



Optische constanten uit licht-absorptiemetingen aan dunne metaallaagjes

<https://hdl.handle.net/1874/311164>

4. dec. 192 1932.

OPTISCHE CONSTANTEN UIT
LICHT-ABSORPTIEMETINGEN
AAN DUNNE METAALLAAGJES



Diss.
Utrecht

1932

C. F. VEENEMANS



OPTISCHE CONSTANTEN UIT LICHT-ABSORPTIEMETINGEN AAN DUNNE METAALLAAGJES

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN DOCTOR IN
DE WIS- EN NATUURKUNDE AAN DE RIJKS-UNIVER-
SITEIT TE UTRECHT OP GEZAG VAN DEN RECTOR-
MAGNIFICUS Dr. L. S. ORNSTEIN, HOOGLEERAAR IN
DE FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE,
VOLGENS BESLUIT VAN DEN SENAAAT DER UNIVER-
SITEIT TEGEN DE BEDENKINGEN VAN DE FACULTEIT
DER WIS- EN NATUURKUNDE TE VERDEDIGEN OP
MAANDAG 29 FEBRUARI 1932
DES NAMIDDAGS TE 4 UUR.

door

CORNELIS FREDERIK VEENEMANS,
geboren te Lochem.



BUIJTEN & SCHIPPERHEIJN — AMSTERDAM — MCMXXXII

BIBLIOTHEEK DER
RIJKSUNIVERSITEIT
UTRECHT.

RIJKSUNIVERSITEIT TE UTRECHT



1903 8540

Aan mijn Ouders
Aan mijn Vrouw

NU ik aan het einde van mijn academische studie sta, zij het mij vergund mijn welgemeenden dank uit te spreken aan allen, die tot mijn wetenschappelijke vorming hebben bijgedragen.

Allereerst geldt die dank U, Hooggeleerde Ornstein, Hooggeachte Promotor. Het feit, dat ik mij onder Uw leiding heb mogen bekwamen in Uw modern Laboratorium, stemt mij tot groote dankbaarheid. Uw optimisme en enthousiasme zijn mij steeds een groote steun geweest; de prettige geest dien U in Uw omgeving weet te scheppen, maakt, dat ik met zeer veel genoegen aan den tijd terugdenk, welken ik in Uw Laboratorium doorbracht.

U, Hooggeleerde Moll en Kramers, dank ik zeer voor het genoten onderwijs.

Uw voortreffelijke colleges, Hooggeleerde Wolff, hebben een belangrijk aandeel gehad in mijn wiskundige vorming.

Voor den blik, dien U mij vergunde te slaan in de verschillende gebieden der Meetkunde, Hooggeleerde de Vries, betuig ik U mijn grooten dank.

Hooggeleerde Nijland. Uw heldere colleges hadden steeds mijn volle aandacht.

Zeergeleerde Burger, Van Cittert en Minnaert. Nooit tevergeefs heb ik Uw raad ingewonnen, welke steeds op zulk een beminnelijke wijze gegeven werd.

Niet het minst dank ik U, waarde Vermeulen. De vriendschap die ons verbindt, is van groote beteekenis geweest voor de experimenteele resultaten, die een vrucht zijn van onze samenwerking. Zelfs gedurende vele avonduren boodt ge mij de behulpzame hand, waarvoor ik U zeer erkentelijk ben.

Voor Uw prettige assistentie, waarde Heyneker, betuig ik U mijn besten dank.

INHOUD.

Bladz.

Inleiding	1
-----------------	---

HOOFDSTUK I. Methoden en waarnemingen.

§ 1. Definitie van de optische constanten van absorbeerende media	3
§ 2. Overzicht van de verschillende methoden en waarnemingen voor het bepalen van de optische constanten van metalen	5
§ 3. Nabeschouwing.	14

HOOFDSTUK II. Theoretisch gedeelte.

§ 1. Energie van een lichtstraal in een absorbeerend medium	16
§ 2. Berekening van de door een metaallaagje doorgelaten energie als functie van de laagdikte, de optische constanten van het metaal en van de frequentie van het opvallende licht	17
§ 3. Contrôles op de eindformule	23
§ 4. Schatting van de fout die gemaakt wordt als de eindformule toegepast wordt op het geval dat het doorzichtige medium een eindige dikte heeft	25
§ 5. Nabeschouwing	26

HOOFDSTUK III. Experimenteel gedeelte.

§ 1. Het vervaardigen van de metaallaagjes en de diktebepaling.	27
§ 2. Het meten van de doorlating der metaallaagjes van licht van verschillende golflengten	33
§ 3. Contrôlemeting	36
§ 4. Grafische bepaling van n en k uit de waargenomen absorptiecurven en met behulp van de uitdrukking voor δ	38
§ 5. Verdere metingen en resultaten	46
§ 6. Bespreking van het waarnemingsmateriaal	53
§ 7. Vergelijking met andere methoden voor het bepalen van de optische constanten van metalen	56

HOOFDSTUK IV. De optische constanten van antimoon bij — 180 °C.

§ 1. Afhankelijkheid van de temperatuur der optische constanten van metalen. Resultaten van verschillende waarnemers	57
§ 2. De absorptie van antimoonlaagjes als functie van de temperatuur	59
§ 3. Het uitvoeren der metingen	63
§ 4. Meetresultaten	64
§ 5. Bepaling van n en k voor — 180 °C. uit de verandering van de doorlating	64
§ 6. Waarnemingen aan lood- en goudlaagjes...	67

ZUSAMMENFASSUNG	68
-----------------------	----

INLEIDING.

Om de optische constanten, brekingsindex en absorptie-index, van een absorbeerend medium bij een bepaalde golflengte te bepalen zijn minstens twee verschillende waarnemingen noodig. Zoo worden bij de reflexiemethode van Drude het hersteld azimuth en phaseverschil gemeten; bij de methode van Försterling de ellipticiteit zoowel van de gereflecteerde als van de doorgelaten straal (zie Hoofdstuk I).

Evenzoo moet het mogelijk zijn, de optische constanten te bepalen uit absorptiemetingen van licht van een bepaalde golflengte aan twee doorzichtige metaallaagjes van verschillende, bekende, dikte.¹⁾

In dit proefstuk is deze methode nader uitgewerkt en toegepast op Antimoon (zie Hoofdstuk II en III).

Het voordeel van de methode is, dat ze ook gebruikt kan worden in het onzichtbare deel van het spectrum. Bovendien kan een eventueele temperatuursafhankelijkheid der optische constanten op experimenteel vrij eenvoudige wijze opgespoord worden. In hoofdstuk IV is dit gedemonstreerd aan Antimoonlaagjes bij de temperatuur van vloeibare lucht.

¹⁾ Deze gedachte dank ik aan Dr. H. C. Burger.

HOOFDSTUK I.

METHODEN EN WAARNEMINGEN.

§ 1. *Definitie van de optische constanten van absorbeerende media.*

Voor een gepolariseerde lichtstraal, die zich in een homogeen absorbeerend medium voortplant langs de Z-as en waarvan de elektrische vector evenwijdig is met de X-as, gelden de volgende vergelijkingen:

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = -\frac{1}{c} \varepsilon \dot{E}_x - \frac{4\pi}{c} \sigma E_x \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{1}{c} \dot{H}_y \dots\dots\dots (2)$$

waarin E_x en H_y resp. de elektrische en magnetische vector zijn, ε de diëlectrische constante en σ het geleidingsvermogen van het medium.

Aan vgl'n (1) en (2) is te voldoen door:

$$E_x = E e^{i p (t - \frac{z}{w})} \dots\dots\dots (3)$$

$$H_y = H e^{i p (t - \frac{z}{w})} \dots\dots\dots (4)$$

Door substitutie in (1) en (2) volgt:

$$H \frac{i p}{w} = \frac{1}{c} \varepsilon E i p + \frac{4\pi}{c} \sigma E \dots\dots\dots (5)$$

$$E \frac{i p}{w} = \frac{1}{c} H i p \dots\dots\dots (6)$$

waaruit:

$$\frac{c^2}{w^2} = \varepsilon - \frac{4 \pi i \sigma}{p} \dots \dots \dots (7)$$

$$\text{Stel } \frac{1}{w} = a - bi \dots \dots \dots (8)$$

dan is:

$$c^2 (a^2 - b^2 - 2 i ab) = \varepsilon - \frac{4 \pi i \sigma}{p}, \text{ dus:}$$

$$a^2 - b^2 = \frac{\varepsilon}{c^2} \dots \dots \dots (9)$$

$$ab = \frac{2 \pi \sigma}{p c^2} \dots \dots \dots (10)$$

Door vgl'n (6) en (8) te substitueeren in (3) en (4) vindt men:

$$E_x = E e^{-b p z} e^{i p (t - a z)} \dots \dots \dots (11)$$

$$H_y = c (a - bi) E e^{-b p z} e^{i p (t - a z)} \dots \dots \dots (12)$$

Blijkbaar is $\frac{1}{a} = v$, de voortplantingssnelheid van de golf.

De periode $p = 2 \pi \frac{v}{\lambda} = \frac{2 \pi}{T}$, waar λ de golflengte en T de trillingstijd is.

Stelt men nog $b = \frac{\kappa}{v}$, dan komt:

$$E_x = E e^{-2 \pi \kappa \frac{z}{\lambda}} e^{i 2 \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right)} \dots \dots \dots (13)$$

$$H_y = \frac{c}{v} (1 - i \kappa) E e^{-2 \pi \kappa \frac{z}{\lambda}} e^{i 2 \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right)} \dots \dots (14)$$

Hieruit blijkt, dat na het doorloopen van een afstand ge-

lijk aan de golflengte λ , de amplitude, zoowel van de electrische als van de magnetische vector, afgenomen is in verhouding $e - 2\pi\kappa$.

Om deze reden wordt κ de absorptieindex genoemd. De verhouding van de lichtsnelheid in aether tot die in het medium wordt brekingsindex, n , genoemd, dus: $n = \frac{c}{v}$.

Door $a = \frac{1}{v}$, $b = \frac{\kappa}{v}$, $p = \frac{2\pi}{T}$ en $\frac{c}{v} = n$

te substitueeren in vgl'n (9) en (10), vindt men:

$$n^2 (1 - \kappa^2) = \epsilon \quad \dots \dots \dots (15)$$

$$n^2 \kappa = \sigma T \quad \dots \dots \dots (16)$$

De optische constanten, n en κ , zouden dus met behulp van vgl'n (15) en (16) te bepalen zijn uit de diëlectriciteitsconstante en het geleidingsvermogen. In de practijk is deze relatie evenwel niet numeriek bevestigd, althans niet voor zichtbaar licht.



§ 2. *Overzicht van de verschillende methoden en waarnemingen voor het bepalen van de optische constanten van metalen.*

Een der belangrijkste, oudste en meest toegepaste methoden is wel de reflexie-methode van Drude, waarvan een bespreking hieronder in het kort volgt.

Valt een gepolariseerde lichtstraal door een isotroop, doorzichtig medium, dan gelden de volgende vgl'n.:

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = - \frac{1}{c} \epsilon \dot{E}_x \quad \dots \dots \dots (17)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = - \frac{1}{c} \dot{H}_y \quad \dots \dots \dots (18)$$

Hieraan is weer te voldoen door vgl. (3) en (4), waaruit na differentiatie volgt:

$$H \frac{ip}{w} = \frac{1}{c} \varepsilon E ip \quad \dots \dots \dots (19)$$

$$E \frac{ip}{w} = \frac{1}{c} H ip \quad \dots \dots \dots (20)$$

Het blijkt nu, dat deze voorwaarden identiek worden met die, welke men vindt bij voortplanting in een absorbeerend medium, vgl. (5) en (6), indien men ε vervangt door $\varepsilon - i 2 \sigma T$.

Valt een gepolariseerde lichtstraal onder een hoek φ op het grensvlak van twee istrope, doorzichtige media met diëlectriciteitsconstanten ε_1 en ε_2 en ontbindt men de amplitude der invallende elektrische vector in een component in het invalsvlak, E_p , en in een component loodrecht op het invalsvlak, E_l , dan zijn de componenten van de amplitude van de teruggekaatste vector gegeven door de reflexie-formules van Fresnel:

$$R_l = - E_l \frac{\sin(\varphi - \chi)}{\sin(\varphi + \chi)} \quad \dots \dots \dots (21)$$

$$R_p = E_p \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \chi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \chi)} \quad \dots \dots \dots (22)$$

waarin χ gegeven is door:

$$\sin \chi = \sin \varphi \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \quad \dots \dots \dots (23)$$

Is nu het eene medium aether ($\varepsilon_1 = 1$) en het andere absorbeerend (metaal), dan mag men de reflexie-formules van Fresnel blijven toepassen mits men ε_2 gelijk stelt aan $\varepsilon - i 2 \sigma T$. Valt dus lineair gepolariseerd licht op een metaalspiegel, zoodat het polarisatievlak een hoek van 45° maakt met het invalsvlak ($E_p = E_l$), dan geldt:

$$\frac{R_p}{R_i} = \rho e^{i \Delta} \frac{\cos(\varphi + \chi)}{\cos(\varphi - \chi)} \dots \dots \dots (24)$$

waarin ρ de verhouding der reële amplituden en Δ het phaseverschil der beide componenten is. Daar χ volgens vgl. (23) een complexe grootheid is, is $\Delta \neq$ d.w.z. het gereflecteerde licht is elliptisch gepolariseerd. Uit (24) volgt:

$$\frac{1 - \rho e^{i \Delta}}{1 + \rho e^{i \Delta}} = \frac{\cos \varphi \cos \chi}{\sin \varphi \sin \chi} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2 - \sin^2 \varphi}}{\sin \varphi \operatorname{tg} \varphi} \dots \dots \dots (25)$$

$\varepsilon_2 = \varepsilon - i 2 \sigma T = n^2 (1 - i \kappa)^2$ volgens vgl. (15) en (16). Verwaarloost men $\sin^2 \varphi$ t/o van ε , dan volgt:

$$\frac{1 - \rho e^{i \Delta}}{1 + \rho e^{i \Delta}} = \frac{n (1 - i \kappa)}{\sin \varphi \operatorname{tg} \varphi} \dots \dots \dots (26)$$

Stelt men $\rho = \operatorname{tg} \psi = \frac{\sin 2 \psi}{1 + \cos 2 \psi}$ dan is tevens:

$$\frac{1 - \rho e^{i \Delta}}{1 + \rho e^{i \Delta}} = \frac{\cos 2 \psi - i \sin \Delta \sin 2 \psi}{1 + \cos \Delta \sin 2 \psi} \dots \dots \dots (27)$$

Door de reële en imaginaire deelen van de rechterleden van vgl. (26) en (27) aan elkaar gelijk te stellen, krijgt men als uitkomst:

$$n = \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi \frac{\cos 2 \psi}{1 + \cos \Delta \sin 2 \psi} \dots \dots \dots (28)$$

$$\kappa = \sin \Delta \operatorname{tg} 2 \psi \dots \dots \dots (29)$$

Maakt men de gereflecteerde straal weer lineair gepolariseerd, b.v. met behulp van de compensator van Babinet, dan is ψ de hoek tusschen polarisatievlak en invalsvlak, ook wel genoemd: hersteld azimuth.

Uit waarneming van φ , Δ en ψ zijn dus n en κ te bepalen.

Een bezwaar van deze, overigens zeer elegante methode is, dat Δ verkleind en ψ vergroot wordt door een op de metaalspiegel aanwezige oppervlaktelaag, welke er door het

polijsten bijna steeds aanwezig is. Indien de metaalspiegel onvolkomen gepolijst is, zoodat ze bedekt is met microscopisch fijne krasjes, dan wordt hierdoor de meting van ψ sterk beïnvloed.

Drude ¹⁾ ziet hierin zelfs de hoofdoorzaak voor het uiteenloopen der resultaten van verschillende waarnemers.

Een geheel andere methode is aangegeven door Wernicke ²⁾, die het begrip absorptieconstante invoert.

Is J de lichtintensiteit welke in een dun metaallaagje van dikte d dringt en i de intensiteit als het licht de weg d heeft afgelegd, dan stelt hij:

$\frac{i}{J} = 10^{-ad}$ waarin $a = \frac{1}{d} \log \frac{J}{i}$, de absorptieconstante voorstelt. Met behulp van vgl. (13) is onmiddellijk in te zien dat a als volgt samenhangt met het product $n\kappa$.

$$a = 4 \pi M \frac{n \kappa}{\lambda_0} :$$

waarin M de modulus van het natuurlijke log. stelsel is en λ_0 de golflengte van het gebruikte licht in aether.

Het product $n\kappa$ geeft het absorbeerend vermogen van een metaal en wordt daarom algemeen genoemd: absorptiecoëfficiënt, aangeduid door de letter k .

Wernicke bepaalt de doorlating van 2 verschillend dikke zilverlaagjes, welke naast elkaar neergeslagen waren op dezelfde, doorzichtige plaat. Om de onbekende reflexie's te elimineeren, stelt hij het reflexievermogen van beide laagjes gelijk, waarna dan volgt:

$$a = \frac{1}{d_1 - d_2} \log b$$

$d_1 - d_2$ is het dikteverschil der laagjes, b is de verhouding der doorgelaten intensiteiten.

¹⁾ Wied. Ann. 39, 481; 1890.

²⁾ Pogg. Ann. Ergbd. 8, 65; 1878.

In principe dezelfde methode passen Hagen en Rubens toe.¹⁾

Zij bepalen de doorlating van metaallaagjes van verschillende, bekende dikten tusschen 0,2 en 100 $\mu\mu$, voor verschillende golflengten tusschen 2000 en 15000 Å met behulp van een thermozuil en een spectrograaf als monochromator.

Ze noemen:

J_0 de intensiteit der opvallende straling,

i die der doorgelaten straling

R het reflexievermogen voor de betreffende golflengte en stellen de volgende vgl. op:

$$a = \frac{1}{d} \log \frac{J}{i}; J = J_0 (1 - R); p = \frac{i}{J_0} = \frac{i}{J} (1 - R).$$

$$\log p = \frac{i}{J} + \log (1 - R) = -ad + \log (1 - R).$$

Uit hun metingen van het reflexievermogen van goud als functie van de laagdikte is gebleken dat R constant is boven een minimale dikte, 50 $\mu\mu$. Inderdaad blijkt het verband tusschen $\log p$ en d lineair te zijn boven een dikte van 50 $\mu\mu$. Zoo vinden ze ook een lineair verband voor Pt en Ag boven een minimale laagdikte en daarmee een bevestiging van de wet van Beer. Uit de helling der lijnen wordt a berekend voor verschillende metalen bij verschillende golflengten. De verschillen tusschen hun waarnemingen, die van Wernicke en de berekende waarden uit reflexiometingen van Jamin, Quincke en Drude, wijten ze aan verschillen in het gebruikte materiaal.

Een bezwaar van deze methode is, dat ze uit absorptiometingen alléén, de brekings- en absorptie-index niet afzonderlijk levert, wel wordt een waarde gevonden voor de absorptiecoëfficiënt ($n\kappa$).

¹⁾ Die Absorption ultravioletter, sichtbarer und ultraroter Strahlen in dünnen Metallschichten. Ann. d. Phys. 8, 432; 1902.

Analoge absorptiemetingen zijn gedaan door W. Wien en W. Rathenau.¹⁾

De waarnemingen van Wien zijn niet vergelijkbaar met andere, daar hij geen monochromatisch licht gebruikt. Als lichtbron gebruikt hij de niet-lichtende Bunsenvlam, terwijl de intensiteitsmetingen met de bolometer geschieden.

Rathenau volgt de methode, aangegeven door Wernicke, en bepaalt de absorptieconstante voor goud, zilver, platina, ijzer en nikkel. Het dikteverschil der twee, op dezelfde plaat neergeslagen metaallaagjes bepaalt hij volgens een methode van Otto Wiener ²⁾, welke op de veronderstelling berust, dat de phasesprong bij reflexie tegen de laagjes, voor beide laagjes dezelfde is.

Deze veronderstelling is juist, boven een minimale laagdikte, welke voor zilver door Wiener gegeven wordt. Daar Rathenau alleen dikteverschillen meet, maar geen absolute waarden van de laagdikten, is niet na te gaan of de methode van Wiener terecht toegepast is. Hagen en Rubens ³⁾ veronderstellen dat Rathenau's laagdikten onder de minimale waarde gelegen hebben, wat de oorzaak zou zijn voor de groote verschillen tusschen zijn waarnemingen en die van Wernicke.

