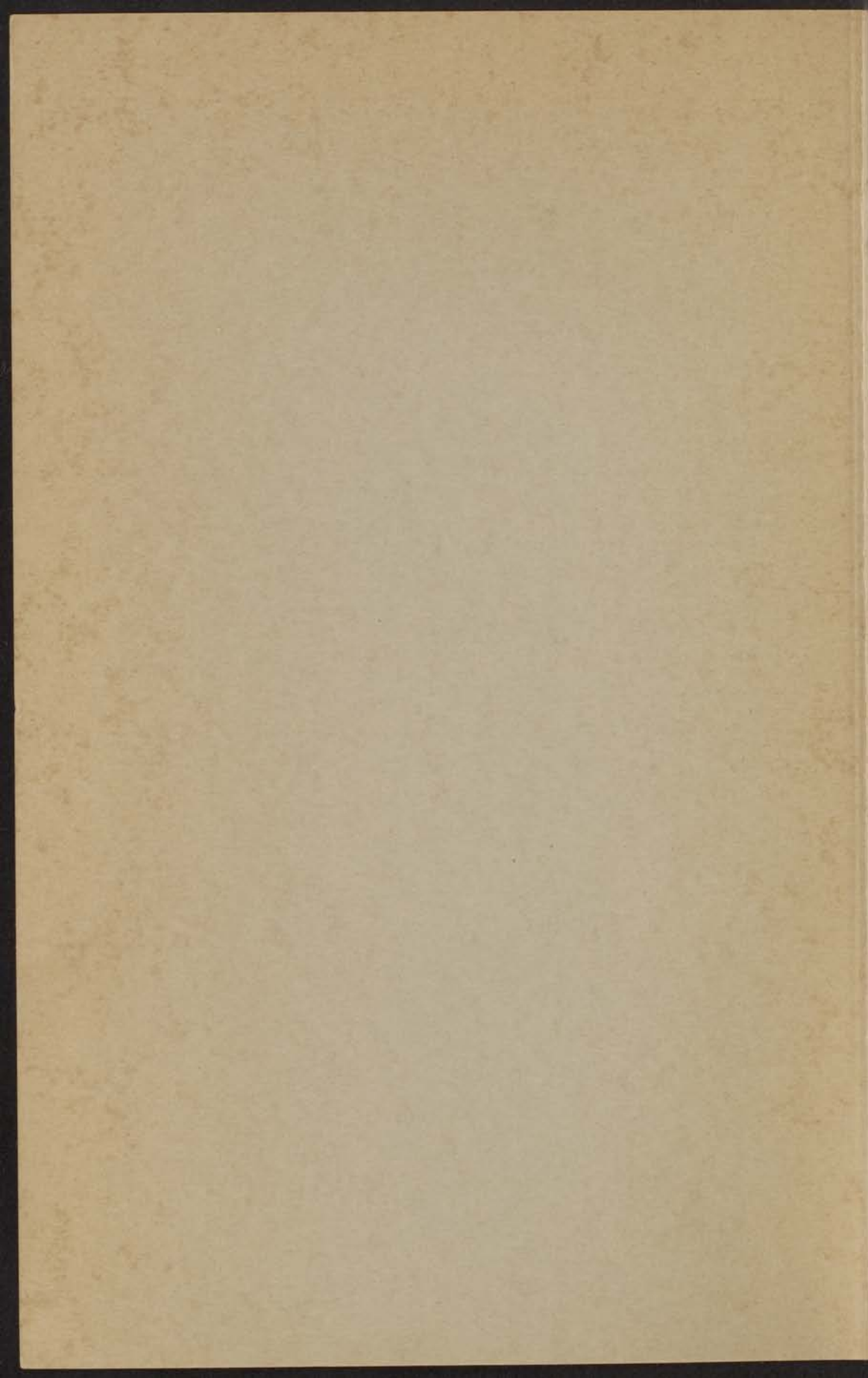


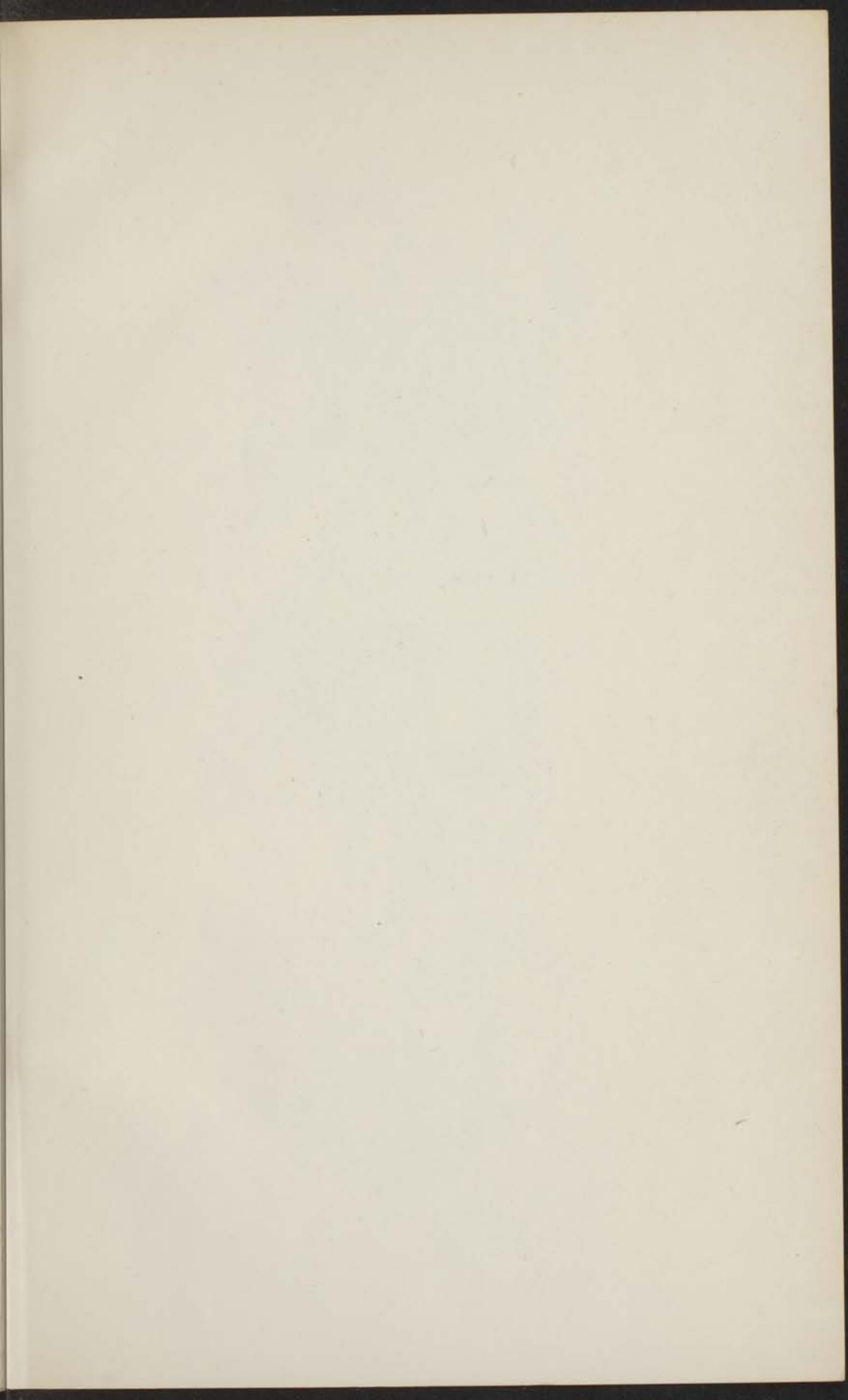
14M
90

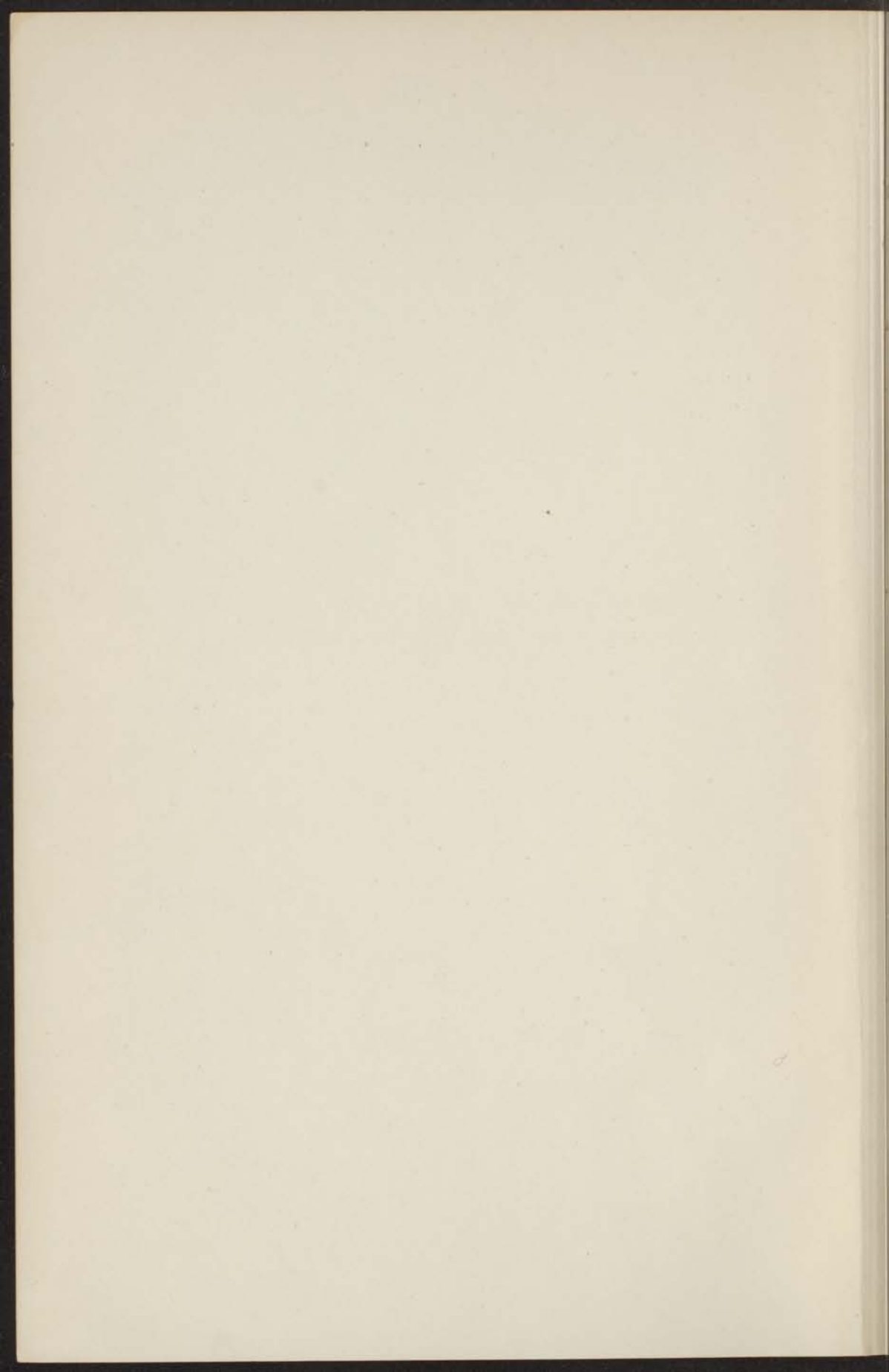
A. B. van Ar⁴⁰

DAMPSPANNINGEN EN VLOEISTOF- EN
DAMPDICHTHEDEN VAN KRYPTON

J. J. MEIHUIZEN







Dampspanningen en Vloeistof- en Dampdichtheden van Krypton

PROEFSCHRIFT TER AANVAARDING VAN
DEN GRAAD VAN DOCTOR IN DE WIS- EN
NATUURKUNDE AAN DE RIJKSUNIVERSI-
TEIT TE LEIDEN, OP VERZAG VAN DEN
RECTOR MAG. WILHELMUS DE VRIES, HULDER
NOORDSTRAAT 14, DE FACULTEIT DER
LETTEN EN WISBEWETENDE, VOOR
DE FACULTEIT DER WIS- EN NATUURK.

DAMPSPANNINGEN EN VLOEISTOF- EN
DAMPDICHTHEDEN VAN KRYPTON

JACOB JOSEPH MEIJHUIZEN



DAMPRIJNINGEN EN VERSTOTEN
DAMPRIJNINGEN VAN KRISTAL

Dampspanningen en Vloeistof- en Dampdichtheden van Krypton

PROEFSCHRIFT TER VERKRIJGING VAN
DEN GRAAD VAN DOCTOR IN DE WIS- EN
NATUURKUNDE AAN DE RIJSUNIVERSI-
TEIT TE LEIDEN, OP GEZAG VAN DEN
RECTOR MAGNIFICUS DR. FRED. MULLER,
HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT DER
LETTEREN EN WIJSBEGEERTE, VOOR
DE FACULTEIT DER WIS- EN NATUUR-
KUNDE TE VERDEDIGEN OP DONDERDAG
18 JANUARI 1940, DES NAMIDDAGS 3 UUR.

DOOR

JACOB JOTHER MEIHUIZEN

GEBOREN TE ARNHEM.



N.V. BOEK- EN STEENDRUKKERIJ EDUARD IJDO — LEIDEN.

Dampspanningen en Vloeistof- en Dampdichtheden van Krypton

PROFESSOR DER VERKRIJGING VAN
DEN GRAAD VAN DOCTOR IN DE WIS EN
NATUURKUNDE AAN DE RIJKSUNIVERSITEIT
TE LIEGEN OP DINGSDAG VAN DEN
RECTOR MAGISTER DE FRIED. MULLER.
HOOGLEERAR IN DE FACHSCTE DER
LETTEREN EN WISSENSCHAPTE VOOR
DE FACHSCTE DER WIS EN NATUUR.
KUNDE TE VERBODEN OP DONNERSDAG
12 JANUARI 1902 DES VORMIDDAGS 3 UUR.

1902

JACOB JOHNER MEHLHISEN

VERKRIJFT IN AMSTERDAM



AAN DE NAGEDACHTENIS
VAN MIJN MOEDER.
AAN MIJN VADER.

AAN DE NAGEDACHTENS
VAN MIJN MOEDER
AAN MIJN VADER

INHOUD

HOOFDSTUK I
Zinnig van het kryptisch

HOOFDSTUK II
Mening van de Zinnigheidsleer van een kryptisch

HOOFDSTUK III
Mening van de Zinnigheidsleer van een kryptisch

HOOFDSTUK IV
Mening van de Zinnigheidsleer van een kryptisch

HOOFDSTUK V
Mening van de Zinnigheidsleer van een kryptisch

Promotor Prof. Dr. W. H. KEESOM.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO PRESS

I N H O U D.

	Blz.
Inleiding	1
HOOFDSTUK I.	
Zuivering van het krypton	6
HOOFDSTUK II.	
Meting van de dampspanningen van vast krypton	12
HOOFDSTUK III.	
Meting van de dampspanningen van vloeibaar krypton	19
HOOFDSTUK IV.	
Meting van de dichtheden van coëxisterende damp en vloeistof	26
HOOFDSTUK V.	
Berekening van eenige thermodynamische grootheden met behulp van de gemeten dichtheden	42
Literatuur	62
Stellingen	67

INHOUD

1	Hoofdstuk I	...
2	Hoofdstuk II	...
3	Hoofdstuk III	...
4	Hoofdstuk IV	...
5	Hoofdstuk V	...
6	Hoofdstuk VI	...
7	Hoofdstuk VII	...
8	Hoofdstuk VIII	...
9	Hoofdstuk IX	...
10	Hoofdstuk X	...
11	Hoofdstuk XI	...
12	Hoofdstuk XII	...
13	Hoofdstuk XIII	...
14	Hoofdstuk XIV	...
15	Hoofdstuk XV	...
16	Hoofdstuk XVI	...
17	Hoofdstuk XVII	...
18	Hoofdstuk XVIII	...
19	Hoofdstuk XIX	...
20	Hoofdstuk XX	...
21	Hoofdstuk XXI	...
22	Hoofdstuk XXII	...
23	Hoofdstuk XXIII	...
24	Hoofdstuk XXIV	...
25	Hoofdstuk XXV	...
26	Hoofdstuk XXVI	...
27	Hoofdstuk XXVII	...
28	Hoofdstuk XXVIII	...
29	Hoofdstuk XXIX	...
30	Hoofdstuk XXX	...

INLEIDING.

De ontdekking in 1894 van het edelgas argon bevestigde het, door sommige onderzoekers reeds eerder uitgesproken, vermoeden omtrent het bestaan van een groep chemisch niet actieve elementen. Er waren naast het bekende systeem van MENDELEJEV en MEYER nog andere periodieke systemen opgesteld, waaruit de waarschijnlijkheid van het bestaan van zulke elementen bleek.

Toen in 1895 in het helium een tweede element van deze groep gevonden werd, begon men dan ook doelbewust naar de andere leden te zoeken, waarvan de verschillende theorieën min of meer nauwkeurig de atoomgewichten lieten voorspellen *).

Geleid door de gedachte, dat deze nieuwe elementen samen met

*) In 1895 herinnert SEDGWICK (1) aan zijn reeds in 1890 verschenen boek „Force as an Entity”, waarin hij de veronderstelling heeft uitgesproken, dat alle atomen ontstaan zijn uit bollen met de atoomgewichten 20, 40, 80 en 120. Deze zouden echter een of meer segmenten met het gewicht 2 verloren hebben of vlakke uitgroeisels met dit gewicht gekregen hebben. Met de platte vlakken zouden zij dan tegen elkaar kunnen kleven, waarmee de valenties verklaard waren. In 1890 achtte SEDGWICK het bestaan van gave bollen niet beslist noodzakelijk, daar zij misschien alle reeds gebroken zouden zijn, in 1895 heeft hij echter de overtuiging dat argon zoo'n gave bol is en dat ook de andere wel zullen bestaan. De atoomgewichten heeft hij dan veranderd in 37, 82 en 129.

LECOQ DE BOISBAUDRAN (2) voorspelde in 1895 de atoomgewichten met grooter nauwkeurigheid. Deze zouden zijn 20.0945 , 36.40 ± 0.08 , 84.01 ± 0.20 en 132.71 ± 0.15 . Deze stoffen zouden inactief zijn, die met de atoomgewichten 20.0945 en 36.40 zouden veelvuldig voorkomen, maar 84.01 en vooral 132.71 zouden zeldzaam zijn.

JULIUS THOMSEN (3) verwacht de elementen met de afgeronde atoomgewichten 4, 20, 36, 84, 132, 212 en 292.

