

## DE THEORETISCHE BETEKENIS VAN HET ZEEMAN-EFFECT

door H. A. LORENTZ.

De ontwikkeling der natuurkunde in de laatste kwart eeuw is zoo rijk en veelzijdig geweest, dat het eenige moeite kost, ons te verplaatsen in den toestand die er, wat kennis van feiten en theoretisch inzicht betreft, bestond toen Zeeman de ontdekking deed, die wij thans herdenken. Terwijl in de electriciteitsleer de theorie van Maxwell het pleit had gewonnen, en, vooral na de proeven van Hertz, algemeen erkend werd dat het licht een electromagnetisch verschijnsel is, had men van het wezen der electricische werkingen in het inwendige der materie, van de voortplanting van het licht in ponderabele lichamen en van het mechanisme der uitstraling nog slechts algemeene, weinig uitgewerkte voorstellingen. Wel hadden de verschijnselen der electrolyse de natuurkundigen vertrouwd gemaakt met het denkbeeld van positieve en negatieve „ionen”, en lag het reeds voor de hand, de om evenwichtsstanden trillende deeltjes die men zich in de lichtbronnen voorstelde, van electricische ladingen te voorzien, ten einde ze in staat te stellen, electromagnetische golven op te wekken, maar van „electronen” wist men nog niet. Of de trillende deeltjes positief of negatief zijn en hoe groot hun lading in verhouding tot de massa is, lag in het duister.

Het is de groote verdienste van Zeeman geweest, al aanstonds met zijne eerste proeven, genomen met hulpmiddelen, niet meer dan even toereikend voor de waarneming van het nieuwe verschijnsel, het antwoord op deze vragen te hebben gegeven.

Men kent de „elementaire” theorie van het Zeeman-effect. Een deeltje met de lading  $e$  en de massa  $m$  is met een kracht evenredig aan de uitwijking, een „quasi-elastische” kracht, aan een evenwichtsstand gebonden; het kan dientengevolge, als er geen andere invloeden op werken, enkelvoudige trillingen met het trillingsgetal  $\nu$  uitvoeren. De meest algemeene beweging die het in een magnetisch veld van de sterkte  $H$  kan hebben, kan dan worden ontbonden in een rechtlijnige trilling langs een krachtlijn met de onveranderde frequentie  $\nu$ , en twee cirkelvormige trillingen van tegengestelde omloopsrichting in een vlak loodrecht op de krachtlijn, met de frequenties  $\nu + \Delta \nu$  en  $\nu - \Delta \nu$ , waarbij, als men  $e$  en

$H$ . in de gebruikelijke electromagnetische eenheden uitdrukt, het kleine verschil  $\Delta \nu$  bepaald wordt door

$$\Delta \nu = \frac{e}{4 \pi m} H. \quad (1)$$

Van daar, bij het door een lichtbron „longitudinaal”, in de richting der krachtlijnen uitgezonden licht, splitsing van de spectraallijn in een doublet van tegengesteld circulair gepolariseerde componenten, die de trillingsgetallen  $\nu + \Delta \nu$  en  $\nu - \Delta \nu$  hebben, en bij waarneming „transversaal”, d. i. loodrecht op de krachtlijn, splitsing in een triplet met de frequenties  $\nu + \Delta \nu$ ,  $\nu$  en  $\nu - \Delta \nu$ ; de componenten zijn rechtlijnig gepolariseerd, de middelste met de elektrische trillingen langs de krachtlijn, de buitenste met de trillingen loodrecht daarop.

Meting van den afstand der componenten leert  $\Delta \nu$  kennen en daarmee de verhouding  $e/m$ . Of de lading positief of negatief is, kan worden uitgemaakt door na te gaan of het, bij waarneming langs de krachtlijnen, de rechts, dan wel de links circulair gepolariseerde component is, die de hoogste frequentie heeft.

Is, zooals bij Zeeman's eerste proeven, de magnetische splitsing  $\Delta \nu$  niet groot genoeg om de componenten geheel van elkander te scheiden, zoodat het bij een verbreding der lijn blijft, dan kan toch nog uit het bedrag der verbreding een schatting van  $e/m$  worden afgeleid en uit den polarisatietoestand der randen tot het teeken worden besloten.

