

BOEKAANKONDIGING.

Leerboek der natuurkunde door Dr. J. BOSSCHA, Vierde Boek, 6e druk. Licht, 1e en 2e stuk, bewerkt door DR. R. SISSINGH. Leiden. A. W. SIJTHOFF. .

Dit deel van het bekende leerboek van BOSSCHA onderscheidt zich van de andere deelen in de eerste plaats door zijn veel grooter volume. Elk der twee stukken van dit deel is grooter dan het 2e deel, dat over de warmte handelt en reeds veel uitgebreider is dan deel I, III en V. Men zal hieruit wel begrijpen, dat het deel over het Licht niet meer valt in het kader van een beknopt leerboek. Het is uitgebreider dan MÜLLER-POUILLET's bekend leerboek, waarmede het hier en daar veel overeenkomst toont. Vooral is dit het geval op het gebied der lenzen en optische instrumenten, hetgeen ook begrijpelijk is, omdat men uit dezelfde bronnen (CZAPSKI en ABBE) put.

Dit deel verschilt ook van de anderen door de litteratuuropgaven, die van hoofdstuk IX af vermeld zijn; zij zijn gegeven, opdat »het Leerboek der Natuurkunde niet alleen een inleiding«, doch ook »opwekking tot verdere studie« zou zijn. De groote uitgebreidheid van het werk laat niet toe hier een volledig overzicht van de behandelde stof te geven. Slechts enkele aanwijzingen mogen volstaan en zullen, hoop ik, den indruk vestigen, dat dit leerboek het uitgebreidste, in onze taal over het licht geschreven, een degelijk en belangrijk werk is.

De eerste acht hoofdstukken behandelen de verschijnselen, die in elk leerboek van het licht het eerst behandeld worden, de geometrische optica en de kleurschifting. Het zevende hoofdstuk bevat de

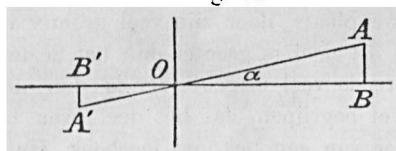
algemeene theorie van optische stelsels volgens de methode van BOSSCHA, die ook in de vroegere edities voorkwam.

Hoofdstuk X en XI geven de afwijking bij de beeldvorming en begrenzing der stralenbundels. De hoofdstukken XII en XIV behandelen het oog, de optische instrumenten en de photographische lenzen.

Het oog is veel uitvoeriger behandeld dan in eenig ander leerboek der natuurkunde. In de eerste plaats worden vele optische constanten van het oog gegeven, waarbij ook gebruik gemaakt is van onderzoekingen gedaan in het physiologisch laboratorium van prof. EINTHOVEN te Leiden, en verder allerlei physiologische bijzonderheden en proefnemingen, zooals het bepalen van den graad van refractie en accommodatie, het meten van de kromming van oppervlakten, de behandeling van ophtalmometer en oogspiegel. Voor geneeskundigen is dit hoofdstuk zeker heel nuttig.

Omtrent de vergrooting die men kan krijgen met een gewone loupe, behandeld in § 193, veroorloven wij ons een methode aan de hand te doen, die ons beter voldoet dan de hier gegevene en ongeveer zoo in het leerboek van VIOLLE is behandeld.

Fig. 1.



AB zij een voorwerp, dat door het oog O beschouwd wordt, en A'B' zij het netvliesbeeld daarvan.

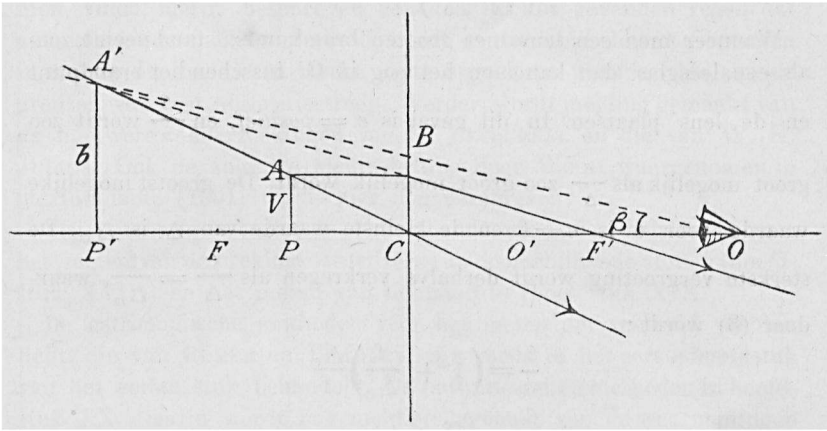
$$\tan \alpha = \frac{AB}{OB} = \frac{A'B'}{OB'}.$$

Daar nu voor een bepaald oog OB' altijd even groot blijft zoo zal de grootte van het netvliesbeeld A'B' bepaald zijn door $\tan \alpha$. Meestal is deze hoek α klein genoeg, dat men de tangens mag vervangen door den boog. Men krijgt aldus den regel, dat de grootte van het netvliesbeeld evenredig is aan den hoek, waaronder men het voorwerp ziet. Hoe dichter derhalve het voorwerp bij het oog komt, des te grooter wordt α . Deze hoek is dan ook de maat van de *schijnbare grootte* van het voorwerp.

Wanneer men het voorwerp steeds dichter bij het oog brengt, bereikt men eindelijk een punt waar het netvliesbeeld niet meer duidelijk is, dan heeft men de grens van *accommodatie* van het oog bereikt. Bij menschen van middelbaren leeftijd ligt die afstand op 25 a 30 cM.

Veelal noemt men dezen kleinsten afstand, waarop men nog een scherp netvliesbeeld kan krijgen, *den afstand van duidelijk zien* Δ_o .

Fig. 2.



Zij BC een convergeerende lens met de brandpunten F en F'. Van het voorwerp AP wordt een virtueel beeld A'P' gevormd. Dit beeld ziet men van uit het oog O onder een hoek β , zoodat $\beta = \frac{A'P'}{OP'} = \frac{b}{\Delta}$ als men de grootte van het beeld door b en den afstand daarvan tot het oog Δ noemt.