In 1902 wijst G. JOHNSTONE STONEY (4) er op, dat de elementen „van de straal 16” uit zijn in 1888 reeds gepubliceerd periodiek systeem, in den vorm van een logarithmische spiraal, in de inactieve gassen inderdaad gevonden zijn.

helium zouden voorkomen, onderzocht RAMSAY een aantal mineralen, meteorostenen en het bronwater van enkele minerale bronnen, waarin men helium gevonden had.

Daar sommige sterrekundigen vermoedden, dat helium zelf weer een mengsel van gassen zijn zou, probeerde hij ook door diffusie dit gas nog eens te splitsen. Al deze onderzoekingen bleven zonder het gewenschte gevolg.

Waar echter argon uit de lucht afgescheiden was, bestond de mogelijkheid dat ook de andere, nog onbekende, elementen in de lucht zouden voorkomen.

Proeven door RAMSAY en COLLIE (5) in 1896 gedaan om uit de van zuurstof en stikstof bevrijde lucht, het zoogenaamde ruwe argon, door diffusie deze gassen af te scheiden, hadden echter ook nog geen resultaat.

Pas 30 Mei 1898 gelukte het RAMSAY en TRAVERS een bestanddeel van lucht, zwaarder dan argon, af te zonderen.

Hun bedoeling was door gefractionneerd verdampen van vloeibare lucht na te gaan of dit het gas met atoomgewicht 20 bevatte. Daar het de eerste maal was dat zij met vloeibare lucht experimenteerden, werden eerst met een kleine hoeveelheid demonstratieproeven gedaan. Hierna liet men de vloeistof verdampen tot van de oorspronkelijke 750 cm³ nog een rest van 10 cm³ over was. Men besloot deze hoeveelheid te onderzoeken, die rijk aan de zwaardere bestanddeelen moest zijn, daar bij het verdampen eerst de vluchtigste gassen ontwijken. Langs chemischen weg werden zuurstof en stikstof verwijderd en de overblijvende 26.2 cm³ gas vertoonde naast het bekende argonspectrum eenige nog onbekende lijnen, waarvan enkele door BALY werden gemeten. Uit wegingen bleek de dichtheid 22.47 te zijn, het gas was dus zwaarder dan argon. Een bepaling van de verhouding der soortelijke warmten $\frac{c_p}{c_v} = 1.666$ leerde, dat het gas eenatomig en dus een mengsel van elementen zijn moest.

RAMSAY en TRAVERS vermoedden dat het argon een hoeveelheid

van het nog onbekende gas van de dichtheid 40 bevatte, welk gas zij krypton noemden. De mededeeling van deze ontdekking werd 3 Juni 1898 door de Royal Society ontvangen en in de vergadering van 9 Juni bekend gemaakt (6).

In dezelfde maand kon ook de ontdekking worden medege-
deeld van het gezochte gas, lichter dan argon, dat neon werd
genoemd (7).

Van het krypton waren dus voorloopig slechts eenige spectraal-
lijnen bekend. Dat de dichtheid 40, het atoomgewicht dus 80 zou
zijn, was slechts een vermoeden. Het is dan ook niet zoo ver-
wonderlijk, dat in 1900 LADENBURG en KRÜGEL (8) nog als hun
overtuiging konden uitspreken dat het atoomgewicht van krypton
niet 80 maar ongeveer 59 zou zijn, zoodat het dus in de kolom
der edelgassen niet voor rubidium maar voor koper zou staan. Zij
hadden een gasmengsel verkregen van deze dichtheid, dat een
duidelijk kryptonspectrum en slechts eenige zwakke argonlijnen
vertoonde, waarom zij meenden vrij zuiver krypton bereid te
hebben.

Het duurde tot 1901 voor de ontdekkers van het krypton ook
iets over de eigenschappen van dit gas publiceerden. De publi-
caties uit de eerste jaren na de ontdekking betreffen voornamelijk
de bereiding van zuiver krypton uit de lucht en de daarmee samen-
hangende bepaling van het gehalte krypton in de atmosfeer.

Voor de bereiding van krypton gaat men altijd uit van atmos-
ferische lucht; wel is ook in sommige bronnen en enkele gas-
bronnen krypton aangetoond, maar de hoeveelheden hierin zijn
niet van dien aard dat het eenig voordeel biedt hiervan voor de
bereiding gebruik te maken (9). Aangezien hierin de verhouding
krypton—argon bovendien slechts weinig gunstiger ten aanzien
van krypton is dan in lucht, blijft de moeilijkheid van de scheiding
van argon, krypton en xenon bestaan. Men is dan ook steeds
uitgegaan van groote hoeveelheden vloeibare lucht, welke men
langzaam liet verdampen. De zware fractie werd dan chemisch
van zuurstof en stikstof gezuiverd, waarna het gasmengsel, dat

nu voornamelijk argon bevat, zoo goed mogelijk in argon, krypton en xenon werd gesplitst. Dat men hierbij met voordeel beginnen kon met de resten vloeibare lucht die bij de zuurstof- en stikstofbereiding overbleven, ligt voor de hand. De verschillende methoden, welke gebruikt zijn om het krypton van argon en xenon te scheiden, zullen in het eerste hoofdstuk besproken worden.

Weet men, hoeveel lucht men vloeibaar gemaakt heeft, dan kan men uit de opbrengst aan krypton het percentage van dit element in lucht schatten. De eerste bepalingen zijn dan ook op deze wijze gedaan. Zoo vinden LADENBURG en KRÜGEL (10) in 1900, dat zij uit lucht 0.00001 gewichtsprocent krypton verkrijgen, waaruit zij besluiten, dat in lucht ten hoogste 0.00002 procent aanwezig kan zijn. RAMSAY (11) berekende het gehalte op 0.000014 gewichtsprocent, wat overeenkomt met 0.000005 volumeprocent.

MOUREU en LEPAPE hebben later een spectroscopische methode uitgewerkt, waarbij zij uit de intensiteiten van eenige spectraallijnen — het verloop der intensiteit met de hoeveelheid bijmengsel is vooraf experimenteel bepaald — de concentratie berekenen (12). Zij komen tot het besluit, dat de lucht aan het aardoppervlak 0.0003 gew.% of 0.0001 vol.% krypton bevat (13).

Om te kunnen verklaren waarom deze waarden zooveel grooter zijn dan die van RAMSAY of van LADENBURG en KRÜGEL*), veronderstellen zij, dat bij het verdampen van de aan zware edelgassen rijke zuurstof of later van het aan krypton en xenon rijke argon nog zeer veel van deze zware bestanddeelen meegenomen wordt (13, 14).

De lucht bevat dus meer van deze edelgassen en dus ook meer krypton, dan men oorspronkelijk meende. Dat dit toch altijd nog zeer weinig is, leert de volgende opgave van de in lucht aanwezige

*) Naar aanleiding van later gerezen twijfel aan de juistheid der door MOUREU en LEPAPE gevonden waarden, heeft ook DAMKÖHLER (15) het gehalte van krypton en xenon in de atmosfeer bepaald. De door hem gevonden getallen zijn volkomen in overeenstemming met die van MOUREU en LEPAPE.

niet radioactieve edelgassen, die aan MOUREU en LEPAPE (13) ontleend is:

Argon	0.9323 vol. %
Neon	0.0018 ..
Helium	0.0005 ..
Krypton	0.0001 ..
Xenon	0.000009 ..

Zeker is de zeldzaamheid van het element krypton een van de oorzaken, dat van deze stof slechts zoo weinig nauwkeurig bekend is. GOMONET heeft echter een methode gevonden waardoor de productie van krypton en xenon aanmerkelijk goedkooper en gemakkelijker geworden is (16). Hierbij wordt uit tot het dauwpunt afgekoelde en samengeperste lucht het grootste deel der aanwezige krypton en xenon opgelost in een kleine hoeveelheid vloeibare lucht.

„Un corps, généralement, n'est rare que tant qu'il ne sert rien. Le besoin démontré, l'organe suit" heeft GEORGES CLAUDE opgemerkt naar aanleiding van deze ontdekking (17).

In de verlichtingstechniek kon van krypton en xenon een nuttig gebruik gemaakt worden bij de vulling van gloeilampen en inderdaad schijnt het tijdperk der groote zeldzaamheid van deze gassen voorbij te zijn, zoodat wellicht binnenkort krypton in voldoende mate beschikbaar zal zijn om vele van de tot nu toe onbekende grootheden te kunnen bepalen.

Door de vriendelijke bemiddeling van Prof. E. MATHIAS en M. GEORGES CLAUDE werd door de Société „l'Air Liquide" te Parijs het Kamerlingh Onnes Laboratorium een hoeveelheid krypton ter beschikking gesteld, waarmee wij dampspanningen van vast en vloeibaar krypton, dichtheden van coëxisterende damp en vloeistof en de kritische grootheden bepalen konden.

HOOFDSTUK I.

ZUIVERING VAN HET KRYPTON.

Bij de bereiding van zuiver krypton gingen, voordat GOMONET een nieuw procédé gevonden had, alle onderzoekers uit van de verdampingsresten van vloeibare lucht, waarvan verwacht kan worden dat zij een groot gehalte minder vluchtige elementen bevatten. Van de edelgassen zijn dit argon, krypton en xenon; door de andere bestanddeelen chemisch te binden, houdt men zoo een gasmengsel over, dat voornamelijk argon bevat. Ook GOMONET verkrijgt een mengsel der zware edelgassen. De scheiding van deze gassen kan nu op twee verschillende manieren plaats hebben.

De oudste methode, gevolgd door RAMSAY en TRAVERS (7 en 18), LADENBURG en KRÜGEL (8), MOORE (19), ALLEN en MOORE (20) en VON ANTROPOFF (21), scheidt de gassen door het vloeibaar gemaakte mengsel in fracties te laten verdampen of te destilleeren. De verschillende fracties zullen onderling verschillende samenstelling bezitten en door herhaling van deze bewerking kan een vergaande scheiding verkregen worden.

De tweede methode maakt gebruik van het verschil in adsorberend vermogen van afgekoelde kool of een andere adsorberende stof*) voor de verschillende gassen. In 1875 ontdekte DEWAR de eigenschap van kool om bij lage temperatuur groote hoeveelheden gas te adsorberen (22). Naderhand bleken ook andere stoffen deze eigenschap te bezitten, in 1901 (23) deelt hij mede, met behulp van in vloeibare lucht gekoelde glaswol xenon uit lucht te

*) De Société „L'Air Liquide” gebruikt silicagel.

hebben afgescheiden. Door nog verder af te koelen verkreeg hij een xenon-krypton mengsel. Terwijl dit dus het begin is van de bestudeering van de selectieve adsorptie, waarbij slechts enkele van de bestanddeelen van lucht aan de glaswol geadsorbeerd worden, publiceert DEWAR in 1904 ook eenige gegevens over selectieve desorptie (24), waarbij sommige gassen gemakkelijker losgelaten worden dan andere. Een werkelijke scheiding der edelgassen verricht hij pas in 1908, waarbij deze nieuwe methode echter alleen voor een voorloopige splitsing gebruikt wordt en de laatste scheiding weer met behulp der gefractioneerde destillatie geschiedt (25).

Reeds eerder, in 1905, hebben VALENTINER en SCHMIDT (26) een methode gepubliceerd om met behulp van gekoelde kool zuiver krypton en xenon te verkrijgen door selectieve desorptie. Deze methode is ook gebruikt door LEPAPE in 1928 (14).

Een uitvoerige studie over adsorptie en desorptie van edelgassen aan kool verscheen in 1930 van PETERS en WEIL (27). Het door deze auteurs voor hun onderzoekingen gebruikte krypton werd op deze wijze verkregen.

Het krypton, dat wij ter beschikking hadden, was nog geenszins zoo zuiver, dat het zonder meer voor de onderzoekingen gebruikt kon worden.

Daar uit onderzoekingen van VAN DIJK, KEESOM en MAZUR (28) gebleken was, dat het voor de scheiding van waterstofisotopen ontworpen rectificatiekolommetje ook voor krypton zeer goed bruikbaar was, besloten wij de zuivering van het gas door middel van rectificatie te verrichten. Een voorloopige zuivering door middel van gefractioneerde destillatie bleef echter gewenscht. Hierbij bleek het zeer moeilijk te zijn het gasmengsel, dat blijkbaar nog te veel vluchtiger gassen bevatte, te laten condenseeren daar de vluchtige verontreinigingen de toevoerleidingen versperden.

Daarom werd een toestel gebruikt waarbij het gasmengsel gedwongen werd eenige malen een afgekoelde spiraal te passeeren.

waarin condensatie kon plaats vinden. Dit toestel is in fig. 1 afgebeeld.

Een motor drijft het wormwiel met worm *D*, waarvan de af-

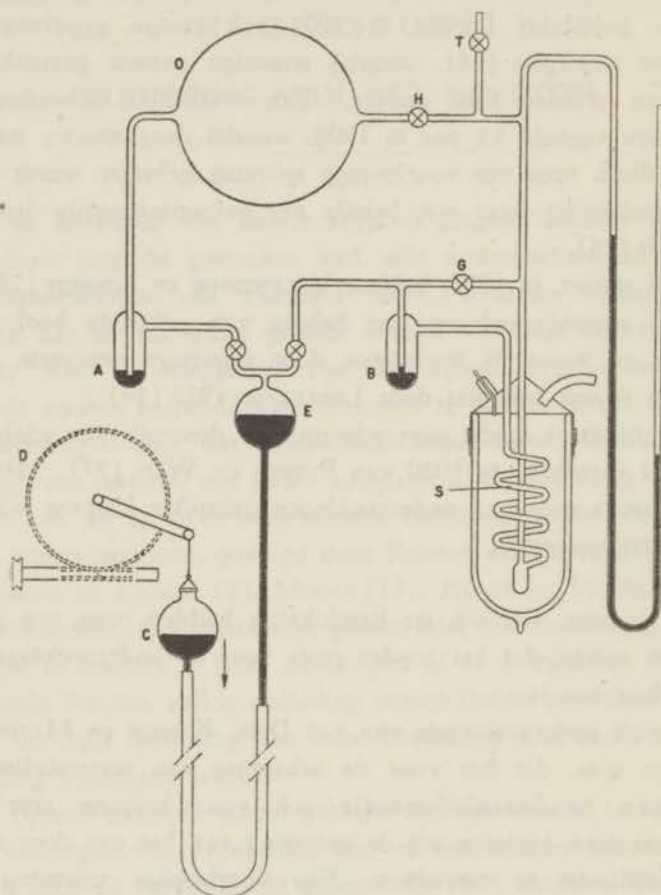


Fig. 1.

Apparaat voor de zuivering van krypton.

metingen zoo gekozen zijn, dat de kwikpeer *C*, die in verbinding staat met de pipet *E*, eenmaal in $1\frac{1}{2}$ minuut op en neer bewogen wordt. Het kwik kan in dezen tijd de pipet *E* volledig vullen en

weer verlaten, zoodat in *E* beurtelings een hooge en een lage druk ontstaat. De buisjes *A* en *B*, gevuld met een weinig kwik, waarin een glazen buis tot een diepte van enkele millimeters in het kwik reikt, werken als ventiel. Stijgt het kwik in *E*, dan drukt het gas in *A* het kwik in de middenbuis omhoog, in *B* omlaag. Daar de buitenste buis vele malen wijder is dan de binnenste, zal in *B* het gas eerder gaan doorborrelen dan in *A*. Het gas kan dus alleen langs *B* ontwijken.

Daalt het kwik in *E*, dan zal het kwik in *A* in de buitenste, in *B* in de binnenste buis opstijgen. Het zal duidelijk zijn, dat nu het gas bij *A* kan doorborrelen.

De aanvoer van gas gaat dus door *A*, de afvoer door *B*.

Heeft men het toestel met gas gevuld en de kranen *T* en *G* gesloten, dan zal het gas door de pomp gedwongen worden, door de spiraal *S* te strijken.

De zuivering geschiedt nu in twee deelen.

A. De spiraal wordt geplaatst in vloeibare zuurstof, kokend onder 2 cm kwikdruk, de temperatuur is dan 65°K.

Het gasmengsel wordt gedurende 2 à 3 uur rondgepompt, naar schatting is het gas dan ongeveer 10 maal rondgevoerd. Van de mogelijk aanwezige verontreinigingen van het krypton *): helium, waterstof, stikstof, zuurstof, argon, xenon, neon, kooldioxyde, koolmonoxyde, methaan en water zijn bij 65°K helium en waterstof boven hun kritische temperatuur. De dampdruk van neon is meer dan een atmosfeer, die van stikstof 14 cm, die van koolmonoxyde ongeveer 6 cm; de spanning van argon en zuurstof bedraagt nog ongeveer 2 cm, die van methaan $\frac{1}{2}$ mm.

Is er van deze gassen te weinig aanwezig om de pomp in werking te kunnen houden, (is de druk lager dan 5 mm, dan werkt

*) Daar krypton uit lucht wordt afgescheiden en bovendien de mogelijkheid bestaat, dat door lekken van kranen in de glasapparatuur het krypton met lucht vermengd was, moeten als mogelijke verontreinigingen de andere bestanddeelen van lucht beschouwd worden.

de pipet niet meer als pomp), dan kan wat zuiver helium worden toegevoegd.

Bij 65°K is de dampspanning van krypton minder dan 0.01 cm kwikdruk, die van xenon, kooldioxyde en water zijn onmeetbaar klein. Krypton, xenon, kooldioxyde en water blijven dus in vasten toestand in de spiraal achter, terwijl de andere stoffen, voor zover zij niet in het vaste condensaat geoccludeerd zijn, door kraan *T* weggepompt kunnen worden. Ook methaan zal, ondanks de lage dampdruk, weggepompt worden, daar van deze stof, indien zij al in het gasmengsel voorkomt, toch slechts zoo weinig aanwezig zal zijn, dat zij nog gasvormig is.

B. De spiraal wordt geplaatst in vloeibare zuurstof onder atmosferischen druk, de temperatuur is 90°K. De dampspanning van krypton is hierbij 2 cm kwikdruk, die van xenon, kooldioxyde en water zijn nog steeds onmeetbaar klein. Het krypton kan dus afgezogen worden, terwijl de zwaardere bestanddeelen als condensaat in de spiraal achterblijven.

Met het aldus gezuiverde krypton werden dampspanningen van vast krypton gemeten. De bedoeling was op deze wijze een indruk van de zuiverheid te krijgen. Op deze metingen komen wij in het volgende hoofdstuk terug, slechts zij hier vermeld, dat het verloop der dampspanningskromme in een $\log p - \frac{1}{T}$ diagram geen onregelmatigheden vertoonde, maar er was een verschil met de metingen in dit gebied van PETERS en WEIL (29), met name is bij hogere temperaturen de druk hooger dan die van PETERS en WEIL. De mogelijkheid bestond dus, dat een vluchtiger gas het krypton verontreinigde. Daarom werd een Geisslersch buisje gevuld met dit krypton tot een druk van 6 mm. Met een Steinheil-spectrograaf werden 165 lijnen gemeten, waarvan slechts enkele niet met zekerheid aan krypton toegeschreven konden worden. Van de gassen

die eventueel aanwezig konden zijn, kon echter geen spectrum aangetoond worden *).

