

andere onbekende oorzaken daarbij soms eene rol spelen. Ik noem als voorbeelden : het methylamide van nitrobenzoëzuur, dat niet aangegrepen wordt, dat van oxaalzuur hetgeen een nitroderivaat levert, dat van azijnzuur waaruit stikstofoxydule, methylnitraat en azijnzuur ontstaan. Het methylnitramine gedraagt zich als 't laatste. Het geeft zelfs beneden 0° zoo goed als quantitatief stikstofoxydule en methylnitraat, maar voor zoover ik heb kunnen nagaan *niet* het tot-nogtoe onbekende dinitromethylamine. Dit gedrag pleit m. i. meer voor de opvatting, die door de formule $\text{CH}_3.\text{NH}.\text{NO}_2$ weergegeven wordt, dan voor de aanwezigheid der OH-groep.

Ik wil hier nog eene opmerking bijvoegen omtrent eene andere reactie, waaraan door HANTZSCH groote waarde gehecht wordt voor het aantoonen der OH-groep, n.l. de kleuring door ferrichloride.

Van de twee isomere phenylnitromethanen, waarvan het eene — het stabiele — indifferent is, het andere een zuur karakter heeft, geeft het laatste de bekende verkleuring met ferrichloride, welke bij de enolen optreedt en daar als bewijs voor de OH-groep aan een onverzadigd koolstofatoom gebonden (evenals in phenolen) aangemerkt wordt.

Deze reactie nu, welke ook BAMBERGER en zijne leerlingen voor tal van stoffen waarin de groep $\text{R}.\text{NOH}$ voorkomt gevonden hebben, vertoont het vrije methylnitramine niet, en als men hieraan eenige waarde hechten wil zou men tot 't besluit moeten komen dat het vrije methylnitramine geen OH-groep bevat. Toch levert het een ferrizout, dat donkergeelbruin of roodbruin gekleurd is, en vermoedelijk tevens ehloor bevat. Het vormt zich o. a. als men waterige oplossingen van kalium-, natrium- of bariumpzout met ferrichloride-oplossing vermengt en wacht tot het eerst ontstaande neerslag van ferrihydroxyde na eenigen tijd weer oplost.

Mij komt dus nog altijd de meening van HANTZSCH dat $\text{CH}_3.\text{NH}.\text{NO}_2$ neutraal zou moeten zijn en zoo instabiel dat het zich spontaan in

$\text{CH}_3.\text{N} \begin{array}{c} \diagup \text{O} \diagdown \\ | \\ \text{N}-\text{OH} \end{array}$ omzet, twijfelachtig voor. Binnenkort hoop ik voor dien twijfel nieuwe gronden te kunnen aanvoeren.

Natuurkunde. — De Heer H. A. LORENTZ biedt eene mededeeling aan, getiteld : *Over de vraag of de aarde bij hare jaarlijksche beweging den aether al dan niet medesleept.* Opmerkingen naar aanleiding eener verhandeling van den Heer A. A. MICHELSON.

De Heer MICHELSON heeft onlangs ¹⁾ eene belangrijke en op groote schaal genomen interferentieproef beschreven, die moest dienen om

¹⁾ American Journal of Science. 4th Ser., Vol. 3, p. 475, 1897.

te onderzoeken of eene relatieve beweging van den aether dicht bij den bodem ten opzichte van eene hoogere laag van deze middenstof kan worden waargenomen. Op de mededeeling zijner uitkomsten laat hij eenige opmerkingen volgen over de onderstellingen die in de aberratietheorie moeten of kunnen worden aangenomen. Daar ik mij met dit gedeelte der verhandeling niet geheel kan vereenigen, veroorloof ik mij in aansluiting aan mijne vroegere beschouwingen over het onderwerp de volgende uiteenzetting.

§ 1. In mijne verhandeling over den invloed dien de beweging der aarde op de lichtverschijnselen uitoefent ¹⁾ heb ik de volgende onderstellingen gemaakt:

A. Doorschijnende ponderabele lichamen zijn met aether gevuld, die zich vrij bewegen kan. Zijn twee doorschijnende lichamen met elkander in aanraking (of een zoodanig lichaam met eene luchtledige ruimte), dan zijn aan het grensvlak de componenten der snelheid van den aether doorlopend.

