen geschiedde langs grafischen weg, doordat in kromme $y = x(1-x)$ de drie ordinaten y_1, y_2, y_3 , die evenredig zijn met de gemeten intensiteiten i_1, i_2, i_3 , zóó werden gekozen, dat de corresponderende abcissen aan de betrekking $x_2 = x_1/2 + 2x_3$ voldeden. Nu zijn x_1, x_2, x_3 de op oneindig dunne laag gereduceerde intensiteiten der drie componenten.

De mengverhouding der isotopen wordt op dezelfde manier bepaald uit de verhoudingen:

$$V = \frac{x_1}{2x_3} = \frac{x_2 - 2x_3}{x_3}$$

In Tabel V zijn de eindwaarden van een 7-tal metingen samengevoegd. De met een sterretje aangegeven waarden zijn voor zelf-absorptie gecorrigeerd; bij de overige opnamen trad practisch geen zelfabsorptie op.

TABEL V.

Plaat no.	Mengverhouding Li^7/Li^6
109	8.0
114	6.9
117	8.7
119	8.1*
122	7.9
123	8.5*
125	8.5*
Gemiddeld	8.1 ± 0.4

Neemt men voor de massa's der isotopen de waarden $Li^7 = 7.0146$ en $Li^6 = 6.0145^{30)}$, dan volgt daaruit voor het atoomgewicht 6.904 ± 0.005 .

De afstanden der 3 componenten werden bepaald met behulp van de lineaire dispersie, die bleek te zijn 0.356 \AA/mm . Er werd gevonden (zie fig. 9)

- 1 — 2 0.161 \AA of 0.358 cm^{-1}
 2 — 3 0.175 \AA of 0.389 cm^{-1}

VERGELIJKING MET RESULTATEN VAN ANDERE ONDERZOEKERS.

TABEL VI.

Methode	Mengverhouding Li^7/Li^6	Atoomgewicht
Massa-spectrograaf ³¹⁾	11.28 ± 0.07	6.933
" " ³²⁾	8.4	6.908
" " ³³⁾	11	6.928
" " ³⁴⁾	11.60 ± 0.06	6.935
Optisch (Li_2 -banden) ³⁵⁾	7.2	6.893
Optisch (LiH -banden) ³⁶⁾	8.0	6.903
Optisch ($Li II, \lambda 5485 \text{ \AA}$) ³⁷⁾	10.5	6.928
Optisch ($Li I, \lambda 6708 \text{ \AA}$)	8.1 ± 0.4	6.904
Chemisch (internation.) ¹³⁾		6.940

Isotopie-verschuivingen werden nog gemeten door HUGHES²³⁾ en door D'EUSTACHIO³⁸⁾. Deze vonden resp. de waarden:

$Li\ 6708\ \text{\AA}$	0.345 cm^{-1} ,
$Li\ 6708\ \text{\AA}$	0.330 cm^{-1} .

DISCUSSIE.

Uit tabel VI blijkt, dat er een duidelijke discrepantie bestaat tusschen de met den massa-spectrograaf verkregen en de optisch gemeten waarden. De eerste loopen bovendien onderling sterk uiteen. BREWER³⁹⁾ past op de waarde $Li^7/Li^6 = 11.60$ nog een correctie toe voor een invloed van de ionenbron en komt dan tot een mengverhouding 12.52. BREWER toont n.l. aan, dat bij lithium de mate van diffusie naar het oppervlak van het geïmpregneerde platina voor beide isotopen verschillend is. Daar de verhouding van Li^7 - tot Li^6 -atomen, die het oppervlak als ionen verlaten, evenredig is met de concentraties aan het oppervlak, zal dus de verhouding van de gemeten Li^7 - en Li^6 -ionenstromen gecorrigeerd moeten worden. Ook uit een publicatie van NEMENOV⁴⁰⁾ blijkt, dat de mengverhouding Li^7/Li^6 sterk afhangt van de verhitting van de ionenbron. Zoo geeft hij de waarden 10.5 en 7.7 respectievelijk bij 6.2 en 6.0 Amp. De laatste waarde zal na correctie (volgens BREWER) tot 8.3 de natuurlijke mengverhouding het meest benaderen, en komt heel goed met de optische uitkomsten overeen.

Was aanvankelijk de interpretatie der door positieve stralen op de fotografische plaat verkregen zwartingen niet zeer overtuigend, den laatsten tijd heeft men uitvoerig het verband tusschen de energie der ionen en de door deze teweeggebrachte zwarting op de plaat onderzocht^{40, 41)}.