Wanneer men een zoo groot mogelijk beeld van het voorwerp met het ongewapende oog wil zien, moet men het voorwerp op den afstand van duidelijk zien plaatsen en men krijgt dan als schijnbare grootte $\alpha = \frac{AP}{\Delta_o} = \frac{V}{\Delta_o}$ waarin V = grootte van het voorwerp.

De vergrooting is dan $\frac{\beta}{\alpha} = \frac{b}{V} \times \frac{\Delta_o}{\Delta} \dots (1)$

Uit fig. 2 volgt: $A'P' : AP = P'F' : CF'$ omdat $BC = AP$.

Noemt men den afstand van het oog tot aan het brandpunt e , en rekent men dezen positief als hij gemeten wordt volgens de richting van het invallende licht ¹⁾

$$P'F' = P'O - OF' \quad OF' = -e \quad P'O = \Delta, \\ \text{dus } P'F' = \Delta + e \quad CF' \text{ brandpuntsafstand} = f.$$

Hierdoor wordt bovenstaande evenredigheid: $b : v = (\Delta + e) : f$. waardoor vergelijking (1) wordt:

$$\frac{\beta}{\alpha} = \frac{\Delta + e}{\Delta} \times \frac{\Delta_o}{f} \dots (2)$$

¹⁾ Deze methode voor het bepalen van het teeken is zeer aanbevelenswaardig. Zij wordt gevolgd in het leerboek van JULIUS.

$$\text{of } \frac{\beta}{\alpha} \left(1 + \frac{e}{\Delta} \right) \frac{\Delta_o}{f} \dots (3)$$

Wanneer men een lens met grooten brandpuntsafstand neemt, zooals een leesglas, dan kan men het oog in O' tusschen het brandpunt en de lens plaatsen. In dit geval is $e = \text{positief}$, en $\frac{\beta}{\alpha}$ wordt zoo groot mogelijk als $\frac{e}{\Delta}$ zoo groot mogelijk wordt. De grootst mogelijke waarde voor e is $e = f$ en de kleinste waarde van Δ is Δ_o . De sterkste vergrooting wordt derhalve verkregen als $\frac{e}{\Delta} = \frac{f}{\Delta_o}$, waardoor (3) wordt :

$$\frac{\beta}{\alpha} = \left(1 + \frac{f}{\Delta_o} \right) \frac{\Delta_o}{f}$$

$$\text{waaruit } \frac{\beta}{\alpha} = \frac{\Delta_o}{f} + 1.$$

Wanneer derhalve een lens met grooten brandpuntsafstand als vergrootglas wordt gebruikt, krijgt men de sterkste vergrooting door het oog zoo dicht mogelijk bij het glas te houden en zoo sterk mogelijk te accomodeeren.

Heeft de lens een kleinen brandpuntsafstand, zooals bij een loupe, dan wordt men wel gedwongen het oog verder van de lens dan den brandpuntsafstand te plaatsen, zoodat e negatief wordt. In dit geval moet voor de sterkste vergrooting $\frac{e}{\Delta}$ zoo klein mogelijk zijn, hetgeen bereikt wordt door Δ oneindig groot te maken, dat wil zeggen niet te accomodeeren, als men een normaal oog heeft.

De vergelijking (3) geeft in dit geval

$$\frac{\beta}{\alpha} = \frac{\Delta_o}{f}.$$

Hoofdstuk XV behandelt de spectraalanalyse.

Daarbij wordt o.a. besproken door welke middelen men de zuiverheid en scherpste van het spectrum kan bevorderen. Het is wel jammer, dat in een leerboek van deze uitgebreidheid geen gebruik gemaakt wordt van een weinig zoogenaamde hoogere wiskunde, in dat geval zou § 253 wel eenvoudiger en duidelijker kunnen geweest zijn.

Zeldzaam fraai is de uitvoering der platen I, II, III en IV, die de spectra van verschillende elementen geven, en waaronder plaat II vooral belangrijk is, daar zij geeft de spectra van helium, neon, de drie spectra van argon, dat van krypton en dat van xenon.

De *anomale kleurschifting* wordt behandeld in hoofdstuk XVII. Men vindt hierin beschreven den door KUNDT gevonden regel, dat anomale kleurschifting steeds optreedt in de nabijheid van die stralen in het spectrum, die in sterke mate opgeslorpt worden, dus aan de grenzen van een absorptiestreep. Verder wordt melding gemaakt van de nieuwere onderzoekingen van H. BECQUEREL en die van W. H. JULIUS. Ook de anomale kleurschifting door WOOD waargenomen in natriumdamp (1901) wordt hier nog beschreven.

Vrij uitvoerig worden de verschillende methoden behandeld voor het meten van de brekingsaanwijzers van doorschijnende stoffen (hoofdstuk XVIII) en het meten van lichtsterkte (hoofdstuk XIX).

De astronomische methoden voor het meten der snelheid van het licht, die van RÖMER en BRADLEY, zijn reeds in het eerste hoofdstuk van het eerste stuk behandeld. De natuurkundige methoden in hoofdstuk XX. Daarin wordt nog melding gemaakt van de waarnemingen van PERROTIN in 1900, volgens de methode van FIZEAU. Bij deze waarnemingen was de afstand tusschen het tandrad en den spiegel 12 kilometer, en de uitkomst was 299860 ± 80 kilometer per seconde. In het jaar 1902, na de verschijning van dit deel van SISSINGH's boek, werd door PERROTIN een groote serie proeven gepubliceerd, in het geheel 1109 waarnemingen, bij een afstand van 46 kilometer (observatorium te Nizza tot le mont Vinaigre in l'Estérel). Hieruit komt PERROTIN tot het besluit, dat de snelheid van het licht is 299880 ± 50 kilometer.

Het tweede stuk van het leerboek heeft tot inhoud de interferentie, de buiging en de polarisatie van het licht. In dit stuk treft men tal van hoofdstukken, die van groot gewicht moeten geacht worden, omdat zij min of meer van jongeren datum zijn en daardoor nog weinig of heel niet in leerboeken behandeld zijn. Zoo b.v. bij de interferentie de toepassing, die MICHELSON gemaakt heeft van zijn interferometer om den standaardmeter te Parijs uit te drukken in de golflengten van drie cadmiumlijnen. Dan de bepaling van afstanden in golflengten met den interferometer van PEROT en FABRY. Verder de staande golven van licht het eerst verkregen door WIENER, en de daarop berustende kleurenphotographie van LIPMANN. Belangrijk is ook de beschrijving van het meten der golflengten door middel van de roosterspectra, als toepassing van de buiging van het licht, en de beschrijving van den échelonspectroscop van MICHELSON. De invloed van de buiging bij beeldvorming door optische instrumenten is duidelijk uitgelegd en hoe men daaruit de grens kan bepalen voor het onderscheidingsvermogen van een optisch instrument.