Kundt ⁴⁾ bepaalt de brekingsindex van metalen door metingen te doen aan metaalprisma's met een brekende hoek tusschen twaalf en vijftien seconden.

De wetten die voor doorgang van licht door dergelijke prisma's gelden, zijn berekend door Voigt ⁵⁾ en Drude ⁶⁾.

De experimenteele moeilijkheden zijn bij deze metingen vanzelfsprekend zeer groot. Bovendien is het resultaat niet

1) W. Wien, Wied. Ann. 35, 48; 1888.

W. Rathenau, Diss. Berlin 1889.

2) Wied. Ann. 31, 632; 1887.

3) l.c.

4) Berliner Ber. 1888, 255; Wied. Ann. 34, 469; 1888.

5) Wied. Ann. 24, 144; 1885.

6) Wied. Ann. 42, 666; 1891.

zeer nauwkeurig, daar n gevonden wordt als quotiënt van twee kleine grootheden.

Door Stătescu ¹⁾ worden de optische constanten van metalen bepaald uit reflexiemetingen aan dunne laagjes van het betreffende metaal welke neergeslagen zijn op een massieve metaalspiegel.

Voigt ²⁾ vereenvoudigt de hierbij geldende formules voor het geval dat voor beide metalen (laag en spiegel) geldt:

$$n^2 + k^2 \gg 1$$

Betz ³⁾ berekent de optische constanten uit de ellipticiteit van het door metaallaagjes doorgelaten licht en een intensiteitsmeting. De zeer ingewikkelde formules kunnen slechts grafisch behandeld worden.

Een veelvuldig toegepaste methode is hieruit evenwel ontwikkeld door Försterling ⁴⁾.

Een voorwaarde van de methode van Försterling is, dat het metaallaagje zich bevindt tusschen twee gelijke, doorzichtige media. Bij bekende invalshoek φ wordt de ellipticiteit bepaald zoowel van het doorgelaten als van het gereflecteerde licht. Zijn van de doorgelaten en gereflecteerde straal ψ_d , δ_d en ψ_r , δ_r de verhouding der amplituden en het phaseverschil en noemt men:

$$\frac{\operatorname{tg} \psi_r}{\operatorname{tg} \psi_d} = \operatorname{tg} \psi ; \delta_r - \delta_d = \delta,$$

dan worden de optische constanten gegeven door de volgende formules:

$$\frac{n^2 - k^2}{(n^2 + k^2)^2} = \cot^2 \varphi \mp \frac{\operatorname{tg} \psi}{\sin^2 \varphi} \cos \delta$$

$$\frac{2nk}{(n^2 + k^2)^2} = \mp \frac{\operatorname{tg} \psi}{\sin^2 \varphi} \sin \delta$$

Volgens een eenvoudige regel wordt het teken bepaald.

¹⁾ Ann. d. Phys. 33, 1032; 1910.

²⁾ Gött. Nachr. 1908, 284.

³⁾ Ann. d. Phys. 18, 590; 1905.

⁴⁾ N. Galli und K. Försterling, Gött. Nachr. 1911, 58.

De methode van Försterling is door Pogány¹⁾ toegepast op dunne platina-, paladium-, goud- en zilverlaagjes, gemaakt door kathodeverstuiving. Hij komt tot het uiterst merkwaardige resultaat dat voor dunne lagen n en k niet alleen een functie zijn van de golflengte, maar ook van de laagdikte en wel in dien zin, dat n afneemt bij toenemende laagdikte, terwijl k toeneemt, totdat boven een minimale dikte n en k constante waarden aannemen, welke toe te kennen zijn aan het massieve metaal. Zijn resultaten voor zilver en platina laten we hier gedeeltelijk volgen:

Ag, 6000 Å			Pt, 6000 Å		
laagdikte	n	k	laagdikte	n	k
2,3 $\mu\mu$	2,95	1,60	1,4 $\mu\mu$	3,45	0,99
6,6	1,65	3,00	2,6	3,17	2,35
11,5	0,91	3,26	11,7	2,16	3,00
48,7	0,50	3,05	26,0	2,04	3,00

Een juist tegengesteld gedrag van k bij platina is gevonden door Goldschmidt en Dember²⁾, die een benaderingsformule gebruiken, waarbij k uitgedrukt wordt in de golflengte, de opvallende energie, de doorgelaten energie, de laagdikte, de absorptie in kwarts en de gereflecteerde energie, waarvan ze aantoonen dat ze zeker tot een laagdikte van 4 $\mu\mu$ toegepast mag worden.

Enkele hunner resultaten volgen hieronder, om het verschil met die van Pogány te demonstreeren:

Pt, 4358 Å		2260 Å
laagdikte	k	k
(1,7 $\mu\mu$)	(3,22)	(1,93)
5,0	3,18	1,60
6,7	3,11	1,48
9,1	3,10	1,46
13,0	3,07	1,39
24,7	3,07	1,25

¹⁾ Ann. d. Phys. 49, 531; 1916.

²⁾ Z. S. f. Techn. Phys. 7, 137; 1926.

Fritze ¹⁾ doet waarnemingen aan zilver- en koperlaagjes en berekent hieruit de optische constanten volgens de methode van Försterling, de reflexiemethode van Drude en tenslotte de prismamethode van Kundt.

Door de methode van Försterling toe te passen op chemisch neergeslagen zilverlaagjes vindt hij een dergelijk gedrag van n en k , als Pogány vindt, alleen is het dalen van n en het stijgen van k met toenemende dikte bij Pogány veel steiler als bij Fritze, met het gevolg dat bij Pogány bij veel geringere dikten reeds de normale waarden van n en k worden aangenomen. Fritze vindt o.a.:

Ag, 5460 Å		
laagdikte	n	k
0,6 $\mu\mu$	4,50	0,30
2,4	3,23	1,46
5,5	2,07	1,71
42,8	1,09	2,78
96,2	0,21	3,14

De waarden welke hij voor zilverlaagjes, gemaakt met kathodeverstuiving, vindt, kloppen vrij goed met die voor chemisch neergeslagen laagjes.

Op de dikste laag past hij tevens de reflexiemethode van Drude toe, de overeenstemming in n en k is goed. Fritze vergelijkt zijn resultaten met die van Hagen en Rubens wat betreft k voor zilver. De laatsten nemen, volgens Fritze, aan dat k constant is na een dikte van 50 $\mu\mu$, terwijl hij vindt, dat bij 50 $\mu\mu$ nog een duidelijke toename van k te bespeuren is. Om deze reden zouden de resultaten niet vergelijkbaar zijn. Hagen en Rubens vinden voor $\lambda = 5460 \text{ Å}$: $k_{\text{Ag}} = 3,70$ terwijl Fritze vindt voor deze golflengte: $k_{\text{Ag}} = 2,64$.

Mijns inziens zouden evenwel de resultaten nog meer uit-

¹⁾ Ann. d. Phys. 47, 763; 1915.

eenloopen als Hagen en Rubens werkelijk bij te kleine dikten gewerkt hebben, aangenomen dat er een afhankelijkheid van k van de laagdikte is, in dien zin als door Fritze gevonden is.

Het is overigens opmerkelijk dat Fritze aan Hagen en Rubens verwijt, dat ze bij te kleine dikten werkten, terwijl deze laatsten op hun beurt er Rathenau van verdenken, zich aan dit euvel schuldig te hebben gemaakt.

Bij koper vindt Fritze de afhankelijkheid van n en k van de laagdikte niet zoo sterk als bij zilver. Een vergelijking tusschen de methode van Försterling en de reflexiemethode van Drude leverde voor koperlaagjes afwijkende waarden.

Wat de prismamethode van Kundt betreft, komt Fritze tot de conclusie, dat vergelijking der resultaten met die van andere meetmethoden voor dezelfde golflengte en hetzelfde metaal, onmogelijk is.

Lauch¹⁾ heeft aan een groot aantal, onder verschillende omstandigheden door kathodeverstuiving gemaakte metaalspiegels, de optische constanten bepaald van zilver, goud, platina, nikkel en koper.

Zeer merkwaardig is het uiteenloopen der waarnemingen; zoo vindt hij voor zilver bij een golflengte van 5460 Å waarden van n tusschen 0,135 en 0,818; voor k vindt hij waarden, gelegen tusschen 1.69 en 3,15.

§ 3. Nabeschouwing.

Uit het voorgaande blijkt hoe weinig overeenstemming bestaat tusschen resultaten van verschillende methoden ter bepaling der optische constanten van metalen.

Zoo vindt Fritze, die volgens de methode van Försterling werkt, een geheel andere waarde voor de absorptiecoëfficiënt van zilver bij een bepaalde golflengte dan Hagen en Rubens, die de methode van Wernicke gebruiken.

¹⁾ K. Lauch, Ann. d. Phys. 74, 55; 1924.

De resultaten van de prismamethode van Kundt zijn volgens Fritze niet vergelijkbaar met die van andere methoden.

Goldschmidt en Dember vinden een afhankelijkheid van k van de laagdikte bij platina, welke juist tegengesteld is aan die, welke door Pogány wordt gevonden volgens de methode van Försterling.

De reflexiemethode van Drude en de methode van Försterling, toegepast op eenzelfde dikte zilverlaag, leveren volgens Fritze goed overeenstemmende resultaten.

Zelfs gelijke methoden leveren bij verschillende waarnemers soms verschillende uitkomsten. Dit wat betreft resultaten van Wernicke, Hagen en Rubens, Rathenau.

De afhankelijkheid van n en k van de laagdikte voor zilver is bij Pogány niet eensluidend met die, gevonden door Fritze.

Verschillen tusschen resultaten, verkregen met de reflexiemethode van Drude, worden door dezen verklaard door oppervlaktelagen en onvolkomen gepolijste spiegels.

In dit proefschrift wordt getracht, met behulp van een grafische methode, uit louter absorptiemetingen aan dunne laagjes de optische constanten te berekenen. Tevens wordt deze methode toegepast op laagjes van lage temperatuur, om een eventueele afhankelijkheid der optische constanten van de temperatuur op te sporen.

HOOFDSTUK II.

THEORETISCH GEDEELTE.

§ 1. *Energie van een lichtstraal in een absorbeerend medium.*

In een absorbeerend medium met brekingsindex n en absorptiecoëfficiënt k gelden voor een lichtstraal de volgende vergelijkingen:

$$E_x = E e^{\frac{i}{\tau}(t - pz)}$$

$$H_y = E (n - ik) e^{\frac{i}{\tau}(t - pz)}$$

waarin E_x en H_y resp. de elektrische en magnetische vector zijn en $p = \frac{n - ik}{c}$ (Zie Hoofdstuk I, § 1). Noemen we de reële deelen dezer vectoren resp. $R(E_x)$ en $R(H_y)$ dan is de gemiddelde energie, die per tijdseenheid stroomt door een vlakke-eenheid loodrecht op de voortplantingsrichting, gelijk aan:

$$S = \frac{c}{4\pi \cdot 2\pi} \int_0^{2\pi} R(E_x) \cdot R(H_y) d\frac{t}{\tau}$$

Nu is:

$$R(E_x) = E e^{-\frac{kz}{\tau c}} \cos \frac{1}{\tau} \left(t - \frac{nz}{c} \right)$$

$$R(H_y) = n E e^{-\frac{kz}{\tau c}} \frac{1}{\cos \alpha} \cdot \cos \frac{1}{\tau} \left(t - \frac{nz}{c} - \alpha \right)$$

waarin $\operatorname{tg} \alpha = \frac{k}{n} = \kappa$.

Zoodat:

$$S = \frac{c}{8\pi} n E^2 e^{-\frac{2kz}{\tau c}}$$

De energiestroom blijkt dus evenredig te zijn met $n E^2$.

§ 2. *Berekening van de door een metaallaagje doorgelaten energie als functie van de laagdikte, de optische constanten van het metaal en van de frequentie van het opvallende licht.*¹⁾

Valt een lichtstraal in lucht op een dun, doorzichtig metaallaagje, wat zich bevindt op een doorzichtig medium met brekingsindex n' , wan wordt een gedeelte van de invallende energie gereflecteerd, een ander gedeelte in het metaallaagje geabsorbeerd, terwijl tenslotte een gedeelte wordt doorgelaten. We vragen nu, hoe groot dit laatste gedeelte is, als de golflengte van het licht, de dikte van het metaallaagje en de optische constanten van het betreffende metaal gegeven zijn.

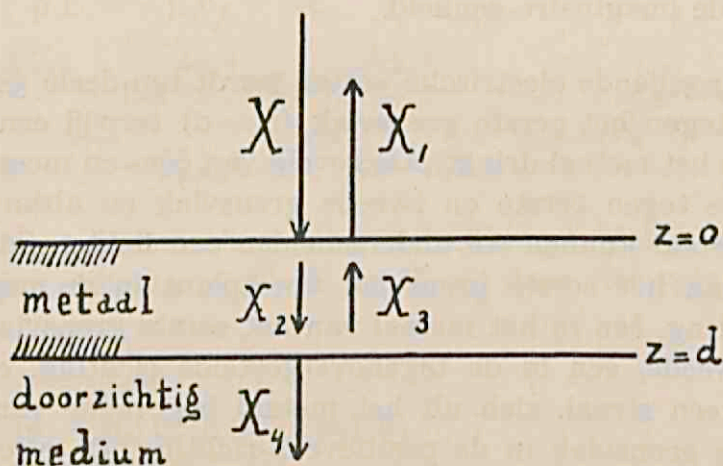


Fig. 1

¹⁾ Analoge, niet gepubliceerde berekeningen betreffende de gereflecteerde energie aan een metaallaagje, dat zich bevindt op een massieve spiegel van een ander metaal, zijn gedaan door Dr. Van Cittert, wien ik hierbij hartelijk dank zeg voor de inzage daarvan.

We denken ons het metaallaagje begrensd door de vlakken $z=0$ en $z=d$, waarin d de dikte van het laagje voorstelt (fig. 1). De voortplantingsrichting van de beschouwde lichtstraal zij de richting van de positieve Z -as, m.a.w. we beschouwen loodrecht opvallend licht. Onderstellen we verder de lichtgolf gepolariseerd in de X -richting, dan wordt de elektrische vector als functie van z en de tijd t voorgesteld door:

$$X = E e^{\frac{i}{\tau} (t - p_1 z)}$$

met dien verstande, dat het reële deel van X gelijk is aan de elektrische vector van de invallende lichtstraal. Het invoeren van complexe grootheden is van belang voor de eenvoud van de berekening. E is een complexe grootheid, waarvan de modulus gelijk is aan de amplitude $\mathcal{E}$ van de vector, terwijl het argument φ de phase bepaalt. Verder is $\tau = \frac{T}{2\pi}$; T is de trillingstijd van het beschouwde licht.

$$p_1 = \frac{1}{c}; c \text{ is de lichtsnelheid in aether (lucht).}$$

i is de imaginaire eenheid.

De invallende elektrische vector wordt ten deele gereflecteerd tegen het eerste grensvlak ($z=0$) terwijl een ander deel in het metaal dringt. Als gevolg van één- en meermalige reflexie tegen eerste en tweede grensvlak en absorptie in het metaal kunnen we onderscheiden een lichtstraal welke zich van het eerste grensvlak voortplant in de negatieve Z -richting, één in het metaal van het eerste grensvlak naar het tweede, één in de tegenovergestelde richting, en tenslotte een straal, zich uit het metaal begevende vanaf het tweede grensvlak in de positieve Z -richting. De elektrische vectoren van deze lichtstralen worden resp. voorgesteld door:

$$X_1 = E_1 e^{\frac{i}{\tau} (t + p_1 z)}$$

$$X_2 = E_2 e^{\frac{i}{\tau} (t - p_2 z)}$$

$$X_3 = E_3 e^{\frac{i}{\tau}(t + p_2 z)}$$

$$X_4 = E_4 e^{\frac{i}{\tau} (t - p_3 z)}$$

waarin $p_2 = \frac{n - i k}{c}$ en $p_3 = \frac{n'}{c}$

n en k zijn resp. de brekingsindex en absorptiecoëfficiënt van het metaal.

De optredende phaseverschuivingen ten opzichte van X worden verantwoord in de argumenten van E_1 t/m E_4 .

Aan elk grensvlak moeten de electricische en magnetische vector doorlopend zijn. Het doorlopend zijn van de magnetische vector komt neer op de continuïteit van de partiële afgeleide naar z van de electricische vector, wat volgt uit vgl. (13) en (14) van Hoofdstuk I. De verschillende voorwaarden die we op deze wijze krijgen zijn dus:

$$E + E_1 = E_2 + E_3 \quad) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} -p_1 E + p_1 E_1 &= -p_2 E_2 + p_2 E_3 \\ &\vdots \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{grensvlak } z=0 \\ \vdots \end{array} \quad (2)$$

$$E_2 e^{-\frac{i}{\tau} p_2 d} + E_3 e^{\frac{i}{\tau} p_2 d} = E_4 e^{-\frac{i}{\tau} p_3 d} \quad \left. \begin{array}{l} \dots \dots \dots (3) \\ \text{grensvlak} \end{array} \right\}$$

$$-p_2 E_2 e^{-\frac{i}{\tau} p_2 d} + p_2 E_3 e^{\frac{i}{\tau} p_2 d} = -p_3 E_4 e^{-\frac{i}{\tau} p_3 d} \quad \left. \vphantom{\frac{i}{\tau} p_2 d} \right\} z=d \quad (4)$$

Daar het de bedoeling is een betrekking tusschen E en E_4 te vinden, moeten we E_1 , E_2 en E_3 uit deze vier vgl. elimineeren.

$$2 p_1 E = (p_1 + p_2) E_2 + (p_1 - p_2) E_3 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

$p_2 \cdot (3) \pm (4)$ geeft:

$$2p_2 E_3 e^{\frac{i}{\tau} p_2 d} = (p_2 - p_3) E_4 e^{-\frac{i}{\tau} p_3 d} \text{ of wel:}$$

$$E_3 = \frac{p_2 - p_3}{2 p_2} E_4 e^{-\frac{i}{\tau} (p_2 + p_3) d}$$

$$2p_2 E_2 e^{-\frac{i}{\tau} p_2 d} = (p_2 + p_3) E_4 e^{-\frac{i}{\tau} p_3 d} \text{ of wel:}$$

$$E_2 = \frac{p_2 + p_3}{2 p_2} E_4 e^{-\frac{i}{\tau} (p_3 - p_2) d}$$

Substitueeren we de waarden voor E_2 en E_3 in (5), dan krijgen we als resultaat:

$$4 p_1 p_2 E = E_4 e^{-\frac{i}{\tau} p_3 d} \left[e^{\frac{i}{\tau} p_2 d} (p_1 + p_2) (p_2 + p_3) + e^{-\frac{i}{\tau} p_2 d} (p_1 - p_2) (p_2 - p_3) \right] \dots \dots \dots (6)$$

Stellen we nu:

$$E = \mathcal{E} e^{i\varphi}, E_4 = \mathcal{E}_4 e^{i\varphi_4}$$

dan zijn $\mathcal{E}$ en $\mathcal{E}_4$ de amplituden van de invallende en uit-tredende electriche vectoren, terwijl $\varphi - \varphi_4$ het phaseverschil voorstelt. Om nu de verhouding te berekenen van de inval-

lende en uittredende energie, moeten we dus kennen $\left(\frac{\mathcal{E}_4}{\mathcal{E}}\right)^2$

$\mathcal{E}^2$ en $\mathcal{E}_4^2$ verkrijgen we door

E en E_4 resp. te vermenigvuldigen met hun toegevoegd complexen, n.l. $\mathcal{E} e^{-i\varphi}$ en $\mathcal{E}_4 e^{-i\varphi_4}$.