Wat betreft de optische waarden, heeft VAN WIJK⁴²⁾ er op gewezen, dat de door SCHÜLER gegeven waarde 10.5 waarschijnlijk tengevolge van te geringe oplossing van het gebruikte étalon te hoog is. De door VAN WIJK uit metingen aan Li_2 -banden verkregen waarde 7.2 valt wat te klein uit, daar het over elkaar vallen van lijnen systematische afwijkingen in dezen zin gaf.

Omtrent de juistheid van het chemische atoomgewicht moet worden opgemerkt, dat dit laatste reeds bij geringe verontreiniging van het gebruikte lithium merkbaar te hoog kan uitvallen.

HOOFDSTUK V.

Neon met kunstmatig gewijzigde mengverhouding.

INLEIDING.

Het is op verschillende wijze mogelijk gebleken, de mengverhouding der isotopen van een element te wijzigen. Bij neon, waterstof en zuurstof is dit gebeurd door gefractioneerde destillatie, bij kwik, zink, kalium en chloor door destillatie bij zeer lagen druk. Verder zijn kleine hoeveelheden van Li^7 en Li^6 en ook van K^{39} massa-spectrografisch afgescheiden. Betere resultaten geven echter de methode der diffusie door een poreuzen wand en die van diffusie in stroomenden kwikdamp, beide ontwikkeld door HERTZ⁴³). Met de eerste methode is tenslotte zuiver Ne^{20} verkregen en zuiver D_2 . Nieuw is de „gedeeltelijke scheiding” van C^{12} en C^{13} door diffusie in methaan.

De scheiding van H_2O en D_2O uit water is langs electrolytischen weg teweeggebracht. LEWIS verkreeg zoo zuiver zwaar water in groote hoeveelheden.

Verder kunnen nog worden genoemd de chemische methode, die gebruik maakt van z.g. uitwisselingsreacties, zooals



en de fotochemische, die echter nog in een beginstadium verkeert.

TOETSING VAN EEN GEWIJZIGDE MENGVERHOUDING.

Het doel was nu, van een hoeveelheid aan Ne^{22} verrijkt neon¹⁾ de mengverhouding te bepalen.

Een Geisslerbuisje, voorzien van cilindrische electroden en aan het eene einde door een venster afgesloten, werd aan de in Hoofdstuk IV beschreven pompinstallatie in verticalen stand aangesloten en uit den eveneens aan de installatie aangesloten ballon met dit neon tot een druk van $1\frac{1}{2}$ mm Hg gevuld. Om dit buisje werd reeds

¹⁾ Dit neon werd ons ter beschikking gesteld door Prof. Dr. W. H. KEESOM te Leiden, waarvoor wij hem ook op deze plaats onzen bijzonderen dank betuigen.

eenigen tijd voor de opname een vat met vloeibare lucht gebracht, teneinde de Dopplerbreedte der lijnen zooveel mogelijk te drukken. De buis werd bedreven met 440 Volt bij een stroomsterkte van 4 mA en end-on via een prisma waargenomen. Aanvankelijk werd gewerkt met een étalon van FABRY—PEROT, geplaatst in den evenwijdigen lichtbundel der echelon-apparatuur. Daarbij was het noodig, de spleet van den monochromator met een cylinderlens over de hoogte gelijkmatig te verlichten.

Wegens den sterken continuen grond en den langen belichtings-tijd van eenige uren werd later weder overgegaan tot het echelon.

De metingen geschieden weer geheel analoog aan die, welke in Hoofdstuk II beschreven werden. Hoewel hier bij een lagere temperatuur werd opgenomen, werd geen betere oplossing verkregen dan vroeger. De oorzaak hiervan ligt in het feit, dat de breedten hier in hoofdzaak door het apparaat i.c. het echelon werden bepaald. Deze end-on opnamen deden een grootere zelfabsorptie in de lijn verwachten dan wanneer het capillair van terzijde werd waargenomen. Ten einde dit laatste ook nu te kunnen doen, werd een gedeelte van de inwendige verzilvering van het vloeibare luchtvat verwijderd en daarna door den dubbelen wand van dit vat geobserveerd. Opnamen op deze wijze gemaakt, gaven inderdaad een veel grootere waarde voor de mengverhouding (zie tabel VII).

TABEL VII.

Plaat no.	Mengverhouding Ne^{20}/Ne^{22}	Observatie	Druk in mm Hg
308	2.9	end-on	1.5
309	2.9	..	1.5
313	4.8	dwars	1.5
314	4.7	..	1.5
317	2.9	end-on	0.7
318	4.8	dwars	0.7

Dwars-opnamen geven dus blijkbaar minder geabsorbeerde lijnen.

Dit geeft ons de mogelijkheid te extrapoleeren naar de waarde bij absorptie nul. Met de gebruikelijke methode^{28, 29, 44)} vindt men voor de mengverhouding $Ne^{20}/Ne^{22} = 5.05 : 1$.