Voor het geval helium aanwezig mocht zijn, werd het krypton in vloeibare waterstof afgekoeld tot 20°K en daarna afgepompt. Dit had echter geenerlei invloed op de dampspanningen.

Ten slotte werd nu nog het gas in het reeds genoemde toestel aan een rectificatie onderworpen. Deze behandeling is beschreven door VAN DIJK, KEESOM en MAZUR (28). Zooals in het volgende hoofdstuk blijken zal, had dit een kleine verbetering tengevolge; deze is evenwel van die grootte, dat men kan besluiten, dat ook een zuivering volgens bovengenoemde methode zonder rectificatie zeer goede resultaten oplevert.

Uit het feit, dat deze meerdere bewerkingen nauwelijks meer eenige verandering in den dampdruk veroorzaakten, meenden wij te mogen besluiten met krypton van voldoende zuiverheid te doen te hebben. Naderhand zijn nog andere hoeveelheden krypton op dezelfde wijze, gefractioneerde verdamping gevolgd door rectificatie, gezuiverd. De resultaten stemden altijd volkomen overeen.

*) Het kryptonspectrum werd opgezocht in het artikel van DE BRUYN, MEGGERS en HUMPHREYS in Bureau of Standards Journal of Research (30).

HOOFDSTUK II.

METING VAN DE DAMPSPANNINGEN VAN VAST KRYPTON.

Zooals reeds in het vorige hoofdstuk vermeld is, werden eerst dampspanningen van vast krypton gemeten. Hiertoe hebben wij gebruik gemaakt van een toestel, reeds door CATH (31) beschreven, maar voor de duidelijkheid nogmaals afgebeeld in fig. 2.

Het rechter manometerbeen *B* wordt luchtledig gepompt, waartoe men zeer goed gebruik kan maken van een zoogenaamd koolstelletje, bestaande uit een buis met uitgegloeide kool, die in vloeibare lucht wordt afgekoeld en een daarvoor geplaatsten vochtvanger. Het is namelijk niet voldoende alleen het kwik tot boven de bovenste kraan op te drijven en deze daarna te sluiten, daar aan den glaswand altijd lucht blijft kleven, welke dit Toricellivacuum onvoldoende maakt.

Het linker manometerbeen *A* is verbonden met het in den cryostaat geplaatste condensatiekolfje *C* door een kopercapillair *D*, van 3 mm. doorsnede, die voldoende zekerheid biedt dat de druk in beide gelijk is.

Indien de stof zuiver is, is de instelling van den druk snel geschied; een langzame instelling is een zekere aanwijzing voor een verontreiniging, tenminste als andere oorzaken voor niveauveranderingen van het kwik ontbreken. Bij onze eerste metingen bij lage drukken bleek het kwik in het linker been steeds nog te stijgen, terwijl de hoogte in het rechter been constant bleef. Daardoor leek het alsof de dampdruk nog steeds afnam. Het bleek echter een gevolg te zijn van de verandering van de kamertemperatuur. Bij lage drukken is, dank zij het bolvormig

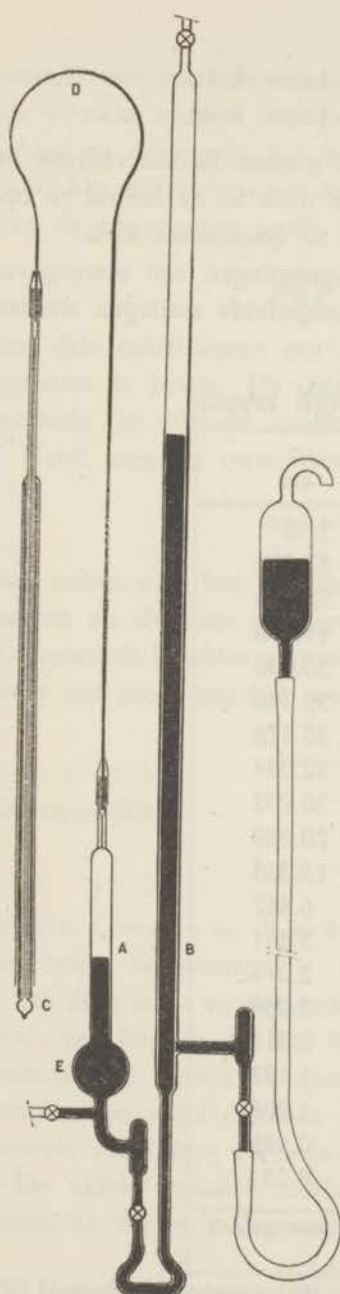


Fig. 2.

Dampspanningstoestel voor
drukken tot 2 atm.

reservoir *E*, in het linker been, de hoeveelheid kwik links grooter dan rechts. De temperatuurwisselingen zullen rechts dus sneller gevolgd worden dan links, waardoor een groote onzekerheid in de kwiktemperatuur en dus ook in het drukverschil links en rechts ontstaat. Daarom werd, bij de latere metingen, niet alleen zorg gedragen voor een degelijke bepakking met wol, maar werd tevens gezorgd dat de kamertemperatuur tijdens de metingen constant bleef.

De temperaturen in den cryostaat werden verkregen met baden van vloeibare zuurstof, methaan en ethyleen, welke met een electromagnetisch bewogen kleppenpomp geroerd werden. De temperaturen werden gemeten met den platina weerstandsthermometer Pt 31, die vergeleken was met den heliumthermometer.

Met het hier beschreven toestel werd ook het tripelpunt van krypton bepaald. Zoowel boven als beneden dit punt werden dampspanningen gemeten. Hierdoor was het mogelijk de tripelpuntstemperatuur in een gebied van 0.06° , den tripelpuntsdruk in een gebied van 0.3 cm kwik in te sluiten, zoodat voorloopig voor het tripelpunt opgegeven kan worden:

$$T = 115.94^{\circ}\text{K} \pm 0.03 \text{ (max. fout)}$$

$$p = 54.9 \text{ cm} \pm 0.15 \text{ (max. fout)}.$$

De temperatuur is hier uitgedrukt in graden Kelvin volgens de nader gepreciseerde schaal 1936 †), de druk is, na herleid te zijn op de normale atmosfeer §), gegeven in centimeters kwik.

De resultaten van de dampspanningsmetingen zijn samengevat in onderstaande tabel I; de met * aangeduide metingen werden

TABEL I.

Dampspanningen van vast krypton.

T °K	p cm
115.94	54.9
115.31	52.274
115.28	52.218
*113.84	45.296
*112.28	38.436
*111.73	36.246
111.51	35.426
*110.54	32.034
106.80	20.932
106.52	20.289
102.85	13.063
98.04	6.857
93.14	3.341
*90.21	2.071
*90.16	2.064
90.06	2.016
86.95	1.191
86.00	1.006
82.91	0.549
78.66	0.235

*) Resultaten met nog niet gerectificeerd krypton.

†) De temperatuurschaal 1936 (32) is in 1937 nauwkeuriger bepaald (33). De invloed van deze verandering op de in vroegere publicaties (34, 35 en 36) vermelde temperaturen is gering, maar verklaart kleine afwijkingen tusschen genoemde publicaties en dit proefschrift.

§) De normale atmosfeer komt te Leiden overeen met 75.9529 cm kwik (37).

verricht met een hoeveelheid nog niet gerectificeerd krypton, zooals vermeld werd in hoofdstuk I. Ten aanzien van temperatuurschaal en druk geldt het hierboven vermelde.

Bij het zoeken naar een formule die de dampspanning als functie van de temperatuur geeft, bleek een vergelijking van den vorm

$$\log p = \frac{a}{T} + b + cT$$

met drie coëfficiënten een bevredigende aansluiting aan het experiment te geven. De constanten hierin werden niet volgens de methode der kleinste quadraten, maar door benadering bepaald.

Heeft men als eerste benadering een vergelijking

$$\log p = \frac{a_1}{T} + b_1 + c_1T,$$

dan zullen over het algemeen de afwijkingen tusschen de meetpunten en de door deze vergelijking gegeven kromme nog een systematisch karakter vertoonen. Deze afwijkingen tracht men nu weer zoo goed mogelijk voor te stellen door

$$\Delta = \frac{\alpha_1}{T} + \beta_1 + \gamma_1T.$$

De vergelijking

$$\log p = \frac{a_2}{T} + b_2 + c_2T,$$

waarin $a_2 = a_1 + \alpha_1$, $b_2 = b_1 + \beta_1$ en $c_2 = c_1 + \gamma_1$, is dan reeds een betere benadering.

Op deze wijze voortgaande vindt men meestal in enkele stappen reeds een formule die met de meetpunten nog slechts afwijkingen vertoont die binnen de grenzen der meetnauwkeurigheid liggen, aangenomen altijd dat men de meetresultaten inderdaad met een formule van dezen vorm kan voorstellen.

De aldus bepaalde coëfficiënten in de vergelijking ingevuld, geven de volgende dampspanningsformule van vast krypton:

$$\log p_{\text{cm}} = \frac{-607.69}{T} + 7.2955 - 0.0026675 T.$$

Deze vergelijking geeft de dampspanning met voldoende nauwkeurigheid weer, zooals uit onderstaande tabel II blijkt, waar naast elkander de logarithmen van de gemeten dampspanningen en de met deze formule berekende logarithmen zijn opgegeven. Tevens kan men uit deze tabel zien hoe zuiver het nog niet gerectificeerde krypton reeds was, waarover in het eerste hoofdstuk gesproken is. De waarden die hierop betrekking hebben zijn weer met een * aangegeven.

TABEL II.

Vergelijking der gemeten en berekende dampspanningen van vast krypton.

T °K	$\log p_{\text{ber.}}$	$\log p_{\text{gem.}}$	$\log \frac{p_{\text{ber.}}}{p_{\text{gem.}}}$
115.94	1.745	1.740	+ 0.005
115.31	1.718	0.718	0
115.28	1.717	0.718	— 1
*113.84	1.654	1.656	— 2
*112.28	1.584	1.585	— 1
*111.73	1.559	1.559	0
111.51	1.548	1.549	— 1
*110.54	1.503	1.506	— 3
106.80	1.321	1.321	0
106.52	1.307	1.307	0
102.85	1.113	1.116	— 3
98.04	0.836	0.836	0
93.14	0.522	0.524	— 2
*90.21	0.319	0.316	+ 3
*90.16	0.315	0.315	0
90.06	0.308	0.305	+ 3
86.95	0.075	0.076	— 1
86.00	0.000	0.002	— 2
82.91	0.745—1	0.740—1	+ 5
78.66	0.360—1	0.372—1	— 12

*) Resultaten met nog niet gerectificeerd krypton.

Dampspanningen van vast krypton zijn nog gemeten door RAMSAY en TRAVERS (18), die echter slechts twee punten bepaald hebben, door ALLEN en MOORE (38), echter alleen in de buurt van het tripelpunt, door PETERS en WEIL (29) en door JUSTI (39). Vergelijken wij de resultaten der metingen van deze onderzoekers met de in tabel I opgegeven dampdrukken, dan blijken de verschillen met PETERS en WEIL en met JUSTI betrekkelijk groot te zijn, de afwijkingen tusschen RAMSAY en TRAVERS en ons zijn kleiner, maar alleen de metingen van ALLEN en MOORE kunnen met die van ons in overeenstemming geacht worden.

In de oorspronkelijke publicatie van de dampspanningen van vast krypton (34) hebben wij getracht de theoretische dampspanningsformule

$$\log p = \frac{-\lambda_0}{4.571 T} + 2.5 \log T - \frac{1}{4.571} \int_0^T \frac{dT}{T^2} \int_0^T c_s dT + i + k$$

te gebruiken om de resultaten weer te geven.

Hierin zijn λ_0 de verdampingswarmte bij het absolute nulpunt, c_s de atoomwarmte van de vaste stof in evenwicht met den verzadigden damp, i de chemische constante en k een correctie die aangebracht werd om rekening te houden met het feit dat de

damp zich niet als een ideaal gas gedraagt. De term $\int_0^T \frac{dT}{T^2} \int_0^T c_s dT$

werd met behulp van DEBLJE-functies ontwikkeld naar machten van $\frac{T}{\Theta}$. Daar toentertijd de karakteristieke temperatuur Θ nog

niet experimenteel bekend was, namen wij hiervoor de waarde $\Theta = 55$, in overeenstemming met de formule van LINDEMANN, welke $\Theta = 54.3$ geeft. Het bleek dan mogelijk de chemische constante i de theoretische waarde te geven en door $\lambda_0 = 2633$ cal/mol te kiezen de gemeten dampspanningen door de theoretische formule voor te stellen, waarbij de aansluiting van de formule aan het experiment tot dicht bij het tripelpunt zeer bevredigend was.

Door CLUSIUS (40) zijn nu echter metingen verricht, waaruit voor de karakteristieke temperatuur de waarde $\Theta = 63$ volgt. Hierdoor wordt de vroeger gegeven beschouwing onjuist en verliest deze vergelijking van theoretische en experimenteele dampspanningen haar beteekenis.

CLUSIUS, KRUIS en KONNERTZ (41) hebben echter nagegaan welke waarden zij λ_0 en i moesten geven om onze metingen met behulp van de theoretische dampspanningsformule weer te geven, als zij

de term $\int_0^T \frac{dT}{T^2} \int_0^T c_s dT$ met de door hen gemeten atoomwarmten

berekenden. Uit deze waarde van λ_0 hebben zij de verdampingswarmte bij het normale kookpunt berekend en deze vergeleken met de door hen zelf gemeten verdampingswarmte. Het verschil bedraagt 1.2 %.

De waarde van i , zooals die uit onze dampspanningsmetingen volgt, is ook niet geheel gelijk aan de theoretische waarde, zoodat de overeenstemming tusschen de door ons bepaalde dampdrukken en de waarden zooals zij met behulp van de door CLUSIUS, KRUIS en KONNERTZ gemeten soortelijke warmten uit de theorie volgen, niet volkomen is, maar de verschillen zijn van dien aard dat deze overeenstemming toch niet onbevredigend geacht mag worden.

HOOFDSTUK III.

METING VAN DE DAMSPANNINGEN VAN VLOEIBAAR KRYPTON.

Voor de meting van de dampspanningen van vloeibaar krypton zoowel als voor de bepaling van de damp- en vloeistofdichtheden, waarover in het volgende hoofdstuk gesproken zal worden, was een grootere hoeveelheid krypton noodig dan tot nu toe gebruikt was. De zuivering hiervan geschiedde weer op de in hoofdstuk I beschreven wijze, gefractioneerde verdamping gevolgd door rectificatie.

TABEL III.

Controlebepalingen van dampspanningen van vast krypton.

T °K	p cm	$\log p_{\text{gem.}}$	$\log p_{\text{ber.}}$	$\log \frac{p_{\text{gem.}}}{p_{\text{ber.}}}$
115.15	51.313	1.710	1.711	— 0.001
114.40	47.679	1.678	1.679	— 1
113.75	44.613	1.650	1.650	0
90.07	2.025	0.306	0.309	— 3
90.06	2.025	0.306	0.308	— 2
90.05	2.039	0.309	0.307	+ 2
89.92	1.991	0.299	0.298	+ 1
82.18	0.483	0.684—1	0.682—1	+ 2

Om een controle te hebben op de zuiverheid, werden met een hoeveelheid van dit gas nog eenige dampdrukken bepaald van vast krypton in het vroeger beschreven toestel. Deze in tabel III verzamelde waarden bleken geheel in overeenstemming te zijn met de reeds gevonden dampspanningslijn, zooals blijkt uit de laatste kolom, waar de verschillen van de uit de formule berekende dampdrukken en de gemeten waarden zijn opgegeven.

Met dit krypton, waarvan de hoeveelheid iets meer dan 2 liter bedroeg, werden eerst de in hoofdstuk IV besproken dichtheidsbepalingen verricht, daarna werden de dampspanningen van vloeibaar krypton gemeten.

Voor de bepaling van de dampdrukken lager dan 2 atmosfeer kon hetzelfde toestel gebruikt worden, waarmede ook de dampspanningen van vast krypton gemeten waren. Het rechter manometerbeen was hiertoe geopend, de druk in dit been werd met een barometer bepaald.

De opstelling die gebruikt werd bij de metingen van dampspanningen hooger dan 2 atmosfeer is schematisch aangegeven in figuur 3.

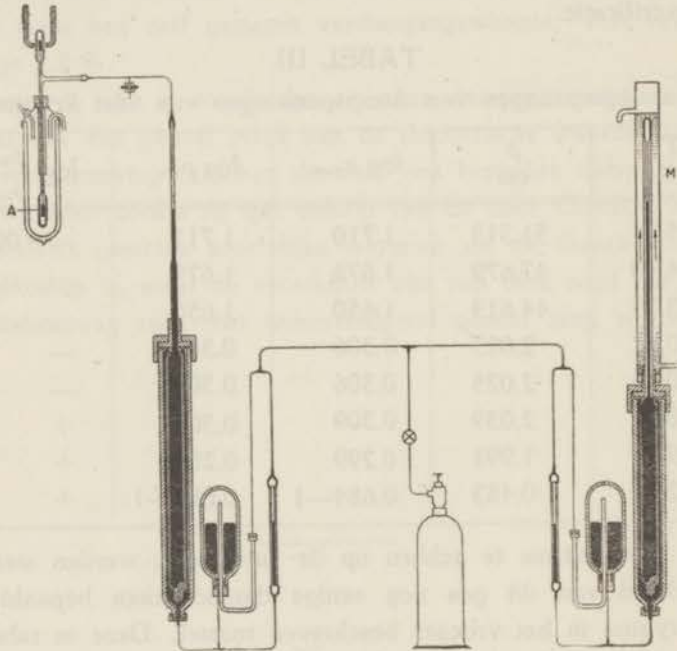


Fig. 3.

Inrichting voor de metingen van dampspanningen hooger dan 2 atmosfeer.

Met behulp van de persbus wordt het krypton samengeperst tot het in het dikwandige glazen reservoir *A*, dat in den cryostaat

geplaatst is, vloeibaar wordt. Met het oog op de bepaling van het kritische punt is in dit reservoir een kleine electromagnetisch bewogen roerder aangebracht. Het kwik wordt in de persbus omhooggedreven door lucht, die met behulp van een cylinder gecomprimeerde lucht op den gewenschten druk gebracht wordt, welke in een gesloten manometer *M* afgelezen kan worden.