Zeeman vond al spoedig dat de lading der trillende deeltjes negatief moest zijn. Voor  $e/m$  gaf hij als eerste schatting in October 1896 op grond van de verbreding der natriumlijnen  $10^7$  in C. G. S. eenheden. In den loop van het volgende jaar leidde hij uit de waarnemingen met een natriumvlam de waarde  $1,6 \cdot 10^7$  af en uit die op de cadmiumlijn 4800, bij welke hij er het eerst in slaagde de componenten van elkaar te scheiden, de waarde  $2,4 \cdot 10^7$ .

Deze bepalingen vielen in den tijd toen men ook de waarde van  $e/m$  voor de deeltjes der kathodestralen leerde kennen. In October 1897 maakte J. J. Thomson zijne eerste metingen hieromtrent bekend, die tot uitkomsten van de orde van grootte  $10^7$  leidden. Weldra volgde een dergelijke bepaling van Wiechert <sup>1)</sup> en zoo kon men

<sup>1)</sup> In 1890 had Schuster uit zijne proeven over kathodestralen als een bovenste grens voor  $e/m$  afgeleid  $0,11 \cdot 10^7$ .

reeds toen op het denkbeeld komen van de identiteit der geladen deeltjes in de kathodestralen en in de onderzochte lichtbronnen, een identiteit die later onderzoek boven allen twijfel heeft verheven en tot de electronen der  $\beta$ -stralen heeft uitgebreid. Onze zekerheid hieromtrent berust op het feit dat, ofschoon de magneto-optische verschijnselen veel ingewikkelder bleken dan men eerst kon denken, toch vele spectraallijnen overeenkomstig verg. (1) met steeds dezelfde waarde van  $e/m$  in een triplet worden gesplitst; dit geval doet zich voor bij de spectraalreeksen van enkele, niet dubbele of drie-voudige lijnen.

Ziehier een paar voorbeelden van de bij zulke „normale” tripletten voor  $e/m$  verkregen uitkomsten. Lohmann vond  $1,77 \cdot 10^7$  als gemiddelde voor een negental heliumlijnen; Paschen  $1,76 \cdot 10^7$  bij de cadmiumlijn 2289 en  $1,77 \cdot 10^7$  bij de kwiklijnen 4916 en 4108; Royds  $1,76 \cdot 10^7$  bij de cadmiumlijn 6437;  $1,77 \cdot 10^7$  bij de zinklijn 6363;  $1,72 \cdot 10^7$  bij magnesium 5529 en  $1,67 \cdot 10^7$  bij magnesium 4703.

Aan den anderen kant kwam voor kathodestralen Kaufmann reeds in 1898 tot de uitkomst  $1,77$  tot  $1,8 \cdot 10^7$ ; later werd voor deze stralen door Classen  $1,773 \cdot 10^7$  en voor  $\beta$ -stralen door Wolz en Neumann resp.  $1,767 \cdot 10^7$  en  $1,765 \cdot 10^7$  gevonden.

Deze getallen doen zien hoe de opvatting dat alle electronen aan elkaar gelijk zijn, die een der grondslagen van de tegenwoordige hypothesen over de structuur der atomen is geworden, in het Zeeman-effect krachtigen steun heeft gevonden.

Zeeman's in 1913 verschenen samenvattend werk „Researches in magneto-optics” geeft een levendigen indruk van de toewijding en de nauwgezetheid waarmede hij, in latere jaren door verdienstelijke leerlingen bijgestaan, voortging de verschijnselen tot in de kleinste bijzonderheden te bestudeeren, en het litteratuur-overzicht aan het slot van het boek toont tot hoe groote werkzaamheid de ontdekking de natuurkundigen allerwege had geprikkeld. Ongelukkigigerwijze kon echter de theorie het experiment niet in zijne vlucht volgen en was de vreugde over haar eerste succes van korten duur geweest.

In 1898 vond Cornu — men kon het eerst nauwelijks gelooven — dat de lijn  $D_1$  in een quartet wordt gesplitst, en weldra werden nog vrij wat ingewikkelder splittingsen waargenomen. Daartegenover kon de theorie slechts eenige uitbreiding van hare

eerste beschouwingen tot trillende stelsels van willekeurige structuur maar nog steeds met quasi-elastische krachten stellen. Het gelukte haar niet, daardoor ook maar eenigermate rekenschap te geven van de regelmatigheden die bij de „anomale” splitsing van de lijnen der dubbele en meervoudige reeksen door verschillende onderzoekers werden opgemerkt.