Ook het zichtbaar maken van uiterst kleine deeltjes door het ultramicroscop van SIEDENTOPF en ZSIGMONDY is als toepassing van de buiging besproken.

Wanneer een ondoorschijnend scherm al te klein is, dan is de buiging van het licht oorzaak, dat er geen schaduw van het scherm ontstaat. »De lichtgolven omspoelen dan als het ware het schermpje en de lichtsterkte in elk punt achter het schermpje is ongeveer dezelfde, alsof dit niet aanwezig ware«. Wanneer een voorwerp een geluidsschaduw zal geven, moeten de afmetingen daarvan, alsmede de afstanden van de trillingsbron en de plaats van waarneming tot het voorwerp even veel malen groter zijn dan bij een lichtschaduw, als de golflengte van het geluid groter is dan die van het licht. Neemt men b.v. een lichtgolf met de golflengte 0.65 micron en een geluidsgolf met de golflengte 65 c.M. (de toon c_1), dan is deze 1000.000 maal groter. »Laat achter een schijfje van 3 c.M. middellijn in de meetkundige schaduw geen licht zijn waar te nemen, tenzij onmiddellijk bij den rand van deze«. Om een even scherpe schaduw van genoemden muzikalen toon te krijgen zou het scherm een middellijn van $1000.000 \times 3 \text{ c.M.} = 30 \text{ K.M.}$ moeten hebben. Hierdoor wordt het wel duidelijk dat men in den regel geen geluidschaduw waarneemt. Hetzelfde geldt omtrent buiging van geluidsgolven door een opening in een scherm. Voor dat geval zouden de afmetingen van scherm en opening en de afstand van den waarnemer ook weer veel te groot moeten zijn om ze te kunnen waarnemen. Het komt mij voor, dat men den bewerker van het leerboek dankbaar kan zijn voor deze opmerkingen.

Het verschijnsel van de polarisatie van licht wordt behandeld in het derde en daarop volgende hoofdstukken. Het eerst wordt beschreven de polarisatie, verkregen door de proef met de gekruiste spiegels. Men zou denken, dat hierbij de begeerte kort te zijn den bewerker een offer heeft doen brengen aan de duidelijkheid. Hij zegt: »Valt een lichtbundel op een spiegel S_1 van glas of eene andere middenstof, dan heeft de teruggekaatste lichtbundel A B andere eigenschappen dan de invallende. Laat men namelijk den lichtbundel AB wederom door den tweeden doorschijnenden spiegel S_2 terugkaatsen, dan hangt de sterkte van het door dezen tweeden spiegel teruggekaatste licht af van den stand van het invalsvlak van dezen spiegel ten opzichte van dat van den eersten spiegel. Het teruggekaatste licht is zoo sterk mogelijk, indien de invalsvlakken aan elkander evenwijdig zijn, het zwakste, indien zij loodrecht op elkaar staan«.

Deze beschrijving kan niet duidelijk zijn, omdat men niet spreken

kan van het invalsvlak van een spiegel. Elk vlak, dat loodrecht op de oppervlakte van een vlakken spiegel staat kan een invalsvlak zijn, terwijl men met het invalsvlak *van een lichtstraal* bedoelt het vlak gelegd door dien straal en de normaal op den spiegel in het ontmoetingspunt van straal en spiegel.

De bedoeling is natuurlijk, dat de op den tweeden spiegel teruggekaatste lichtstraal zoo sterk mogelijk is; wanneer zijn vlak van terugkaatsing evenwijdig is aan het invalsvlak van den straal, die op den eersten spiegel ingevallen was. De hier genoemde onduidelijkheid doet zich b.v. gelden in § 114, waar staat: »Valt het invalsvlak van dezen spiegel samen met de richting der trillingen, welker sterkte evenredig is met $\frac{1}{2} D_e^2$, dan worden alleen de andere teruggekaast. De sterkte van het teruggekaatste licht is dan evenredig met $\frac{1}{2} D_e^2 \times R_1^2$. Ongelukkigerwijze is het laatste nu ook nog een drukfout en moet dit zijn $\frac{1}{2} D_1^2 \times R_1^2$. Met D_e^2 is n.l. bedoeld de sterkte van trillingen in het invalsvlak van den doorgelaten lichtstraal, en met D_1^2 de sterkte der trillingen loodrecht op dat vlak.

Aan de chromatische polarisatie met convergeerend licht in het vijfde hoofdstuk is veel zorg besteed en fraaie afbeeldingen verduidelijken daarbij den tekst.

Hoofdstuk VII behandelt de terugkaatsing door doorschijnende lichamen en metalen. Het begint met een berekening van de amplituden van teruggekaast en gebroken licht volgens de grondbeginselen der electromagnetische lichttheorie. De grondslag van deze berekening ligt in de betrekking tusschen diëlectrische verplaatsing en electriche kracht, zooals die behandeld is in deel V van BOSSCHA's leerboek, p. 109.¹⁾ Als de electriche kracht wordt voorgesteld door F de diëlectrische verplaatsing door D en de diëlectrische constante der stof door K , dan is $D = \frac{K}{4\pi} F$.