Voor drukken beneden 20 atmosfeer gebruikten wij den gesloten heliummanometer *M* 20 (42), voor drukken daarboven den gesloten waterstofmanometer *M* 60 (43); beide zijn gecalibreerd met den open standaardmanometer van KAMERLINGH ONNES. De manometers waren omgeven door een waterbad, waarvan de temperatuur op ongeveer 20°C constant gehouden werd met een electricischen thermostat, zooals die beschreven is door VAN SANTEN (44). In de watermantels werd tegenstroom toegepast, de temperatuur werd bepaald met twee, met een standaardthermometer vergeleken, kwikthermometers.

Voor capillaire depressie, hoogteverschil van de kwikniveaus en het gewicht van de kolom samengeperste lucht in de verbindingsleiding tusschen manometer en persbus, werden correcties aangebracht.

Met een verschil in hoogte van den vloeistofspiegel van het krypton in het reservoir en het kwik in de persbus moest eveneens rekening gehouden worden, daar krypton een zwaar gas is, en dit verschil daarom bij de hooge drukken een flinke correctie zou vereischen. Daarom werd bij elke meting zorg gedragen dat dit verschil zoo klein was, dat ook bij 50 atmosfeer deze correctie nog kleiner dan $\frac{1}{2}$ cm kwik bleef, zoodat deze, in verband met de meetnauwkeurigheid van den *M* 60, verwaarloosd kon worden.

De temperaturen in den cryostaat werden verkregen met baden van vloeibare chloormethyl en ethyleen; zij werden gemeten met een platina weerstandsthermometer, die vergeleken was met den heliumthermometer.

De kritische temperatuur werd bepaald door een aantal waarnemingen te doen direct boven en beneden dit punt. Door zeer

voorzichtig de temperatuur te veranderen en steeds de condensatieverschijnselen na te gaan, werd de eerste maal de kritische temperatuur ingesloten in een gebied van 0.04 graad en bepaald op $209.40^{\circ}\text{K} \pm 0.02$ (max. fout). Een tweede serie metingen leverde een meer nauwkeurig punt, 209.39°K , wat dus in overeenstemming is met de eerste bepaling.

Tevens gelukte het een dampdruk te meten, zoo dicht bij het kritische punt (berekening gaf als temperatuur eveneens 209.39°K), dat deze druk, 54.182 norm. atm, als kritische druk beschouwd kan worden.

TABEL IV.
Dampspanningen van vloeibaar krypton.

T $^{\circ}\text{K}$	p norm. atm	
209.39	54.182	kritisch punt
208.63	53.147	
208.30	52.626	
200.57	42.180	
191.54	32.141	
179.74	21.798	
169.81	15.207	
162.88	11.530	
153.91	7.800	
145.55	5.172	
137.25	3.273	
127.38	1.7415	
121.06	1.0933	

Samen met een tweetal reeds eerder bepaalde dampdrukken (die bij 121 en 127°K) zijn de gemeten dampspanningen van vloeibaar krypton samengevat in tabel IV. De drukken zijn opgegeven in normale atmosferen, de temperaturen volgens de nader gepreciseerde schaal 1936 *).

*) Zie noot †), blz. 14.

Bij het zoeken van een formule die de dampspanning als functie van de temperatuur voorstelt, bleek een vergelijking van den vorm

$$\log p = \frac{a}{T} + b \log T + c + dT$$

met vier coëfficiënten een bevredigende aansluiting aan het experiment te geven. De constanten hierin werden volgens de op blz. 15 vermelde methode bepaald.

De vergelijking

$$\log p_{\text{norm. atm}} = \frac{-899.979}{T} - 12.54400 \log T + 31.50311 + 0.0175105 T$$

geeft de experimenteele resultaten met voldoende nauwkeurigheid weer, zooals blijkt uit tabel V, waar in de laatste kolom de verschillen tusschen de uit de formule berekende logarithmen van de dampspanningen en de uit de metingen gevonden waarden zijn opgegeven.

TABEL V.

Vergelijking der gemeten en berekende dampspanningen van vloeibaar krypton.

T °K	$\log p_{\text{gem.}}$	$\log \frac{p_{\text{gem.}}}{p_{\text{ber.}}}$
209.39	1.73386	— 0.00039
208.63	1.72550	+ 43
208.30	1.72120	+ 6
200.57	1.62511	— 33
191.54	1.50706	+ 12
179.74	1.33842	— 10
169.81	1.18204	+ 35
162.88	1.06183	— 19
153.91	0.89209	+ 28
145.55	0.71366	— 44
137.25	0.51495	+ 11
127.38	0.24092	— 3
121.06	0.03875	+ 6

Zal deze empirische vergelijking voor het geheele vloeistofgebied geldig zijn, dan zullen ook de waarden van temperatuur en druk voor het tripelpunt hiermee in overeenstemming moeten zijn.

Het in hoofdstuk II aangegeven tripelpunt, dat gevonden is bij de metingen van vast krypton, blijkt nu echter slecht bij de formule te passen. Deze toch geeft voor $T = 115.94^\circ\text{K}$ de waarde $\log p = 0.85644 - 1$, terwijl $\log \frac{54.9}{76} = 0.85878 - 1$. Het verschil 0.00234 is veel grooter dan de afwijkingen van de andere punten van de vergelijking.

De gebruikte insluitingsmethode laat voor de temperatuur nog een verandering van 0.03 graad, voor den druk een verandering van 0.15 cm toe. De waarden $T = 115.97^\circ\text{K}$, $p = 54.75$ cm, die dus nog in overeenstemming zijn met het experiment, sluiten nu weer goed aan bij de dampspanningslijn van vloeibaar krypton; voor $T = 115.97$ levert de vergelijking $\log p = 0.85755 - 1$, terwijl $\log \frac{54.75}{76} = 0.85757 - 1$.

Waar voor alle gemeten punten van de dampspanningslijn de

TABEL VI.
Vaste punten van krypton.

	t °C	T °K	p norm. atm
kritisch punt	— 63.75	209.39	54.182
kookpunt	— 153.21	119.93	1.0000
tripelpunt	— 157.17	115.97	0.7204

aansluiting van de empirische formule aan het experiment zeer goed is, lijkt het ons gerechtvaardigd deze tot het tripelpunt te extrapoleren, zoodat de nieuwe getallen het tripelpunt waarschijnlijk nauwkeuriger bepalen dan de vroeger gegeven waarden.

Door interpolatie met behulp van de vergelijking kan tenslotte nog het normale kookpunt van krypton gevonden worden. Dit is 119.93°K .

In tabel VI zijn de merkwaardige punten van de dampspanningslijn van krypton, zooals zij uit onze metingen volgen, samengevat.

Gaan wij tenslotte na in hoeverre onze metingen in overeenstemming zijn met die van andere onderzoekers, dan zien wij, dat RAMSAY en TRAVERS (18) ongeveer dezelfde waarde vinden voor den kritischen druk, maar dat de bijbehorende temperatuur ongeveer een graad hooger is. Ook bij lagere drukken is het verschil van deze grootte.

In de buurt van 1 atmosfeer zijn dampspanningen gemeten door PETERS en WEIL (29), door ALLEN en MOORE (38) en door JUSTI (39). Zooals reeds uit de bepalingen aan vast krypton verwacht kon worden, zijn alleen die van ALLEN en MOORE met de onze in overeenstemming te brengen.

De samenvatting van de temperaturen van het kookpunt volgens de verschillende onderzoekers, in tabel VII, kan een indruk geven van de onderlinge verschillen.

TABEL VII.

Kookpunt van krypton.

RAMSAY en TRAVERS (18)	— 151.67°C
PETERS en WEIL (29)	— 151.0 ± 0.5
ALLEN en MOORE (38)	— 152.9 ± 0.3
JUSTI (39)	— 152.30 ± 0.10
MEIUIZEN en CROMMELIN (35)	— 153.21

Een bepaling van het tripelpunt is nog verricht door CLUSIUS (40), die hiervoor vindt $T = 116.0^{\circ}\text{K} \pm 0.05$, $p = 549.5 \text{ mm} \pm 1.0$. In een latere publicatie (41) deelt hij mede, dat WEIGAND voor de tripelpuntstemperatuur 115.97°K vindt, welke waarde volkomen met de onze overeenstemt.

HOOFDSTUK IV.

METING VAN DE DICHTHEDEN VAN COEXISTEERENDE DAMP EN VLOEISTOF.

De methode, die gebruikt werd om de dichtheden van coëxisterende damp en vloeistof te bepalen, is reeds door MATHIAS en KAMERLINGH ONNES beschreven in een mededeeling over den rechtlijnigen diameter van zuurstof (45). Ter verduidelijking van wat over de metingen volgt, zij hier aan de hand van een schematische voorstelling van de gebruikte toestellen (fig. 4) nogmaals kort het principe meegedeeld.

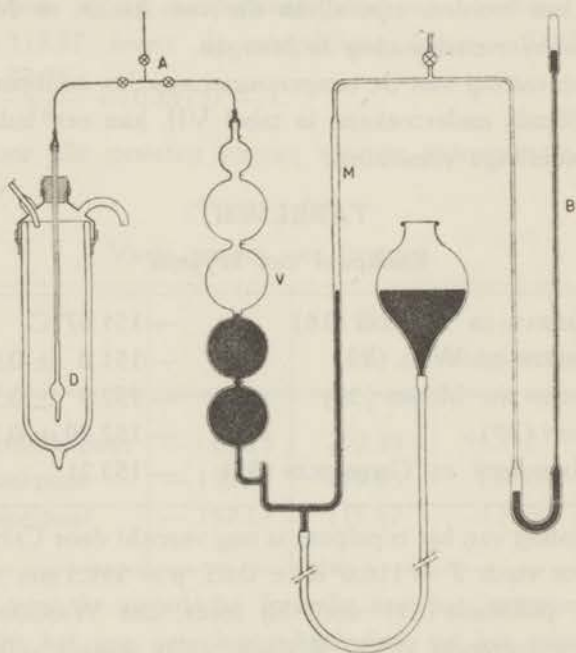


Fig. 4.

Volumenometer.

In een nauwkeurig gecalibreerden densimeter D , die in een cryostaat geplaatst is, wordt zooveel krypton geperst, dat de vloeistof in de appendix of in den verdeelden steel boven het bolletje staat al naar men de damp- dan wel de vloeistofdichtheid wil bepalen. Doordat zoowel steel als appendix een schaalverdeling dragen, kan men nauwkeurig de volumina van vloeistof en damp in den densimeter bepalen.

De totale hoeveelheid wordt daarna gemeten door het krypton zich te laten uitzetten resp. te verdampen in den volumenometer V , waarvan het volumen bekend is en waarin de druk met den manometer M in combinatie met een barometer B , bepaald kan worden. De temperatuur van het gas is dezelfde als van het water in den watermantel, die den volumenometer omgeeft.

Is het soortelijk gewicht van krypton onder normale omstandigheden bekend, dan kan het gewicht van de totale hoeveelheid gas dus berekend worden.

Deze hoeveelheid nu is de som van twee, weliswaar nog onbekende, grootheden, de hoeveelheden vloeistof en damp in den densimeter, maar het gewicht van den damp kan voorloopig uit de dichtheid onder normale omstandigheden berekend worden, zoodat een eerste waarde van de vloeistofdichtheid uit de metingen volgt. Hiermee kan men nu weer een nauwkeuriger waarde voor de dampdichtheid bepalen, die in plaats van de eerst gebruikte genomen kan worden. Op deze wijze doorgaande, kan men vrij spoedig de juiste waarden der beide dichtheden vinden.

Op de vele correcties, die aangebracht moeten worden, wordt later bij de berekeningen teruggekomen.

De gebruikte toestellen zijn dezelfde die voor vroegere dichtheidsmetingen gediend hebben. Voor bijzonderheden kan men de mededeelingen over de rechtlijnige diameters van argon (46) en stikstof (47) raadplegen.

Alleen in de opstelling van de apparaten voor de watercirculatie in de watermantels om volumenometer en manometer is voor onze

metingen eenige verandering aangebracht. Fig. 5 zal een en ander verduidelijken. Beide watermantels zijn parallel geschakeld, een klein waterpompje *D* zorgt voor de circulatie. Een met aceton gevulde reguleur, volgens de constructie van VAN SANTEN (44), regelt den stroom van het verwarmingselement volgens een, ook

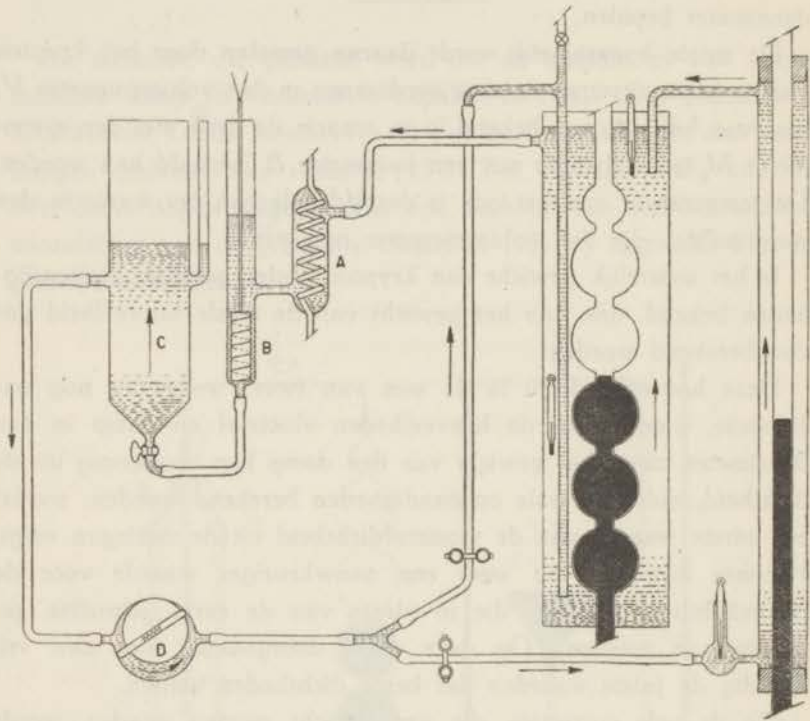


Fig. 5.

Thermostaat.

- A* waterkoeling.
- B* verwarmingsspiraal voor constante opwarming.
- C* reservoir met reguleur en verwarmingselement.
- D* waterpompje.

door VAN SANTEN aangegeven, schema. Hierin is alleen deze verandering aangebracht, dat in het geval dat de afkoeling van het

water zoo sterk is, dat de perioden van opwarming veel langer worden dan die van afkoeling, wat bij lage kamertemperatuur kan optreden, een constante kleine stroom het verwarmingselement doorloopt, die met een regelweerstand van maximaal 500 Ω zoo geregeld wordt, dat de sterke afkoeling hierdoor vrijwel gecompenseerd wordt.

Hoewel oorspronkelijk het water in de mantels om manometer en volumemeter voorverwarmd werd tot ongeveer 20°C door bovenin water van deze temperatuur bij te vullen, terwijl het koude water beneden afgetapt werd, is later een verwarmings-spiraal *B* van 40 Ω in de watercirculatie geplaatst, die met wisselstroom verhit werd. De stroom bedroeg 3 ampère, de opwarming 3 graden per kwartier. Hoewel het dus 's winters vrij lang kon duren voordat de temperatuur van 20°C bereikt was, werd aan deze handelwijze toch de voorkeur gegeven boven de vroegere, omdat nu ten eerste de verwarming meer gelijkmatig geschiedde en ten tweede de watercirculatie niet verstoord kon worden doordat de weerstand van de leidingen plotseling veranderde door meegezogen lucht, waarvoor de opstelling zeer gevoelig was.

Ter bepaling van de temperatuur van het water zijn twee thermometers geplaatst in den watermantel om den volumemeter en een bij den invoer van den manometermantel.

In den mantel om den volumemeter is tegenstroom toegepast, het water wordt door een glazen buis tot beneden in den mantel gepompt, hierdoor kan het in warmtewisseling treden met het opstijgende water, waardoor temperatuurfluctuaties worden opgeheven.

Hoewel bij deze opstelling de hoeveelheid water veel grooter is dan bijvoorbeeld in de circulatie bij een gesloten manometer waarvoor VAN SANTEN den reguleur ontwierp, blijkt ook hier de plaatsing van het verwarmingselement onder den acetonthermometer de beste resultaten te geven. Door ook de kamertemperatuur tijdens de metingen voortdurend te controleeren, bleek het mogelijk de temperatuur der waterbaden tijdens een meting, die ongeveer een uur duurde, binnen 0.02 graad constant te houden.

De temperatuur van damp en vloeistof in den densimeter kon gemakkelijk gemeten worden met een platina weerstandsthermometer in den cryostaat. Ter controle was nog een tweede thermometer aangebracht, beide waren vergeleken met den heliumthermometer. Om echter een correctie te kunnen aanbrengen voor den damp die in den glascapillair boven den verdeelden steel, gedeeltelijk nog in den cryostaat, gedeeltelijk ook daarbuiten, aanwezig is, moet ook hiervan de temperatuur bekend zijn. De gemiddelde temperatuur van de ruimte in den cryostaat werd gemeten met een zogenaamden hulpcapillair, een glazen buis van dezelfde lengte die geheel als reservoir van een gasthermometer dienst doet.

Behalve deze hulpcapillair, de densimeter en de beide weerstandsthermometers waren in den cryostaat nog een roerder en een stookspiraal geplaatst.

Er was voor gezorgd dat men, door het onverzilverde deel van het Dewarglas kijkend, een onbelemmerd gezicht op den densimeter had, zoodat men, met behulp van een voor den cryostaat opgestelden kijker, den stand van den vloeistofspiegel zoowel in den steel als in de appendix kon aflezen.

Het krypton werd nu door middel van de persbus, die aan kraan *A* (fig. 4) aangesloten was, in den densimeter geperst totdat de meniscus een stand bereikt had, die voor de metingen wensche-lijk was, bij bepaling van een vloeistofdichtheid dus in den steel, bij meting van een dampdichtheid in de appendix. Hierna werd kraan *A* gesloten.

Soms was het mogelijk met dezelfde hoeveelheid krypton verschillende dichtheden te bepalen. Zoo werden op eenzelfden dag dichtheden gemeten bij -110 , -120 , -130 , -140 en -150°C . De dichtheid verandert in dit gebied nog zoo weinig, dat de meniscus hierbij nog steeds op de schaalverdeeling van den steel was af te lezen.