Zij nu:

$\frac{E_4}{E} = \frac{C + Di}{A + Bi}$, waar A , B , C en D reële getallen zijn, dan is dus:

$$\left(\frac{\mathcal{E}_4}{\mathcal{E}}\right)^2 = \frac{C^2 + D^2}{A^2 + B^2}$$

Uit vgl. (6) volgt nu:

$$C + Di = 4 p_1 p_2 \dots \dots \dots (7)$$

$$A + Bi = e^{\frac{i}{\tau} d(p_2 - p_3)} (p_1 + p_2) (p_2 + p_3) + \\ + e^{-\frac{i}{\tau} d(p_2 + p_3)} (p_1 - p_2) (p_2 - p_3) \dots \dots \dots (8)$$

Uit (7) en (8) zijn A, B, C en D te berekenen, als we hierin substitueeren:

$$p_1 = \frac{1}{c}; p_2 = \frac{n - ik}{c}; p_3 = \frac{n'}{c}$$

Het blijkt dat:

$$C = \frac{4n}{c^2}; D = -\frac{4k}{c^2}$$

$$A = \frac{e^{\frac{kd}{\tau c}}}{c^2} \left[\{ (n + n') (n + 1) - k^2 \} \cos \frac{d(n - n')}{\tau c} + \right. \\ \left. + k \{ (n + n') + (n + 1) \} \sin \frac{d(n - n')}{\tau c} \right] - \\ - \frac{e^{-\frac{kd}{\tau c}}}{c^2} \left[\{ (n - n') (n - 1) - k^2 \} \cos \frac{d(n + n')}{\tau c} - \right. \\ \left. - k \{ (n - n') + (n - 1) \} \sin \frac{d(n + n')}{\tau c} \right]$$

$$B = \frac{e^{\frac{kd}{\tau c}}}{c^2} \left[\{ (n + n') (n + 1) - k^2 \} \sin \frac{d(n - n')}{\tau c} - \right. \\ \left. - k \{ (n + n') + (n + 1) \} \cos \frac{d(n - n')}{\tau c} \right] + \\ + \frac{e^{-\frac{kd}{\tau c}}}{c^2} \left[\{ (n - n') (n - 1) - k^2 \} \sin \frac{d(n + n')}{\tau c} + \right. \\ \left. + k \{ (n - n') + (n - 1) \} \cos \frac{d(n + n')}{\tau c} \right]$$

Noemen we korthedshalve:

$$\frac{d(n+n')}{\tau c} = \alpha; \quad \frac{d(n-n')}{\tau c} = \beta$$

$$\frac{(n-n')(n-1) - k^2}{c} = a$$

$$\frac{(n+n')(n+1) - k^2}{c^2} = b$$

$$\frac{k \{ (n-n') + (n-1) \}}{c^2} = 2g$$

$$\frac{k \{ (n+n') + (n+1) \}}{c^2} = 2h$$

dan volgt dat:

$$A = -e^{-\frac{kd}{\tau c}} (a \cos \alpha - 2g \sin \alpha) + e^{\frac{kd}{\tau c}} (b \cos \beta + 2h \sin \beta).$$

$$B = e^{-\frac{kd}{\tau c}} (a \sin \alpha + 2g \cos \alpha) + e^{\frac{kd}{\tau c}} (b \sin \beta - 2h \cos \beta).$$

$$\begin{aligned} A^2 = & e^{-\frac{2kd}{\tau c}} (a^2 \cos^2 \alpha + 4g^2 \sin^2 \alpha - 4ag \sin \alpha \cos \alpha) + \\ & + e^{\frac{2kd}{\tau c}} (b^2 \cos^2 \beta + 4h^2 \sin^2 \beta + 4bh \sin \beta \cos \beta) - \\ & - 2(ab \cos \alpha \cos \beta + 2ah \cos \alpha \sin \beta - 2bg \sin \alpha \cos \beta - \\ & - 4gh \sin \alpha \sin \beta) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B^2 = & e^{-\frac{2kd}{\tau c}} (a^2 \sin^2 \alpha + 4g^2 \cos^2 \alpha + 4ag \sin \alpha \cos \alpha) + \\ & + e^{\frac{2kd}{\tau c}} (b^2 \sin^2 \beta + 4h^2 \cos^2 \beta - 4bh \sin \beta \cos \beta) - \\ & - 2(-ab \sin \alpha \sin \beta + 2ah \sin \alpha \cos \beta - 2bg \cos \alpha \sin \beta + \\ & + 4gh \cos \alpha \cos \beta) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A^2 + B^2 = & e^{-\frac{2kd}{\tau c}} (a^2 + 4g^2) + e^{\frac{2kd}{\tau c}} (b^2 + 4h^2) - \\ & - 2\{ab \cos(\alpha + \beta) + 2ah \sin(\alpha + \beta) - 2bg \sin(\alpha + \beta) + \\ & + 4gh \cos(\alpha + \beta)\} = e^{-\frac{2kd}{\tau c}} (a^2 + 4g^2) + e^{\frac{2kd}{\tau c}} (b^2 + 4h^2) - \\ & - 2\{(ab + 4gh) \cos(\alpha + \beta) + (2ah - 2bg) \sin(\alpha + \beta)\} \end{aligned}$$

Nu is:

$$\alpha + \beta = \frac{2 n d}{\tau c}$$

$$a^2 + 4 g^2 = \frac{\{(n-1)^2 + k^2\} \{(n-n')^2 + k^2\}}{c^4}$$

$$b^2 + 4 h^2 = \frac{\{(n+1)^2 + k^2\} \{(n+n')^2 + k^2\}}{c^4}$$

$$ab + 4 gh = \frac{(n^2 + k^2)^2 - n^2 (1 + n'^2) + n'^2 - k^2 (n'^2 + 4 n' + 1)}{c^4}$$

$$2 ah - 2 bg = - \frac{2 k (n' + 1) (n^2 + k^2 - n')}{c^4}$$

$$\text{Blijkbaar is: } C^2 + D^2 = \frac{16 (n^2 + k^2)}{c^4}$$

Blijkens § 1 van dit Hoofdstuk is de energie, die in het medium met brekingsindex n' doordringt:

$$\delta = n' \frac{C^2 + D^2}{A^2 + B^2},$$

zoodat de eindformule als volgt luidt:

$$\delta = 16 n' (n^2 + k^2):$$

$$\begin{aligned} &: e^{-\frac{2kd}{\tau c}} \{(n-1)^2 + k^2\} \{(n-n')^2 + k^2\} + \\ &+ e^{\frac{2kd}{\tau c}} \{(n+1)^2 + k^2\} \{(n+n')^2 + k^2\} - \\ &- 2 \left[\{(n^2 + k^2)^2 - n^2 (1 + n'^2) + n'^2 - k^2 (n'^2 + 4 n' + 1)\} \cdot \right. \\ &\left. \cdot \cos \frac{2nd}{\tau c} - 2 k (n' + 1) (n^2 + k^2 - n') \sin \frac{2nd}{\tau c} \right]. \end{aligned}$$

§ 3. *Contrôle's op de eindformule.*

Een contrôle op de eindformule wordt geleverd door $d = 0$ te stellen. We vinden dan:

$$\delta = \frac{4n'}{(n' + 1)^2}$$

wat inderdaad de energie is, die in het medium met brekings-

index n' doordringt, als er geen metaalbedekking aanwezig is.

Een tweede contrôle ¹⁾ wordt geleverd door d groot te nemen. Valt een lichtstraal, met energie 1, in een medium met optische constanten n_1, k_1 op een tweede medium (n_2, k_2), dan is de energie die in dit tweede medium doordringt aan het grensvlak:

$$\delta_{12} = \frac{4(n_1^2 + k_1^2)}{(n_1 + n_2)^2 + (k_1 + k_2)^2} \cdot \frac{n_2}{n_1}$$

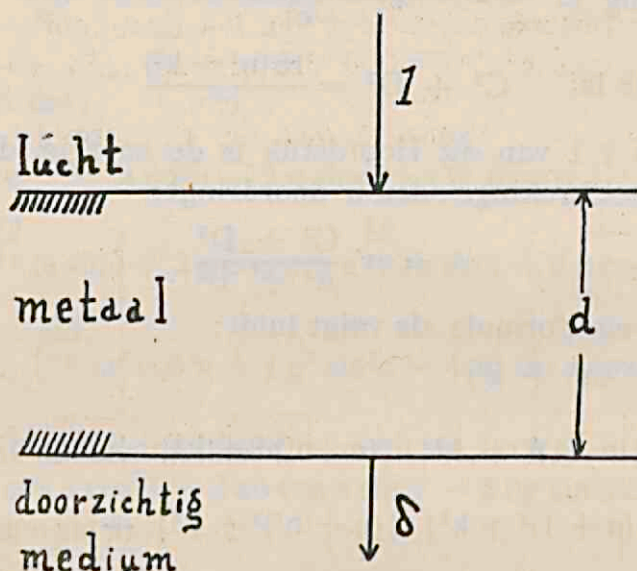


Fig. 2

Passen we dit toe op de lichtenergie 1 die in lucht op een dik metaallaagje valt, dat zich op een doorzichtig medium met brekingsindex n' bevindt, dan is de in dit medium doordringende energie blijkbaar (fig. 2):

$$\delta = \frac{4n}{(n+1)^2 + k^2} \cdot e^{-\frac{2kd}{\tau c}} \cdot \frac{4(n^2 + k^2)}{(n+n')^2 + k^2} \cdot \frac{n'}{n} =$$

$$= \frac{16 n' (n^2 + k^2)}{e^{\frac{2kd}{\tau c}} \{ (n+1)^2 + k^2 \} \{ (n+n')^2 + k^2 \}}$$

¹⁾ Deze contrôle dank ik aan Dr. W. de Groot.

daar we van herhaalde reflexie's af mogen zien. Inderdaad nadert de eindformule voor groote d tot deze uitdrukking.

§ 3. *Schatting van de fout die gemaakt wordt als de eindformule toegepast wordt op het geval, dat het doorzichtige medium een eindige dikte heeft.*

Heeft het doorzichtige medium een eindige dikte, dan moet men de herhaalde reflexie's die daardoor optreden, in aanmerking nemen. Vergelijkt men de doorlating van een metaallaagje met dikte d met die van een laagje met dikte 0, en is de reflexie-coëfficiënt van het doorzichtige medium ρ , dan kan men het resultaat der meting gelijk stellen aan:

$\frac{\delta(1-\rho)}{(1-\rho)^2} = \frac{\delta}{1-\rho}$, waarin δ met de eindformule berekend wordt. (Fig. 3.)

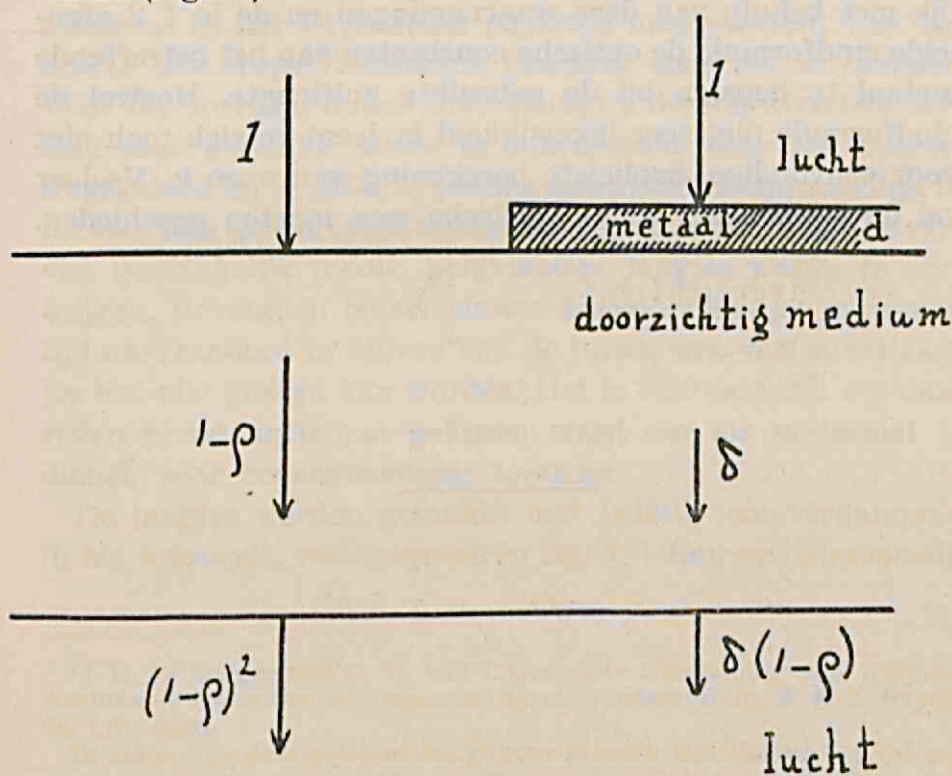


Fig. 3

De fout die we daardoor maken, is klein van de tweede orde, daar eerst het verschil begint op te treden in de tweemaalige reflexie.

§ 5. Nabeschouwing.

We hebben dus gevonden de verhouding van de invallende tot de uittredende energie, als we deze in den vorm van licht met een golflengte λ ($= 2 \pi \tau c$) laten vallen op een metaallaagje van een dikte d , aan de eene zijde begrensd door lucht, aan de andere zijde door een doorzichtig medium met brekingsindex n' , terwijl de optische constanten van het metaal n en k zijn.

Is men in staat deze verhouding te meten aan minstens twee metaallaagjes van bekende dikte, dan is het dus mogelijk met behulp van deze waarnemingen en de in § 2 afgeleide eindformule de optische constanten van het betreffende metaal te bepalen bij de gebruikte golflengte. Hoewel de eindformule niet zeer ingewikkeld is, leent ze zich toch niet voor eenvoudige, expliciete berekening van n en k . Veeleer zal de berekening langs grafische weg moeten geschieden.

HOOFDSTUK III.

EXPERIMENTEEL GEDEELTE.

§ 1. *Het vervaardigen van de metaallaagjes en de diktebepaling.*

Ten einde de in dit proefschrift beschreven methode, om brekingsindex en absorptiecoëfficiënt van een metaal te bepalen uit absorptiemetingen aan dunne laagjes, op haar bruikbaarheid te toetsen, hebben we als voorbeeld antimoon gekozen. In het Utrechtsch physisch laboratorium was behoefte aan trapverzwakkers, geschikt voor het ultraviolet. Voor dit doel zijn dunne metaallaagjes op een kwartsonderlaag zeer geschikt; zilver is onbruikbaar door het doorlatingsgebied bij $\pm 3000 \text{ \AA}$, platina-verzwakkers zijn moeilijk te maken. Een geschikt materiaal bleek antimoon te zijn, waarvan gemakkelijk mooie, gelijkmatige laagjes waren te verkrijgen. Bovendien bleken dunne antimoonlaagjes geruimen tijd onveranderd te blijven aan de lucht, wat van zilverlaagjes b.v. niet gezegd kan worden. Het is voornamelijk om deze redenen dat antimoon gekozen werd om als materiaal te dienen voor bovengenoemde toetsing.

De laagjes werden gemaakt met behulp van verdamping in het apparaat, weergegeven in fig. 4 ¹⁾ Een cylindervormig

¹⁾ H. C. Burger und P. H. van Cittert. Die Herstellung von Wismut-Antimon-Vakuumthermoelementen durch Verdampfung. Z. S. f. Physik 66, 210; 1930.

Ik maak van deze gelegenheid gaarne gebruik den Heeren Dr. Burger en Dr. van Cittert dank te zeggen voor aanwijzingen betreffende het gebruik van het verdampingsapparaat.

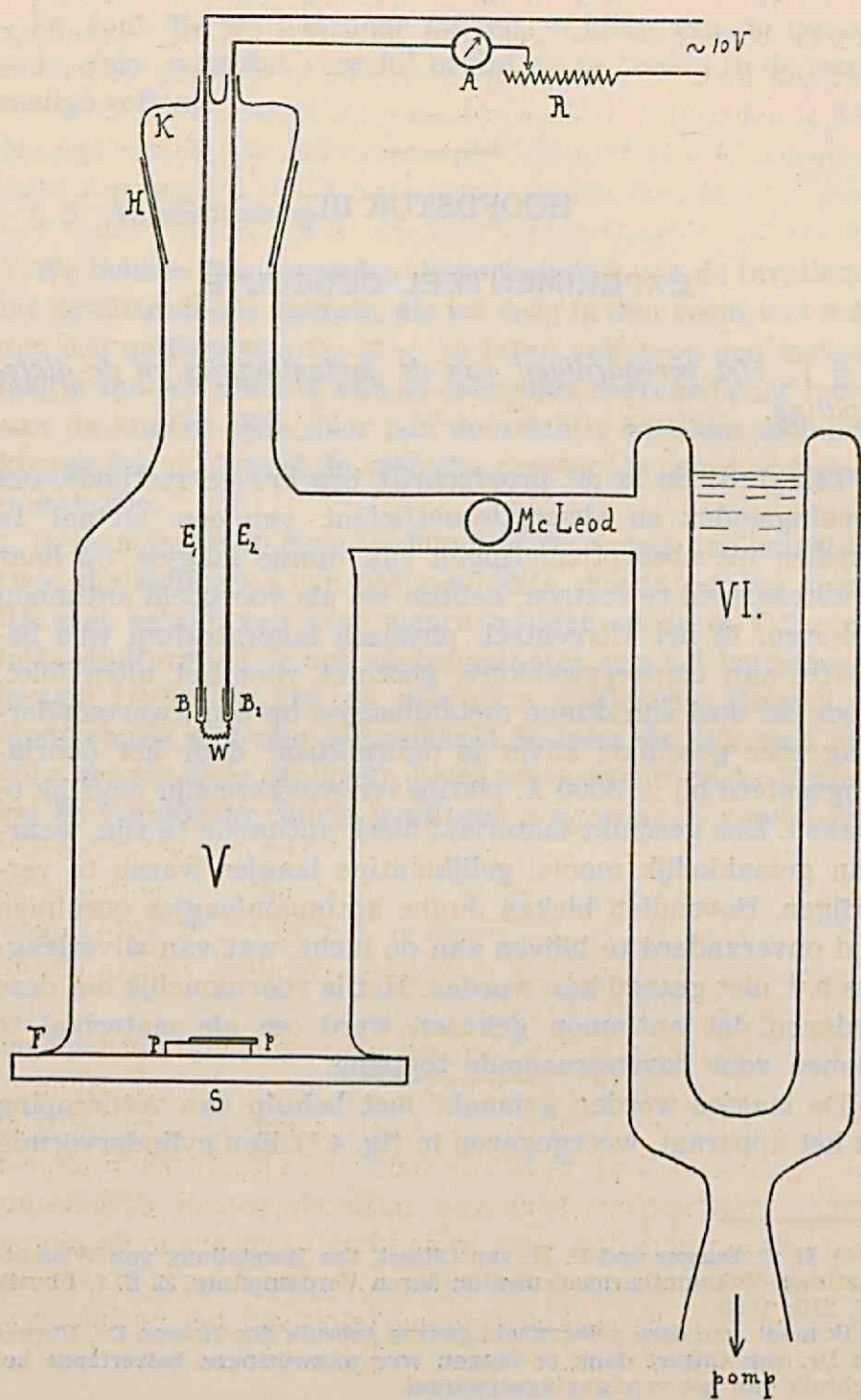


Fig. 4

glazen vat V, met aan de onderzijde een geslepen flens F en aan de bovenzijde een geslepen hals H staat in verbinding met een hoog vacuumpomp. Door die verbinding te koelen met vloeibare lucht VI. wordt er voor gezorgd, dat er praktisch geen kwikdamp uit de pomp in het vat V kan komen. In de hals H past een geslepen stop K, de drager van twee staafvormige electroden E_1 en E_2 . Met behulp van twee busjes B_1 en B_2 is het mogelijk een wolframspiraaltje W uitwisselbaar tusschen E_1 en E_2 te monteeren. In de toevoerende leidingen worden een ampèremeter A en een regelbare weerstand R. gezet; het geheel kan aangesloten worden op een spanning van 10 Volt. Het vat V wordt bij F afgesloten door een vlak geslepen, dikke glazen schijf S, waarop een stevig plaatje P, van kwarts gelegd wordt. Op P rust weer een dun plaatje p, eveneens van kwarts. Door nu een dun staafje antimoon in de spiraal W te schuiven en electrisch te verhitten als het geheele toestel vacuum is, verdampt dit antimoon geheel en slaat gedeeltelijk tegen de zijwanden, gedeeltelijk op de plaatjes P en p neer in de vorm van een doorzichtige laag. De spiraal wordt, nadat het antimoonstaafje eringeschoven is, in  vorm gebogen, zoodat het antimoon zich in het horizontale gedeelte van de  bevindt. Dit is gedaan om te voorkomen dat een gedeelte van het antimoon, als het gesmolten is, vloeit naar de betrekkelijk koude busjes B_1 en B_2 vanwaar het niet zou verdampen. Antimoon is verkrijgbaar in groote kristallen, niet in draadvorm, daar het zeer bros is.