B. De beweging van den aether is irrotationeel; er bestaat dus een snelheidspotential.

C. Het meêsleepen der lichtgolven in doorschijnende isotrope ²⁾ stoffen wordt bepaald door den bekenden coëfficiënt van FRESNEL.

Over de verschijnselen in ondoorschijnende stoffen werden geene onderstellingen gemaakt.

Het bleek dat men uit de hypothesen A, B en C de aberratie en verschillende daarmede samenhangende verschijnselen kan verklaren. De aldus verkregen theorie bevat als een bijzonder geval die van FRESNEL, die den aether overal in rust onderstelt en eveneens C aannemt. Aan den anderen kant kan mijne theorie beschouwd worden als eene wijziging van die, welke STOKES had voorgesteld. Deze natuurkundige nam n.l. de onderstelling B aan, maar voegde er aan toe:

D. dat overal aan het oppervlak der aarde de snelheid van den aether gelijk aan die der aarde is.

Het is duidelijk dat men, dit aannemende, A en C niet meer noodig heeft; deelt de aether in de beweging der aarde, dan zal natuurlijk ook alles wat b.v. in een stuk glas aanwezig is dit eveneens doen; van een meêsleepen, zooals in C bedoeld wordt, is dan geen sprake.

¹⁾ Versl. en Meded. der Akad. v. Wet., 3e Reeks, Deel 2, p. 297, 1886; Arch. néerl., T. 21, p. 103, 1887.

²⁾ Zie, wat de uitbreiding tot anisotrope lichamen betreft: LORENTZ, Over den invloed van de beweging der aarde op de voortplanting van het licht in dubbelbrekende lichamen. Zittingsverslagen der Akad. v. Wet., Deel I, p. 149, 1893.

De theorie van STOKES kan echter niet worden aangenomen, daar de onderstellingen B en D met elkander in strijd zijn.

Het was daarom noodig, daar er weinig uitzicht scheen te bestaan ¹⁾ om zonder B tot eene verklaring der aberratie te komen, D te laten vallen, en dus aan het oppervlak der aarde eene relatieve beweging van den aether ten opzichte van de aarde toe te laten. Dit maakte echter weder de onderstellingen A en C noodig.

Korthedshalve moge de theorie die op A , B en C berust de *gewijzigde* theorie van STOKES heeten; men heeft, voor zoover ik kan nagaan, geene andere keus dan tussehen deze theorie en die van FRESNEL, die trouwens een bijzonder geval van de algemeene theorie is.

§ 2. Bij de thans door MICHELSON genomen proef doorliepen de twee met elkander interfereerende lichtbundels denzelfden weg in tegengestelde richting, en wel den omtrek van een rechthoek, met twee verticale zijden en twee horizontale zijden in de richting van Oost naar West. De hoogte was 50, en de lengte 200 voet, zoo groot als de afmetingen van het Ryerson-laboratorium te Chicago toelieten. Aan het eene uiteinde A van de basis AB was een met een doorschijnend zilverlaagje bedekte glasplaat P geplaatst, waarvan het vlak den hoek van den rechthoek middendoordeelde; aan de andere hoekpunten B , C en D bevonden zich spiegels, waarvan de nadere beschrijving hier achterwege kan blijven. Eene lichtbron was geplaatst op het verlengde der basis aan de zijde van A ; de stralen vielen van hier in horizontale richting op P en werden gesplitst in een doorgelaten en een teruggekaatst gedeelte. Het eerste volgde den weg $A B C D A$ en werd, bij P teruggekomen, voor een deel door de glasplaat doorgelaten. Het gedeelte dat eerst teruggekaatst was, plantte zich voort volgens $A D C B A$ en werd dan voor een deel door P verticaal naar beneden gereflecteerd. Zoo verkreeg men dus in een kijker die in verticaal stand beneden P was opgesteld twee bundels die tot een interferentieverschijnsel aanleiding gaven. Te 12 uur des middags en te middernacht had de beweging der aarde eene richting die weinig van de horizontale zijden van den rechthoek afweek; werd nu de aether door de aarde medegesleept en wel die nabij de bovenste zijde minder dan die nabij de basis, dan zou de eene lichtbundel met den aetherstroom medegaan, waar deze de grootste, en tegen dien stroom in, waar hij de kleinste snelheid heeft, en de andere lichtbundel juist omge-