Daar het de bedoeling was uit de dichtheden den diameter te berekenen, was het gewenscht steeds damp- en vloeistofdichtheid

zoo veel mogelijk bij dezelfde temperatuur te bepalen. Bovendien vergroot dit de nauwkeurigheid bij de berekening van de correcties voor den aanwezigen damp bij de meting van de vloeistofdichtheid, voor de aanwezige vloeistof bij de bepaling van de dampdichtheid. Daarom hebben wij ook dikwijls geprobeerd, en eenige malen zijn wij hierin geslaagd, na de bepaling van het vloeistofvolumen zoo veel krypton naar den volumemeter te laten ontsnappen, dat de vloeistofspiegel in de appendix kwam te staan. Daar hierbij de temperatuur in den cryostaat constant gehouden werd, kon dan een bijbehorende bepaling van de dampdichtheid gedaan worden. Hierna werd in den volumemeter de hoeveelheid afgeblazen krypton gemeten, waarna ook de tweede portie uit den densimeter in den volumemeter toegelaten werd en de totale hoeveelheid bepaald.

Tijdens de volumebepalingen moest gezorgd worden, dat de temperatuur in den cryostaat constant gehouden werd, omdat de densimeter met den volumemeter in verbinding bleef. Daarom werd meestal de vloeistof in den cryostaat opgewarmd tot het kookpunt, waarna deze aan zichzelf overgelaten kon worden.

Wat de metingen zelf betreft, was de druk in den cryostaat voor een bepaalde temperatuur ingesteld en was de temperatuur eenmaal constant geworden, dan was de meting met den densimeter spoedig verricht. Gedurende eenigen tijd werd de stand van den meniscus in steel of appendix afgelezen, de weerstand van de platina thermometers werd bepaald en de temperatuur van de schadelijke volumina gemeten.

Voor de volumemetermetingen waren meer aflezingen vereischt. Hier moesten volumen, druk en temperatuur van het gas bekend zijn. Om het volumen te kennen moest de stand van het kwik in een der halzen van den in bollen verdeelden volumemeter nauwkeurig afgelezen worden; om den druk te bepalen werden manometer en barometer afgelezen. Al deze bepalingen werden met een kathetometer verricht. De temperatuur tenslotte werd afgelezen op kwikthermometers die te voren in een gebied van

17 tot 21°C vergeleken waren met een standaardthermometer.

Op deze wijze werden bij dertien verschillende temperaturen, verdeeld over het geheele vloeistofgebied, vloeistofdichtheden bepaald. In de buurt van het kritische punt werden de temperaturen dichter bij elkaar gekozen dan bij lagere temperaturen, daar de dichtheid bij het kritische punt sterk verandert.

Bij elf temperaturen, zoo goed mogelijk aan deze gelijk, werden ook dampdichtheden bepaald. Alleen bij de laagste twee temperaturen —140 en —150°C, werden geen dampdichtheden gemeten, daar deze zoo klein worden, dat met het gebruikte toestel geen nauwkeurige bepalingen verricht kunnen worden.

Zooals reeds is opgemerkt, bestaat de berekening van de dichtheden nu uit de volgende twee deelen:

- 1°. de berekening van het volumen van damp of vloeistof,
- 2°. de berekening van het gewicht hiervan.

Daar de densimeter gecalibreerd is, levert de stand van den meniscus in steel of appendix direct het volumen van de vloeistof indien daarop nog de volgende correcties worden aangebracht:

a. een correctie voor de inkrimping van het reservoir bij lage temperatuur. Deze is noodig, daar de calibratie geschied is bij 20°C. Zij werd berekend met de formule van KAMERLINGH ONNES en CLAY (48):

$$v = v_0 [1 + \{ 27.61 t + 0.0362 t^2 \} 10^{-6}]$$

b. een correctie voor het volumen van den vloeistofmeniscus.

Een correctie voor de uitzakking van het reservoir onder inwendigen druk behoefde bij de drukken waarbij geëxperimenteerd werd (tot 50 atm) niet te worden aangebracht. Deze uitzakking, die weliswaar niet direct gemeten maar geschat werd, valt binnen de grens van de nauwkeurigheid der metingen *).

*) Voor een bolvormig reservoir zou volgens een formule uit OLEBSCH (49),

$$\Delta V = 3VP \frac{\frac{1}{2} a^2 + \frac{5}{8} a^3}{E (a^2 - a^3)}$$

De correctie voor de inkrimping van het reservoir bedraagt voor de laagste temperatuur ongeveer 4 ‰ , die voor het volumen van den vloeistofmeniscus nauwelijks 1 ‰ . De invloed van deze laatste correctie op de vloeistofdichtheid is van dezelfde grootte, op de dampdichtheid kan hij echter 2% worden.

Bij de berekening van het volumen van den vloeistofmeniscus zijn wij voor krypton in een onzeker geval. Direct gemeten grootheden betreffende de capillariteit ontbreken, de capillariteitsconstante werd daarom met de wet der overeenstemmende toestanden uit die van argon berekend. Krypton vertoont namelijk groote overeenkomst met argon, zooals ook nog uit de vergelijking van de beide diameters zal blijken.

Van argon zijn de capillariteitsconstanten bij temperaturen van -183 tot -189°C bekend (51). Met de wet van EÖTVÖS werden deze nu ook berekend tusschen -183°C en het kritische punt. Voor een, bij de onderzoekingen van argon gebruikten densimeter, waren hiermee volgens de constructie van KELVIN indertijd de menisci van argon in steel en appendix geteekend (46). Uit deze teekeningen waren de meniscus-hoogten afgelezen, waarmee het volumen berekend werd als verschil van een cylinder en een halve omwentelingsellipsoïde

Aannemende dat het verschil van uitwendigen en inwendigen straal $a - a' = 3 \text{ mm}$, wordt bij $a = 11 \text{ mm}$, $\frac{\Delta V}{V} = 3 \cdot 10^{-4}$ voor $P = 50 \text{ kg/cm}^2$.

Voor een cilindervormig reservoir geeft de formule

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{1}{E} \left\{ 1 - \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^2 \right\} \left[\left\{ 3(1 - 2\mu) \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^2 + 2(1 + \mu) \right\} P_2 - (5 - 4\mu) P_1 \right]$$

(SCHALKWIJK (50), R_2 en P_2 zijn straal en druk binnen, R_1 en P_1 die buiten het reservoir) bij dezelfde aannamen $\frac{\Delta V}{V} = 1.3 \cdot 10^{-3}$. Voor het glazen reservoir werd aangenomen $E = 7.10^5 \text{ kg/cm}^2$, $\mu = 0.25$. Daar nu de densimeter eerder als een bol dan als een cylinder beschouwd kan worden en bovendien een wanddikte van 3 mm aan den kleinen kant geschat is, kan de correctie voor uitzakking van het reservoir verwaarloosd worden.

met als halve assen de straal van de buis en de hoogte. Bij deze berekening voor argon werd tevens gecontroleerd of het geoorloofd is het meniscusoppervlak als dat van een omwentelingsellipsoïde te beschouwen.

Van de aldus indertijd berekende meniscusvolumina voor argon kon gebruik gemaakt worden in het geval van krypton.

Het vloeistofoppervlak wordt bepaald door de volgende vergelijking:

$$\frac{1}{r_2} = \frac{s}{H} h + \frac{2}{\rho} - \frac{1}{r_1}$$

waarin s het verschil in soortelijk gewicht van vloeistof en damp, ρ de kromtestraal in het laagste punt van den meniscus, h de hoogte van een punt op het oppervlak boven dit laagste punt en H de capillariteitsconstante voorstellen, terwijl r_1 en r_2 de hoofdkromtestralen in het punt van het oppervlak zijn (52).

Voor een gekozen temperatuur is $\frac{s}{H}$ bekend. Voor vloeibaar gemaakte gassen wordt aangenomen, dat de randhoek aan glas 0 graden is. De randvoorwaarde is dus, dat bij een afstand R , de straal van de buis, het oppervlak een verticaal raakvlak heeft. Daarom wordt ρ zoo gevarieerd, dat hieraan voldaan is. Dit is de constructie van KELVIN.

Om deze constructie uit te kunnen voeren, moet op een groote schaal gewerkt worden, voor argon was de vergrooting vijftigmaal. $\frac{s}{H}$, welke grootheid de dimensie heeft van het reciproke van een oppervlak, moet dus door het kwadraat van deze vergrooting gedeeld worden, hier door 2500. Tenslotte moet de hoogte van den meniscus verkregen worden door de hoogte van de constructie door de vergrooting te deelen. Zoo werden bij argon voor verschillende temperaturen de meniscushoogten bepaald.

Wat echter essentieel is, is het verband tusschen de hoogte

en de grootheid $\frac{s}{H}$. Voor een bepaalde doorsnede van de buis, dus voor een constante R , zal steeds bij een bepaalde waarde van $\frac{s}{H}$ een heel bepaalde meniscushoogte behooren.

Dit verband kon nu echter niet zonder meer gebruikt worden bij de meniscusvolumina voor krypton, omdat de tegenwoordige densimeter andere afmetingen heeft dan die waarvoor de constructies van KELVIN werden uitgevoerd.

De vergrotingen voor steel en appendix zijn nu andere getallen dan vroeger. Niet alleen dat dus de uit de constructie afgelezen meniscushoogten door andere getallen gedeeld moeten worden, ook de waarden van $\frac{s}{H}$, waarvoor deze hoogten optreden, zullen andere zijn dan vroeger. In verband met de gegeven dimensiebeschouwing is echter gemakkelijk in te zien hoe de oude en de nieuwe $\frac{s}{H}$ samenhangen.

Het gemakkelijkst kan men het verband tusschen de meniscushoogte en de logarithe van $\frac{s}{H}$ in een grafiek uitzetten. Dit verband is volkomen onafhankelijk van de stof en geldt voor alle metingen met den nieuwen densimeter. Het bijzondere van de vloeistof, waarvan de meniscus beschouwd wordt, treedt eerst op als we het verband tusschen $\frac{s}{H}$ en de temperatuur gaan invoeren.

Om de correctie voor den inhoud van den kryptonmeniscus te bepalen, werd daarom eerst voor de temperaturen waarbij de metingen verricht waren, de $\frac{s}{H}$ berekend; daarna werd uit de $\log \frac{s}{H}$ -meniscushoogte-kromme de hoogte afgelezen, waarmee de inhoud berekend werd. De grootheid s werd uit een voorloopige dichtheidskromme afgelezen die berekend

was met de wet der overeenstemmende toestanden uit de dichtheden van argon; de capillariteitsconstante H werd evenzoo uit de gegevens van argon berekend.

Na het aanbrengeu dezer correcties is het volumen van de vloeistof nauwkeurig bekend, de onder 1^o. genoemde berekening is dus voor een vloeistofbepaling uitgevoerd. Moeten wij voor een dampdichtheidsmeting het volumen van den verzadigden damp weten, dan wordt hiervoor genomen het volumen van den densimeter tot boven in den steel, verminderd met het volumen vloeistof dat beneden in de appendix staat. Het totale volumen van den densimeter wordt dus herleid op de temperatuur van den cryostaat, het volumen van den druppel, als boven berekend, wordt daarvan afgetrokken, zoodat nu ook het juiste volumen damp bekend is.

Uit de volumenometermetingen kan men nu het gewicht van dit volumen vloeistof of damp berekenen. Daartoe wordt het volumen van het gas herleid op 0°C en 1 atmosfeer, waarna vermenigvuldiging met het litergewicht van krypton het gewicht van het gas oplevert.

Het aantal correcties, dat op de directe meting in den volumenometer aangebracht moet worden, is echter vrij groot.

Het volumen van de bollen, waaruit de volumenometer bestaat, is uit een calibratie bekend evenals de doorsnede van de verbindingsstukken. De hoogte van den kwikmeniscus werd met behulp van de tabellen uit de International Critical Tables omgerekend op de hoogte van een cylinder die denzelfden inhoud heeft als de meniscus. Het volumen van het gas kan dus berekend worden.

Een correctie voor het temperatuurverschil tusschen waterbad en 20°C, waarbij de calibratie is geschied, behoefde niet te worden aangebracht, daar dit verschil altijd beneden een graad bleef, wat nog maar een correctie van 1 op 50000 zou geven. Wel is het noodig de temperatuur van het waterbad nauwkeurig te kennen om het gasvolumen op 0°C te kunnen herleiden.

De drukmeting in het gas geschiedt met een manometer die

verbonden is aan een barometer. Correcties voor capillaire depressie en verandering van de dichtheid van het kwik met de temperatuur worden op de gewone wijze aangebracht.

Het normaalvolumen werd nu berekend met de toestandsvergelijking:

$$pv_A = A_{A_0} (1 + \alpha_A t) \{ 1 + B^{(p)} p \}$$

die zonder term met p^2 voldoende nauwkeurig is.

Bij dit normaalvolumen moet nu nog geteld worden dat van het gas in den densimeter en in de leidingen daarheen, voorzoover deze tenminste bij de metingen aangesloten waren. Ook hier kon, ondanks de vaak lage temperatuur van den densimeter, de genoemde toestandsvergelijking gebruikt worden, daar de druk steeds laag was. Bij correcties, die hierna nog ter sprake zullen komen, waar de drukken veel hoger waren, was het noodzakelijk nog een term $C^{(p)} p^2$ in te voeren.

Van krypton zijn deze coëfficiënten slechts bekend uit de isothermenmetingen, boven 0°C , van RAMSAY en TRAVERS (18) en uit die der 0° -isotherm van HEUSE en OTTO (53). Daarom werden de coëfficiënten, voor zoover noodig, berekend met behulp van de gereduceerde toestandsvergelijking voor argon VII A 3 (54).

In hoeverre de regel der overeenstemmende toestanden van toepassing is op argon en krypton en in hoeverre dus de zoo gevonden coëfficiënten nauwkeurig zijn, is moeilijk te schatten.

Uit de metingen van HEUSE en OTTO volgt de waarde $B_{0^\circ\text{C}} = -0.00279$, met VII A 3 vindt men $B_{0^\circ\text{C}} = -0.00258$, welke waarden onderling 8 % verschillen.

Om een indruk te krijgen welken invloed een eventueele onjuiste waarde der gebruikte coëfficiënten op de uitkomsten van de berekening der vloeistof- en dampdichtheden heeft, werd daarom eens aangenomen dat alle waarden van de $B^{(p)}$ 10 %, die van de $C^{(p)}$ 100 % onnauwkeurig zouden zijn. Daar de druk van het gas in den volumemeter van de grootte van 1 atmosfeer was, blijft de onzekerheid in het normaalvolumen beneden de grens der meet-

nauwkeurigheid, zoodat de totale hoeveelheid gas met voldoende nauwkeurigheid bekend is.

Om nu van deze hoeveelheid het gewicht te berekenen, moet het litergewicht van krypton bekend zijn. Hiervoor komen in aanmerking de waarden

$$3.733 \text{ g/l} \pm 0.007 \text{ van ALLEN en MOORE (38) en}$$

$$3.743 \text{ g/l} \pm 0.001 \text{ van HEUSE en OTTO (53).}$$

Hoewel de dampspanningen van ALLEN en MOORE beter overeenkomen met die gemeten aan het door ons gebruikte krypton, dan de dampdrukken die JUSTI (39) vindt met het krypton van HEUSE en OTTO, waaruit dus de gevolgtrekking gemaakt zou kunnen worden dat het door ons gebruikte gas de meeste overeenkomst vertoont met dat van ALLEN en MOORE, werd toch als litergewicht van krypton het getal van HEUSE en OTTO genomen. De onzekerheid in de waarde van ALLEN en MOORE is betrekkelijk groot, terwijl het bovendien volstrekt niet noodig is dat de afwijkingen van de dampspanningen onderling een gevolg zijn van een verschil in zuiverheid.

De aldus berekende hoeveelheid krypton is nu de som van

a. voor de vloeistofdichtheidsmetingen,

1. de hoeveelheid vloeibaar krypton;
2. den damp daarboven in den densimeter;
3. den damp in den capillair en de verbindingsleidingen tot kraan A (fig. 4).

b. voor de dampdichtheidsmetingen,

1. den druppel vloeibaar krypton in de appendix;
2. den damp in den densimeter;
3. den damp in capillair en verbindingsleidingen tot kraan A.

De volumina van deze hoeveelheden zijn bekend, de drukken worden berekend met de dampspanningsformule van vloeibaar krypton uit de temperatuur van den cryostaat. Deze temperatuur is ook

die van de eerste en de tweede hoeveelheid, de derde heeft verschillende temperaturen, in den cryostaat wordt deze gemeten met den hulpcapillair, daarbuiten met kwikthermometers.

Uit een toestandsvergelijking, waarin nu ook de derde coëfficiënt voorkomt, kan het gewicht van a_3 of b_3 berekend worden.

Nemen wij weer aan, zooals hierboven voorgesteld werd, dat de onzekerheid in de waarde van den tweeden coëfficiënt $B^{(p)}$ 10 %, die in de $C^{(p)}$ 100 % bedraagt, dan wordt door de correctie a_3 deze onnauwkeurigheid in de vloeistofdichtheid merkbaar als een onzekerheid van iets meer dan 1‰ bij de hoogste temperatuur. Voor lagere temperaturen wordt deze onzekerheid steeds kleiner. Door de correctie b_3 krijgt de dampdichtheid een onzekerheid die van 2‰ voor de hoogste temperatuur afneemt tot $\frac{1}{2}\text{‰}$ voor de laagste temperatuur.

De onbekendheid van de toestandsvergelijking van krypton heeft dus op de nauwkeurigheid der vloeistofdichtheden slechts een geringen invloed, terwijl voor de dampdichtheden slechts bij hoogere temperaturen de nauwkeurigheid erdoor wordt beïnvloed. Voor de verdere berekeningen kan dan ook worden aangenomen, dat het gewicht van a_3 en b_3 nauwkeurig bekend is.

Anders is dit met de hoeveelheden a_1 en a_2 resp. b_1 en b_2 . Het volumen van a_2 is bekend, eveneens de temperatuur. Uit de voorloopige dichtheidskromme, ook weer met den regel der overeenstemmende toestanden uit die van argon verkregen, kan bij deze temperatuur de dampdichtheid worden afgelezen, welke dus een voorloopige waarde voor het gewicht van a_2 geeft. Door van de, uit de volumemetermetingen bekende, totale hoeveelheid gas a_2 en a_3 af te trekken, kan dus ook nog maar een voorloopig gewicht van a_1 gevonden worden.

Deze waarde, gedeeld door het volumen van a_1 , levert dus ook pas een eerste benadering van de vloeistofdichtheid.

Evenzoo wordt uit de voorloopige dichtheidskromme een voorloopig gewicht van b_1 berekend, hiermee een waarde voor b_2 , die weer de eerste benadering van de dampdichtheid geeft.

Deze eerste benaderingen kunnen nu echter gebruikt worden in de plaats van de berekende dichtheidskromme. Zoo wordt een tweede, reeds nauwkeuriger, benadering gevonden. Tenslotte, in de derde benadering, bleken de dichtheden nog maar zoo weinig te veranderen, dat hiermee de definitieve waarden bepaald waren.