Dank zij de theorie der spectraallijnen die door Bohr werd ontwikkeld, en die in de handen van hem zelf en van natuurkundigen als Sommerfeld en Epstein reeds tal van schitterende uitkomsten heeft opgeleverd, staan wij nu minder hopeloos tegenover het vraagstuk. Niet omdat de theorie der quanta in de volledige verklaring der splitsingen reeds veel verder dan het normale triplet zou zijn gekomen, maar omdat de zoeven genoemde regelmatigheden kunnen worden uitgedrukt in een vorm die volkomen in de quanta-theorie past en de verwachting wettigt dat zij eenmaal uit die theorie zullen kunnen worden afgeleid.

De volgende korte beschouwing moge dit nader in het licht stellen.

De grondgedachte van Bohr's theorie is dat het electron of de electronen die in een atoom onder den invloed van de aantrekking naar de positief geladen kern om deze rondloopen, in werkelijkheid niet elke beweging die volgens de regels der mechanica mogelijk zou zijn, kunnen uitvoeren. Door zekere „quanta-voorwaarden”, in welke steeds de constante  $h$  van Planck een rol speelt, worden de, zooals Bohr ze noemt, „stationaire” bewegingen aangewezen, die uitsluitend voorkomen. Uitstraling van licht heeft eerst plaats bij den overgang van een stationaire bewegingstoestand  $P$  naar een anderen  $P'$  van kleinere energie, en om de frequentie  $\nu$  van de stralen te vinden moet men het energieverval  $E - E'$  door de ook reeds bij het „quantiseeren” gebruikte constante  $h$  deelen.

Het trillingsgetal van het uitgezonden licht wordt daarbij geheel verschillend van de frequenties die in de lichtbron voorkomen, die van de bewegingen  $P$  en  $P'$ ; het is volstrekt niet meer, zooals vroeger, een aanwijzing van zekere de trillingen in de atomen beheerschende krachten, maar alleen van het bestaan van stationaire bewegingstoestanden met een bepaald energieverval. Bij deze opvatting, die het onmiddellijk duidelijk maakt dat in alle spectraalformules, van die van Balmer af, het trillingsgetal als een verschil van twee termen wordt voorgesteld, wil een grooter

of kleiner aantal spectraallijnen zeggen: een grootere of kleinere verscheidenheid van mogelijke bewegingen.

Ten einde de nieuwe beschouwingswijze op het Zeeman-effect toe te passen, moet men zich voorstellen dat ook in een atoom dat aan een magnetische kracht onderworpen is, slechts enkele bepaalde stationaire bewegingswijzen mogelijk zijn, en dat zoowel in de voorwaarden waardoor deze worden vastgesteld als in de waarden van de energie het magnetisch veld zich doet gevoelen. Daar nu blijkens de ervaring het veld maar een zwakken invloed heeft — in dien zin dat de frequentieveranderingen die het teweeg brengt zeer klein zijn in vergelijking met de frequentie zelf — mogen wij aannemen dat aan elke stationaire beweging in het veld een slechts weinig daarvan verschillende stationaire beweging buiten het veld beantwoordt.

Stel nu dat  $P$  en  $P'$  twee stationaire bewegingstoestanden in het veld zijn,  $P^{(o)}$  en  $P'^{(o)}$  de daarmee corresponderende stationaire toestanden buiten het veld, en laat  $E$ ,  $E'$ ,  $E^{(o)}$  en  $E'^{(o)}$  de waarden der energie van het atoom in die vier toestanden zijn. Geschiedt dan de uitstraling van licht in het eene geval bij den overgang van  $P^{(o)}$  naar  $P'^{(o)}$  en in het andere bij den overgang van  $P$  naar  $P'$ , dan is de frequentie buiten het veld

$$\nu^{(o)} = \frac{E^{(o)} - E'^{(o)}}{h}$$

en onder den invloed der magnetische kracht

$$\nu = \frac{E - E'}{h}.$$

Voor de magnetische frequentieverandering  $\Delta \nu = \nu - \nu^{(o)}$  kan men schrijven

$$\Delta \nu = \frac{\Delta E - \Delta E'}{h},$$

als

$$\Delta E = E - E^{(o)} \quad \text{en} \quad \Delta E' = E' - E'^{(o)}$$

gesteld wordt. Elk dezer grootheden is het energieverval tusschen een stationaire bewegingstoestand in het veld en den daarmee corresponderenden toestand buiten het veld.