Noemt men verder p het arbeidsvermogen van het electricch veld per volume-eenheid, dan is $p = \frac{1}{2} D \cdot F$, waaruit volgt:

$$p = \frac{2\pi}{K} \times D^2.$$

De schrijver geeft de diëlectrische constante aan door ϵ en zegt dan p. 503 dat p evenredig is aan $\frac{D^2}{\epsilon}$. Voor trillingen, die lood-

¹⁾ Zie Album der Natuur 1904 p. 283.

recht staan op het invalsvlak vindt men dan, als D is de amplitudó van het invallend licht, D_1 die van het teruggekaatste en D_2 die van het gebroken licht:

$$D_1 = -D \frac{\sin(\iota - r)}{\sin(\iota + r)} \quad D_2 = 2D \frac{\cos \iota \sin r \sin^2 \iota}{\sin(\iota + r) \sin^2 r}$$

Zijn de trillingen evenwijdig aan het vlak van samenvatting dan is:

$$D_1 = D \frac{\operatorname{tg}(\iota - r)}{\operatorname{tg}(\iota + r)} \quad \text{en} \quad D_2 = 2D \frac{\sin \iota}{\sin r} \frac{\sin 2\iota}{\sin(\iota + r) \cos(\iota - r)}$$

Deze uitkomsten verschillen van die, welke door FRESNEL zijn afgeleid, alleen voor het gebroken licht, terwijl namelijk in dit geval de factor $\frac{\sin^2 \iota}{\sin^2 r}$ bij de trillingen, die loodrecht op het vlak van invalling liggen, ontbreekt, en de factor $\frac{\sin \iota}{\sin r}$ bij de trillingen in het vlak van invulling.

Verder wordt in dit hoofdstuk uitvoerig besproken de terugkaatsing van het licht op doorschijnende stoffen en door metalen, een onderwerp door den bewerker wellicht met begrijpelijke voorliefde behandeld, omdat hij zelf daarover onderzoekingen heeft verricht en gepubliceerd in zijn proefschrift »Metingen over de elliptische polarisatie van het licht«.

In het achtste hoofdstuk krijgt men een degelijk overzicht van de fraaie verschijnselen van dubbelbreking, wanneer vaste stoffen eenzijdig worden samengeperst, of ongelijkmatig worden afgekoeld. Ook de dubbelbreking door samenpersing van vloeistoffen wordt hier beschreven, en ten slotte nog die, welke veroorzaakt wordt door elektrische en magnetische velden.

Een aantrekkelijk onderwerp is ook dat wat behandeld wordt in hoofdstuk X »de verstrooiing van licht door kleine deeltjes«. Men krijgt deze b.v. door een oplossing van hars of schellak, in alcohol bij water te voegen, waarbij een opalesceerende vloeistof ontstaat. Op duidelijke wijze wordt het bewijs geleverd, dat de door deze kleine deeltjes, gediffundeerde lichtstralen gepolariseerd moeten zijn. Een volzin echter van p. 637 is minder duidelijk, n.l. deze: »Beschouw eene richting in een horizontaal vlak door de invalsricting, die een hoek α met de invalsricting maakt«. Misschien luidt zij duidelijker aldus: »Beschouw in een horizontaal vlak van invalling een richting, die met den invallenden lichtstraal een hoek α maakt«. Men krijgt hier de door BRÜCKE en TYNDALL gegeven verklaring van de blauwe kleur van den hemel uit deze lichtverstrooiing, verder de bekende proef van

TYNDALL, waarbij hij in een luchtledige glazen buis een weinig lucht met amylnitriet laat stroomen en zoo een blauwen nevel, »actinische wolke« doet ontstaan; dan de nevels gevormd door stoomstralen en het ontstaan van een corona.

Ten slotte is nog een paragraaf gewijd aan de lichtverstrooiing door moleculen, waarbij melding gemaakt wordt van RAYLEIGH's bewijs, dat de lichtverstrooiing, die noodig is om het blauw van den hemel te verklaren, reeds bewerkt kan worden door de moleculen der lucht. Is de lucht stofvrij, dan is zij in dunne lagen volmaakt doorschijnend. Hiervan maakte TYNDALL gebruik om na te gaan of er zwevende deeltjes in de lucht zijn. Wanneer lucht door hem stofvrij gemaakt is, dan kon hij daardoor heen een lichtbundel laten gaan, die geen spoor van lichtverstrooiing toont. Men noemt dit een optisch ledige luchtzuil. SPRING wist door geleiachtige neerslagen in water, dit zoodanig van zwevende deeltjes te bevrijden, dat het zich ook optisch ledig toonde.

LOBRY DE BRUIJN vervaardigde oplossingen van stoffen met groot moleculair gewicht (800—1300), bevrijd van zwevende deeltjes. Deze oplossingen verstrooien allen eenigermate het licht, maar des te meer hoe grootter de moleculen zijn. Dit zijn merkwaardige verschijnselen, die in de laatste jaren onderzocht zijn en in andere leerboeken nog niet vermeld werden.

Hoogst gewichtig zijn de *magneto-optische verschijnselen*, beschreven in hoofdstuk XI, dat weer verdeeld is in drie afdelingen:

A. Draaiing van het polarisatievlak in een magnetisch veld.

B. Terugkaatsing door magneten.

C. Beginsel van DOPPLER. Straling in een magnetisch veld.

In de eerste afdeeling leert men het zoo belangrijke door FARADAY in 1845 ontdekte verschijnsel kennen van den invloed, die door een magnetisch veld wordt uitgeoefend op het polarisatievlak van lichtstralen. Hij plaatste een stuk zwaar flintglas (door hem kiezel-boorzuur loodoxyde genoemd), met gepolijste eindvlakken, tusschen de polen van een electromagneet, en liet in de lengte daardoor gepolariseerd licht gaan. Werd nu de nicol in zulken stand gedraaid, dat de gepolariseerde straal uitgedoofd werd, dan kreeg men weer licht te zien, zoodra men een stroom door de omwindingen van den electromagneet liet gaan. Hiermede had FARADAY bewezen, dat het door hem vermoede verband tusschen magneetkracht en licht in werkelijkheid bestond. Deze proef vormde den grondslag van een groote reeks onderzoekingen, die MAXWELL aanleiding gaven tot het stellen der

hypothese, dat het licht een electromagnetisch verschijnsel is, en die HERTZ voerden tot de ontdekking der electrische golven.

FARADAY ontdekte reeds, dat de magnetische draaiïng evenredig is aan de lengte van den weg, dien de stralen in het lichaam afleggen en aan de sterkte van het magnetisch veld. Later werden door KUNDT, RÖNTGEN, BECQUEREL en SIERTSEMA waarnemingen gedaan omtrent de draaiïng in gassen. »Verreweg de meeste lichamen, hetzij vaste, vloeibare of gasvormige lichamen draaien in een magnetisch veld het polarisatievlak in de richting van den magnetiseerenden stroom, waardoor het veld ontstaat. Zulke draaiïngen noemt men positieff. De meeste diamagnetische stoffen veroorzaken een positieve draaiïng, titaniumchloriede echter geeft een negatieve draaiïng. Van de paramagnetische stoffen toonen kobalt- en nikkelzouten positieve draaiïng, de meeste ijzerzouten negatieve.