De dunne staafjes werden als volgt gemaakt: een glazen buisje vult men op met stukjes antimoon. In een Bunsen-vlam wordt het antimoon tot smelten gebracht en het glas week gemaakt. Dan wordt de buis snel uitgetrokken tot een dunne buis met een kern van antimoon van de gewenschte dikte. Door dit buisje even in de vlam te verhitten en plotseeling af te koelen door het onder water te dompelen, springt het glas en is betrekkelijk gemakkelijk van het antimoon af te pellen met een pincet. Men krijgt zodoende staafjes an-

timoon tot ± 1 c.M. lengte, welke geschikt zijn om in het wolfraamspiraaltje geschoven te worden.

Door het antimoon en de wolfraamspiraal zoo weinig mogelijk met de vingers aan te raken en door het spiraaltje, waarin het antimoonstaafje, na het monteeren nog even in benzol onder te dompelen, was het gedeelte dat gegloeid werd tijdens het verdampen, vetvrij, wat noodig was om zuivere, homogene metaallaagjes te krijgen. De plaatjes P en p worden vóór het verdampingsproces gereinigd en wel door ze successievelijk onder alcoholische kali en geconcentreerd salpeterzuur stevig af te wrijven (met gummihandschoenen) daarna werden ze onder een stevige straal van de waterleiding afgespoeld, dan afgespoeld met gedestilleerd water, terwijl ze tenslotte voorzichtig afgedroogd werden met vetvrij Jozefpapier. Voor P werd een kwartsvenster genomen met een diameter van 3 cm. en een dikte van 3 mm.; p was een kwartsplaatje, 3 bij 2,5 cm., dik 0,5 mm. Het vervaardigen van een serie metaallaagjes van bekende dikte, zich alle op P bevindende, geschiedde nu als volgt: Vóór de verdamping werd het gewicht van p bepaald, terwijl tevens evenveel staafjes antimoon vervaardigd werden als er laagjes gemaakt zouden worden. Nummeren we die staafjes 1, 2, 3 enz., dan werd het gewicht bepaald van 1, van $1 + 2$, van $1 + 2 + 3$ enz., stel $g_1, g_{12}, g_{12...7}$. Op de schijf S werd nu de plaat P gelegd, waarop het plaatje p rustte, en wel zooals in fig. 5 weergegeven wordt. Nu werd staafje 7 in een

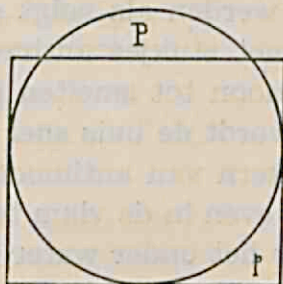


Fig. 5

wolfraamspiraaltje W geschoven, waarna dit in $\square$ vorm gebogen werd. W. werd dan bevestigd tusschen E_1 en E_2 , even in benzol gedompeld, waarna het verdampingstoestel gemonteerd werd. De pomp werd in werking gesteld en er werd gewacht tot met de McLeod kleefvacuum in het apparaat geconstateerd werd. Intusschen was het reservoir voor het uitvriezen van kwikdamp gevuld met vloeibare lucht. Nu werd stroom gestuurd door de spiraal en langzaam opgevoerd tot deze donkerrood gloeide. De windingen van de spiraal om de plaats waar het antimoon zich bevond, waren zichtbaar lager in temperatuur dan de overige, daar een gedeelte van de stroom door het antimoon ging. Het antimoon smolt en verdampte; als alle windingen op het oog dezelfde temperatuur hadden, werd aangenomen dat alle antimoon verdampt was; zekerheidshalve werd de spiraal nog even op helderroodgloeihitte gebracht, daarna werd de stroom verbroken. Nu werd S voorzichtig verwijderd. Het plaatje p en het onbedekte gedeelte van P waren met een antimoonlaagje bedekt, afkomstig van staafje 7. p werd 2 à 3 mm. eenwijdig aan zichzelf verschoven, zooals in fig. 6 is te zien.

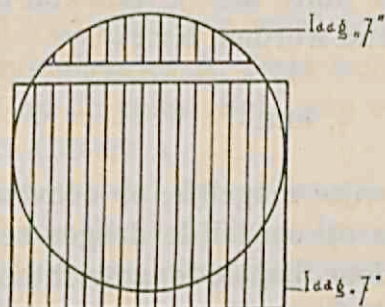


Fig. 6

Nu werd staafje 6 op dezelfde wijze verdampt, zoodat, na de volgende evenwijdige verschuiving op P een laag was, veroorzaakt door 6 + 7 (zie fig. 7).

Vervolgens werden staafjes 5, 4 enz. t/m staafje 1 ver-

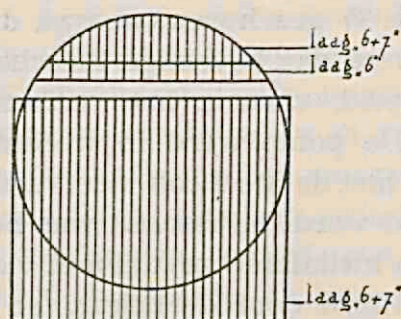


Fig. 7

dampt, zoodat het eindresultaat was, dat P voorzien was van 7 laagjes, en wel één laag veroorzaakt door staafje 1, één laag veroorzaakt door staafjes $1 + 2$, één laag veroorzaakt door staafjes $1 + 2 + 3$, enz.; de dikste laag was veroorzaakt door staafjes $1 + 2 + \dots + 6 + 7$. Bovendien was een gedeelte van P steeds bedekt geweest door p en was dus blank gebleven. p was bedekt met de dikste laag en werd weer gewogen. Uit de gewichtstoename, het oppervlak en het soortelijk gewicht van antimoon kon de dikte van het dikste laagje worden berekend. ¹⁾

Noemen we deze dikte $d_{12\dots7}$, dan kon de dikte van elke andere laag berekend worden, b.v.:

$$d_{123} = \frac{g_{123}}{g_{12\dots7}} \cdot d_{12\dots7}, \text{ enz.}$$

Het is op deze wijze mogelijk, op eenvoudige wijze meerdere metaallaagjes op eenzelfde drager te maken, van gewenschte dikte, door bepaalde gewichtshoeveelheden van het metaal te verdampen. B.v. voor het maken van metaalverzwakkers is deze methode zeer geschikt. Voor de Ned. eclipsexpeditie zijn op deze manier antimoonverzwakkers gemaakt ter gelegenheid van de waarneming der totale zoneclips van 1929 op Sumatra. De metaallaagjes bevonden

¹⁾ De dichtheid van een metaal in dunne lagen is gelijk aan de normale dichtheid. Hagen en Rubens, Ann. d. Phys. 8, 439; 1902.

zich onbeschermd op een kwartsplaatje; de doorlating der verschillende laagjes werd vóór het vertrek der expeditie bepaald. Na haar terugkeer bleek dat de doorlating der laagjes eenigszins gewijzigd was, wat toegeschreven werd aan het herhaaldelijk blootstellen der laagjes aan fel zonlicht. Om na te gaan of deze verandering ontstaan was door sterke bestraling, werd op een antimoonlaagje een lichtsterk beeld geprojecteerd van een kwikboog. Na eenige uren bestralen bleek het gedeelte van het laagje dat bestraald was geweest een grotere doorlating te hebben gekregen; een flauw beeld van de kwikboog was op het metaallaagje waar te nemen. Op deze wijze werd getracht eenige kwiklijnen te „fotografeeren” op een antimoonlaagje, met behulp van een Hilger-kwartsspectrograaf; van eenige beeldvorming was echter na vele uren bestralen niets te bespeuren, de lichtsterkte was waarschijnlijk te gering.

§ 2. *Het meten van de doorlating der metaallaagjes van licht van verschillende golflengten.*

De gloeispiraal S (fig. 8) van een 6-Voltslampje, brandende op constante ($1\frac{0}{100}$) spanning, werd door een lens L_1 afgebeeld op de antimoonlaagjes A. Deze werden weer door de lens L_2 afgebeeld op de spleet Spl_1 van een dubbelmochromator volgens van Cittert.¹⁾

De eindspleet Spl_2 werd door een lens L_3 scherp afgebeeld op het vacuum-themoelement Th, volgens Moll en Burger. De antimoonlaagjes waren evenwijdig aan Spl_1 op een slede opgesteld, zoodat het beeld van elk willekeurig laagje op de spleet geworpen kon worden. De thermostroom werd met behulp van een spiegelgalvanometer gemeten, de uitslag was een maat voor de doorgelaten hoeveelheid licht. Door de slede langzaam en continu te verschuiven (door het

¹⁾ P. H. van Cittert, *Revue d'Optique* 2, 57; 1923.
id. 5, 293; 1926.

draaien van een wormwiel), passeerden de beelden van alle laagjes de spleet, de galvanometeruitslag varieerde traps-

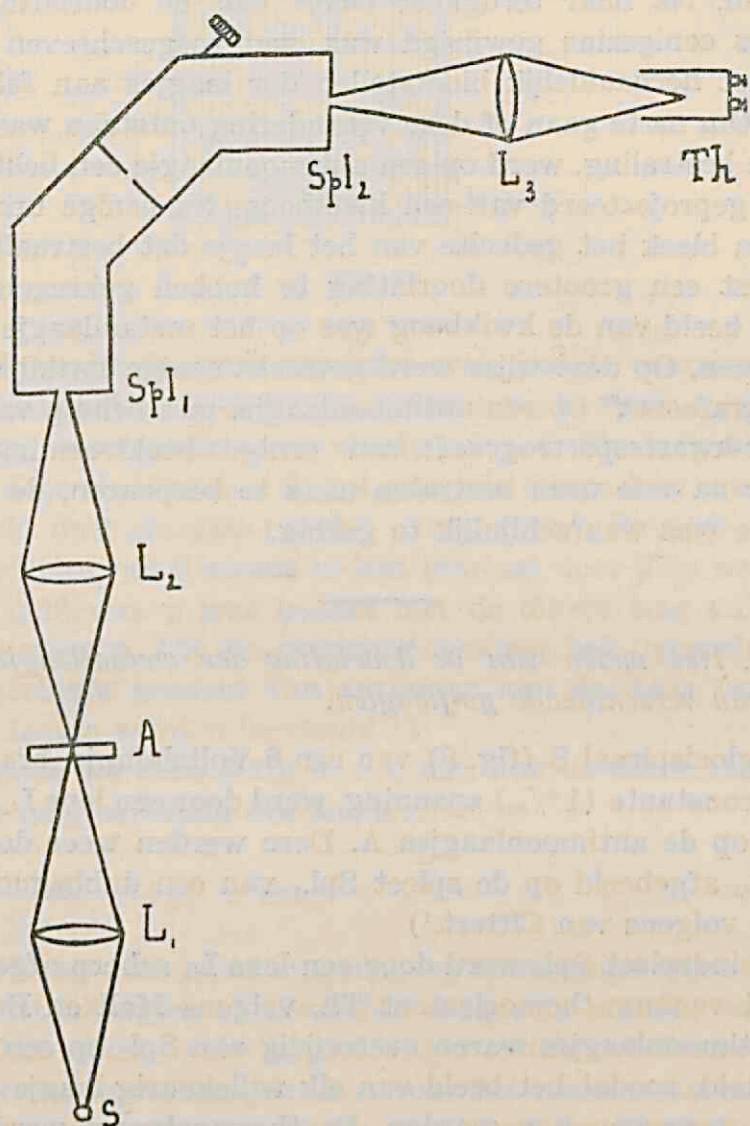


Fig. 8

gewijze. Op deze wijze kon de hoeveelheid doorgelaten licht van elk laagje bepaald worden. Aan het begin en eind van een serie werd een laagje van dikte 0 gemeten, d.w.z. de door het kwarts doorgelaten hoeveelheid licht. Op deze wijze

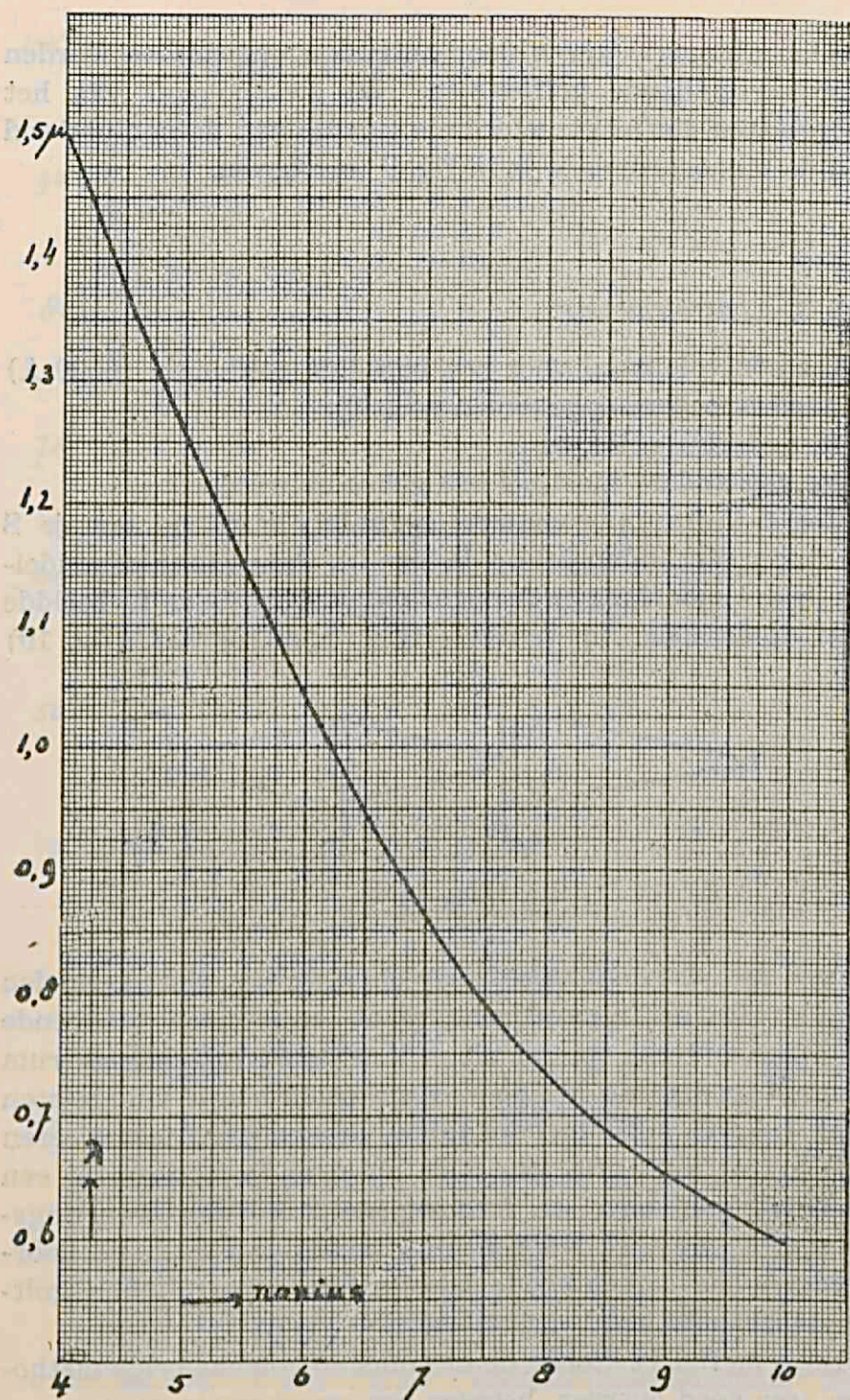


Fig. 9

Gedeelte der ijkcurve van de Van Cittert-monochromator.

konden absorptiecurven voor antimoon opgenomen worden voor verschillende golflengten. Het zwaartepunt van het doorgelaten golflengtegebied als functie van de noniusstand van de monochromator is in fig. 9 weergegeven.

§ 3. *Contrôlemeting.*

Ter cōntrole werd voor een bepaalde golflengte ($6500 \text{ \AA}$) de absorptiecurve opgenomen waarbij:

1e andere laagjes, en

2e een andere meetmethode gebruikt werden.

Een 6-Volts, op constante spanning brandend lampje S wierp een stralenbundel op de lens L_1 , waarachter onmiddellijk de antimoonlaagjes A opgesteld werden. Lens L_2 beeldde A af op de spleet S_p van een Hilger-spectrograaf, (fig. 10)

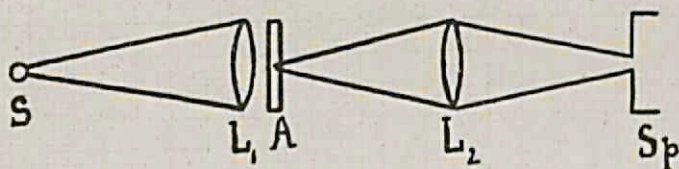


Fig. 10

en wel zoo, dat de laagjes loodrecht door de spleet gesneden werden. Op de fotografische plaat ontstonden zodoende evenveel continue spectra als er laagjes waren, elk spectrum was afkomstig van het door een bepaald laagje doorgelaten licht. Door de spleetbreedte van de spectrograaf te varieëren kregen we een serie van deze spectra. Door deze bij een bepaalde golflengte te fotometreeren, konden zwartingskrommen gemaakt worden, met behulp waarvan de doorlatingen der verschillende laagjes bij de betreffende golflengte bepaald konden worden.

Blijkens fig. 11 komen de uitkomsten volgens beide methoden zeer goed overeen, hetgeen een waarborg is voor:

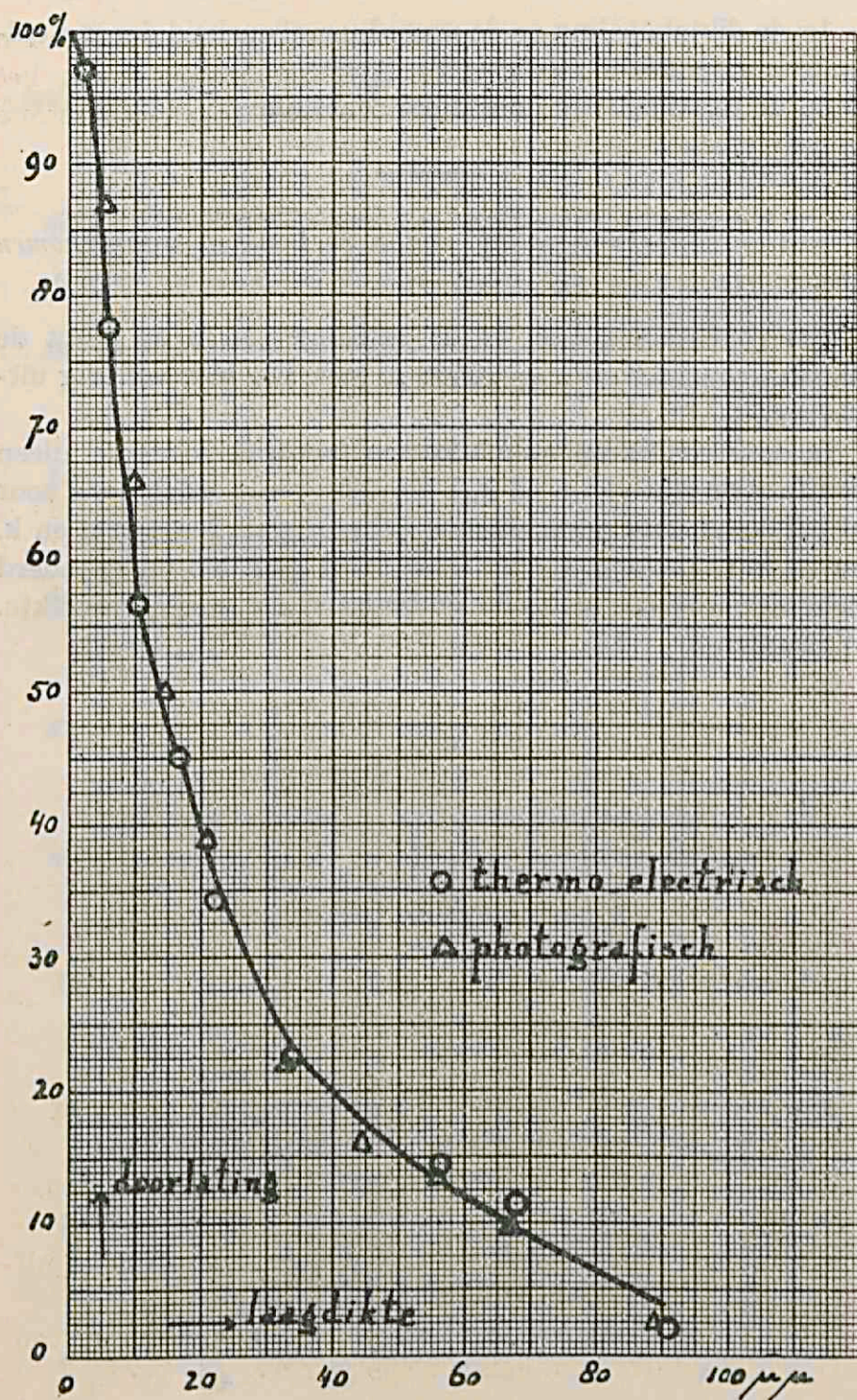


Fig. 11

1e de diktebepaling en de reproduceerbaarheid der metaallaagjes volgens de beschreven methode.