Was er nu van elk der beschouwde toestanden  $P^{(o)}$ ,  $P$ ,  $P'^{(o)}$  en  $P'$  maar één, dan zou er ook maar één waarde van  $\nu^{(o)}$  en één van

$\nu$  zijn; de spectraallijn zou verschoven, doch niet gesplitst worden. Tot het uiteenvallen van een lijn kan men komen als men aanneemt dat er in het veld een aantal een weinig van elkaar verschillende stationaire bewegingswijzen  $P_1, P_2, P_3, \dots$  zijn, met min of meer verschillende waarden  $E_1, E_2, E_3, \dots$  van de energie, terwijl de daarmee corresponderende bewegingen  $P_1^{(o)}, P_2^{(o)}, P_3^{(o)}, \dots$ , en misschien nog wel andere stationaire bewegingen buiten het veld, alle dezelfde energie  $E^{(o)}$  hebben. Dan is er niet één energieverval  $\Delta E$ , maar moet men onderscheiden de verschillen  $\Delta_1 E = E_1 - E^{(o)}, \Delta_2 E = E_2 - E^{(o)}, \dots$ , in het algemeen

$$\Delta_k E = E_k - E^{(o)}.$$

Ook wat de bewegingswijzen  $P'$  en  $P'^{(o)}$  betreft, kan men iets dergelijks aannemen. Hebben de bewegingen  $P_1', P_2', \dots$  de energie  $E_1', E_2', \dots$ , dan zijn er ook een aantal verschillen  $\Delta E'$ , in het algemeen voor te stellen door

$$\Delta_l E' = E_l' - E'^{(o)}.$$

Het is nu duidelijk dat de spectraallijn die ontstaat door het overspringen van  $P_k$  naar  $P_l'$  de frequentie  $\nu^{(o)} + \Delta_{kl} \nu$  zal hebben, als

$$\Delta_{kl} \nu = \frac{\Delta_k E - \Delta_l E'}{h}$$

is. Hier kunnen verschillende waarden van den index  $k$  met verschillende waarden van  $l$  worden gecombineerd; is er in dit opzicht verscheidenheid genoeg, dan is er gelegenheid voor een splitsing, niet slechts in drie, maar ook in een grooter aantal componenten. Vooral moet hierbij worden opgemerkt dat, evenals de oorspronkelijke frequentie in de spectraalformule als een verschil van twee termen wordt voorgesteld, dit ook van de magnetische verandering  $\Delta \nu$  geldt. Men kan dit uitdrukken door te zeggen dat elke term van de spectraalformule op zich zelf een Zeeman-effect vertoont.

Bohr, Debye en Sommerfeld hebben doen zien hoe men het quantiseeren moet aanleggen om een normaal triplet te krijgen. Bij de uiteenzetting daarvan kan men zich met vrucht bedienen van een stelling die vele jaren geleden door Larmor is bewezen en die geldt voor elk systeem waarin om een kern die wegens zijn groote massa als stilstaand kan worden beschouwd, electronen rondloopen, die alle dezelfde lading  $e$  en dezelfde massa  $m$  hebben.

Wij drukken dit theorema als volgt uit.