Daar vloeistof- en dampdichtheden niet steeds bij exact dezelfde temperatuur gemeten waren, werden hiervoor nog correcties aangebracht.

Bij de lagere temperaturen is de dampdichtheid zoo klein, dat de correctie voor de vloeistof in de appendix driemaal grooter werd

TABEL VIII.

Vloeistof- en dampdichtheden van krypton.

T °K	$\delta_{\text{vloeistof}}$	δ_{damp}
208.20	1.1926	0.6467
205.99	1.3171	0.5404
201.90	1.4590	0.4217
199.63	1.5161	0.3774
193.59	1.6379	0.2903
188.38	1.7255	0.2350
180.82	1.8338	0.17576
170.92	1.9574	0.12014
163.68	2.0350	0.09004
153.33	2.1363	0.05774
144.03	2.2202	0.03739
134.12	2.3040	0.02196*
125.96	2.3707	0.01333*

*) Berekend met de toestandsvergelijking.

dan de hoeveelheid damp zelf. Daarom was het onmogelijk, bij nog lagere temperaturen de dampdichtheid direct te bepalen. Voor de laagste twee temperaturen werd daarom volstaan met een berekening uit de toestandsvergelijking.

De boven aangenomen onzekerheid in de coëfficiënten zou een onnauwkeurigheid van 3‰ in deze waarden veroorzaken.

De resultaten van de metingen van vloeistof- en dampdichtheden zijn samengevat in tabel VIII.

HOOFDSTUK V.

BEREKENING VAN EENIGE THERMODYNAMISCHE GROOTHEDEN MET BEHULP VAN DE GEMETEN DICHTHEDEN.

De diameter van krypton.

Zijn de dichtheden van coëxisterende damp en vloeistof van een stof bekend, dan kan men hieruit nog eenige thermodynamische grootheden van die stof berekenen.

In dit verband is waarschijnlijk de rechtlijnige diameter van CAILLETET en MATHIAS het meest interessant. Deze diameter, de lijn die het gemiddelde der beide dichtheden aangeeft, blijkt voor alle stoffen die in damp- en vloeistofoestand dezelfde moleculaire samenstelling hebben, ten naaste bij recht te zijn. Dit merkwaardige feit is in 1886 door CAILLETET en MATHIAS ontdekt en sindsdien voor vele stoffen gecontroleerd.

De diameter is belangrijk om twee redenen. Ten eerste verschaft hij een middel om de kritische dichtheid te berekenen. Ten tweede biedt hij een mogelijkheid de verschillende stoffen onderling te vergelijken, daar alle stoffen volgens de wet der overeenstemmende toestanden denzelfden gereduceerden rechtlijnigen diameter zouden moeten hebben.

Om de ordinaten van den diameter van krypton te vinden behoeven wij slechts het gemiddelde van damp- en vloeistofdichtheid uit tabel VIII te nemen. Tabel IX geeft deze waarden, die in fig. 6, waar de dichtheidskromme geteekend is, zijn uitgezet.

TABEL IX.

Parameters van den diameter van krypton.

T °K	$y = \frac{\delta_{v1} + \delta_d}{2}$
208.20	0.9196
205.99	0.9287
201.90	0.9403
199.63	0.9467
193.59	0.9641
188.38	0.9803
180.82	1.0048
170.92	1.0388
163.68	1.0625
153.33	1.0970
144.03	1.1288
134.12	1.1630
125.96	1.1920

Uit fig. 6 blijkt, dat ook voor krypton de regel van den rechtlijnigen diameter geldt in dezelfde mate als voor de meeste vroeger onderzochte stoffen. Een nauwkeurige beschouwing leert namelijk, dat in de buurt van het kritische punt de diameter niet meer rechtlijnig is, zooals bij lagere temperaturen, maar kleine afwijkingen naar boven vertoont.

Om het rechtlijnige karakter zoo goed mogelijk in een lineaire vergelijking tot uiting te laten komen, moeten dan ook ter bepaling van de coëfficiënten de punten in de buurt van de kritische temperatuur buiten beschouwing gelaten worden. De rechtlijnige diameter wordt dan voorgesteld door

$$y_1 = 1.6156 - 0.003377 T.$$

In tabel X zijn de afwijkingen van den experimenteelen diameter

van deze rechte lijn opgegeven, in fig. 7 zijn zij als ordinaten uitgezet. Zooals reeds werd opgemerkt, vertoonen deze een syste-

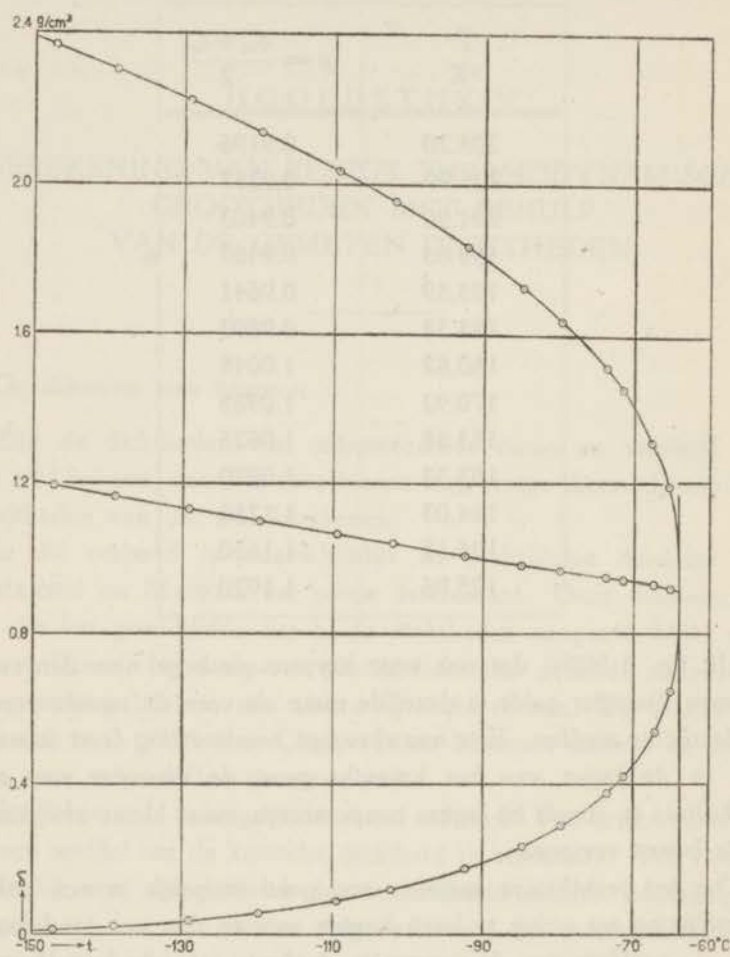


Fig. 6.

Diameter van krypton.

matisch karakter en worden zij in de buurt van het kritische punt betrekkelijk groot.

TABEL X.

Vergelijking van den rechlijnigen met den experimenteelen diameter.

T °K	y	y_1	$y - y_1$	$y - y_1$ in ‰
208.20	0.9196	0.9125	+ 0.0071	+ 8
205.99	0.9287	0.9200	+ 87	+ 9
201.90	0.9403	0.9339	+ 64	+ 7
199.63	0.9467	0.9414	+ 53	+ 6
193.59	0.9641	0.9618	+ 23	+ 2
188.38	0.9803	0.9794	+ 9	+ 0.9
180.82	1.0048	1.0050	— 2	— 0.2
170.92	1.0388	1.0384	+ 4	+ 0.4
163.68	1.0625	1.0629	— 4	— 0.4
153.33	1.0970	1.0978	— 8	— 0.7
144.03	1.1288	1.1292	— 4	— 0.4
134.12	1.1630	1.1627	+ 3	+ 0.3
125.96	1.1920	1.1902	+ 18	+ 1.5

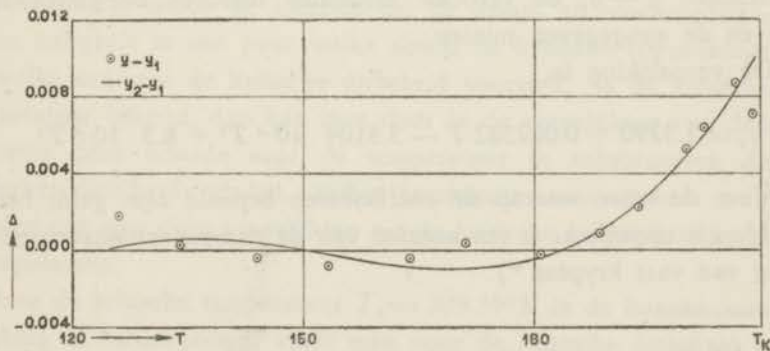


Fig. 7.

Verschillen tusschen gemeten en berekende diameterordinaten.

Terwijl voor de lage temperaturen de verschillen tusschen gemeten en berekende diameterordinaten minder dan 1 ‰ zijn, wat de nauwkeurigheid is die van de metingen verwacht mocht worden, bereiken zij voor hogere temperaturen bijna 1 %.

Zooals in het vorige hoofdstuk nagegaan werd, zou een eventueele fout van 10 % in den tweeden coëfficiënt van de toestandsvergelijking van krypton en een fout van 100 % in den derden coëfficiënt de vloeistofdichtheid nauwelijks meer dan 1 ‰ wijzigen. De grootste fout van 2 ‰ kon erdoor optreden in de dampdichtheid bij de hoogste temperatuur. De invloed op de diameterordinaat blijft dan echter zeker minder dan 2 ‰, zoodat de systematische afwijkingen hierdoor niet verklaard kunnen worden.

Wil men den diameter met grooter nauwkeurigheid voorstellen, dan zal men een vergelijking met meer coëfficiënten moeten gebruiken, zooals door YOUNG (55) en ook door MATHIAS (56) zelf eenige malen gedaan is.

Voor het geval van krypton kan men met een derdegraadsvergelijking de metingen met bevredigende nauwkeurigheid voorstellen, zooals blijkt uit tabel XI, waar naast de ordinaten, zooals zij uit de vergelijking volgen, ook de verschillen met de uit de metingen gevonden ordinaten zijn opgegeven. In fig. 7 zijn deze verschillen $y - y_2$ de verticale afstanden tusschen de getrokken lijn en de aangegeven punten.

De vergelijking is:

$$y_2 = 1.3290 + 0.002382 T - 3.8104 \cdot 10^{-5} T^2 + 8.3 \cdot 10^{-8} T^3.$$

Voor de wijze waarop de coëfficiënten bepaald zijn, geldt hetzelfde als opgemerkt is ten aanzien van de dampspanningsvergelijking van vast krypton *).

*) blz. 15.

TABEL XI.

Voorstelling van den experimenteelen diameter door een kromme van den derden graad.

T °K	y	y_2	$y - y_2$	$y - y_2$ in ‰
208.20	0.9196	0.9223	- 0.0027	- 2.9
205.99	0.9287	0.9283	+ 4	+ 0.4
201.90	0.9403	0.9398	+ 5	+ 0.5
199.63	0.9467	0.9463	+ 4	+ 0.4
193.59	0.9641	0.9643	- 2	- 0.2
188.38	0.9803	0.9804	- 1	- 0.1
180.82	1.0048	1.0046	+ 2	+ 0.2
170.92	1.0388	1.0374	+ 14	+ 1.3
163.68	1.0625	1.0620	+ 5	+ 0.5
153.33	1.0970	1.0976	- 6	- 0.5
144.03	1.1288	1.1296	- 8	- 0.7
134.12	1.1630	1.1633	- 3	- 0.3
125.96	1.1920	1.1904	+ 16	+ 1.3

De diameter snijdt de kromme die de damp- en vloeistofdichtheden aangeeft in een punt welks abscis de kritische temperatuur en welks ordinaat de kritische dichtheid voorstelt. Is de kritische temperatuur bekend, dan kan men door in de vergelijking van den diameter deze waarde voor de temperatuur te substitueeren de kritische dichtheid vinden, indien tenminste aangenomen mag worden dat men deze vergelijking tot de kritische temperatuur mag extrapolereen.

Door de kritische temperatuur $T_k = 209.39^\circ\text{K}$ in de lineaire vergelijking te substitueeren, vindt men voor de kritische dichtheid

$$y_{k,1} = 0.9085.$$

Daar de verschillen tusschen diameter en rechte lijn juist in de

buurt van het kritische punt van de orde van 1 % worden (zie tabel X), zal dus de nauwkeurigheid van deze waarde ook van die orde zijn.

Extrapoleert men de derdegraadskromme, die veel dichter aan den diameter aansluit, dan vindt men bij $T_k = 209.39^\circ\text{K}$

$$y_{k,2} = 0.9191.$$

welke waarde dus nauwkeuriger zou zijn dan de eerste. Bij nauwkeurige beschouwing van de afwijkingen $y - y_1$ blijkt echter, dat deze voor stijgende temperatuur toenemen, maar dat het laatste punt weer minder van de rechte lijn afwijkt dan het voorgaande. De diameter schijnt dus behalve een geringe kromming, waardoor de lijn bol naar de temperatuur-as wordt, nog een daling in de buurt van het kritische punt te bezitten.

Daar van dit dalende gedeelte slechts één punt gemeten werd en bovendien een geringe onnauwkeurigheid in de metingen de lage ligging van dit punt reeds zou kunnen verklaren, is het niet gerechtvaardigd uit de metingen van krypton alleen tot het bestaan van deze daling te besluiten. Dit verschijnsel komt evenwel niet alleen bij krypton voor, ook neon (57), waterstof (58), stikstof (47) en argon (46) vertoonen het. Bij neon werd één punt van het dalende gedeelte gemeten, bij waterstof en stikstof twee, bij argon drie punten. In de publicatie van den diameter van waterstof worden de afwijkingen in de buurt van het kritische punt door MATHIAS, CROMMELIN en KAMERLINGH ONNES beschreven als een „heuveltje” in den experimenteelen diameter. Als oorzaak van dit heuveltje veronderstellen zij een systematische fout in de metingen, waarvan als mogelijke verklaring condensatie aan den wand van den densimeter geopperd wordt.

Wat nu ook het geval moge zijn, of dit heuveltje reëel is dan wel een gevolg van een systematische fout, in beide gevallen mag men besluiten dat de derdegraadsvergelijking niet de juiste waarde van de kritische dichtheid kan geven.

Deze vergelijking immers sluit alleen bij de stijgende lijn aan, niet bij het daarop volgende dalende deel, wat uit de laatste kolom van tabel XI en uit fig. 7 duidelijk te zien is. Bestaat het heuveltje in den diameter werkelijk, dan geeft dus de derdegraadskromme wel een betere voorstelling van den diameter dan de rechte lijn, maar bij het kritische punt geeft ook de derdegraadsvergelijking zijn verloop niet voldoende nauwkeurig weer.

Is het heuveltje daarentegen een gevolg van een systematische fout, dan verdient de rechte lijn de voorkeur boven de kromme van den derden graad.

De waarde van de kritische dichtheid, zooals die uit de derdegraadsvergelijking volgt, $y_{k,2} = 0.9191$, is dus zeker te hoog en verdient dus geen grooter vertrouwen dan de waarde die uit den rechthoekigen diameter volgt, $y_{k,1} = 0.9085$. Zoolang echter niet is komen vast te staan dat inderdaad het heuveltje geheel aan een systematische fout te wijten is, blijft ook deze laatste waarde onzeker.

Voor de kritische dichtheid nemen wij daarom van beide het gemiddelde

$$\delta_k = 0.914,$$

waarvan de nauwkeurigheid dus ongeveer $\frac{1}{2}\%$ bedraagt.

Daar van het dalende stuk van den diameter slechts één punt bekend is, kan ook bijvoorbeeld een grafische extrapolatie geen nauwkeuriger waarde geven.

Nu van krypton alle kritische grootheden bekend zijn, kan het kritische viriaalquotient (59)

$$K = \frac{RT_k}{p_k v_k}$$

berekend worden.

Dit quotient zou, indien de wet der overeenstemmende toestanden gold, voor alle gassen dezelfde waarde moeten hebben. Men heeft

hierin dus een middel om de gassen ten aanzien van deze overeenstemming onderling te vergelijken.

Stelt M het moleculair gewicht voor, dan is $v_k = \frac{M}{\delta_k}$, dus

$$K = \frac{82.04}{M} \frac{\delta_k T_k}{p_k}.$$

Daar voor de andere stoffen, waarmee wij krypton vergelijken willen, dit quotient berekend is met de kritische dichtheid zooals die uit de lineaire vergelijking voor den diameter volgt, nemen wij ook hier $y_{k,1}$ in plaats van δ_k . De waarde wordt dan

$$K = \frac{82.04}{83.66} \cdot \frac{0.9085 \times 209.39}{54.182} = 3.443.$$

Het moleculair gewicht 83.66 is ontleend aan HEUSE en OTTO, die het uit hun dichtheidsbepalingen berekenden (53).

Het kritische viriaalquotient van krypton blijkt dus ongeveer gelijk te zijn aan dat van zuurstof (3.421), argon (3.426) en stikstof (3.426) (60).

De overeenstemming met deze gassen blijkt ook uit het verloop der gereduceerde dichtheidskrommen. Gehoorzamen eenige gassen aan de wet der overeenstemmende toestanden, dan zullen hun gereduceerde dichtheidskrommen en dus ook hun gereduceerde diameters samenvallen.

De gereduceerde dichtheden en diameterordinaten van krypton zijn samengevat in tabel XII.

TABEL XII.

Gereduceerde dichtheden en diameterordinaten van krypton.

T °K	t	$\frac{\delta_{v1}}{y_{k,1}}$	$\frac{\delta_d}{y_{k,1}}$	\mathcal{D}
208.20	0.99432	1.3127	0.7118	1.0123
205.99	0.98377	1.4497	0.5948	1.0223
201.90	0.96423	1.6059	0.4642	1.0350
199.63	0.95339	1.6688	0.4154	1.0421
193.59	0.92455	1.8028	0.3195	1.0612
188.38	0.89967	1.8993	0.2587	1.0790
180.82	0.86356	2.0185	0.19346	1.1060
170.92	0.81628	2.1545	0.13224	1.1434
163.68	0.78170	2.2399	0.09911	1.1695
153.33	0.73227	2.3514	0.06355	1.2075
144.03	0.68786	2.4438	0.04116	1.2425
134.12	0.64053	2.5360	0.02417	1.2801
125.96	0.60156	2.6094	0.01467	1.3120

Zet men deze gereduceerde dichtheden en diameterordinaten uit in een grafiek waarin de gereduceerde dichtheidskrommen en diameters van andere gassen geteekend zijn, zooals die bijvoorbeeld te vinden is in de publicatie van den rechtlijnigen diameter van argon (46) en in het artikel van MATHIAS in het gedenkboek, aangeboden aan H. KAMERLINGH ONNES bij gelegenheid van zijn veertigjarig professoraat (61), dan blijkt de gereduceerde dichtheidskromme van krypton ten naaste bij samen te vallen met die van argon, zuurstof en xenon. De kromme voor stikstof wijkt van die voor de andere gassen eenigszins af, zoodat hier een vergelijking moeilijker is.