¹⁾ LORENTZ, De aberratietheorie van STOKES. Zittingsverslagen der Akad. v. Wet., Deel I, p. 97, 1892.

keerd. Het verschil der snelheden boven en beneden zou dus eene verandering der phaseverschillen teweegbrengen, welke verandering des middags in de eene en te middernacht in de andere richting zou zijn. Er werd derhalve onderzocht of de interferentiestrepen op verschillende uren al dan niet denzelfden stand hadden. Het bleek dat, zoo eene standverandering al bestond, zij stellig minder bedroeg dan $\frac{1}{20}$ streepafstand. De grootste verplaatsing die uit de gemiddelden van vele instellingen volgde had ongeveer deze waarde, maar de verkregen getallen loopen te veel uiteen om van die uitkomst zeker te kunnen zijn.

§ 3. In het bovenstaande werd alleen gesproken van de snelheid die de aether aan de horizontale zijden van den rechthoek in de richting daarvan heeft. Maakt men geenerlei onderstelling over de aetherbeweging, dan wordt, zooals men gemakkelijk aantoot, de invloed op de phaseverschillen bepaald door de lijnintegraal van de aethersnelheid langs den omtrek van den rechthoek; deze is 0 als de beweging irrotationeel is. Mocht men derhalve uit de proeven afleiden dat de strepen zich in den loop van den dag *niet* verplaatst hebben, dan zou de uitkomst zoowel vereenigbaar zijn met de gewijzigde theorie van STOKES (trouwens ook met de oorspronkelijke theorie van STOKES) als met de theorie van FRESNEL, dus met de beide theorieën, die men kan aannemen.

Zelfs is de steun dien deze theorieën aldus verkrijgen, krachtiger dan ik eerst uit de beschouwingen van MICHELSON meende te mogen opmaken. Hij merkt op, dat de negatieve uitkomst der proef ook verklaard zou kunnen worden als men aannam, dat de aarde den aether medesleept en dat deze werking zich uitstrekt tot op eene hoogte die vergelijkbaar is met de middellijn der aarde; immers, in dat geval zou de vermindering der snelheid bij eene rijzing van 50 voet zeer weinig bedragen. Terwijl hij nu een zoo ver reikenden invloed der aarde onwaarschijnlijk acht, zou ik dien juist verwachten, wanneer nu eenmaal de aarde den aether medesleepte. Eene verdeeling der snelheden, zooals men die heeft wanneer een bol zich verplaatst door eene vloeistof met wrijving, die niet langs het oppervlak kan glijden, ware dan, naar het mij voorkomt, niet ondenkbaar. In dit geval zou in een vlak, door het middelpunt der aarde, loodrecht op de bewegingsrichting, gebracht, op eene hoogte boven het aardoppervlak, gelijk aan den straal der aarde, de snelheid van den aether nog het $\frac{13}{32}$, en op eene hoogte gelijk aan de middellijn der aarde nog het $\frac{7}{27}$ van de snelheid der aarde bedragen.

Waren nu de uitkomsten van MICHELSON met eene dergelijke snelheidsverdeeling te vereenigen, dan zouden zij wel is waar ve-

bieden eene veel snellere afname der snelheid met de hoogte aan te nemen, maar m. i. zeer goed denkbare bewegingstoestanden zonder snelheidspotential niet uitsluiten.

De berekening leert echter dat het anders met de zaak gesteld is. Neemt men aan dat des middags en te middernacht de waarnemingsplaats in het bovengenoemde vlak ligt en dat dan de rechtehoek van MICHELSON loodrecht op dat vlak staat, dan vindt men dat de strepen zich van het eene tijdstip tot het andere over $\frac{1}{6}$ streepafstand hadden moeten verplaatsen. Zelfs eene vrij wat kleinere verplaatsing zou niet aan den waarnemer ontsnapt zijn.

Daaruit blijkt wel dat het niet gemakkelijk zal zijn een bewegingstoestand van den aether, waarbij deze door de aarde wordt medegesleept en aan D voldaan is, zoo te bedenken, dat men niet met de proef van MICHELSON in strijd komt.