Met de gevonden mengverhouding correspondeert een atoomgewicht van 20.33. Uit gasdichtheidsbepalingen werd een waarde van 20.57 verkregen. Gewerkt werd nog bij verschillende drukken; een invloed van den druk was niet merkbaar aanwezig.

SUMMARY.

A formula has been derived for the intensity distribution of the echelon as a function of the deviation from the normal position. With its aid the experimentally determined intensity distribution could be evaluated. The results of the measurements are in agreement with theory.

The abundance ratio of the isotopes 20 and 22 of atmospheric neon was deduced from the lines $\lambda 5852$ ($s^1P_1 - p^3P_0$) and $\lambda 6402$ ($s^3P_2 - p^3D_3$). The mean value found was $Ne^{20}/Ne^{22} = 9.9 \pm 0.2$, leading to an atomic weight of 20.183 ± 0.006 . The isotope shifts amount to 0.111 cm^{-1} and 0.071 cm^{-1} respectively.

In the case of boron the line $\lambda 2498$ ($2^2P_{3/2, 1/2} - 2S_{1/2}$) was studied. Here the relative abundance of the isotopes appeared to be $B^{11}/B^{10} = 4.42 \pm 0.03$, from which value follows 10.827 ± 0.002 for the atomic weight. The isotopic displacement was found to be 0.120 cm^{-1} .

Measurements in the line $\lambda 6708$ ($1^2S_{1/2} - 2^2P_{1/2, 3/2}$) of lithium gave the value of 8.1 ± 0.4 for the intensity ratio of the isotopes 7 and 6, leading to an atomic weight of 6.904 ± 0.005 . The mean value of the doublet isotope shift amounts to 0.373 cm^{-1} . With the revolving power of the apparatus used none of these 3 elements showed any indication of hyperfinestructure.

Also a sample of neon, the abundance ratio of the components of which had been changed artificially by rectification, was examined. The increase in atomic weight, as determined optically, appeared to be smaller than was deduced from determinations of the gas densities.

Comparing our results with those given by other methods, we can say that in the case of neon the ratios obtained optically respectively those arrived at by means of the mass-spectrograph are in agreement, whilst for boron and lithium there remains a distinct discrepancy.

Our data for neon and boron fit in perfectly with the ratios, as

evaluated from the international chemical atomic weights. In the case of lithium our value for the atomic weight is smaller than the chemical one.

The optical method thus appears to be very appropriate for the determination of atomic weights. In fact, the masses of isotopes being accurately known nowadays, the values determined by this method can be obtained with an accuracy of at least 1 in 1000.

LITTERATUUR.

- F. W. ASTON, *Mass-spectra and Isotopes*, 1933.
J. MATTAUCH, *Methoden und Ergebnisse der Isotopenforschung*, *Phys. Zs.* **35**, 267, 1934.
H. KOPFERMANN, *Hyperfeinstruktur und Isotopie*, *Naturw.* **24**, 561, 1936.
1. W. BLEAKNEY, D. W. MUELLER and H. A. BARTON, *Review of scient. instr.* **6**, 59, 1935.
 2. H. C. UREY, F. G. BRICKWEDDE and G. M. MURPHY, *Phys. Rev.* **39**, 164; **40**, 1, 1932.
 3. D. S. HUGHES and C. ECKART, *Phys. Rev.* **36**, 694, 1930;
G. BREIT, *Phys. Rev.* **42**, 348, 1932;
H. A. BETHE and R. F. BACHER, *Rev. of Mod. Phys.* **8**, 82, 1936.
 4. H. C. BURGER en P. H. VAN CITTERT, *Versl. K. A. v. W.* **29**, 394, 1920.
 5. H. STANSFIELD, *Phil. Mag.* **18**, 371, 1909.
 6. W. CH. VAN GEEL, *Rev. d'Opt.* **2**, 445, 1923.
 7. W. BLEAKNEY, *Phys. Rev.* **43**, 1056, 1933.
 8. H. C. BURGER und P. H. VAN CITTERT, *Phys. Zs.* **21**, 16, 1920.
 9. K. T. BAINBRIDGE, *Phys. Rev.* **43**, 424, 1933.
 10. H. A. BARTON and J. H. BARTLETT Jr., *Phys. Rev.* **31**, 822, 1928.
 11. A. L. VAUGHAN, J. H. WILLIAMS and J. T. TATE, *Phys. Rev.* **46**, 327, 1934.
 12. G. P. BAXTER, *J. Amer. Chem. Soc.* **50**, 603, 1928.
 13. International Committee, *J. Amer. Chem. Soc.* **55**, 441, 1933.
 14. H. NAGAOKA and T. MISHIMA, *Proc. Imp. Ac. Tokyo* **5**, 200, 1929.
 15. E. THOMAS and E. J. EVANS, *Phil. Mag.* **10**, 128, 1930.
 16. W. CH. VAN GEEL, *diss. Utrecht*, 1928.
 17. P. H. VAN CITTERT, *Zs. f. Phys.* **65**, 547, 1930.
 18. F. W. ASTON, *Proc. Roy. Soc. A* **115**, 502, 1927.
 19. ———, *Proc. Roy. Soc. A* **132**, 490, 1931.
 20. R. F. PATON and G. M. ALMY, *Phys. Rev.* **37**, 1710, 1931.
 21. A. ELLIOTT, *diss. Utrecht*, 1930.
 22. H. SCHÜLER und K. WURM, *Naturw.* **15**, 971, 1927.
 23. D. S. HUGHES, *Phys. Rev.* **38**, 857, 1931.
 24. H. SCHÜLER, *Zs. f. Phys.* **35**, 323, 1925; **59**, 149, 1929—30.
 25. W. ZEHDEN, *Zs. f. Phys.* **86**, 555, 1933.
 26. E. FERMI, *Zs. f. Phys.* **59**, 680, 1930.
 27. A. FILIPPOV und I. ISLAMOV, *Zs. f. Phys.* **85**, 409, 1933.
 28. R. LADENBURG, *Zs. f. Phys.* **65**, 200, 1930.
 29. R. MINKOWSKI, *Zs. f. Phys.* **63**, 188, 1930.
 30. K. T. BAINBRIDGE, *Phys. Rev.* **44**, 56, 1933.
 31. ———, *J. Franklin Inst.* **212**, 317, 1931.