De magnetische draaiïng Ω is evenredig aan de lengte der stoflaag l en aan de intensiteit van magnetisatie I . Zij kan voorgesteld worden door :

$$\Omega = \Psi l I$$

waarin Ψ is de draaiïng per c.M. voor eene magnetisatie één. Deze constante is door Du Bois genoemd de constante van KUNDT. Tusschen de intensiteit van magnetisatie I en de veldsterkte bestaat de betrekking $I = K F$, waarin K is de susceptibiliteit der stof, daardoor wordt $\Omega = \Psi K l F$.

Het product der constanten ΨK noemt men ω , de constante van VERDET, dus ook $\Omega = \omega l F$.

Een groote lijst van de waarden dezer constanten wordt medege-deeld op p.p. 654 en 655.

Dat de magnetische draaiïng van het polarisatievlak op overeenkomstige wijze ontstaat als die bij den doorgang van het gepolariseerde licht door sommige vaste stoffen of door oplossingen van actieve stoffen, leert de proef van BRACE (p. 660), die hier uitvoerig en duidelijk is uitgelegd.

De rechtlijnig gepolariseerde straal wordt dus gesplitst in twee cirkelvormig gepolariseerde met verschillende voortplantingssnelheid.

Door FARADAY was reeds waargenomen, dat de magnetische draaiïng van het polarisatievlak toeneemt, naarmate de golflengte kleiner wordt.

Later zijn hieromtrent nauwkeurige metingen gedaan door VERDET, VAN SCHAIK en SIERTSEMA, van welke onderzoeken een overzicht gegeven wordt. MAXWELL had theoretisch de volgende betrekking

gevonden: $\omega = C \frac{n^2}{\lambda^2} \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right)$, waarin C een standvastig getal is, n de brekingsaanwijzer en λ de golflengte.

VAN SCHAIK vond, dat men beter overeenstemming met de waarnemingen krijgt door toevoeging van een factor met nog een tweede constante:

$$\omega = n^2 \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right) \left(\frac{a}{\lambda^2} + \frac{b}{\lambda^4} \right).$$

In de afdeeling B van dit hoofdstuk wordt de eerst door FARADAY gezochte, maar door KERR duidelijk aangetoonde invloed van de magnetisatie op de terugkaatsing van gepolariseerd licht tegen het gepolijste eindvlak van een ijzeren staaf beschreven. Het onderzoek van KERR is voortgezet door KUNDT en RIGHT en door verschillende Nederlandsche natuurkundigen, n.l. DUBOIS, ZEEMAN, KAZ, SISSINGH en WIND.

Hoe LORENTZ uit het bekende verschijnsel van HALL tot een verklaring kwam van den invloed der magnetisatie op de terugkaatsing van het licht wordt hier ook uitgelegd. Dan is ook heel belangrijk de toepassing van een algemeene stelling betreffende de symmetrie van natuurkundige verschijnselen op die van de terugkaatsing door magneten.

Afdeling C handelt eerst over het bekende beginsel van DOPPLER, dat n.l. de golflengte van een trilling verandert bij verplaatsing van de trillingsbron ten opzichte van den waarnemer. Nadert die bron den waarnemer, dan wordt de golflengte kleiner, terwijl ze in het tegenovergestelde geval groter wordt.

Daarna krijgt men de magnetische splitsing van spectraallijnen, het door ZEEMAN ontdekte verschijnsel. Wordt een natriumvlam geplaatst tusschen de polen van een krachtigen magneet en het spectrum van het licht onderzocht, dan blijkt dat elke der D-lijnen in twee of drie lijnen gesplitst is, naar gelang men het licht beschouwt volgens de richting der magnetische krachtlijnen (doublet) of loodrecht daarop (triplet). Dan wordt op elementaire wijze uitgelegd, hoe LORENTZ dit verschijnsel kon verklaren door de werking van het magnetische veld op de electronen. Elke verplaatsing van een electron wordt ontbonden gedacht in eene richting volgens de krachtlijnen en in eene richting loodrecht daarop. Die, welke loodrecht staat op de veldrichting, kan men vervangen door twee tegengesteld, d. i. rechts en links, cirkelvormige bewegingen. Op het electron werkt dan de centripetale kracht $4\pi^2 \frac{m R}{T^2}$ en tevens de electromagnetische kracht.

Als de lading van het electron is e , de snelheid in den cirkel v en de veldsterkte F , dan is deze kracht $e v F$. Nu is er in de verdere beschouwing een fout geslopen, die volgens mededeeling van den schrijver aldus hersteld wordt: Door de werking van de magnetische kracht wordt de straal van den cirkel kleiner. Is deze R_1 geworden, waarbij dan $R_1 \angle R$, dan is de centripetale kracht $\frac{4 \pi^2 m R_1}{T^2}$ en daar $v = \frac{2 \pi R_1}{T_1}$ wordt $e v T = \frac{2 \pi R_1}{T_1} e F$. De totale naar het middelpunt gerichte kracht:

$$\frac{4 \pi^2 m R_1}{T^2} + \frac{2 \pi R_1}{T_1} e F \dots\dots\dots (b)$$

Daar deze totale kracht het electron doet rondloopen in den cirkel met den straal R_1 , waarbij de nieuwe omloopstijd T_1 is geworden, zoo is

$$\frac{4 \pi^2 m R_1}{T^2} + \frac{2 \pi R_1}{T_1} e F = \frac{4 \pi^2 m R_1}{T_1^2}$$

$$\text{Hieruit volgt: } \frac{1}{T^2} - \frac{1}{T_1^2} = - \frac{e F}{2 \pi m} \frac{1}{T_1} \dots\dots\dots (d)$$