Hierbij mag niet over het hoofd worden gezien, dat de proef alle bewijskracht zou verliezen, wanneer hetzij de wanden van het gebouw, hetzij de sluitplaten der buizen, waardoor MICHELSON de lichtstralen liet loopen, ondoordringbaar voor den aether waren. Van de buizen is echter in dit opzicht wel niet te vreezen; het is m. i. aan geen twijfel onderhevig, dat glas den aether kan doorlaten, en dan kunnen de sluitplaten der buizen, die de onderste en de bovenste zijde van den rechtehoek uitmaken, de lichtstralen niet tegen een horizontalen aetherstroom beschut hebben.

§ 4. Van de beide theorieën die volgens § 1 nog kunnen worden aangenomen is ontegenzeggelijk die van FRESNEL de eenvoudigste; ik heb daarom bij latere onderzoekingen die theorie aangenomen en ondersteld dat *alle* ponderabele lichamen den aether *volkomen* doorlaten. ¹⁾ Intusschen gebiedt de voorzichtigheid, de meer algemeene theorie, de gewijzigde van STOKES, niet uit het oog te verliezen. De afleiding van den meêsleepings-coëfficiënt, dus van de onderstelling C , uit de electromagnetische lichttheorie blijft gelden, zoodra slechts de volkomen permeabiliteit der doorschijnende lichamen wordt aangenomen. En het lijdt wel geen twijfel, dat de verklaring van een aantal verschijnselen uit de bewegingsvergelijkingen van het licht zoo kan worden gegeneraliseerd, dat zij niet meer alleen past in de theorie van FRESNEL, maar ook in de gewijzigde theorie van STOKES; ik bedoel dat men de bewegingsvergelijkingen zal kunnen opstellen en er de noodige gevolgtrekkingen uit zal kunnen afleiden,

¹⁾ LORENTZ, La théorie électromagnétique de MAXWELL et son application aux corps mouvants. Leiden, Brill, 1892. (Ook versche en in Arch. néerl., 7. 25); LORENTZ, Versuch einer Theorie der electrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern. Leiden, Brill, 1895.

ook wanneer men aanneemt dat de relatieve snelheid van den aether ten opzichte van de ponderabele stof niet in alle punten dezelfde is, maar uit een snelheidspotential van dezen of genen vorm moet worden afgeleid.

Een paar moeilijkheden blijven nog altijd over. Eene daarvan is gelegen in eene vroegere, welbekende proef van MICHELSON en MORLEY, waarin twee lichtstralen met elkander interfereerden, die, de een in de eene richting en de andere in eene richting loodrecht daarop, over een zekeren afstand heen en weer liepen. Het bleek dat de beweging der aarde geen invloed had op den stand der onder deze omstandigheden waargenomen interferentiestrepen.

Om deze uitkomst te verklaren heb ik de volgende onderstelling gemaakt, waartoe ook FITZGERALD gekomen is: ¹⁾

E. De afmetingen van het vaste lichaam (metaal of steen) dat bij deze proeven als drager van het optische apparaat diende, ondergaan eene verandering, zoodra het zich met eene zekere snelheid v ten opzichte van den aether in de onmiddellijke omgeving beweegt. Trekt men in het lichaam twee lijnen L_1 en L_2 , de eerste in de richting van v , de tweede loodrecht daarop, welke lijnen even lang zouden zijn, wanneer $v=0$ was, dan zal tengevolge der beweging de verhouding $L_1 : L_2$ de waarde $1 - \frac{v^2}{2V^2}$ aannemen, als V de snelheid van het licht is.

Toen ik deze hypothese opstelde sprak ik alleen van de theorie van FRESNEL, en verstond dus onder v de snelheid der aarde. Het is echter duidelijk dat de negatieve uitkomst der bedoelde interferentieproef alleen dan zonder eenige hypothese verklaarbaar zou zijn, wanneer aan de oppervlakte der aarde de aether en de ponderabele stof geene relatieve snelheid ten opzichte van elkander hadden, wat in de oorspronkelijke theorie van STOKES werd ondersteld. Deze theorie mag echter, zooals wij zagen, niet worden aangenomen. Voor elke theorie die *wel* kan worden aangenomen, voor de gewijzigde van STOKES evengoed als voor die van FRESNEL, levert de proef van MICHELSON en MORLEY hetzelfde bezwaar op. Dit kan echter steeds door mijne onderstelling worden opgeheven, wanneer men deze formuleert, zooals ik het boven gedaan heb.