2e de juistheid van de absorptiemetingen.

§ 4. *Grafische bepaling van n en k uit de waargenomen absorptiecurven en met behulp van de uitdrukking voor δ .*

Als voorbeeld zullen we de bepaling van n en k uit de absorptiecurve voor $\lambda = 15000 \text{ \AA}$ (fig. 12) hier volledig uitvoeren.

In de uitdrukking voor δ komen factoren voor, die alleen een functie zijn van n en k . Deze factoren worden eens voor al berekend voor verschillende geheele waarden van n en k , en in een tabel vereenigd. Deze tabel kan dus onveranderd gebruikt worden voor alle golflengten en iedere laagdikte. We namen $n' = 1,5$.

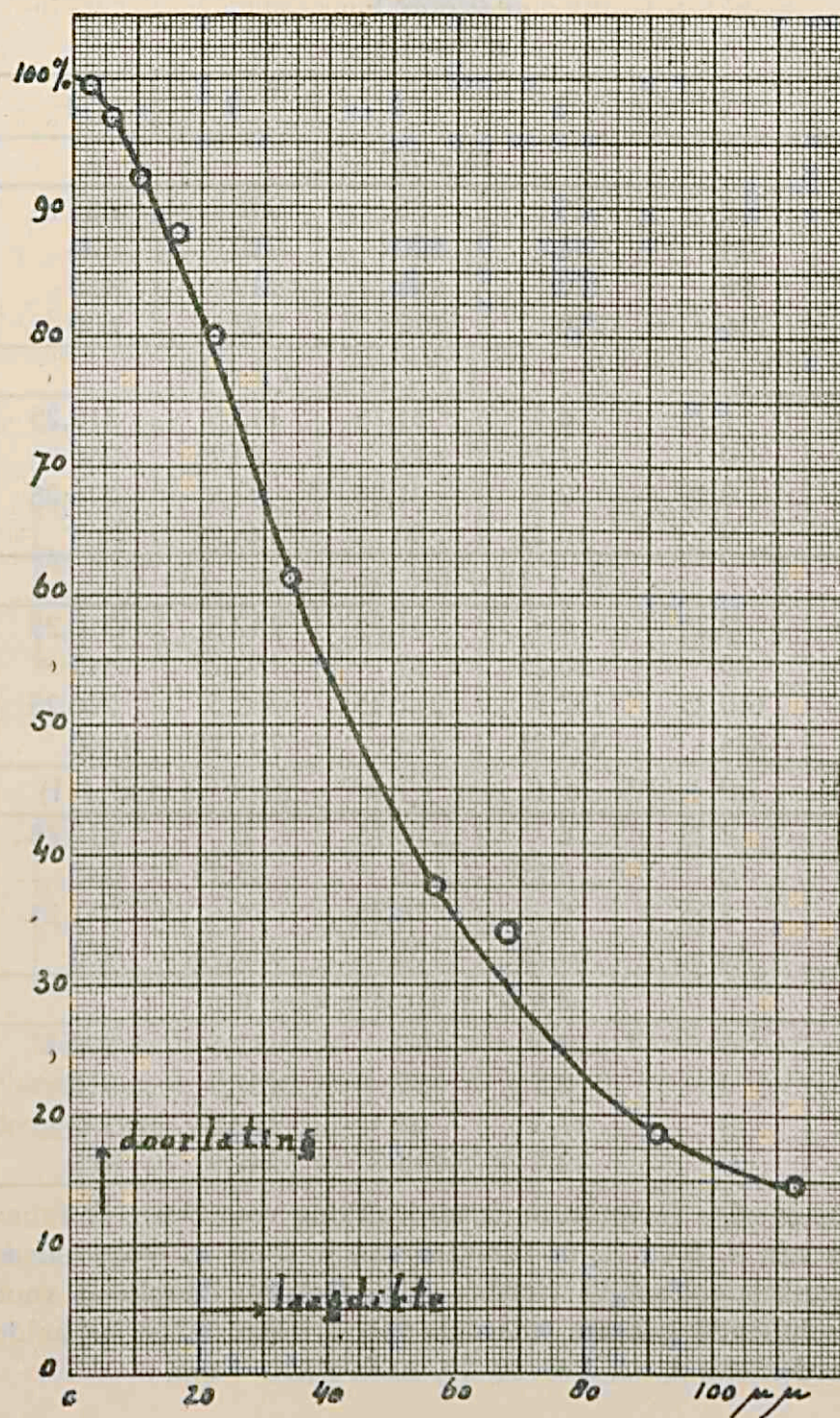


Fig. 12

TABEL I.

$$n' = 1,5$$

k	0	1	2	3	4
n	$16 n' (n^2 + k^2)$				
0	0	24	96	216	384
1	24	48	120	240	408
2	96	120	192	312	480
3	216	240	312	432	600
$\{ (n-1)^2 + k^2 \} \{ (n-n')^2 + k^2 \}$					
0	1,25	6,5	31,25	112,5	310,25
1	0	1,25	17	83,25	260
2	0,25	2,5	21,25	92,5	276,25
3	9	16,25	50	146,25	365
$\{ (n+1)^2 + k^2 \} \{ (n+n')^2 + k^2 \}$					
0	2,25	6,5	31,25	112,5	310,25
1	25	36,25	82	198,25	445
2	110,25	132,5	211,25	382,5	706,25
3	324	361,25	485	731,25	1160
$(n^2 + k^2)^2 - n^2 (1 + n'^2) + n'^2 - k^2 (n'^2 + 4 n' + 1)$					
0	2,25	-6	-18,75	0	110,25
1	0	-6,25	-13	15,75	140
2	5,25	5	16,25	75	241,25
3	54	63,75	105	213,75	450
$2 k (n' + 1) (n^2 + k^2 - n')$					
0	0	-2,5	25	112,5	290
1	0	2,5	35	127,5	310
2	0	17,5	65	172,5	370
3	0	42,5	115	247,5	470

De overige factoren in de uitdrukking voor δ zijn òf functie's van k , d en τc , òf functies van n , d en τc . Voor iedere gebruikte golflengte worden deze factoren berekend voor verschillende geheele waarden van k , resp. n , en bepaalde waarden van d , n.l. $d = 10, 20, 40$ en $80 \cdot 10^{-7}$ cm.

TABEL II.

$$\frac{2kd}{e^{\tau c}}$$

$k \backslash d$	$10 \cdot 10^{-7}$	20	40	80
1	1,087	1,182	1,398	1,955
2	1,182	1,398	1,955	3,82
3	1,286	1,653	2,73	7,48
4	1,398	1,955	3,82	14,6

TABEL III.

$$\cos \frac{2nd}{\tau c}$$

$k \backslash d$	$10 \cdot 10^{-7}$	20	40	80
1	0,9965	0,9860	0,9443	0,7836
2	0,9860	0,9443	0,7836	0,2284

TABEL IV.

$$\sin \frac{2nd}{\tau c}$$

$n \backslash d$	$10 \cdot 10^{-7}$	20	40	80
1	0,0837	0,1667	0,3289	0,6211
2	0,1667	0,3289	0,6211	0,9736

Met behulp van deze tabellen wordt δ berekend voor de verschillende combinaties van n , k en d , in ons voorbeeld krijgen we:

TABEL V.

$$n = 0.$$

$$d = 10 \cdot 10^{-7}$$

$$k = 2; \delta = 96 : 26,4 + 37 - 2 [-18,75] = 95,0 \%$$

$$3 \quad 216 : 87,5 + 145 - 2 [0] = 93,0$$

$$4 \quad 384 : 222 + 433 - 2 [110,25] = 88,4$$

$$d = 20 \cdot 10^{-7}$$

$$k = 2; \delta = 96 : 22,4 + 43,6 - 2 [-18,75] = 92,8 \%$$

$$3 \quad 216 : 68,2 + 186 - 2 [0] = 85,0$$

$$4 \quad 384 : 158 + 606 - 2 [110,25] = 70,5$$

$$d = 40 \cdot 10^{-7}$$

$$k = 2; \delta = 96 : 16 + 61 - 2 [-18,75] = 83,6 \%$$

$$3 \quad 216 : 41,2 + 307 - 2 [0] = 62,0$$

$$4 \quad 384 : 81 + 1184 - 2 [110,25] = 36,7$$

$$d = 80 \cdot 10^{-7}$$

$$k = 2; \delta = 96 : 8,2 + 119,6 - 2 [-18,75] = 58,2 \%$$

$$3 \quad 216 : 15 + 842 - 2 [0] = 25,2$$

$$4 \quad 384 : 21,2 + 4530 - 2 [110,25] = 8,9$$

TABEL VI.

$$n = 1.$$

$$d = 10 \cdot 10^{-7}$$

$$k = 1; \delta = 48 : 1,1 + 39,4 - 2 [-6,2 - 0,2] = 90,0 \%$$

$$2 \quad 120 : 14,4 + 97 - 2 [-13 - 2,9] = 83,9$$

$$3 \quad 240 : 64,8 + 255 - 2 [15,7 - 10,7] = 77,5$$

$$d = 20 \cdot 10^{-7}$$

$$k = 1; \delta = 48 : 1,1 + 42,9 - 2 [-6,2 - 0,4] = 83,9 \%$$

$$2 \quad 120 : 12,2 + 114,4 - 2 [-12,8 - 5,8] = 73,4$$

$$3 \quad 240 : 50,4 + 328 - 2 [15,5 - 21,2] = 61,6$$

$$d = 40 \cdot 10^{-7}$$

$$k = 1; \delta = 48 : 0,9 + 50,6 - 2 [-5,9 - 0,8] = 74,0 \%$$

$$2 \quad 120 : 9,2 + 160 - 2 [-12,3 - 11,5] = 55,3$$

$$3 \quad 240 : 30,5 + 541 - 2 [14,8 - 42] = 38,4$$

$$d = 80 \cdot 10^{-7}$$

$$k = 1; \delta = 48 : 0,6 + 70,8 - 2 [-4,9 - 1,6] = 56,8 \%$$

$$2 \quad 120 : 4,4 + 313 - 2 [-10,2 - 21,7] = 31,5$$

$$3 \quad 240 : 11,1 + 1482 - 2 [12,3 - 79] = 14,8$$

TABEL VII.

$$n = 2.$$

$$d = 10 \cdot 10^{-7}$$

$$k = 0; \delta = 96 : 0,2 + 110,3 - 2 [5,2 - 0] = 95,9 \%$$

$$1 \quad 120 : 2,3 + 144 - 2 [4,9 - 2,9] = 84,3$$

$$2 \quad 192 : 18 + 250 - 2 [16 - 10,8] = 74,5$$

$$d = 20 \cdot 10^{-7}$$

$$k = 0; \delta = 96 : 0,2 + 110,3 - 2 [5 - 0] = 95,5 \%$$

$$1 \quad 120 : 2,1 + 157 - 2 [4,7 - 5,8] = 74,4$$

$$2 \quad 192 : 15,2 + 295 - 2 [15,4 - 21,4] = 60,5$$

$$d = 40 \cdot 10^{-7}$$

$$k = 0; \delta = 96 : 0,2 + 110,3 - 2 [4,1 - 0] = 93,7 \%$$

$$1 \quad 120 : 1,8 + 185 - 2 [3,9 - 10,8] = 59,7$$

$$2 \quad 192 : 10,9 + 413 - 2 [12,8 - 40,4] = 40,1$$

$$d = 80 \cdot 10^{-7}$$

$$k = 0; \delta = 96 : 0,2 + 110,3 - 2 [1,2 - 0] = 88,8 \%$$

$$1 \quad 120 : 1,3 + 259 - 2 [1,1 - 17,1] = 41,0$$

$$2 \quad 192 : 5,6 + 808 - 2 [3,7 - 63,5] = 20,5$$

Nu wordt δ grafisch uitgezet als functie van k , met n en d als parameters. Met elke n correspondeert zoo een schaar van krommen, elk behorende bij een bepaalde waarde van d (fig. 13).

Volgens § 4 van Hoofdstuk II vinden we δ uit de waargenomen absorptiecurve, door de gemeten absorptie te vermenigvuldigen met $1 - \rho$;

$$1 - \rho = \frac{4n'}{(n' + 1)^2} = 0,96 \text{ voor } n' = 1,5.$$

We lezen dus uit fig. 12 af:

$d = 10$	20	40	$80 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$
$\delta = 89$	78	52	22%

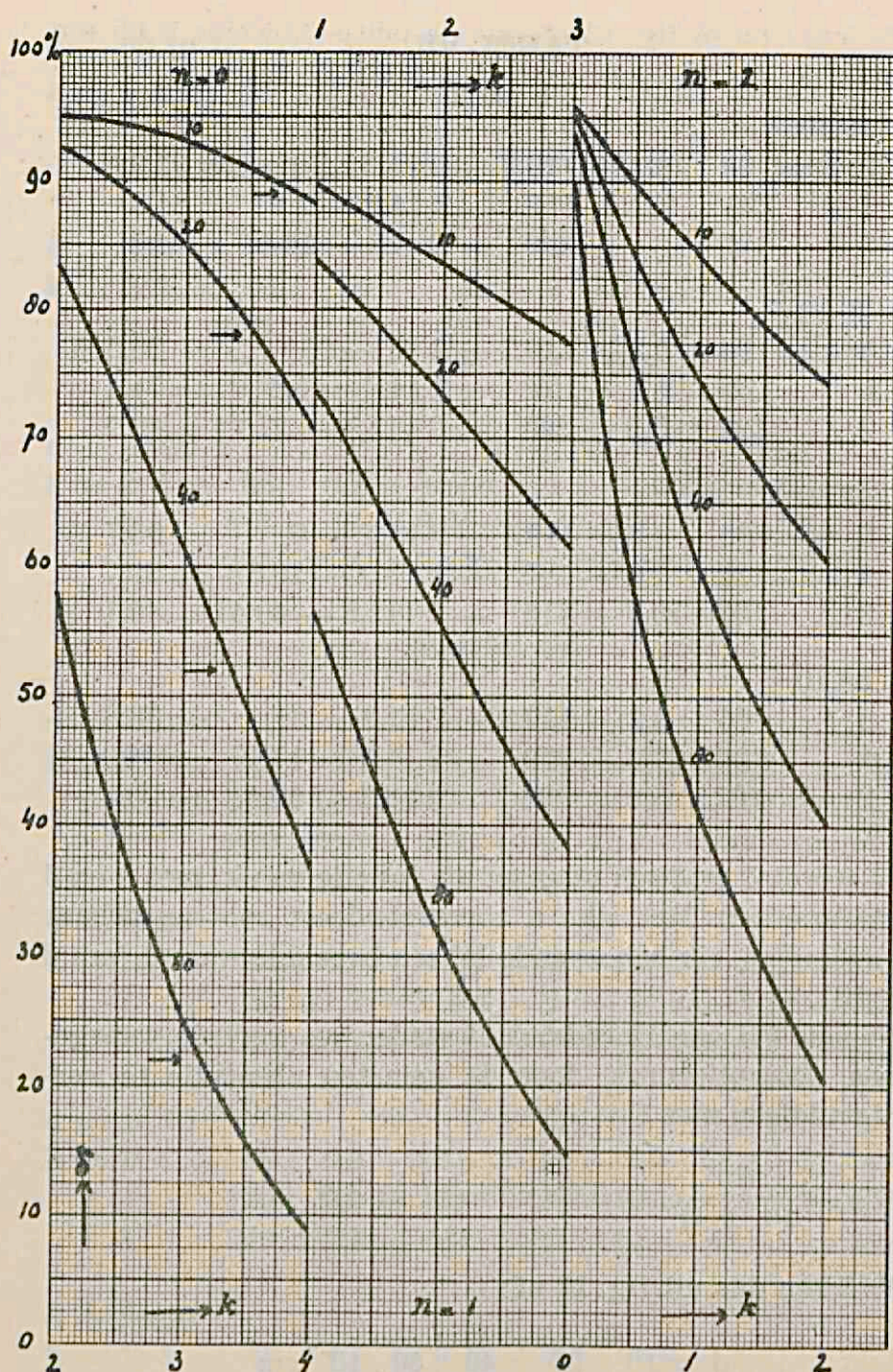


Fig. 13

We lezen nu in fig. 13 af (zie de pijltjes), welke k bij een gegeven n de waargenomen δ oplevert. Zoodoende krijgen we voor elke laagdikte een bepaald verband tusschen n en k . Zetten we dit verband b.v. voor $d = 10 \mu\mu$ grafisch uit, dan heeft elk punt van die lijn tot coördinaten een n en k , die, gesubstitueerd in de uitdrukking voor δ , een δ opleveren van 89 %.

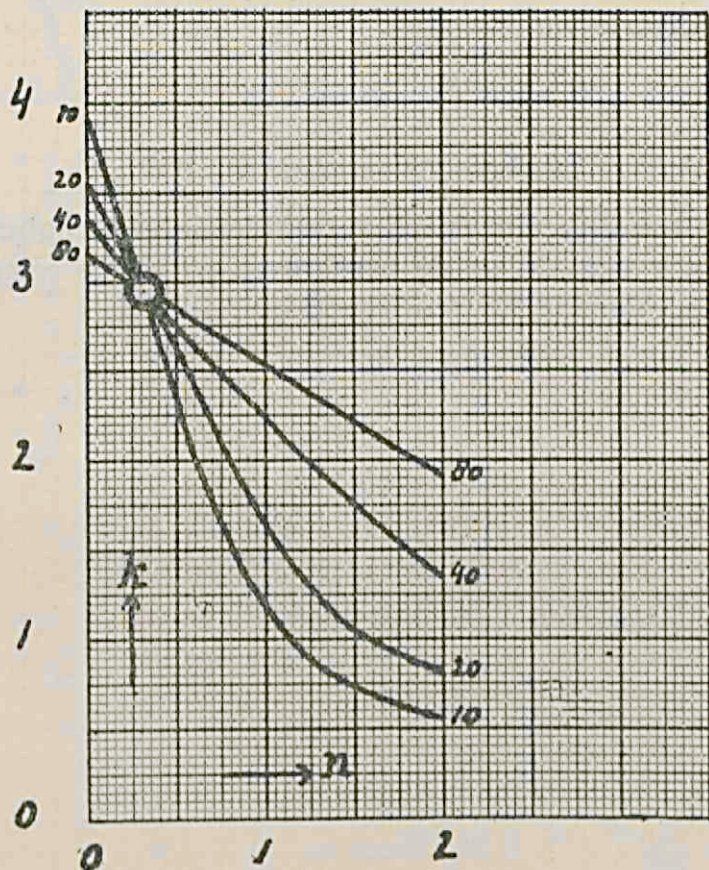


Fig. 14

Op deze wijze vinden we 4 curven, elk voor een bepaalde d , die elkaar in één punt zullen moeten snijden. De coördinaten van dat punt zijn dan de gevraagde n en k voor de gebruikte golflengte. Inderdaad blijken de zoo bepaalde krommen door

één punt te gaan, zooals fig. 14 toont. We vinden op deze wijze voor $\lambda = 15000 \text{ \AA}$: $n = 0,30$; $k = 2,95$.