Laat het magnetisch veld  $H$  de richting der  $z$ -as van een stilstaand coördinatenstelsel met den oorsprong in de kern hebben, en laten wij verder een tweede coördinatenstelsel invoeren, dat de  $z$ -as met het eerste gemeen heeft en om die as met de hoeksnelheid

$$\omega = - \frac{e}{2m} H \quad (2)$$

wentelt. Als dan bij afwezigheid van het veld de electronen zich op zekere wijze ten opzichte van de stilstaande assen kunnen bewegen, kunnen zij in het veld dezelfde beweging met betrekking tot de wentelende assen hebben. Dat hierbij termen met  $\omega^2$ , dus van de orde  $H^2$  zijn verwaarloosd geeft bij de kleine effecten waarmede wij steeds te doen hebben, geen bezwaar.<sup>1)</sup>

Door de stelling van Larmor worden een beweging in het magnetisch veld en een beweging daarbuiten aan elkaar toegevoegd, en het ligt nu voor de hand te onderstellen dat aan de stationaire bewegingen in het veld *juist op deze wijze* stationaire bewegingen buiten het veld beantwoorden. Als dat zoo is, wordt de snelheid met betrekking tot de stilstaande assen, die een electron op zeker oogenblik heeft bij de beweging die wij  $P$  noemden, verkregen door de snelheid bij de beweging  $P^{(0)}$  samen te stellen met de snelheid die het electron ten gevolge van de hoeksnelheid  $\omega$  om de door de kern gaande krachtlijn heeft. Is de eerste snelheid  $v$ , de tweede  $w$ , en verwaarloozen wij termen met  $w^2$ , als zijnde van de orde  $\omega^2$ , dan wordt het verschil van het halve snelheids-kwadraat in de twee gevallen door het scalaire product

$$(v \cdot w)$$

gegeven. Daaruit volgt — aangezien de potentieele energie in beide gevallen hetzelfde is — voor een atoom met slechts één electron (waterstoftype)

$$\Delta E = m (v \cdot w) .$$

Door de beteekenis van  $w$  in aanmerking te nemen vindt men gemakkelijk dat  $m (v \cdot w)$  het product is van de hoeksnelheid  $\omega$  met het moment der hoeveelheid van beweging van het electron ten opzichte van de  $z$ -as bij de beweging  $P^{(0)}$ , zoodat  $\Delta E$  door dit moment bepaald wordt. Daar wij termen met  $\omega^2$  verwaarloozen kunnen wij hier even goed van het moment bij de beweging  $P$  spreken.

<sup>1)</sup> Er is ook afgezien van de kracht die het eene electron ondervindt van het magnetische veld dat door het andere wordt opgewekt.

De geschikte quanta-voorwaarde is nu dat dit moment een veelvoud van

$$\frac{h}{2\pi}$$

zal zijn. Hieruit volgt

$$\Delta_k E = k \frac{h \omega}{2\pi}, \quad (3)$$

waarin  $k$  een geheel getal is. De verschillende bewegingen die wij  $P_1, P_2, \dots$  noemden, zullen zich door de waarden van dezen coëfficiënt van elkaar onderscheiden.

Nadrukkelijk moet hierbij worden opgemerkt dat de quanta-voorwaarde niet geheel willekeurig uit de lucht wordt gegrepen; in de theorie van het waterstofspectrum had men reeds het moment der hoeveelheid van beweging ten opzichte van de kern met hetzelfde bedrag  $h/2\pi$  gequantiseerd.

Er blijft nog over te laten zien hoe de energie bij al de bewegingen  $P^{(0)}$  hetzelfde kan zijn. Daartoe bedenken wij dat bij het quantiseeren bij afwezigheid van het veld alleen van de beweging van het electron in het baanvlak sprake behoeft te zijn, terwijl de stand van het vlak onbepaald blijft. Stel nu dat men door dit quantiseeren een groep van stationaire bewegingen heeft gevonden, die alle eenzelfde energie  $E^{(0)}$  hebben. Bij elke dier bewegingen heeft het moment der hoeveelheid van beweging ten opzichte van de kern, welk moment door een vector loodrecht op het baanvlak kan worden voorgesteld, een bepaalde grootte, en men kan nu de baan zoodanigen stand geven, dat de projectie van dien vector op de krachtlijn juist  $k h/2\pi$  wordt; alleen moeten daarbij te groote waarden van  $k$  worden uitgesloten. Neemt men de aldus gevonden beweging voor  $P^{(0)}$  en laat men daarbij op de in het theorema van Larmor aangegeven wijze een beweging  $P$  in het veld passen, dan zal bij de bepaalde energie  $E^{(0)}$  het verschil  $\Delta E$  de waarde (3) hebben.