32. G. P. HARNWELL and W. BLEAKNEY, *Phys. Rev.* **45**, 117, 1934.
 33. F. W. ASTON, *Proc. Roy. Soc. A* **134**, 574, 1932.
 34. A. KEITH BREWER, *Phys. Rev.* **47**, 571, 1935.
 35. W. R. VAN WIJK and A. J. VAN KOEVERINGE, *Proc. Roy. Soc. A* **132**, 98, 1931.
 36. G. NAKAMURA, *Nature* **128**, 759, 1931.
 37. H. SCHÜLER, *Zs. f. Phys.* **66**, 431, 1930.
 38. D. D'EUSTACHIO, *Phys. Rev.* **51**, 780, 1937.
 39. A. KEITH BREWER, *J. of Chem. Phys.* **4**, 350, 1936.
 40. L. M. NEMENOV, *Phys. Zs. Sowjet Union* **9**, 132, 1936.
 41. K. T. BAINBRIDGE, *J. Franklin Inst.* **212**, 489, 1931.
 42. W. R. VAN WIJK, *Naturw.* **19**, 894, 1931; **19**, 772, 1931.
 43. G. HERTZ, *Zs. f. Phys.* **79**, 108, 1932; **91**, 810, 1934.
 44. W. SCHÜTZ, *Zs. f. Phys.* **45**, 30, 1927.
-

STELLINGEN

I.

Het meten van de mengverhouding van isotopen leidt tot een nauwkeurige bepaling van het atoomgewicht.

II.

Het is in principe mogelijk de mengverhouding van isotopen te wijzigen door kunstmatige desintegratie.

III.

Het PELTIER-effect speelt bij den microfotometer volgens MOLL een rol analoog aan die van de automatische sterkteregeling bij een radio-ontvanger.

IV.

Het gebruikelijke centraal aanbrengen van de lichtbron in woonvertrekken laat zoowel uit practische als uit aesthetische overwegingen zeer veel te wenschen over.

V.

De meening van KOLHÖRSTER, dat de oorsprong der kosmische stralen in de novae gezocht moet worden, wat in overeenstemming zou zijn met de bevindingen der astronomen, is niet juist.

W. KOLHÖRSTER, Zs. f. Phys. 93, 429, 1935.

VI.

Voor het opwekken van zeer hooge, constante gelijkspanningen ten behoeve van kernfysische onderzoekingen, verdient de cascade-methode met gasgevulde ontladingsventielen de voorkeur.

VII.

Voor een goed inzicht in het verschijnsel van de verlaging der doorslagspanning van een gas door bestraling van de kathode, is het wenschelijk, experimenten te doen met kathodes, waarvoor de coëfficiënt γ sterk uiteenloopt.

R. SCHADE, Zs. f. Phys. **105**, 595, 1937.

F. LEWELLYN JONES and W. H. WILLOTT, Proc. Phys. Soc. **48**, 830, 1936.

VIII.

De condities, die COCKING aangeeft voor een middelfrequent versterkertrap, voorafgaande aan een diode-detector, zijn niet die, waarbij de grootste spanning aan den detector te verkrijgen is.

W. T. COCKING, Wireless Engineer **12**, 595, 1935.

Utr
19