Ter contrôle hebben we voor $d = 10 \text{ }\mu\mu$ de δ berekend voor $n = 0,30$ en $k = 2,95$; we vonden $\delta = 89 \%$, wat te verwachten was.

Uit het feit, dat de lijnen in fig. 14 een gemeenschappelijk snijpunt hebben, volgt, dat de lichtabsorptie in dunne metaallaagjes, als waarvan hier sprake is, goed beschreven wordt door de theorie van Maxwell.

§ 5. Verdere metingen en resultaten.

Uit de absorptiecurven bij verschillende golflengten werden n en k bepaald op de beschreven wijze. De resultaten zijn in de volgende figuren weergegeven.

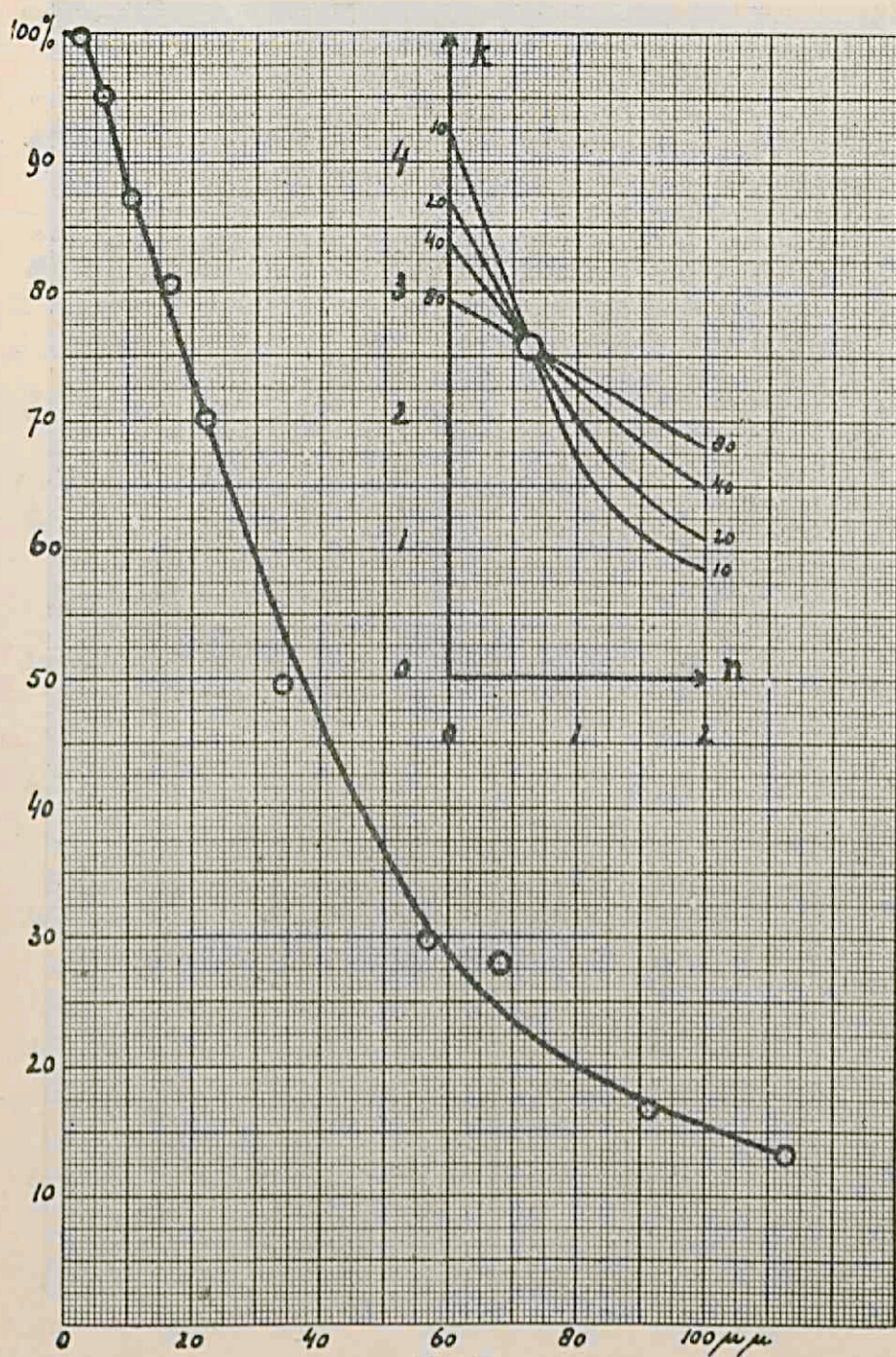


Fig. 15

$$\lambda = 12520 \text{ \AA} \begin{cases} n = 0,65 \\ k = 2,55 \end{cases}$$

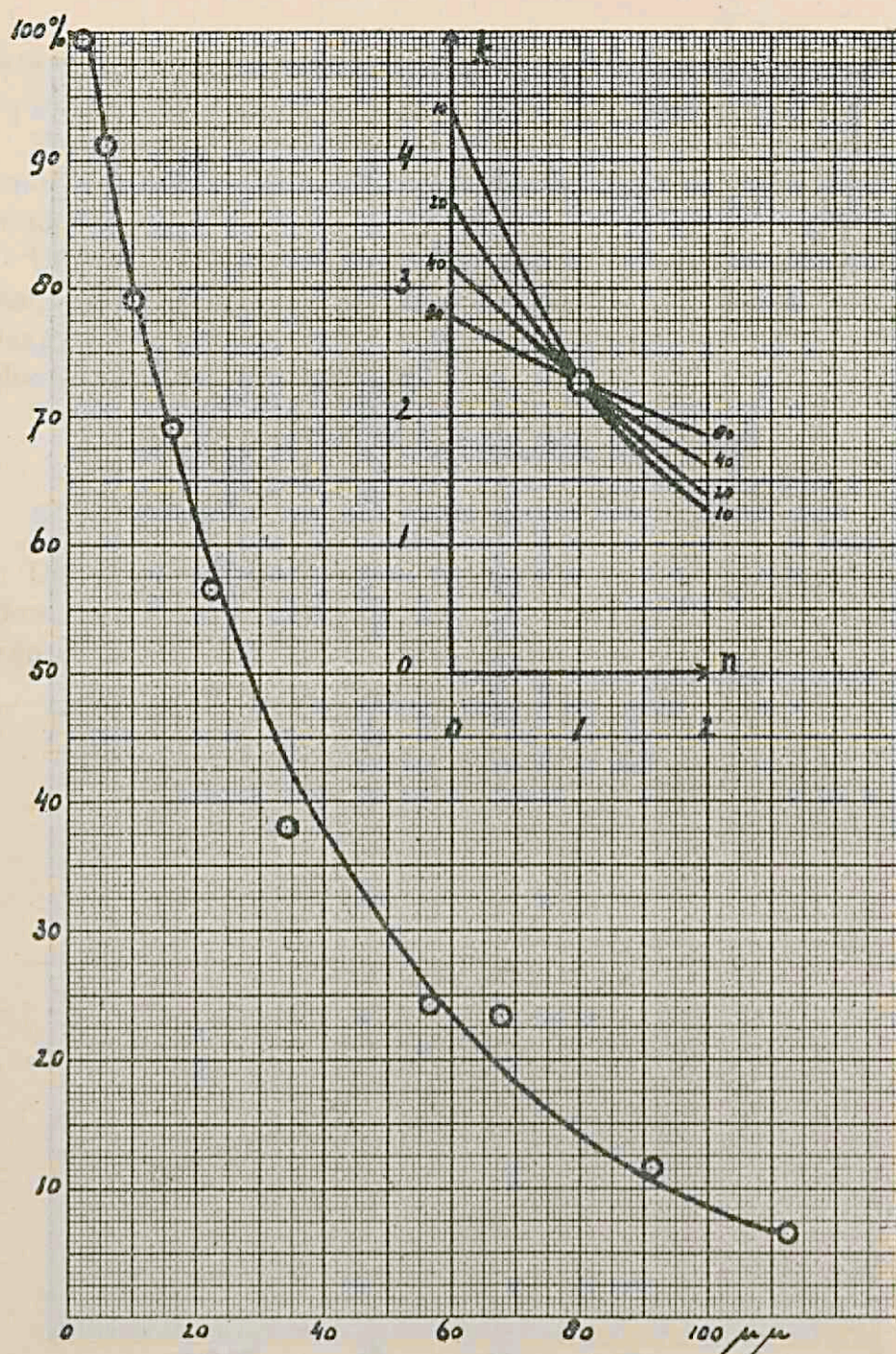


Fig. 16

$$\lambda = 10420 \text{ \AA} \left\{ \begin{array}{l} n = 1,00 \\ k = 2,25 \end{array} \right.$$

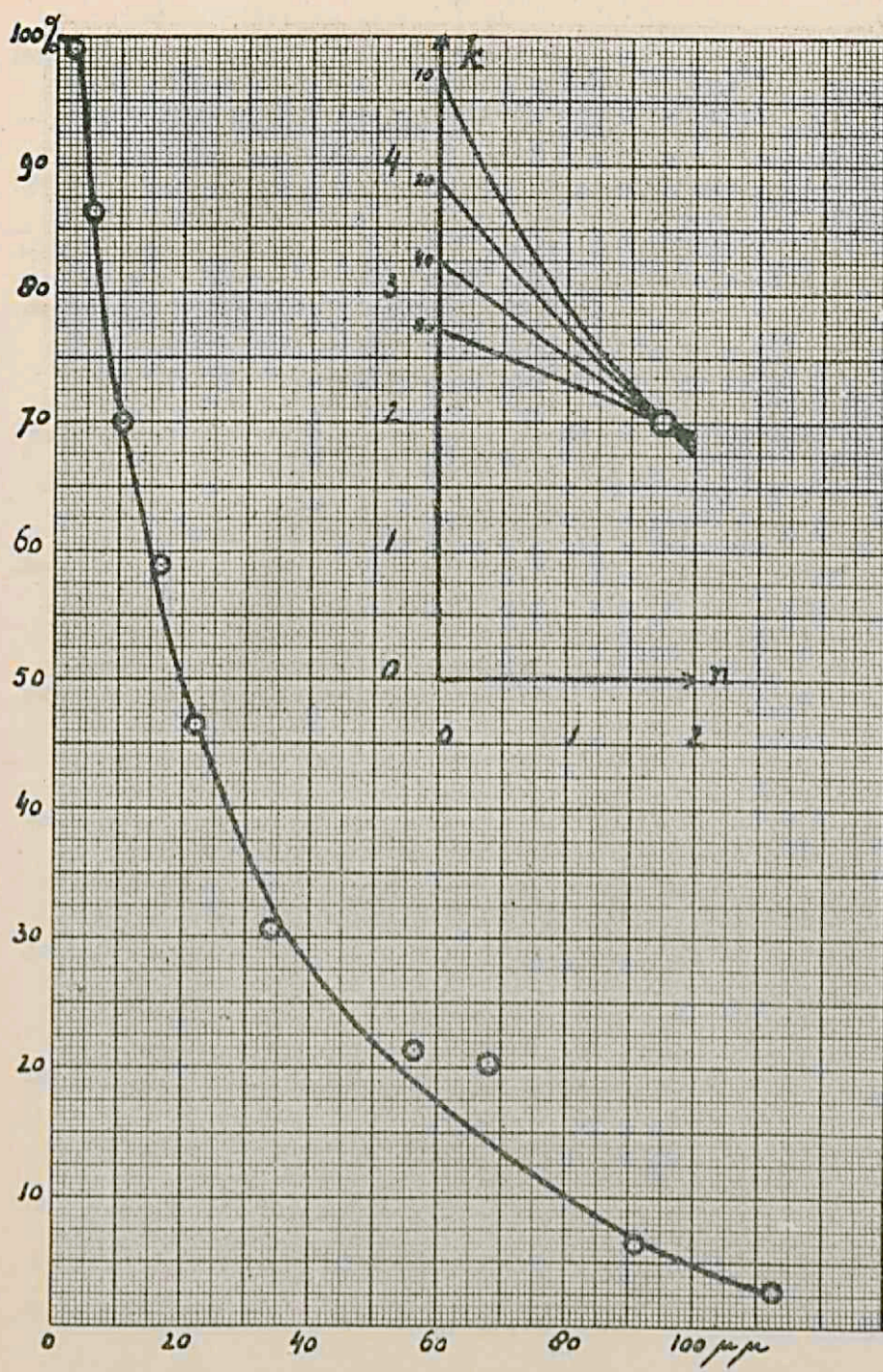


Fig. 17

$$\lambda = 8610 \text{ \AA} \left\{ \begin{array}{l} n = 1,75 \\ k = 2,00 \end{array} \right.$$

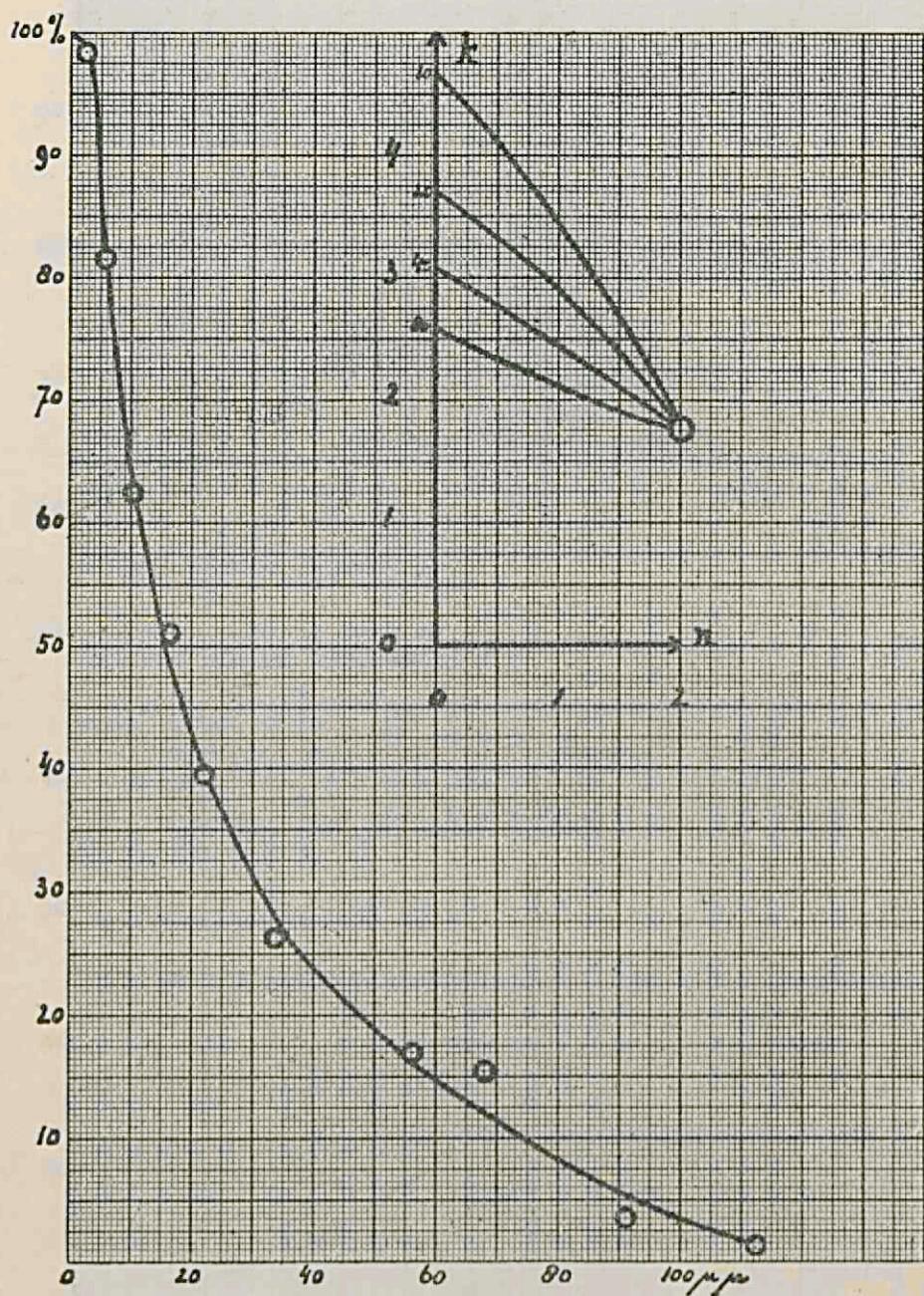


Fig. 18

$$\lambda = 7300 \text{ \AA} \left\{ \begin{array}{l} n = 2,00 \\ k = 1,75 \end{array} \right.$$