Gemakkelijker dan de dichtheidskrommen, kan men echter de gereduceerde diameters onderling vergelijken. Ten naaste bij immers

is de diameter een rechte lijn, waarvan de vergelijking geschreven kan worden

$$y = \delta_k - \alpha (T - T_k).$$

Voor den gereduceerden rechtlijnigen diameter wordt de vergelijking

$$\mathfrak{D} = 1 + \alpha (1 - t),$$

waarin \mathfrak{D} de gereduceerde diameterordinaat $\frac{y}{\delta_k}$ en t de gereduceerde temperatuur $\frac{T}{T_k}$ voorstellen; α , de z.g.n. gereduceerde richtingscoëfficiënt, is dan $\alpha = \frac{T_k}{\delta_k} \alpha$.

Om na te gaan of de gereduceerde diameters van eenige stoffen samenvallen, zooals de wet der overeenstemmende toestanden eischt, is het voldoende te controleeren of hun gereduceerde richtingscoëfficiënten gelijk zijn; daar alle stoffen hetzelfde gereduceerde kritische punt hebben, wordt immers de loop van den gereduceerden rechtlijnigen diameter alleen door den parameter α bepaald.

Voor krypton wordt de vergelijking van den gereduceerden rechtlijnigen diameter

$$\mathfrak{D} = 1.7783 - 0.7783 t,$$

de waarde van α is dus 0.7783.

Een vergelijking van deze waarde met die van andere stoffen (tabel XIII) toont weer, dat de overeenstemming tusschen argon en krypton, die wij in hoofdstuk IV aannamen, althans voor de dichtheidskromme bestaat *).

*) Op het feit dat overeenstemming ten aanzien van α niet algemeene overeenstemming behoeft in te sluiten, is gewezen door KAMERLINGH ONNES en KEESOM (62).

TABEL XIII.

Gereduceerde richtingscoëfficiënten. (63)

Helium	0.25
Waterstof	0.421
Neon	0.634
Argon	0.745
Xenon	0.766
Krypton	0.778
Stikstof	0.793
Zuurstof	0.813

Volledigheidshalve moge tenslotte nog gewezen worden op een tweetal pogingen, den diameter als uitgangspunt te nemen bij een indeeling van de verschillende stoffen, welke niet betrekking heeft op hun gedrag ten aanzien van de wet der overeenstemmende toestanden.

Zoals reeds eerder werd opgemerkt gebruikte YOUNG (55) een vergelijking van hooger en dan den eersten graad om den diameter voor te stellen. Voor sommige stoffen was een derdegraadsvergelijking noodig, voor de meeste voldeed echter een vergelijking van den tweeden graad. De vergelijking van den gereduceerden diameter werd dan

$$D = a + bt + ct^2.$$

Van een dertigtal stoffen vertoonde slechts normaal pentaan een absoluut rechtlijnigen diameter. Voor deze stof is dus $c = 0$, de gereduceerde richtingscoëfficiënt bleek $b = -0.931$, de waarde van het kritische viriaalquotient $K = 3.765$ te zijn. De andere stoffen bleken nu, met slechts enkele uitzonderingen, in twee groepen te verdeelen. Voor de eene groep gold gelijktijdig

$$-b < 0.93, \quad K < 3.77, \quad c > 0,$$

voor de andere groep was

$$-b > 0.93, \quad K > 3.77, \quad c < 0.$$

Enkele stoffen uitgezonderd, bleek K met $-\mathfrak{h}$ toe te nemen.

Voor krypton is het onmogelijk den diameter met voldoende nauwkeurigheid door een tweedegraadsvergelijking weer te geven. Legt men de tweedegraadskromme zoo goed mogelijk door de punten in de buurt van het kritische punt, dan wordt $-\mathfrak{h} > 0.93$, houdt men meer in het bijzonder rekening met de lagere temperaturen, dan wordt $-\mathfrak{h} < 0.93$. Het door YOUNG aangegeven verband tusschen \mathfrak{h} en K is dus voor krypton niet te controleeren, de betrekking tusschen \mathfrak{c} en K blijkt echter ook voor krypton te bestaan: \mathfrak{c} is positief en K inderdaad kleiner dan 3.77.

Een tweede indeeling, gebaseerd op den loop van den diameter, is door MATHIAS aangegeven. Zooals uit tabel XIII al duidelijk blijkt, is de waarde van den gereduceerden richtingscoëfficiënt \mathfrak{a} voor alle stoffen geenszins constant. Beschouwt men een groep chemisch verwante stoffen, dan blijkt in het algemeen \mathfrak{a} met het atoomgewicht toe te nemen. Evenzoo neemt \mathfrak{a} met de kritische temperatuur toe. Deze laatste samenhang bracht MATHIAS (64) er toe voor alle stoffen, waarvan \mathfrak{a} bekend was, \mathfrak{a} en T_k respectievelijk als ordinaat en abscis in een grafiek uit te zetten. Alle zoo verkregen punten bleken te liggen in een gebied dat MATHIAS aangeeft als den staart van een komeet.

De op parabolen gelijkende grenslijnen hiervan leidden hem ertoe alle stoffen in series in te deelen wier punten in de $\mathfrak{a} - T_k$ grafiek op parabolen $\mathfrak{a} = b \sqrt{T_k}$ lagen. Deze series, die dus door een enkelen parameter b gekarakteriseerd zijn, bleken nu chemisch min of meer verwante stoffen te bevatten; zoo vormden bijvoorbeeld de verzadigde koolwaterstoffen een serie, de daarvan afgeleide esters een andere.

Naderhand bracht hij niet meer de stoffen waarvan de punten op een parabool $\mathfrak{a} = b \sqrt{T_k}$ lagen tot een serie samen, maar koos hiertoe de lijnen $\mathfrak{a} = b' \sqrt[3]{T_k}$ (65).

In het algemeen is echter deze indeeling niet bijzonder scherp, de edelgassen bijvoorbeeld vertoonen zeer verschillende waarden

van b resp. b' . Wel blijkt zeer duidelijk uit deze indeeling, dat de groepen, die ten aanzien van de wet der overeenstemmende toestanden overeenkomen (in de $\alpha - T_k$ grafiek voorgesteld door de lijnen $\alpha = \text{constant}$), niet samenvallen met de series van chemisch vergelijkbare stoffen.

Calorische gegevens van krypton.

Uit de resultaten der in de vorige hoofdstukken beschreven metingen is het mogelijk eenige calorische waarden van krypton te berekenen.

De formule van CLAPEYRON $L = \frac{T}{J} \left(\frac{1}{\delta_2} - \frac{1}{\delta_1} \right) \frac{dp}{dT}$ biedt de mogelijkheid de latente verdampingswarmte L te berekenen. Hierin stellen p den druk, δ_1 de vloeistofdichtheid en δ_2 de dampdichtheid *) voor bij de absolute temperatuur T . J is het mechanisch aequivalent van de calorie. Het differentiaalquotient $\frac{dp}{dT}$ wordt berekend uit de dampspanningsformule voor vloeibaar krypton **).

De uitwendige verdampingswarmte $r = \frac{1}{J} p (v_2 - v_1)$ kan eveneens uit de dampspanningen en de dichtheden berekend worden, waarna de inwendige verdampingswarmte uit L en r volgt: $\rho = L - r$.

Tabel XIV geeft L , r en ρ voor alle temperaturen waarbij de dichtheden gemeten zijn.

*) In dit hoofdstuk worden verder de index 1 gebruikt om den vloeistof-toestand, de index 2 om den gastoestand aan te geven.

**) blz. 23.

TABEL XIV.

Calorische gegevens van krypton.

T °K	L cal/g	r cal/g	ρ cal/g
208.20	5.21	0.899	4.31
205.99	7.57	1.303	6.27
201.90	10.48	1.791	8.69
199.63	11.62	1.978	9.64
193.59	13.99	2.349	11.64
188.38	15.63	2.587	13.04
180.82	17.46	2.818	14.64
170.92	19.37	2.997	16.37
163.68	20.54	3.063	17.48
153.33	22.11	3.095	19.01
144.03	23.24	3.042	20.20
134.12	24.56	2.957	21.60
125.96	25.54	2.845	22.70

Lukt het een functie van T te vinden die de grootheid $\frac{L}{T}$ met voldoende nauwkeurigheid weergeeft, dan kan nog het verschil van de soortelijke warmten van verzadigden damp en vloeistof berekend worden met de formule

$$m_2 - m_1 = T \frac{d}{dT} \left(\frac{L}{T} \right).$$

De kromme die $\frac{L}{T}$ als functie van de temperatuur voorstelt lijkt veel op een parabool. Daarom werd als eerste term genomen $a \sqrt{(T_k - T)}$, daar bij de kritische temperatuur de verdampingswarmte nul moet worden. De afwijkingen tusschen $a \sqrt{(T_k - T)}$ en $\frac{L}{T}$ werden daarna zoo goed mogelijk voorgesteld door een veel-

term $b + cT + dT^2$, zoodat de functie werd:

$$\frac{L}{T} = 0.01896 \sqrt{(T_k - T)} + 0.3837 - 0.004346 T + 1.212 \cdot 10^{-5} T^2.$$

Deze functie geeft voor $T = T_k$ weliswaar een van nul verschillende waarde voor L , maar stelt in het gebied waar de metingen verricht zijn behoorlijk de berekende waarden voor, zooals uit tabel XV blijkt. Deze tabel geeft de waarden $\frac{L}{T}$ zooals zij boven met de formule van CLAPEYRON berekend zijn, de waarden zooals zij uit de empirische formule volgen en tenslotte de verschillen tusschen deze twee.

TABEL XV.

Analytische voorstelling van $\frac{L}{T}$.

T	$\frac{L}{T}$ (CLAP.)	$\frac{L}{T}$ (emp.f.)	$\frac{L}{T}$ (emp.f.) — $\frac{L}{T}$ (CLAP.)	in %
208.20	0.0250	0.0250	0	0
205.99	0.0368	0.0378	+ 0.0010	+ 2.6
201.90	0.0519	0.0522	+ 3	+ 0.6
199.63	0.0582	0.0583	+ 1	+ 0.2
193.59	0.0723	0.0720	— 3	— 0.4
188.38	0.0830	0.0820	— 10	— 1.2
180.82	0.0966	0.0955	— 11	— 1.1
170.92	0.1133	0.1126	— 7	— 0.6
163.68	0.1255	0.1252	— 3	— 0.2
153.33	0.1442	0.1442	0	0
144.03	0.1614	0.1624	+ 10	+ 0.6
134.12	0.1831	0.1833	+ 2	+ 0.1
125.96	0.2027	0.2018	— 9	— 0.4

In fig. 8 zijn de waarden van L , r en ρ uitgezet evenals de waarden van $\frac{L}{T}$. Uit deze figuur is de loop van de lijnen duidel-

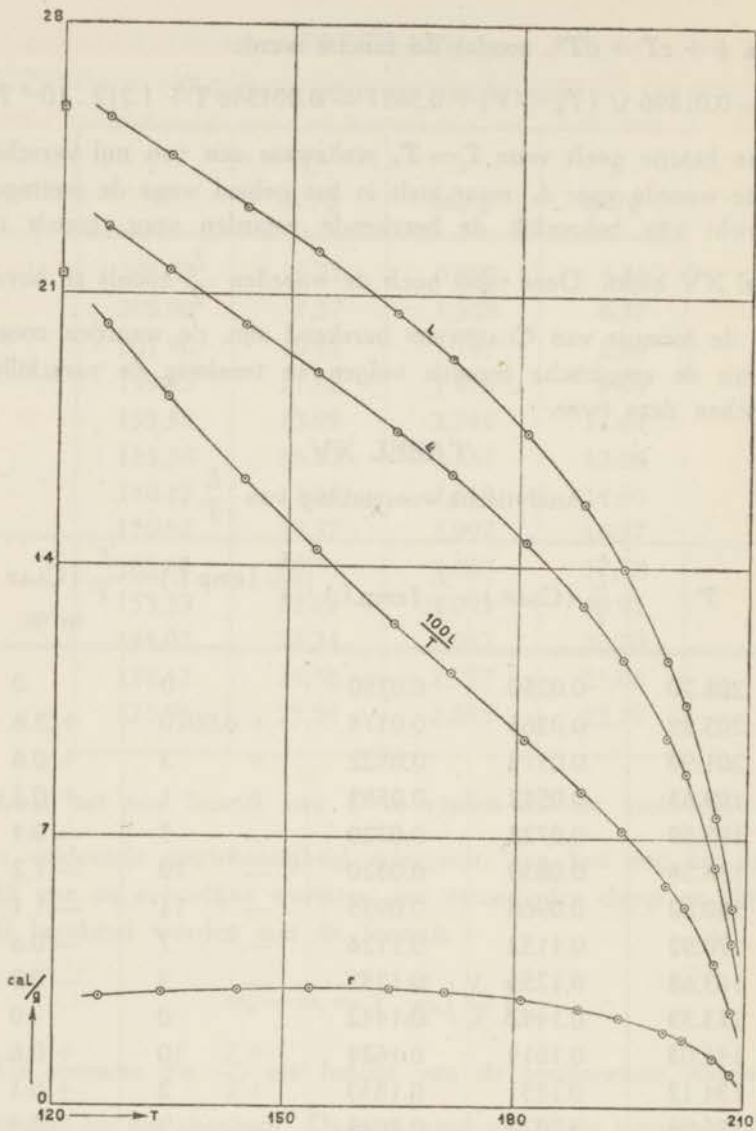


Fig. 8.

Calorische waarden van krypton.

⊙ Tabellen XIV en XV. ⊠ Clusius, Kruis en Konnertz.

lijk zichtbaar en men kan er aan nagaan in hoeverre krypton zich aansluit bij vroeger onderzochte stoffen.

De kromme, die de verdampingswarmte L als functie van de temperatuur weergeeft, kan inderdaad geacht worden voor de kritische temperatuur $L=0$ te geven en daar een verticale raaklijn te bezitten. De helling wordt bij afnemende temperatuur steeds kleiner tot ongeveer 140°K , waar de kromme weer sterker naar boven gaat loopen en dus een buigpunt schijnt te bezitten, zooals dit ook voor sommige andere stoffen het geval schijnt te zijn (66). Voor de laagste twee temperaturen is echter de dampdichtheid δ_2 berekend; de term $\frac{1}{\delta_2}$, die de belangrijkste bijdrage in L levert, volgt voor deze temperaturen dus niet uit de metingen en de ligging van deze twee punten is dan ook tamelijk onzeker.

Door CLUSIUS, KRUIS en KONNERTZ (41) is de verdampingswarmte van krypton bij het normale kookpunt 119.93°K gemeten, $L=25.80$ cal/g. Deze waarde en de daaruit volgende $\frac{L}{T}=0.215$ zijn eveneens in fig. 8 geteekend. Het blijkt, dat deze punten tamelijk goed bij de berekende lijnen aansluiten. Extrapoleert men de formule voor de verdampingswarmte tot het kookpunt, dan vindt men $L=25.92$ cal/g. Het verschil 0.5 % is van de grootte welke uit tabel XV te verwachten was.

Houdt men rekening met deze metingen en verwaarloost men de punten bij de laagste twee temperaturen, dan is echter van het vermelde buigpunt niets meer te bespeuren, het bestaan van zoo'n buigpunt moet dus voor krypton zeer onzeker geacht worden. Wel blijkt duidelijk, dat een maximum in deze kromme niet optreedt (66).

Volgens DARZENS (67) zal de kromme die $\frac{L}{T}$ weergeeft een buigpunt vertoonen ongeveer bij de gereduceerde temperatuur $t=0.75$, dat is voor krypton bij ongeveer 157°K . Uit de vergelijking volgt een buigpunt bij 175°K , maar zooals uit fig. 8 duidelijk te zien is, is de ligging van dit punt vrij onzeker. Gezien de tamelijk groote onzekerheid die in de waarden van L schuilt, is

dan ook niet aan te geven, of inderdaad $\dagger = 0.75$ de juiste waarde is of dat deze temperatuur te laag is.

De lijn, die het verloop van r met de temperatuur aangeeft, moet volgens DIETERICI (68) bij $\dagger = 0.77$, voor krypton dus bij 161°K , een maximum vertoonen. De kromme geeft inderdaad bij ongeveer 160°K dit maximum te zien.

Met behulp van de formule voor $\frac{L}{T}$ kan nu tenslotte nog het verschil der soortelijke warmten van verzadigden damp en vloeistof berekend worden volgens

$$m_2 - m_1 = T \frac{d}{dT} \left(\frac{L}{T} \right).$$

Deze waarden zijn in tabel XVI samengevat en in fig. 9 grafisch voorgesteld. Bij vroegere onderzoekingen is opgemerkt, dat de kromme voor $m_2 - m_1$ gewoonlijk een maximum vertoont bij de gereduceerde temperatuur 0.75 (57 en 60). In fig. 9 is het nauwelijks mogelijk van een maximum te spreken, bij lagere temperaturen behoudt $m_2 - m_1$ vrijwel steeds dezelfde waarde. Een zeer weinig uitgesproken maximum ligt echter bij ongeveer 157°K , dus ook weer bij de gereduceerde temperatuur $\dagger = 0.75$.

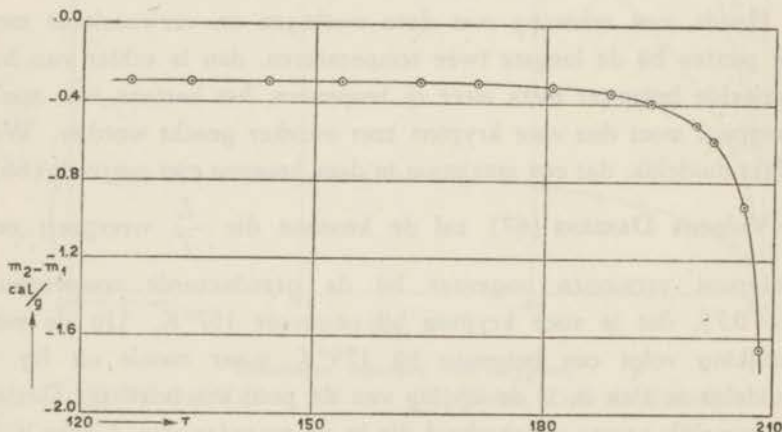


Fig. 9.

TABEL XVI.