Op overeenkomstige wijze verkrijgt men voor den trillingstijd T_2 der rechts cirkelvormige beweging;

$$\frac{1}{T^2} - \frac{1}{T_2^2} = - \frac{e F}{2 \pi m} \frac{1}{T_2} \dots\dots\dots (g)$$

$$\text{Uit (d) en (g) volgt: } \frac{1}{T_2^2} - \frac{1}{T_1^2} = - \frac{e F}{2 \pi m} \left(\frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} \right)$$

$$\text{waaruit: } \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} = - \frac{e F}{2 \pi m}$$

$$\text{of } \frac{T_1 - T_2}{T_1 T_2} = - \frac{e F}{2 \pi m}$$

Daar nu T_1 en T_2 zeer weinig verschillen van T , zoo kan men hiervoor schrijven:

$$\frac{T_1 - T_2}{T^2} = - \frac{e F}{2 \pi m} \text{ of}$$

$$\frac{T_1 - T_2}{T} = - \frac{e F T}{2 \pi m} \text{ de uitdrukking, die voorkomt op p. 706 onderaan}$$

en waaruit $\frac{e}{m}$ berekend werd door gegevens van de proef, dat bij de veldsterkte 22400 de afstanden der strepen van het doublet was $\frac{1}{8.9}$ van den afstand der spectraalstrepen D_1 en D_2 . Het verschil in

trillingstijd dezer beide lijnen is $\frac{1}{1000} T$. $T = \frac{\lambda}{V} = \frac{6 \times 10^{-5} \text{ c.M.}}{3 \times 10^{10} \text{ c.M.}} =$

$$2 \times 10^{-15} \quad \frac{T_2 - T_1}{T} = \frac{1}{8,9 \times 10^3}$$

$$\frac{1}{8,9 \times 10^3} = \frac{e F T}{m \cdot 2 \pi} \text{ geeft dan } \frac{e}{m} = \frac{2 \pi}{8,9 \times 10^3 F \cdot T} = 1,54 \times 10^7.$$

Een stroom van 1 ampère scheidt per seconde af 0,01046 mg. waterstof $= 1,046 \times 10^{-5}$ gram.

1 Ampère $= 0,1 \text{ C.G.S. eenheid.}$ zoodat voor waterstof $\frac{e}{m} = \frac{0.1}{1,046 \times 10^{-5}} =$ ongeveer 10^4 is, dus meer dan 1000 maal kleiner dan voor een electron.

Nog een tweede wijze, een meer graphische methode van LORENTZ, wordt gegeven om het verschijnsel der magnetische splitsing te verklaren. Deze, ook zeer duidelijke, methode komt voor in »Zichtbare en onzichtbare bewegingen«, voordracht van LORENTZ.

Verder wordt nog een belangrijk overzicht gegeven van de complicaties, die worden aangetroffen, als spectraallijnen zich op meer samengestelde wijze splitsen.

Dan volgt een verslag omtrent waargenomen veranderingen in het absorbeerend vermogen, veroorzaakt door een magnetisch veld, en draaiingen van het polarisatievlak of cirkelvormige dubbelbreking nabij een opsloringsband.

De voordeelen van de »hedendaagsche opvatting der lichtverschijnselen« tegenover de »elastische lichttheorie« worden in het laatste, het twaalfde, hoofdstuk blootgelegd.

De voorstelling, dat licht bestaat in een transversale beweging van aetherdeeltjes, heeft het bezwaar, dat daarvoor noodig is den aether als veerkrachtig te beschouwen, waarvoor deze een vaste stof zou moeten zijn, althans geen gas. Moeilijk is het dan te begrijpen, dat de hemellichamen in hun beweging door den aether geen stoornis ondervinden. Een tweede bezwaar is de onmogelijkheid door deze voorstelling den invloed van een magnetisch veld op het licht te begrijpen. »In de electromagnetische lichttheorie worden de lichtverschijnselen beschouwd als electromagnetische evenwichtsverstoringen, die zich in den aether voortplanten. Men kan hiervoor aan den aether de vatbaarheid voor electriche en magnetische polarisatie toeschrijven of onderstellen, dat hierin electriche en magnetische krachten werken en de wijze, waarop dit geschiedt, in het midden laten. Vooreerst zijn de trillingen dan steeds transversale. Dit volgt on-

middellijk uit de onderstelling van FARADAY en MAXWELL, dat er slechts electrische kringloopen of stroomen kunnen optreden. Hiermede zijn alle electrische verschijnselen in overeenstemming. « Vooral pleit voor de electromagnetische lichttheorie, dat zij een verband legt tusschen twee groote groepen van verschijnselen, nl. de lichtverschijnselen aan de eene zijde, de electrische en magnetische aan de andere zijde en dus voor de voortplanting van beide groepen slechts een zelfde middenstof, nl. den aether bezigt.

Zoo leert de electromagnetische lichttheorie, zooals zij door MAXWELL het eerst is ontwikkeld, de lichtsnelheid berekenen uit bekende electrische en magnetische grootheden. « Deze snelheid is $V = C \sqrt{\epsilon M}$, waarin C voorstelt de verhouding tusschen de maten voor hoeveelheid electriciteit in het electromagnetische en het electrostatische maatstelsel. $C = 3 \times 10^{10}$ C G S eenheden.

ϵ = diëlectrische costante μ = permeabiliteit.

Voor lucht is $\epsilon = 1.00059$, $\mu = 1$, zoodat dan die snelheid van het licht in de lucht, $3,001 \times 10^{10} \frac{\text{c.M.}}{\text{sec}}$ wordt, hetgeen goed overeenstemt met de directe metingen.

Volgens de lichttheorie moet voor twee stoffen, wier diëlectrische constanten ϵ_1 en ϵ_2 zijn, de brekingsaanwijzer $n = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}$ zijn.

Neemt men dezen aanwijzer ten opzichte van het luchtledig, dan is $\epsilon_1 = 1$ en zoo wordt $n = \sqrt{\epsilon}$. In hoeverre dit uitkomt wordt getoond in een tabel. Bij de gassen gaat het goed, en bij vloeibare koolwaterstoffen zijn de verschillen gering, maar bij water en alcohol vindt men groote afwijkingen. Over de waarschijnlijke oorzaak daarvan raadplege men het boek.