De onderstelling *E* moet derhalve in elk geval worden gemaakt.

Iets over de voortplanting van het licht ingeval de beweging van den aether niet irrotationeel is.

§ 5. Ofschoon MICHELSON de theorie der laatstelijk door hem

¹⁾ Zittingsverslagen der Akad. v. Wet., Deel 1, p. 74, 1892.

gehomen proef reeds heeft ontwikkeld, is het misschien de moeite waard, iets uitvoeriger na te gaan, welken invloed eene beweging van den aether zonder snelheidspotential moet hebben. Ook voor het geval dat er doorschijnende stoffen (lenzen) in het spel zijn, wordt dit betrekkelijk eenvoudig, wanneer men de onderstellingen A en C blijft aannemen.

Ik beschouw zoowel voor den aether als voor de lichtgolven de relatieve beweging ten opzichte van de ponderabele stof, dus ten opzichte van de aarde, en duid de snelheid van den aether in eenig punt door p , de snelheid van het licht in rustenden aether door V aan. Grootheden van de orde p^2/V^2 zullen worden verwaarloosd. Men mag dan, indien een lichtstraal een hoek ϑ met de snelheid p maakt, voor de snelheid van dien lichtstraal stellen :

in den aether : $V + p \cos \vartheta$

en in eene ponderabele stof :

$$\frac{V}{n} + \frac{p}{n^2} \cos \vartheta.$$

In den tweeden term dezer laatste uitdrukking is de hypothese C uitgedrukt; n is de brekingsindex.

De tijd dien de lichtstraal behoeft om een element ds te doorloopen is in den aether

$$\frac{ds}{V + p \cos \vartheta} = \frac{ds}{V} - \frac{p}{V^2} \cos \vartheta ds,$$

en in eene ponderabele stof

$$\frac{ds}{\frac{V}{n} + \frac{p}{n^2} \cos \vartheta} = \frac{n ds}{V} - \frac{p}{V^2} \cos \vartheta ds.$$

De „tijdsbesparing” wegens de beweging van den aether is dus in elk geval

$$\frac{p}{V^2} \cos \vartheta ds.$$

Wanneer men zich bij de behandeling van de verschijnselen der terugkaatsing en breking, interferentie en buiging van het beginsel van HUYGENS bedient, kan alles teruggebracht worden tot de vraag :

Gesteld dat het licht langs twee wegen APB en AQB van een punt A naar een punt B gaat, welken invloed heeft dan de beweging van den aether op het phaseverschil der in B samenkomende trillingen ?

Klaarblijkelijk wordt de verandering van het phaseverschil bepaald door het verschil der tijdsbesparingen voor de beide wegen, en uit het bovenstaande volgt hiervoor

$$\frac{1}{V^2} \left[\int_{APB} p \cos \vartheta ds - \int_{AQB} p \cos \vartheta ds \right],$$

waarvoor wij, als wij den tweeden integratieweg omkeeren, mogen schrijven

$$\frac{1}{V^2} \left[\int_{APB} p \cos \vartheta ds + \int_{BQA} p \cos \vartheta ds \right] = \frac{1}{V^2} \int_{APBQA} p \cos \vartheta ds.$$

De verandering van het phaseverschil hangt dus af van de lijnintegraal der snelheid p langs den gesloten weg $APBQA$; zij is natuurlijk des te kleiner, naarmate de twee beschouwde wegen minder uiteenloopen. Inderdaad hangt volgens eene bekende stelling de lijnintegraal langs eene gesloten lijn samen met de grootte van een oppervlak dat deze lijn tot rand heeft.

§ 6. Bij de toepassing van het bovenstaande op de proef van MICHELSON kunnen wij eerst nagaan, welke lichtbeweging in het waarnemingsvlak wordt teweeggebracht door de golven die zich langs den *eenen* weg hebben voortgeplant, vervolgens de golven beschouwen, die den *anderen* weg hebben gevolgd, en eindelijk de interferentie der twee lichtbewegingen.