Vershil der soortelijke warmten van verzadigden damp en vloeistof.

T	$m_2 - m_1$ cal/g
208.20	— 1.663
205.99	— 0.926
201.90	— 0.589
199.63	— 0.507
193.59	— 0.395
188.38	— 0.348
180.82	— 0.314
170.92	— 0.296
163.68	— 0.292
153.33	— 0.291
144.03	— 0.292
134.12	— 0.294
125.96	— 0.294

Bij het beëindigen van dit proefschrift acht ik mij gelukkig, mijn oprechten dank uit te kunnen spreken aan allen die hun medewerking verleend hebben bij het tot stand komen ervan. In het bijzonder dank ik ook het technisch personeel van het Kamerlingh Onnes Laboratorium voor zijn hulp bij het vervaardigen der toestellen en bij de uitvoering van de proeven.

LITERATUUR.

1. Lieut. Col. SEDGWICK, late R. E., Chem. News, 71, 139, 1895.
2. LECOQ DE BOISBAUDRAN, C. R. Acad. Sci., Paris, 120, 361, 1895.
3. JULIUS THOMSEN, Z. anorg. Chem., 9, 283, 1895.
4. G. JOHNSTONE STONEY, Phil. Mag. VI, 4, 411 en 504, 1902.
5. W. RAMSAY en J. NORMAN COLLIE, C. R. Acad. Sci., Paris, 123, 214, 1896.
6. W. RAMSAY en M. W. TRAVERS, Proc. roy. Soc., London, 43, 405, 1898; Z. physik. Chem., 26, 362, 1898; C. R. Acad. Sci., Paris, 126, 1610, 1898.
7. W. RAMSAY en M. W. TRAVERS, Proc. roy. Soc., London, 43, 437, 1898; Z. physik. Chem., 26, 564, 1898.
8. A. LADENBURG en C. KRÜGEL, S-B. Akad. Wiss. Berlin, 212, 1900.
9. CH. MOUREU, J. Chim. phys., 11, 63, 1913.
10. A. LADENBURG en C. KRÜGEL, S-B. Akad. Wiss. Berlin, 727, 1900.
11. W. RAMSAY, Proc. roy. Soc., London, 71, 421, 1903; Z. physik. Chem., 44, 74, 1903; verbeterd in Proc. roy. Soc., London, (A) 80, 599, 1908.
12. CH. MOUREU en A. LÉPAPE, C. R. Acad. Sci., Paris, 152, 691, 1911; C. R. Acad. Sci., Paris, 174, 908, 1922. Zie ook No. 9.
13. CH. MOUREU en A. LÉPAPE, C. R. Acad. Sci., Paris, 183, 171, 1926.
14. A. LÉPAPE, C. R. Acad. Sci., Paris, 187, 231, 1928.
15. G. DAMKÖHLER, Z. Elektrochem., 41, 74, 1935.
16. ANDRE CLAUDE, Bull. Soc. franç. Electr. (5) 9, 307, 1939.
17. GEORGES CLAUDE, C. R. Acad. Sci., Paris, 198, 1959, 1934; zie ook Z. kompr. fl. Gase, 32, 107, 1936.
18. W. RAMSAY en M. W. TRAVERS, Phil. Trans. roy. Soc., London (A) 197, 47, 1901; Z. physik. Chem., 38, 641, 1901; Proc. roy. Soc., London, 67, 329, 1900.
19. R. B. MOORE, Proc. roy. Soc., London, (A) 81, 195, 1908.
20. F. J. ALLEN en R. B. MOORE, J. am. chem. Soc., 53, 2512, 1931.
21. A. VON ANTROPOFF, Z. Elektrochem., 25, 269, 1919.
22. J. DEWAR, Nature, London, 12, 217, 1875.
23. J. DEWAR, Proc. roy. Soc., London, 68, 360, 1901.
24. J. DEWAR, Ann. Chim. Physique, (8) 3, 12, 1904; C. R. Acad. Sci., Paris, 139, 261, 1904.
25. J. DEWAR, Chem. News, 97, 16, 1908.
26. S. VALENTINER en R. SCHMIDT, Ann. Physik, (4) 18, 187, 1905; S-B. Akad. Wiss. Berlin, 816, 1905.

27. K. PETERS en K. WEIL, *Z. physik. Chem.*, (A) 148, 1, 1930; *Z. angew. Chem.*, 43, 608, 1930; K. WEIL, *Diss.*, Bonn, 1930.
28. H. VAN DIJK, W. H. KEESOM en J. MAZUR, *Commun. Kamerlingh Onnes Lab.*, Leiden No. 228a; *Proc. roy. Acad. Amsterdam*, 36, 822, 1933.
29. K. PETERS en K. WEIL, *Z. physik. Chem.*, (A) 148, 27, 1930; K. WEIL, *Diss.*, Bonn, 1930.
30. T. L. DE BRUYN, W. F. MEGGERS en C. J. HUMPHREYS, *Bur. Stand. J. Res.*, 7, 643, 1931 en 11, 409, 1933.
31. P. G. CATH, *Commun. Kamerlingh Onnes Lab.*, Leiden No. 152d; *Proc. roy. Acad. Amsterdam*, 21, 656, 1919.
32. W. H. KEESOM, *Commun. Kamerlingh Onnes Lab.*, Leiden, *Suppl. No. 80a*; *Rapp. Commun. Lab. Kamerlingh Onnes, septième Congr. int. Froid No. 5*, 1936.
33. G. SCHMIDT en W. H. KEESOM, *Commun. Kamerlingh Onnes Lab.*, Leiden No. 250b, noot p. 7; *Physica*, 's-Grav., 4, noot p. 969, 1937.
34. W. H. KEESOM, J. MAZUR en J. J. MEHUIZEN, *Commun. Kamerlingh Onnes Lab.*, Leiden No. 238a; *Physica*, 's-Grav., 2, 669, 1935.
35. J. J. MEHUIZEN en C. A. CROMMELIN, *Commun. Kamerlingh Onnes Lab.*, Leiden No. 245c; *Physica*, 's-Grav., 4, 1, 1937.
36. E. MATHIAS, C. A. CROMMELIN en J. J. MEHUIZEN, *Commun. Kamerlingh Onnes Lab.*, Leiden No. 248b; *Physica*, 's-Grav., 4, 1200, 1937; *Ann. Physique*, 8, 467, 1937.
37. W. H. KEESOM en H. KAMERLINGH ONNES, *Commun. Kamerlingh Onnes Lab.*, Leiden *Suppl. No. 51a*, p. 11 noot 1; *Proc. fourth int. Congr. Refr.*, 1, 15a, 1924.
38. F. J. ALLEN en R. B. MOORE, *J. am. chem. Soc.*, 53, 2522, 1931.
39. E. JUSTI, *Phys. Z.*, 36, 571, 1935.
40. K. CLUSIUS, *Z. physik. Chem.*, (B) 31, 459, 1936.
41. K. CLUSIUS, A. KRUIS en F. KONNERTZ, *Ann. Physik*, (5) 33, 642, 1938.
42. J. J. M. VAN SANTEN, *Commun. Kamerlingh Onnes Lab.*, Leiden No. 227a; *Wis- en Natuurk. T.*, 6, 59, 1932; J. J. M. VAN SANTEN, *Diss.*, Leiden, 1934, p. 10.
43. H. KAMERLINGH ONNES en H. H. FRANCIS HYNDMAN, *Commun. Kamerlingh Onnes Lab.*, Leiden Nos. 69 en 78c; *Proc. roy. Acad. Amsterdam*, 3, 621, 1901 en 4, 776, 1902. H. KAMERLINGH ONNES en C. BRAAK, *Commun. Kamerlingh Onnes Lab.*, Leiden No. 97a; *Proc. roy. Acad. Amsterdam*, 9, 754, 1907.
44. J. J. M. VAN SANTEN, *Commun. Kamerlingh Onnes Lab.*, Leiden No. 227a; *Wis- en Natuurk. T.*, 6, 59, 1932; J. J. M. VAN SANTEN, *Diss.*, Leiden, 1934, p. 34.

45. E. MATHIAS en H. KAMERLINGH ONNES, Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden No. 117; Proc. roy. Acad. Amsterdam, 13, 939, 1911.
46. E. MATHIAS, H. KAMERLINGH ONNES en C. A. CROMMELIN, Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden No. 131a; Proc. roy. Acad. Amsterdam, 15, 667 en 960, 1912.
47. E. MATHIAS, H. KAMERLINGH ONNES en C. A. CROMMELIN, Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden No. 145c; Proc. roy. Acad. Amsterdam, 17, 953, 1915.
48. H. KAMERLINGH ONNES en J. CLAY, Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden No. 95b.
49. A. CLEBSCH, Theorie der Elastizität fester Körper, Leipzig, 1862, p. 53.
50. J. C. SCHALKWIJK, Diss., Amsterdam, 1902, p. 106.
51. E. C. C. BALY en F. G. DONNAN, J. chem. Soc. Trans., 81, 907, 1902.
52. J. C. SCHALKWIJK, Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden No. 67; Proc. roy. Acad. Amsterdam, 3, 481, 1901; J. C. SCHALKWIJK, Diss., Amsterdam, 1902, p. 69.
53. W. HEUSE en J. OTTO, Phys. Z., 35, 57, 1934.
54. H. KAMERLINGH ONNES en C. A. CROMMELIN, Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden No. 128; Proc. roy. Acad. Amsterdam, 15, 273, 1912.
55. S. YOUNG, Phil. Mag., (5) 50, 291, 1900.
56. E. MATHIAS, Ann. Fac. des Sc. Toulouse, 6, 1, 1892; J. Physique, (3) 2, 5, 1893. Zie ook E. MATHIAS en C. A. CROMMELIN, Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden Suppl. No. 79; Ann. Physique, (11) 5, 137, 1936.
57. E. MATHIAS, C. A. CROMMELIN en H. KAMERLINGH ONNES, Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden No. 162b; Ann. Physique, (9) 19, 231, 1923.
58. E. MATHIAS, C. A. CROMMELIN en H. KAMERLINGH ONNES, Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden No. 154b; Proc. roy. Acad. Amsterdam, 23, 1175, 1921; Ann. Physique, (9) 17, 463, 1922.
59. H. KAMERLINGH ONNES en W. H. KEESOM, Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden Suppl. No. 23, p. 137.
60. Ontleend aan: E. MATHIAS en C. A. CROMMELIN, Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden Suppl. No. 79; Ann. Physique, (11) 5, 137, 1936.
61. E. MATHIAS, in Gedenkboek H. Kamerlingh Onnes, 1922, p. 165; in het bijzonder p. 195.
62. H. KAMERLINGH ONNES en W. H. KEESOM, Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden Suppl. No. 23, p. 108.
63. Ontleend aan het artikel van E. MATHIAS, reeds geciteerd in No. 61; in het bijzonder p. 191.
64. E. MATHIAS, J. Physique théorique et appliquée (4) 4, 77, 1905.

65. E. MATHIAS, Rapp. Commun. cinquième Congrès int. Froid, Rome 1928, No. 8. Zie ook het artikel van E. MATHIAS, reeds geciteerd in No. 61.
66. H. KAMERLINGH ONNES en W. H. KEESOM, Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden Suppl. No. 23, p. 317.
67. H. KAMERLINGH ONNES en W. H. KEESOM, Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden Suppl. No. 23, p. 319.
68. H. KAMERLINGH ONNES en W. H. KEESOM, Commun. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden Suppl. No. 23, p. 320.

STELLINGEN

187

1. The first part of the paper is devoted to a general introduction of the subject, and to a brief review of the literature on the subject. It is shown that the problem of the existence of a solution of the differential equation $y'' + p(x)y' + q(x)y = r(x)$ is a problem of the first order, and that it is solvable if and only if the function $r(x)$ is continuous and bounded on the interval (a, b) .

2. In the second part of the paper, the author considers the case in which the function $r(x)$ is not continuous, but has a finite number of jump discontinuities. It is shown that in this case the problem is still solvable, provided that the function $r(x)$ is bounded on each of the intervals into which the interval (a, b) is divided by the points of discontinuity.

3. In the third part of the paper, the author considers the case in which the function $r(x)$ is unbounded. It is shown that in this case the problem is not solvable, unless the function $r(x)$ is bounded on some subinterval of (a, b) .

4. In the fourth part of the paper, the author considers the case in which the function $r(x)$ is continuous, but the coefficients $p(x)$ and $q(x)$ are not. It is shown that in this case the problem is still solvable, provided that the functions $p(x)$ and $q(x)$ are bounded on the interval (a, b) .

5. In the fifth part of the paper, the author considers the case in which the functions $p(x)$ and $q(x)$ are not bounded. It is shown that in this case the problem is not solvable, unless the functions $p(x)$ and $q(x)$ are bounded on some subinterval of (a, b) .

6. In the sixth part of the paper, the author considers the case in which the functions $p(x)$ and $q(x)$ are not bounded, and the function $r(x)$ is unbounded. It is shown that in this case the problem is not solvable, unless the functions $p(x)$ and $q(x)$ are bounded on some subinterval of (a, b) .

7. In the seventh part of the paper, the author considers the case in which the functions $p(x)$ and $q(x)$ are not bounded, and the function $r(x)$ is continuous. It is shown that in this case the problem is still solvable, provided that the functions $p(x)$ and $q(x)$ are bounded on some subinterval of (a, b) .

8. In the eighth part of the paper, the author considers the case in which the functions $p(x)$ and $q(x)$ are not bounded, and the function $r(x)$ is unbounded. It is shown that in this case the problem is not solvable, unless the functions $p(x)$ and $q(x)$ are bounded on some subinterval of (a, b) .

9. In the ninth part of the paper, the author considers the case in which the functions $p(x)$ and $q(x)$ are not bounded, and the function $r(x)$ is continuous. It is shown that in this case the problem is still solvable, provided that the functions $p(x)$ and $q(x)$ are bounded on some subinterval of (a, b) .

10. In the tenth part of the paper, the author considers the case in which the functions $p(x)$ and $q(x)$ are not bounded, and the function $r(x)$ is unbounded. It is shown that in this case the problem is not solvable, unless the functions $p(x)$ and $q(x)$ are bounded on some subinterval of (a, b) .

STELLINGEN.

De stellingen worden hier te vinden in de afzonderlijke afdeelingen van de verzameling, welke van de verscheidene stellingen, welke de wetten van de natuur zijn.

STELLINGEN.

De stellingen worden hier te vinden in de afzonderlijke afdeelingen van de verzameling, welke van de verscheidene stellingen, welke de wetten van de natuur zijn.

III.

De stellingen worden hier te vinden in de afzonderlijke afdeelingen van de verzameling, welke van de verscheidene stellingen, welke de wetten van de natuur zijn.

$$\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right]$$

De stellingen worden hier te vinden in de afzonderlijke afdeelingen van de verzameling, welke van de verscheidene stellingen, welke de wetten van de natuur zijn.

$$\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right]$$

De stellingen worden hier te vinden in de afzonderlijke afdeelingen van de verzameling, welke van de verscheidene stellingen, welke de wetten van de natuur zijn.

STREILINGEN

STELLINGEN.

I.

De huidige kennis van de gedaante van den diameter laat vooralsnog geen nauwkeurige bepaling van de kritische dichtheid volgens de methode van den diameter toe.

II.

Hoewel de diameter met groote nauwkeurigheid kan worden voorgesteld door een kromme van den derden graad, is een indeeling der stoffen in bepaalde groepen volgens deze voorstellingswijze niet geoorloofd.

III.

De door BAUER, MAGAT en SURDIN voorgestelde vergelijking voor het molecuulairvolumen v als functie van de temperatuur T ,

$$\frac{v}{v_f} - 1 = 3.36 \left[1 - (1 - \Theta)^{\frac{1}{10}} \right],$$

kan beter vervangen worden door de betrekking

$$\frac{v}{v_f} - 1 = a \left[1 - (1 - \Theta)^{\frac{1}{10}} \right],$$

waarin a van de stof afhangt.

Hierin zijn $\Theta = \frac{T - T_t}{T_c - T_t}$, T_c de kritische temperatuur, T_t en v_t temperatuur en volumen bij het tripelpunt.

E. BAUER, M. MAGAT en M. SURDIN, *J. Phys. Radium* (VII) 7, 441, 1936.

IV.

Een tautochrone trilling is niet noodzakelijkerwijze een harmonische trilling.

De beschouwing, die hierover door WEBSTER wordt gegeven, is onvolledig.

A. G. WEBSTER, *The dynamics of particles and of rigid, elastic and fluid bodies*, 2nd edition, p. 146, Leipzig, 1912.

V.

LENNARD-JONES en DEVONSHIRE geven de vergelijking

$$\alpha = \frac{1}{3 T_m}$$

waarin α de uitzettingscoëfficiënt van de vloeistof dicht boven het tripelpunt en T_m de temperatuur van het tripelpunt voorstellen.

Deze relatie blijkt behalve voor de door de schrijvers genoemde gevallen (stikstof, argon en koolmonoxyde) ook bevredigend te gelden voor xenon, krypton en neon.

J. E. LENNARD-JONES en A. F. DEVONSHIRE, *Proc. roy. Soc. London*, A. 170, 479, 1939.

VI.

In verband met de beoordeeling van den persoon CORNELIS DREBBEL is het van belang na te gaan in hoeverre familiepapieren van JACOB DE GRAEFF en PIETER JANSZON HOOFT gegevens bevatten omtrent de reden van DREBBEL's vertrek naar Engeland.

VII.

In een paramagnetische vloeistofkolom, waarvan het midden zich in een magneetveld bevindt en de uiteinden niet, kan het teweegbrengen van een temperatuurgradiënt een drukverschil tengevolge hebben; het optreden van dit drukverschil vertoont eenige analogie met het „Fountain-effect” bij He II.

VIII.

De bestudeering van de in Engeland gebruikelijke methode van elementair natuurkunde-onderwijs, kan waardevolle gezichtspunten opleveren, in het bijzonder met betrekking tot de eerste ronde aan scholen waar het „twee ronden-onderwijs” ingevoerd is.

III

The first part of the report deals with the general situation of the country and the progress of the work done during the year. It also mentions the various committees and their work.

IV

The second part of the report deals with the work done by the various committees. It mentions the work of the Finance Committee, the Education Committee, and the Health Committee.

V

The third part of the report deals with the work done by the various committees during the year. It mentions the work of the Finance Committee, the Education Committee, and the Health Committee.

VI

The fourth part of the report deals with the work done by the various committees during the year. It mentions the work of the Finance Committee, the Education Committee, and the Health Committee.

VII

The fifth part of the report deals with the work done by the various committees during the year. It mentions the work of the Finance Committee, the Education Committee, and the Health Committee.

VIII

The sixth part of the report deals with the work done by the various committees during the year. It mentions the work of the Finance Committee, the Education Committee, and the Health Committee.