De electromagnetische lichttheorie is algemeen aangenomen, sedert HERTZ bewees, dat de electrische trillingen volmaakt dezelfde eigenschappen hebben als lichttrillingen. Door FEDDERSEN (1861) zijn reeds electrische trillingen ontdekt. De kleinste trillingstijd was 2×10^{-6} seconde. Volgens de door THOMSON gegeven theorie dezer trillingen is de trillingstijd $T = 2\pi \sqrt{LC}$, waarin L = de coëfficiënt van zelfinductie in de ontladingsketen is en C de capaciteit daarvan. Bij de trillingen van FEDDERSEN was de golflengte $\lambda = vT = 3 \times 10^8 \times 2 \times 10^{-6}$ M = 600 M., veel te lang om in beperkte ruimten te onderzoeken. HERTZ verkreeg eerst golven wier lengte 4,5 M. bedroeg en later van 60 cM. Aan LEBEDEV en LAMPA is het gelukt ze te verkleinen tot 6 mM. en 4 mM.

Van den anderen kant hebben RUBENS en NICHOLS zeer lange

warmtestralen (infrarood) voortgebracht door herhaalde terugkaatsingen.

Wanneer nl. de stralen onder kleinen hoek invallen, dan zullen alleen diegene in sterke mate teruggekaatst worden, die de stof, waarop de weerkaatsing plaats heeft, krachtig opslorpt. De zoo verkregen stralen worden *reststralen* genoemd.

Het gelukte hun zoo door sylvien (KCl) stralen van de golflengte $61,2\mu$ af te zonderen, dus stralen, die honderd maal langer zijn dan de gele stralen. Tusschen de kortste electrische golven van 6 mM. , en de langste reststralen van 61μ ligt een nu nog onbekend gebied van bijna 7 octaven.

In elk electrisch of magnetisch veld is er loodrecht op de electrische en magnetische krachtlijnen een drukking, die wij hierboven

voorstelden door $p = \frac{1}{2} D F$, terwijl $D = \frac{K}{4\pi} \times F$, dus $p = \frac{K F^2}{8\pi}$

Hier wordt de diëlectrische constante ϵ genoemd, dus $p = \frac{\epsilon F^2}{8\pi}$ en

voor de magnetische kracht $\frac{\mu H^2}{8\pi}$. De totale drukking is de som

dezer twee en gelijk aan de totale hoeveelheid arbeidsvermogen, die in het veld per cm^2 aanwezig is. Bij de voortplanting van platte lichtgolven is $\epsilon F^2 = \mu H^2$ en de totale druk wordt 2 p.

Deze drukking wordt uitgeoefend op een lichaam, waarop de lichtbundel valt. Wanneer de lichtstralen geabsorbeerd worden door het lichaam, zoo is de drukking 2 p, worden zij teruggekaatst 4 p. Daar in den regel absorptie en terugkaatsing gedeeltelijk zijn, zoo zal de waarde van de drukking liggen tusschen 2 p en 4 p. Volgens LANGLEY zou een lichaam aan de grens der atmosfeer per cm^2 zijner oppervlakte, als het alle stralen van de zon opslorpt, per minuut een hoeveelheid arbeidsvermogen gelijk aan 3 gramcalorieën ontvangen

of per seconde $\frac{3 \times 428 \times 100 \times 981}{60} = 2.1 \times 10^6$ ergs.

In een seconde wordt door het zwarte lichaam al het arbeidsvermogen opgenomen, dat aanwezig is in een cylinder van 1 cm^2 doorsnede en $3 \times 10^{10}\text{ cm.}$ lengte, nl. een lengte bepaald door de snelheid van het licht. Elke cm^3 van de door de zon bestraalde ruimte aan de grens der atmosfeer bevat dus een hoeveelheid arbeidsvermogen

$\frac{2.1 \times 10^6}{3 \times 10^7} = 7 \times 10^{-2}$ ergs.

De zonnestralen oefenen daar dus op elke cm^2 een drukking uit

van $2 p = 7 \times 10^{-5}$ dynes of $7 \times \frac{10^{-5}}{981} = 7 \times 10^{-8}$ gram. LEBEDEV

heeft voor de stralen van een booglamp den druk gemeten, hij vond 3.1×10^{-5} dynes, terwijl de berekening eischt 2.6×10^{-5} dynes.

Door den stralingsdruk kan men de vorming van kometenstaarten verklaren, want deze druk is niet altijd klein ten opzichte van de algemeene aantrekkingskracht der zon.

De straal van de zon is 696050 K.M., de afstand van de aarde tot de zon 149×10^6 K.M. Daar de stralingsdrukking evenredig is met de lichtsterkte, zoo is zij omgekeerd evenredig aan de tweede macht van den afstand, en bedraagt aan de oppervlakte der zon

$$7 \times 10^{-5} \times \left(\frac{.149}{0.696} \right)^2 = 7 \times 10^{-5} \times 4.6 \times 10^{-5} = 3.2 \text{ dynes. Zij } M =$$

massa der zon, $m =$ die der aarde, $R =$ straal der zon $r =$ die der aarde, dan is de versnelling der zwaartekracht aan de oppervlakte der zon $981 \times \frac{M}{m} \times \frac{r^2}{R^2} = \frac{\text{cM.}}{\text{sec}^2} = 981 \times 27.5 \frac{\text{cM.}}{\text{sec}^2} = 2.7 \times 10^4 \frac{\text{cM.}}{\text{sec}^2}$

Op een cubus van 1 cM^3 inhoud en het soortelijk gewicht 1, oefent de zon aan hare oppervlakte een kracht uit van 2.7×10^4 dynes, dus bijna 10^4 maal grooter dan de stralingsdruk. »Deze verhouding blijft op alle afstanden van de zon bestaan, daar de straling en aantrekking beide omgekeerd evenredig aan het vierkant van den afstand afnemen. Neemt men echter een kubisch deeltje met afmetingen gelijk $1 \mu = 0.001 \text{ mM.}$ en dichtheid 1, dan zou de stralingsdruk reeds even groot zijn als de aantrekkingskracht.« Immers $1 \mu = 10^{-3} \text{ mM.}$

$1 \mu^3 = 10^{-9} \text{ mM}^3 = 10^{-12} \text{ cM}^3$. De zwaarte van dezen kleinen cubus is derhalve $2.7 \times 10^4 \times 10^{-12} = 2.7 \times 10^{-8}$ dynes.

$1 \mu^2 = 10^{-6} \text{ mM}^2 = 10^{-8} \text{ cM}^2$. Stralingsdruk $= 3.2 \times 10^{-8}$ dynes.