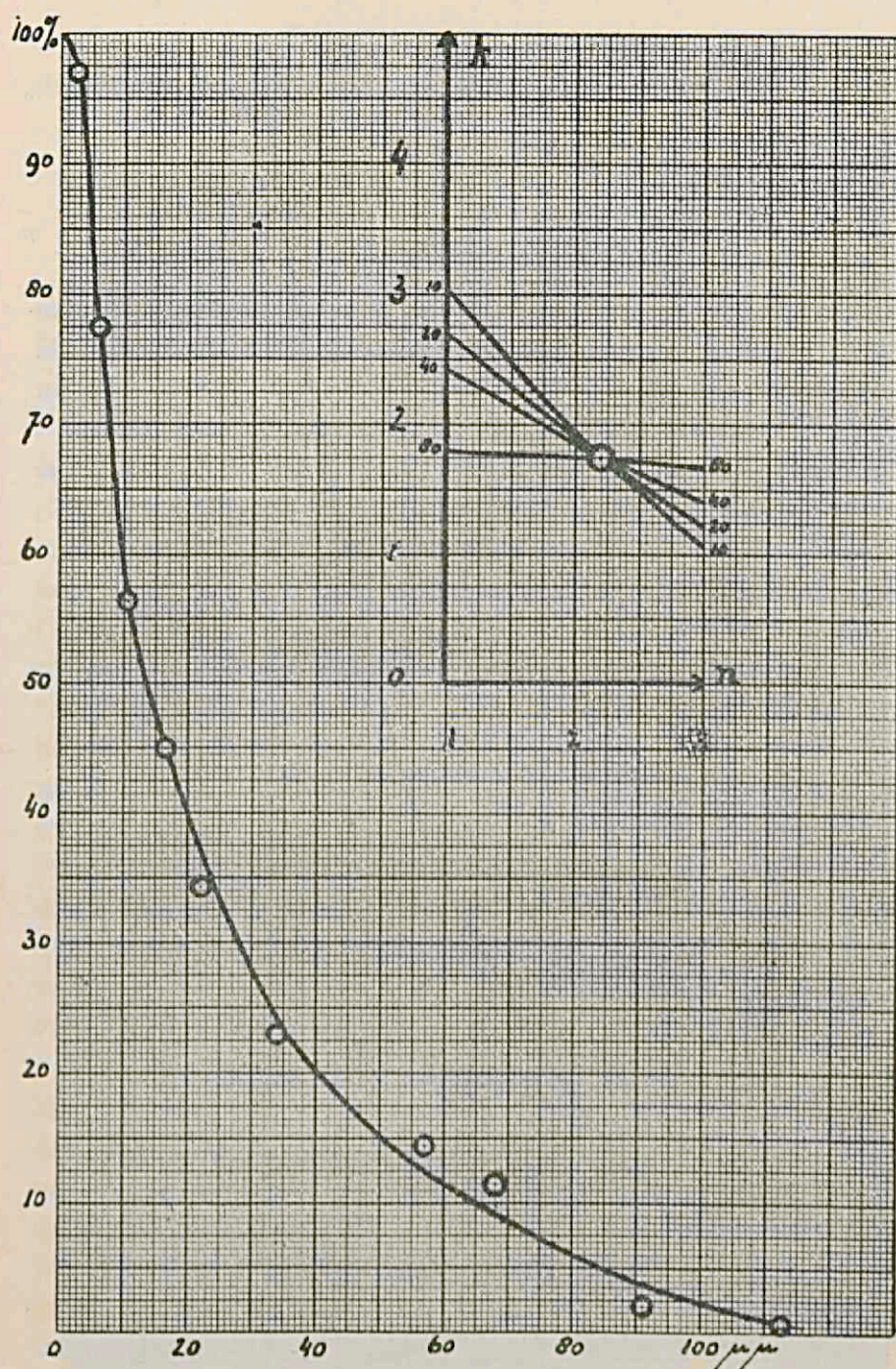


Fig. 19

$$\lambda = 6500 \text{ \AA} \begin{cases} n = 2,20 \\ k = 1,74 \end{cases}$$

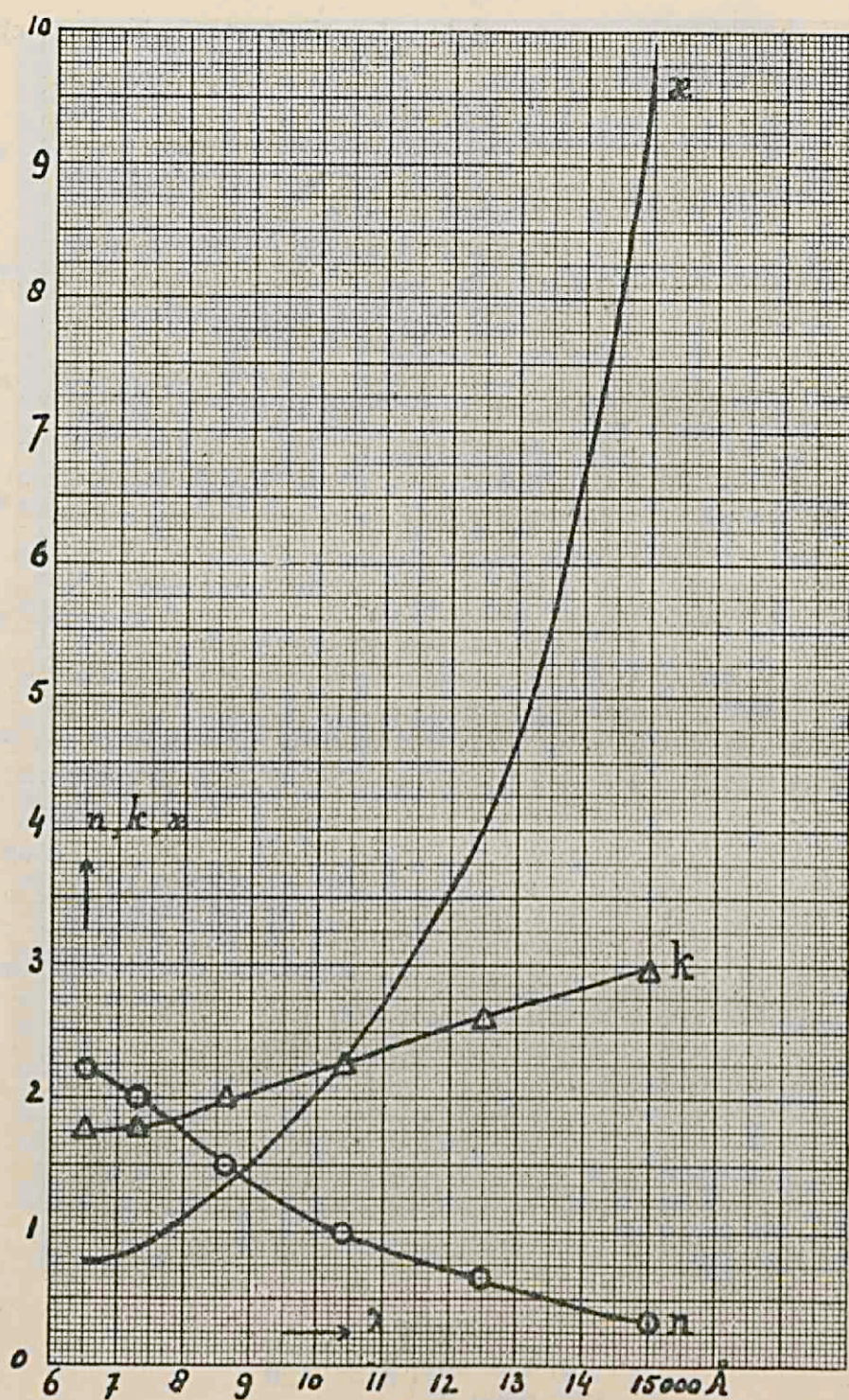


Fig. 20

Tenslotte geven we in fig. 20 het verloop van n , k en α met de golflengte.

§ 6. *Bespreking van het waarnemingsmateriaal.*

Bij het maken van antimoonlaagjes is ons herhaalde malen een eigenaardig verschijnsel opgevallen, dat ook reeds door H. Murmann en R. Bowling Barnes & M. Czerny opgemerkt is.¹⁾

Antimoonlaagjes, die door verdamping verkregen worden, zijn roodachtig doorzichtig en vertoonen een matige reflexie. neemt een laagje in dikte toe, dan komt het soms voor, dat zich ronde vlekjes beginnen af te teekenen, die zich kenmerken door een grooter reflexievermogen dan hun omgeving. Deze vlekjes breiden zich naar alle zijden even snel uit totdat de geheele laag weer homogeen geworden is en grooter reflexievermogen bezit dan voorheen. Volgens Murmann bevinden zich de laagjes in een amorphe toestand, die, naarmate de laag dikker wordt, gemakkelijker in de kristallijne overgaat. Dit omzetten gaat betrekkelijk langzaam, het proces wordt door voorzichtige verwarming versneld, wat door Murmann geconstateerd is. Evenals deze, vonden wij dat deze omzetting slechts optreedt bij dikke lagen en wel volgens onze ervaring voornamelijk boven een laagdikte van 100 $\mu\mu$. Het tot stand komen ervan schijnt van toevallige omstandigheden af te hangen, zoo kwam er bij de laagjes waarvan we de doorlating thermo-electrisch bepaalden, één laagje voor van een dikte van 45 $\mu\mu$, dat een opvallend grooter reflexievermogen bezat dan de andere, waardoor de doorlating veel geringer was. Bij de laagjes waarvan we de doorlating fotografisch maten kwam een dergelijk geval niet voor (fig. 11). Het bewuste laagje hebben we buiten beschouwing gelaten bij de metingen. Dat de overige

¹⁾ Hans Murmann, ZS. f. Phys. 54, 741; 1929.
R. Bowling Barnes and M. Czerny, Phys. Rev. 38, 338; 1931.

laagjes zich niet omgezet hadden, toont fig. 21 aan. De kruisjes hebben betrekking op antimoonlaagjes, op dezelfde

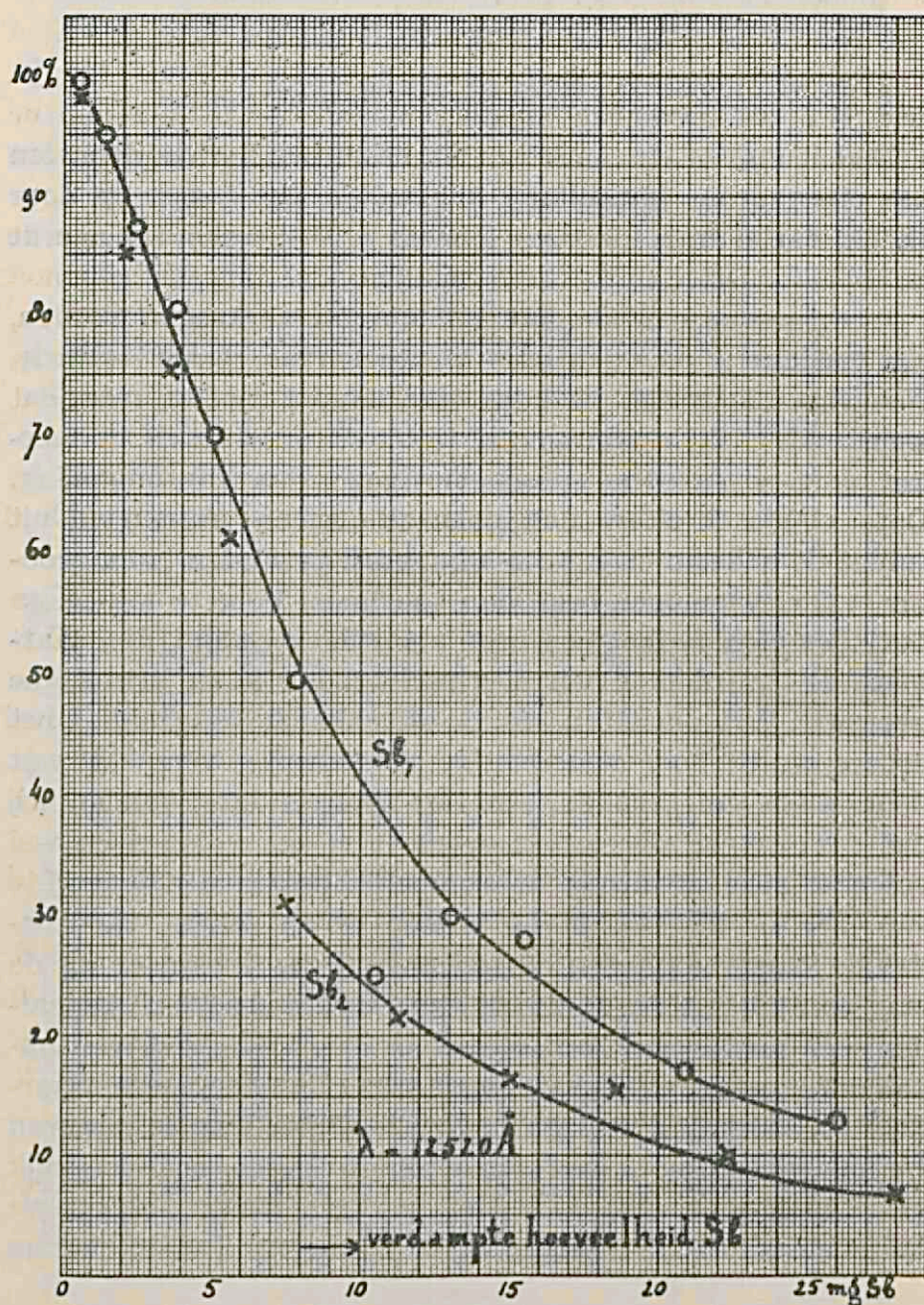


Fig. 21

wijze gemaakt als de definitieve laagjes, maar aan de doorlating is te zien dat blijkbaar vanaf het zesde laagje het antimoon zich omgezet heeft van de toestand 1 in de toestand 2. De doorlatingen van de 5 dunste laagjes vallen vrijwel op de kromme, behorende bij toestand 1. Het laagje, waarvan we hierboven melding maakten, valt juist op de kromme Sb_2 . We mogen hieruit besluiten dat de door ons gemeten curven betrekking hebben op Sb_1 , d.w.z. op antimoon, dat zich in toestand 1 bevindt. Waarschijnlijk zijn de optische constanten die we bepaalden, niet vergelijkbaar met die, bepaald uit reflexiemetingen aan een massieve antimoonspiegel. Een moeilijk te beantwoorden vraag is, of de dichtheid van Sb_1 gelijk is aan de macroscopische dichtheid. Hierin kan een systematische fout schuilen in de diktebepaling. Zou Sb_1 identiek zijn met z.g. „zwart antimoon,” ¹⁾ dan zouden de door ons gebruikte dikten vermenigvuldigd moeten worden met 1,25. Met behulp van de curven, analoog fig. 13, is voor dat geval onmiddellijk in te zien hoe de gecorrigeerde waarden van n en k worden. k blijkt 15 à 20 % kleiner te worden, terwijl n vrijwel hetzelfde zou blijven. Het relatieve verloop der beide grootheden blijft in dat geval hetzelfde.

Bij andere metalen bestaat deze typische moeilijkheid niet.

De gemeten doorlating van de twee dikste laagjes is voor $\lambda = 6500 \text{ \AA}$ en $7300 \text{ \AA}$ betrekkelijk veel kleiner dan de berekende, voor $8600 \text{ \AA}$ is er nog een klein verschil, in tegenstelling met de overige golflengten waar de overeenstemming goed is te noemen. We kunnen hiervoor moeilijk een oorzaak opgeven. Daar Sb_1 in dergelijk dikke lagen zeer instabiel is, wordt het onderzoek hiernaar zeer bemoeilijkt.

Uit onze resultaten blijkt dat er, althans tusschen een dikte van $10 \mu\mu$, en $80 \mu\mu$ geen meetbare dikteafhankelijkheid voor de optische constanten van Sb_1 bestaat.

¹⁾ Stock u. Siebert, Ber. d.d. Chem. Ges. 38, 3837; 1905.

Ook in dit verband zou het interessant zijn, deze methode toe te passen op b.v. zilver, waarvoor Fritze een belangrijke dikteafhankelijkheid vindt met de methode van Försterling. In het Physisch Laboratorium te Utrecht worden de metingen in deze richting voortgezet.

§ 7. *Vergelijking met andere methoden voor het bepalen van de optische constanten van metalen.*

Uit dit hoofdstuk blijkt, dat de door ons beschreven methode tamelijk bewerkelijk is, tenminste wat betreft het berekenen van n en k uit de absorptiemetingen. De methodes van Drude en Försterling voeren wat dit betreft sneller tot het doel. Experimenteel is de door ons beschreven methode eenvoudig en geeft geen aanleiding tot storende foutenbronnen, zooals b.v. oppervlaktelagen en „unvollkommene Politur” bij de methode van Drude.

Een groot voordeel van de hier beschreven methode lijkt ons, dat ze niet visueel is, dat ze dus toegepast kan worden in het onzichtbare deel van het spectrum, in het bijzonder in het infra-roode gebied.

Verder kan een eventueel temperatuureffect vrij eenvoudig geconstateerd worden, wat wij in hoofdstuk IV zullen doen zien.

HOOFDSTUK IV.

DE OPTISCHE CONSTANTEN VAN ANTIMOON BIJ — 180 °C.

§ 1. *Afhankelijkheid van de temperatuur der optische constanten van metalen. Resultaten van verschillende waarnemers.*

Kundt was de eerste, die met behulp van zijn prisma-methode een poging deed een temperatuursafhankelijkheid van de brekingsindex te vinden; inderdaad vond hij een afhankelijkheid ter grootte van de temperatuurcoëfficiënt van het geleidingsvermogen.¹⁾

Sissingh vond met de reflexiemethode, toegepast op een ijzerspiegel, geen temperatuurseffect ²⁾, evenmin als Zeeman bij een platinaspiegel die hij tot 800 °C verwarmde.³⁾

Drude vond een zeer kleine verandering van de brekingsindex van platina, voor zilver en goud vindt hij vrijwel geen afhankelijkheid en zijn zijn resultaten in tegenspraak met die van Kundt.⁴⁾

Pflüger heeft de proeven van Kundt overgedaan en bemerkte dat deze niet voldoende aandacht had geschonken aan de verandering van zijn apparatuur met de temperatuur, waardoor de afwijking van zijn resultaten met die van Sissingh, Drude en Zeeman te verklaren zou zijn. Pflüger vond volgens de prismamethode geen temperatuursinvloed.⁵⁾

Aster vond bij kwik (tot 345 °C.), gesmolten tin, bismuth

¹⁾ Wied. Ann. 36, 824; 1889.

²⁾ Sissingh, diss. Leiden 1885.

³⁾ Comm. from the Lab. of Leiden, 20; 1895.

⁴⁾ Wied. Ann. 39, 538; 1890.

⁵⁾ Wied. Ann. 58, 493; 1896.

en Woods metaal (tot $\pm 480^\circ\text{C.}$) een temperatuursonafhankelijkheid binnen 1 %.¹⁾

Ellerbroek vond bij kwik (tot 160°C.) een kleine verandering van het hersteld azimuth.²⁾

Door Droste werd de verandering van het hersteld azimuth en phaseverschil bij verwarming nagegaan voor spiegels van ijzer, zilver, lood en bismuth.³⁾

Al deze genoemde metingen zijn gedaan in het zichtbare gebied. Voor langgolvig licht zijn evenwel veranderingen van het reflexievermogen met de temperatuur gevonden, die overeenkomen met de volgens de door Drude uitgebreide theorie van Maxwell berekende. Dit is aangetoond door Hagen en Rubens, die het emissievermogen van platina maten voor $\lambda = 25,5 \mu$ en tusschen 169 en 1556°C. ⁴⁾

Later vonden deze onderzoekers bij platina en platinarhodium bij $\lambda = 6 \mu$ en $\lambda = 4 \mu$ overeenstemming met de theorie van Maxwell, bij 2μ niet meer.⁵⁾

Tevens bepaalden ze het reflexievermogen van nikkel, staal, constantaan en „Spiegelmetall” tusschen kamertemperatuur en 326°C. Bij $\lambda = 0,78 \mu$ bleek de temperatuurafhankelijkheid zeer klein te zijn, bij 1μ en 2μ bleek het gedrag bij de verschillende metalen verschillend, van $\lambda = 3 \mu$ tot $\lambda = 5 \mu$ was er voor alle metalen een verandering in de door de theorie van Maxwell vereischte richting.

Door Beekman en Oudt is het reflexievermogen van platina bepaald als functie van de golflengte en de temperatuur volgens een door hen aangegeven fotografische methode. Uit hun resultaten volgt een toename van de reflexiecoëfficiënt met de temperatuur (1300°C.) in het zichtbare gebied ($4700 - 7000 \text{ \AA}$). Evenwel vermoedden ze, dat door de hoge verhitte structuurveranderingen in het dunne platina-

1) Phys. Rev. 20, 349; 1922.

2) Ellerbroeck, diss. Amsterdam '26.

3) Droste, diss. Amsterdam '29.

4) Ann. d. Phys. 11, 873; 1903.

5) Berl. Ber. 1909, 478; 1910, 467.

bandje plaatsgrepen en vonden dan ook verschillende waarden voor de reflexiecoëfficiënt vóór en na de verhitting, waarvan het verschil te groot was om door waarnemingsfouten verklaard te kunnen worden.¹⁾

§ 2. *De absorptie van antimoonlaagjes als functie van de temperatuur.*

Blijkbaar is het mogelijk volgens de in hoofdstuk II en III beschreven methode een eventueele temperatuursinvloed op n en k te bepalen uit de temperatuursinvloed op de lichtabsorptie.

Allereerst werd getracht een temperatuursafhankelijkheid van de absorptie door antimoonlaagjes te vinden voor temperaturen boven kamertemperatuur (tot 300 °C.). De zich op de kwartsschijf bevindende laagjes bevonden zich daartoe in het midden van een vrij lang oventje, waarin de kwartsschijf juist paste. Reeds uit voorloopige waarnemingen bleek, dat de antimoonlaagjes een verandering ondergingen, doordat de absorptie vóór en na de verhitting niet dezelfde bleek te zijn. Vermoedelijk speelde oxydatie hier een rol. Natuurlijk was dit bezwaar te ondervangen door een vacuumboventje te gebruiken, maar door verschillende bezwaren (o.a. de afdichting) zijn we hiertoe niet overgegaan.