Bij de behandeling der eerste vraag kiezen wij een bepaald punt L der lichtbron en een bepaald punt W van het waarnemingsvlak uit. Wij kunnen dan tal van gebroken lijnen $L\alpha\beta\gamma\dots W$ trekken, waarvan het hoekpunt α ergens in het eerste terugkaatsende of brekende oppervlak ligt, het hoekpunt β in het tweede dezer oppervlakken en zoo vervolgens. De beweging die het punt L in W teweegbrengt kan worden opgevat als te ontstaan door de interferentie van vele trillingen die zich langs deze verschillende lijnen hebben voortgeplant. Twee dier trillingen hebben b. v. de wegen $L\alpha\beta\gamma\dots W$ en $L\alpha'\beta'\gamma'\dots W$ doorloopen. De invloed der aetherbeweging op het phaseverschil dezer trillingen is evenredig met de lijnintegraal der snelheid p langs den omtrek $L\alpha\beta\dots W\dots\beta'\alpha'L$. Deze gesloten lijn omvat nu een oppervlak, veel kleiner dan het oppervlak dat binnen den omtrek van den in § 2 genoemden rechtehoek begrepen is; daarom mogen wij van de verandering van het thans beschouwde phaseverschil afzien, wanneer zelfs de verandering van het phaseverschil tusschen de *twee* lichtbundels eene kleine grootte is. M. a. w., wij mogen de tijdsbesparing voor *al* de wegen $L\alpha\beta\dots W$, $L\alpha'\beta'\dots W$ enz. gelijkstellen; de in W aankomende

trillingen interfereeren dus met elkander met dezelfde phaseverschillen als wanneer de aether in rust is. Derhalve wordt aan de amplitudo der resulteerende trilling niets veranderd, maar hare phase wordt evenveel gewijzigd als die der samenstellende trillingen, nl. zooveel als aan de tijdsbesparing voor den weg $L\alpha\beta \dots W$ beantwoordt.

Dergelijke beschouwingen gelden voor den tweeden lichtbundel: ook de lichtverdeeling die deze op zichzelf in het waarnemingsvlak geeft, is onafhankelijk van de beweging van den aether en alleen de resulteerende phase wordt daardoor gewijzigd. De tijdsbesparing waarmede men thans te doen heeft kan, als men dezelfde punten L en W beschouwt als boven, worden verkregen uit de lijnintegraal der snelheid p langs eene gebroken lijn $Lab \dots W$, die den weg van den tweeden lichtbundel over de verschillende terugkaatsende of brekende oppervlakken volgt.

De verandering eindelijk, die de aetherbeweging brengt in het phaseverschil waarmede de beide bundels in W interfereeren zal bepaald worden door het verschil der lijnintegralen voor de wegen $L\alpha\beta \dots W$ en $Lab \dots W$, en daarvoor mag de lijnintegraal langs den omtrek van den in § 2 genoemden rechthoek genomen worden.

Pathologie. — De Heer STOKVIS biedt voor de Boekerij aan, de dissertatie van den Heer J. KEYSER: „*Ueber Haematoporphyrin im Harn*”, en geeft daarvan het volgende overzicht:

Eerst sedert de laatste jaren heeft men in de normale urine van den mensch sporen eener kleurstof gevonden, die buiten het lichaam uit bloed het eerst door MULDER en GOUDOEVER bereid, en als het ijzervrij haematine, het voor kristallisatie vatbare haematoporphyrine bekend is.

Dr. KEYSER heeft nu in het Pathol. Labor. te Amsterdam allereerst de waarde der verschillende methoden tot het afscheiden van het haematoporphyrine uit de urine ten opzichte van betrouwbaarheid en gemakkelijke uitvoerbaarheid nagegaan, en heeft daarbij gevonden, dat de methode van SAILLET verreweg de beste resultaten geeft. Hij heeft verder, daar het vermoeden voorhanden scheen, dat de hoeveelheid haematoporphyrine met de voeding en het voedsel in verband stond, zich overtuigd, dat deze kleurstof bij gezonden bijna geheel uit de urine verdwijnt, indien zij wit vleesch zonder groenten gebruiken, maar duidelijk daarin aanwezig is, zoodra het voedsel uit rood vleesch, of uit wit vleesch en bladgroenten bestaat. Inderdaad schijnt deze urinekleurstof zoowel uit bloedkleurstof als uit plantenkleurstof, zoowel uit haemoglobine als uit chlorophyl in het dierlijk lichaam te kunnen ontstaan, geheel in overeenstemming met het door