Deze waarde van den stralingsdruk bestaat alleen, als de afmetingen der deeltjes groot zijn ten opzichte van de golflengte. SCHWARZSCHILD toonde aan, dat voor bolvormige deeltjes met een middellijn van $\frac{1}{2} \lambda$ de stralingsdruk zoo groot mogelijk is ten opzichte van de aantrekkingskracht. De verhouding neemt af indien de deeltjes nog kleiner worden.

Ten slotte wordt nog een korte beschouwing gegeven over de electronentheorie. Hetgeen hier vermeld wordt is reeds in dit tijdschrift beschreven, zie daarvoor opstellen van C. H. KETNER p. 33 en 65 van jaargang 1905 en G. J. W. BREMER p. 97 van jaargang 1906.

Niet onvermeld mag blijven, dat het boek van SISSINGH nog eenige

drukfouten bevat behalve degene, die reeds door hem opgegeven zijn.
Door mij zijn de volgende gevonden:

Stuk I.

- p. 556 regel 13 v.o. $e_{t_2} = A_{t_2} e_{t_2}$ moet zijn $E_{t_2} = A_{t_2} e_{t_2}$.
 » 587 » 2 » arragoniet Sr CO_3 moet zijn Ca CO_3 .
 » 628 » 5 v.b. De hoeken ABC en CBD der beide prisma's dezelfde zijn: moet zijn de hoeken ABC en BCD der beide prisma's gelijk zijn.
 » 650 » 5 v.o. AE moet zijn CE.
 » 650 » 3 » $\text{CB} = n \text{ CE}$ moet zijn $\text{CE} = n \text{ CB}$.
 » 653 » 6 » $n_1 - 1 = (n_0 - 1) d_{\text{TP}} : d_{0760}$ moet zijn $n_1 - 1 = (n_0 - 1) d_{\text{TP}} : d_{0760}$.
 » 653 » 5 » d_{TP} in den teller moet zijn d_{TP} .
 » 655 » 13 » mM^2 moet zijn cM^2 .
 » 656 » 7 v.b. $\frac{d_2 - d_1}{d_1}$ moet zijn $\frac{d_2 - d_1}{d_2}$

Stuk II.

- » 115 » 4 v.o. ABE moet zijn ABG.
 » 131 fig. 54 Bijschrift. $\text{AB} + 2\lambda : 2$ moet zijn $\text{aB} + 2\lambda : 2$.
 » 132 regel 7 v.b. ao moet zijn aa.
 » 132 » 8 » ao moet zijn aa.
 » 230 » 10 v.o. $(n-i)^2 : (n+i)^2$ moet zijn $(n-1)^2 : (n+1)^2$.
 » 230 onderste regel: »trillingen loodrecht op het invalsvlak«, moet zijn: trillingen evenwijdig aan het invalsvlak.
 » 232 regel 10 v.b. $R_e^3 \cos^2 \alpha$ moet zijn $R_e^3 \cos^2 \alpha$.
 » 237 » 3 » $\frac{1}{2} D_e^2 \times R_1^2$ moet zijn $\frac{1}{2} D_1^2 \times R_1^2$.
 » 243 » 4 » $D_{2p} (i-k^2)$ moet zijn $D_{2p} (1-k^2)$.
 » 245 » 2 » Snelluis moet zijn Snellius.
 » 246 » 2 v.o. de eindpunten A en C moet zijn A en A' of B en B'.
 » 253 » 8 v.b. hoodsnede moet zijn hoofdsnede.
 » 283 » 5 » invalshoek lees invalsvlak.
 » 284 » 12 » leggen lees liggen.
 » 292 noot 2 regel 2 v.o. Tretnet moet zijn Fresnel.
 » 298 regel 21 v.b. A moet zijn O.
 » 336 » 9 v.o. n_3 moet zijn n_2 .
 » 336 form. (82) is verkeerd verbeterd in de lijst der drukfouten.
 Zij moet zijn: $\varphi = 2\pi d (n_1 - n_2) : \lambda$.
 » 337 regel 8 v.b. $d \sin \alpha$ lees $A \sin \alpha$.
 » 483 Bijschrift bij fig. 242 regel 7 v.o. $\text{OD} \perp \text{AC}$ lees $\text{OD} \perp \text{OC}$.

- p. 503 regel 7 v.o. en regel 13 v.o. D_1^2 moet zijn D^2 .
- » 505 » 6 v.b. uit (1) en (2) volgt moet zijn (c) en (d) volgt.
- » 506 » 5 » — $D_1 = D_2 \frac{\sin 2 r}{\sin 2 i}$ lees $D - D_1 = D_2 \frac{\sin 2 r}{\sin 2 i}$
- » 506 In formule (108) ontbreekt de factor 2 D.
- » 517 regel 13 v.o. $\frac{\cos(i-r)}{\cos(i+r)}$ moet zijn $\frac{\cos(i+r)}{\cos(i-r)}$
- » 636 » 15 v.b. heeft c de moet zijn heeft k de.
- » 703 regel 4 v.o. $e v \times F = l \times 2 \pi R F : T$ moet zijn
 $e v \times F = e \times 2 \pi R F : T$
- » 703 form. b. de factor in het 2e lid moet zijn $\left(m + \frac{e F T}{2 \pi} \right)$
- » 706 In de vergelijking van den ondersten regel staat als laatste
 lid $\frac{1}{8,9} \times 10^3$. Dit moet zijn $\frac{1}{8,9 \times 10^3}$.
- » 744 regel 6 v.o. $2 \times 10^{-6} \times 3 \times 10^{-8}$ moet zijn $2 \times 10^{-6} \times 3 \times 10^8$.
- » 747 » 14 » $6,1 \mu$ lees 61μ .
- » 749 » 19 v.b. $p = 7 \times 10^{-5}$ dynes moet zijn $2 p = 7 \times 10^{-5}$ dynes.
- » 749 laatste regel. (149:0,696) moet zijn (149:0,696)².

Het zal den lezer waarschijnlijk duidelijk geworden zijn, dat wij met dit korte overzicht van het zoo uitgebreide werk van prof. SISINGH den indruk wenschen te vestigen, dat dit leerboek een degelijk, hoogst belangrijk boek is en dat er groote bekwaamheid noodig was om het samen te stellen. Vooral ook aan hen, die natuurkunde onderwijzen, kunnen wij het lezen van dit boek sterk aanbevelen.

G. J. W. BREMER.