Toen is getracht een temperatuursinvloed te vinden bij lage temperatuur, wat betere resultaten opleverde. Als koelmedium werd vloeibare lucht ($\pm$ — 180 °C.) gebruikt. In principe werd de opstelling als volgt ingericht (fig. 22): de gloeischijf S werd afgebeeld door de lens L_1 via de zilver spiegels M_1 en M_2 op de antimoonlaagjes A . Vervolgens werd het doorgelaten licht weer geconcentreerd door L_2 op de spleet Spl van de monochromator nadat het gereflecteerd geworden was door de zilver spiegels M_3 en M_4 . De zilver-

¹⁾ ZS. f. Phys. 33, 831; 25.

spiegels en het kwartsschijfje A met de antimoonlaagjes waren gemonteerd in een messing-omhulsel, dat omgeven was door vloeibare lucht welke zich in een vacuumvat bevond. Meer in details is het toestel in fig. 23 weergegeven. In de messingcylinder was een messingplaat P als drager van het kwartsschijfje, in één richting beweegbaar. P kon zich bewegen door een sleuf die op de cylinder was gemonteerd en hing met behulp van de slede S op de wanden van de sleuf. Bovendien was als geleiding een richel R aangebracht waarin de onderkant van P paste. In P was een cirkelvormige opening uitgezaagd, waarin het kwartsschijfje met behulp van een sluitring stevig bevestigd kon worden. Een lange schroef ging door de nokken N, door die te draaien was P te verplaatsen. Door de wanden van de sleuf waren aan beide zijden vier gaten geboord, terwijl zich binnen de cylinder twee borsten bevonden, elk voorzien van twee gaten. Door deze gaten gingen resp. vier staafjes a en vier staafjes b, elk voorzien van boven van schroefdraad en moertje en van onder een haakje dragend. Aan deze haakjes werden vier spiegels opgehangen die elk als derde steunpunt een stiftje A en B, aan de binnenkant van de cylinder, hadden. De cylinder was voorzien van twee vensters V, voor het invallende en uittredende licht. Met behulp van de moertjes op a en b konden de spiegels ingesteld worden wat een vrij gecompliceerd werk was, daar we te maken hadden met acht graden van vrijheid. Verder was de cylinder voorzien van een ringvormige kraag K, die op de rand van het vacuumvat kwam te rusten. Uit een gat G in K ging een buis naar boven (in de teekening niet aangegeven) welke diende voor het bijvullen van vloeibare lucht. Op K rustte een huisje (niet in de teekening aangegeven), dat het geheele bovengedeelte van het apparaat omhulde. Zodoende werd de lucht in het apparaat afgesloten van de omgeving, en ze werd gedroogd met behulp van een hygroscopische stof die zich in een schaalje op den bodem van de cylinder bevond. Hierdoor werd voorkomen dat de metaallaagjes met een laagje rijp

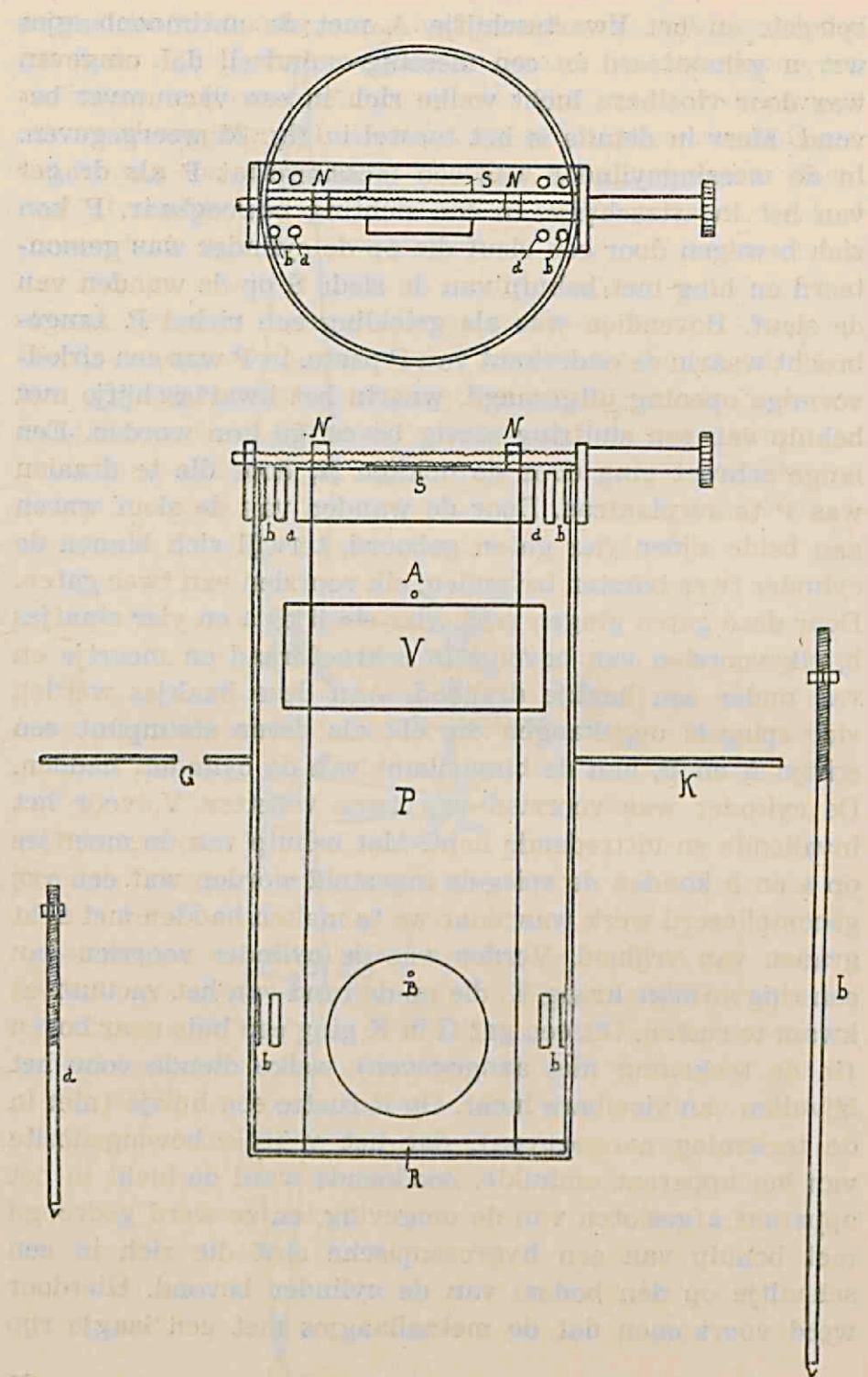


Fig. 23

bedekt werden. Het huisje had twee glazen wanden voor het invallende en uittredende licht. Aan den onderkant hiervan bevonden zich twee verhittingsbandjes, waardoor een elektrische stroom gestuurd werd. De opstijgende warme lucht streek langs het glas en voorkwam zodoende het beslaan van het glas. Om zoo min mogelijk koude te verliezen, was alles, dat in contact was met de buitenlucht bedekt met asbest. Het huisje was op K bevestigd met een mengsel van asbest en waterglas. K liep uit in een breede steel, die op een tafel vastgeschroefd kon worden, waardoor een zeer stabiele opstelling verkregen werd. De knop van de schroef bevond zich buiten het huisje, ze kon gedraaid worden zonder dat de opstelling, die natuurlijk zeer gevoelig was voor de geringste ontstelling, verstoord werd.

§ 3. *Het uitvoeren der metingen.*

Evenals bij de in hoofdstuk III beschreven metingen werd weer van eenige antimoonlaagjes de doorlating gemeten en vergeleken met de doorlating van het blanke kwarts aan beide zijden van de laagjes. Alle kleine veranderingen in de opstelling door het aannemen van een lage temperatuur (zooals b.v. een eventueele verandering van het reflexievermogen der zilverspiegels) werden zodoende geëlimineerd. Bij enkele golflengten werden metingen gedaan en wel bij elke golflengte achtereenvolgens:

eenige metingen bij kamertemperatuur (vacuumvat niet gevuld met vloeibare lucht),

eenige metingen bij lage temperatuur (vacuumvat gevuld met vloeibare lucht),

weer eenige metingen bij kamertemperatuur.

De galvanometeruitslagen werden versterkt met de versterkingsopstelling van Moll en Burger, (in de opstelling ging n.l. vrij veel energie verloren doordat het licht vier maal

gereflecteerd werd) op fotografisch papier geregistreerd en later uitgemeten.

§ 4. Meetresultaten.

Inderdaad konden veranderingen in de doorlating geconstateerd worden. In fig. 23 is uitgezet de oorspronkelijke doorlating tegen de meerdere doorlating in procenten van de oorspronkelijke doorlating.

In het zichtbare gebied trad geen meetbare verandering op, evenwel in het infra-roode gebied werd de verandering meetbaar en nam toe met de golflengte, een gedrag dat in overeenstemming is met wat Hagen & Rubens ¹⁾ voor het reflexievermogen van andere metalen vonden. De grootste golflengte die we met behulp van de monochromator gebruikten, was 15000 Å. Om de verandering in de doorlating te weten voor een nog grootere golflengte werd de opstelling, beschreven door Prof. Moll in zijn dissertatie ²⁾, gereconstrueerd.

Met deze opstelling, die een infrarood-monochromator is met holle zilver spiegels en steenzoutprisma, werd een golflengte van $\pm 4 \mu$ verkregen. De ijking kon door gebrek aan tijd niet nauwkeurig geschieden.

In elk geval blijkt wel uit fig. 24, dat de verandering tot minstens 4μ toeneemt met de golflengte.

§ 5. Bepaling van n en k voor -180°C uit de verandering van de doorlating.

Met behulp van de in hoofdstuk III beschreven grafische methode is het mogelijk na te gaan in welke richting n en k

¹⁾ l. c.

²⁾ W. J. H. Moll, diss. Utrecht 1907.

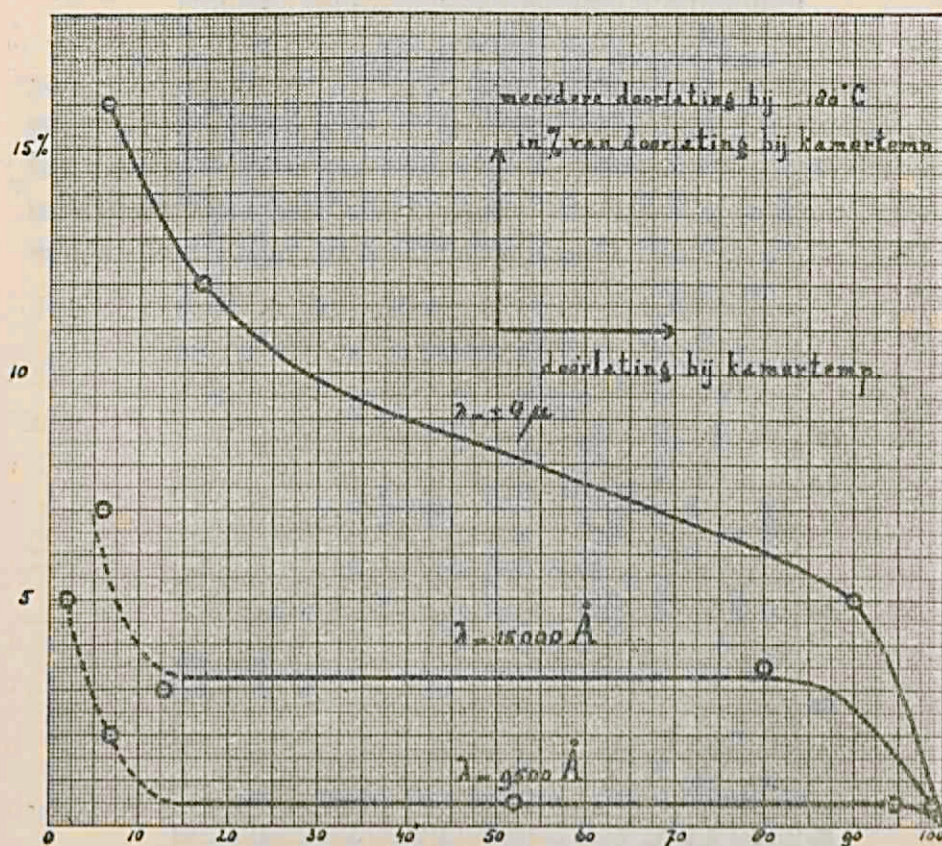


Fig. 24

veranderen met de temperatuur en tevens van welke grootteorde deze veranderingen zijn. De absorptiekromme voor $\lambda = 15000 \text{ \AA}$ bij -180°C . is te verkrijgen uit die bij kamertemperatuur door de gegevens van fig. 24 hierop toe te passen.

We kunnen dan het n, k diagram, zooals het in fig. 14 is gegeven voor kamertemperatuur, reconstrueeren voor een temperatuur van -180°C .

Dit is op vergrootte schaal gedaan in fig. 25, schematisch. Hoewel hier natuurlijk geen sprake is van een nauwkeurige bepaling, kunnen we toch wel zeggen dat n vrij veel kleiner geworden is; k is ongeveer hetzelfde gebleven, misschien is k iets toegenomen.

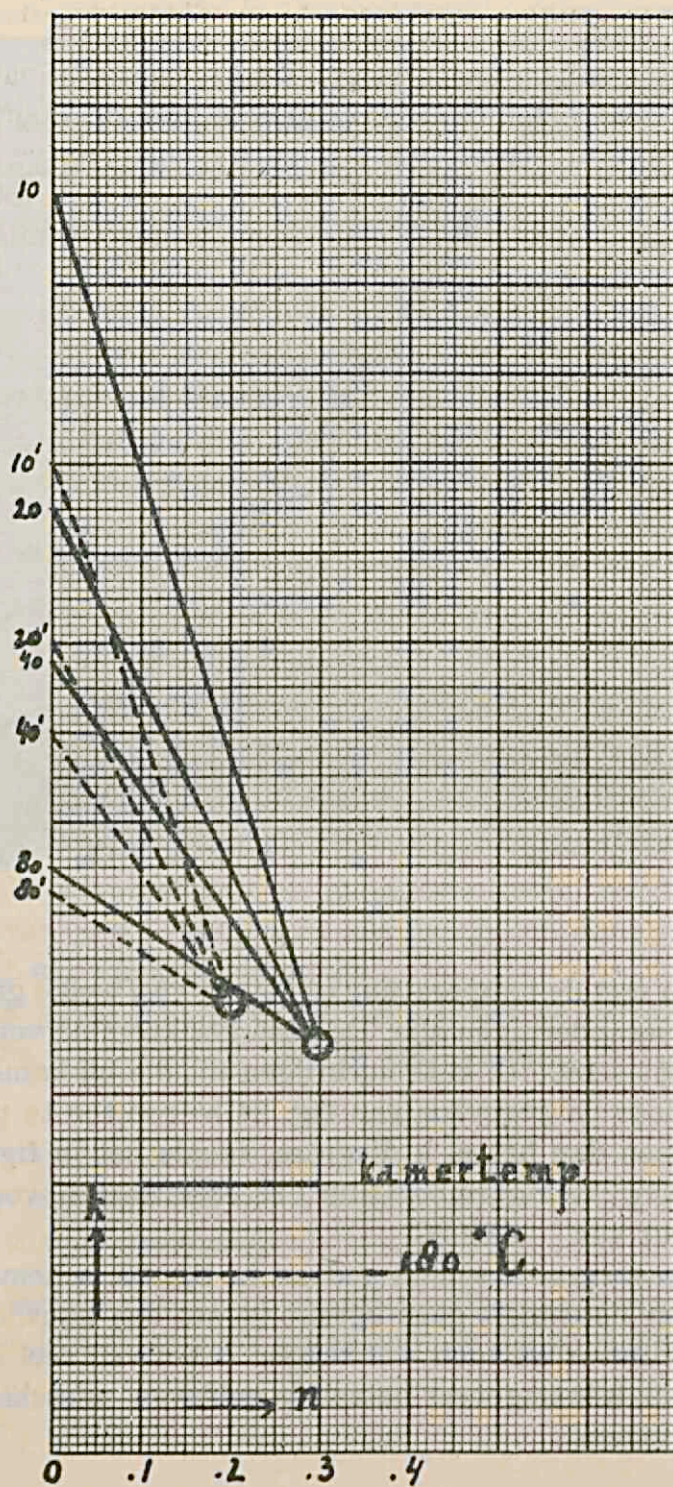


Fig. 25

§ 6. Waarnemingen aan lood- en goudlaagjes.

Tenslotte werd bij lood- en goudlaagjes gezocht naar een eventuele temperatuursafhankelijkheid van de doorlating. Weer werden kamertemp. en vloeibare-luchttemp. genomen. Bij lood was geen verandering te bespeuren tot 15000 Å, terwijl bij goud waarschijnlijk een zeer geringe vermindering van de doorlating plaats heeft.

Zusammenfassung.

Die Absorption monochromatischen Lichtes durch eine Metallschicht, welche sich auf einem festen, durchsichtigen Medium befindet, wird als Funktion der Wellenlänge und Schichtdicke berechnet. Mit Hilfe dieser Formel ist es möglich die optischen Konstanten eines Metalles aus Absorptionsmessungen an mindestens zwei Metallschichten bekannter Dicke graphisch zu ermitteln. Die hierzu entwickelte Methode wurde beispielsweise auf durch Verdampfung hergestellten Antimonschichten angewandt. Mit Hilfe eines Kunstgriffes sind mehrere Schichten bekannter Dicke auf demselben Träger angebracht worden.

Die Absorptionsmessungen wurden mittels eines Van Cittert-Monochromators und der Kombination Vakuumthermoelement-Galvanometer gemacht, während die Galvanometerauslässe eventuell mit dem Thermorelais von Moll und Burger verstärkt wurden. Die optischen Konstanten von Antimon sind in dieser Weise für den Wellenlängengebiet zwischen $6500 \text{ \AA}$ und $15000 \text{ \AA}$ bestimmt worden. Der grosse Vorteil dieser Methode, im Gegensatz zu andern, besteht darin, dass sich auch im Infrarot anwenden lässt.

Es wurde keine Dickenabhängigkeit der optischen Konstanten von Antimon gefunden, im Gegensatz zu den Ergebnissen von z. B. Fritze für Silber, die nach der Försterling-schen Methode erreicht wurden.

Absorptionsmessungen an Antimonschichten ergaben bei -180°C bei einer Wellenlänge von ungefähr 1μ , eine messbare Temperaturabhängigkeit, welche mit der Wellenlänge zunahm. Die grösste Wellenlänge, bei der gemessen wurde, war ungefähr 4μ . Mit Hilfe der entwickelten Methode wurde aus diesen Messungen die Temperaturabhängigkeit der optischen Konstanten, jede für sich, bestimmt.

STELLINGEN.

I.

De waarde voor de ionisatiespanning van zuurstof die uit electronenstootproeven volgt (13,5 Volt), is niet in overeenstemming met die, welke uit de bandenspectra is af te leiden (11,7 Volt).

R. S. Mulliken, Phys. Rev. 37, 1711; 1931.

H. D. Smith and E. C. G. Stueckelberg, Phys. Rev. 32, 779; 1928.

H. Kallmann und B. Rosen, ZS. f. Phys. 61, 332; 1930.

H. D. Smith, Rev. Mod. Phys. 3, 347; 1931.

II.

Met behulp van de theorie van Maxwell is een ongelijkheidsrelatie tusschen brekings- en absorptie-index van een metaal af te leiden. De door Drude e.a. experimenteel bepaalde optische constanten van verschillende metalen voldoen niet aan deze relatie, hetgeen paradoxaal is.

III.

Het totaal verschillend gedrag van Ar^+ -ionen en K^+ -ionen bij botsing met Ar-atomen berust op electronenuitwisseling tusschen Ar^+ -ionen en Ar-atomen tijdens de botsing.

F. M. Penning und C. F. Veenemans, Über die Zusammenstösse zwischen positiven Ionen und Atomen. ZS. f. Phys. 62, 746; 1930.

IV.

De doorslag van edelgasen kan niet met de theorie van Townsend verklaard worden.

F. M. Penning und C. F. Veenemans, l.c.

V.

De bewering van J. A. Becker, dat van een bariumoxydkathode bij lagere temperaturen voornamelijk Ba, bij hogere temperaturen voornamelijk Ba O zou verdampen, berust op een vergissing.

J. A. Becker, Phenomena in oxide coated filaments,
Phys. Rev. 34, 1333; 1929.

VI.

Ten onrechte beweert Gudden met Coblenz dat er geen inwendig verband is tusschen thermokracht en gelijkrichterwerking.

B. Gudden, Lichtelektrische Erscheinungen, pag. 185.

VII.

Het is mogelijk een constructievoorschrift te geven van een kromme, die door elk punt van de ruimte gaat.

VIII.

Bij de theorie der zonnevlekken is ten onrechte geen rekening gehouden met het feit, dat de door ons waargenomen straling uit lagen van allerlei verschillende diepten afkomstig is.

Petrie, Monthly Not. R.A.S. 90, 1930.
Milne, ibid.

IX.

Het groote aantal eenheden in de absorptiephotometrie is onoeconomisch.