Op dezelfde wijze kan men voor een andere groep van stationaire bewegingen buiten het veld, alle met de energie  $E'^{(0)}$ , stationaire bewegingen in het veld aangeven, bij welke de energie met een bedrag

$$\Delta_l E' = l \frac{h \omega}{2\pi}$$

van  $E^{(o)}$  verschilt. Verder kan worden besloten dat de oorspronkelijke spectraallijn met de frequentie

$$\frac{E^{(o)} - E'^{(o)}}{h}$$

gesplitst wordt in componenten waarvan men de ligging vindt door in

$$\Delta \nu = \frac{\Delta_k E - \Delta_l E'}{h} = (k - l) \frac{\omega}{2\pi}$$

aan de geheele getallen  $k$  en  $l$  verschillende waarden te geven.

De waarden  $k - l = -1, 0, +1$  leiden tot een triplet met den door

$$\Delta \nu = \pm \frac{\omega}{2\pi}$$

bepaalden afstand der buitenste componenten tot de middelste. Daar men hiervoor blijkens (2) kan schrijven

$$\Delta \nu = \pm \frac{e}{4\pi m} H,$$

is dit juist het gezochte normale triplet.

Het voorgaande zou moeten worden aangevuld met het bewijs dat, ondanks de beperking waaraan, zooals werd opgemerkt, de waarde van  $k$ , en natuurlijk evenzoo die van  $l$ , moet worden onderworpen, er toch voor deze „quanta-getallen” speling genoeg overblijft om de gevallen  $k - l = -1, 0$  en  $+1$  mogelijk te maken. Dit is inderdaad het geval.

Mochten met de toelaatbare waarden van  $k$  en  $l$  grotere waarden dan de zoeven genoemde voor het verschil  $k - l$  mogelijk zijn, dan kunnen wij die buiten werking stellen door aan te nemen dat de veranderingen van bewegingstoestand die daaraan zouden beantwoorden, om een of andere reden niet voorkomen. Aan een dergelijke uitsluiting van bepaalde „quanta-sprongen” is men in de theorie der spectra reeds gewend en er zijn goed beproefde regels voor opgesteld, waarover echter hier niet kan worden gesproken. Ook de regels waarmede men, zoowel bij het Zeeman- als bij het Stark-effect, den polarisatietoestand der componenten kan aangeven, moet ik laten rusten, ofschoon zij juist wat het Zeeman-effect betreft met behulp van de grondstellingen der mechanica aannemelijk kunnen worden gemaakt.

Het verdient zeer de aandacht dat de constante van Planck uit de eindformules is weggevallen. Daardoor alleen is het mogelijk dat men dezelfde uitkomst krijgt als bij de oude theorie, die van geen quanta en geen constante  $h$  wist. Hier is een tegenstelling tusschen het Zeeman- en het Stark-effect; in de door Epstein voor dit laatste afgeleide formules komt  $h$  voor en het is dus uitgesloten dat men die formules zonder quanta-theorie zou afleiden.

Hoe het overigens komt dat op twee geheel verschillende wijzen dezelfde formule voor het normale triplet is gevonden kan nog eenigszins worden toegelicht als men, zooals inderdaad geoorloofd is, het theorema van Larmor ook op het trillende electron van de oude theorie toepast. Kan dit onder den invloed van de quasi-elastische kracht buiten het veld met de hoeksnelheid  $\pm 2\pi\nu$  in een cirkel loodrecht op de krachtlijnen rondloopen, dan kan het dat volgens het theorema in het veld met de hoeksnelheid  $\pm 2\pi\nu + \omega$  doen, zoodat de frequentie dan  $\nu \pm \omega / 2\pi$  bedraagt, in overeenstemming met wat zoo even uit de quanta-theorie werd afgeleid.

Van de vele bijzonderheden en regelmatigheden in het Zeeman-effect, die zich bij de uit dubbele of drievoudige lijnen bestaande spectraalreeksen voordoen, heeft van Lohuizen in een belangrijke, eenige jaren geleden verschenen verhandeling, thans door een artikel in dit feestnummer aangevuld, een uitvoerig overzicht gegeven. Daarbij stelt hij in het licht dat de zuiverheid der numerieke betrekkingen en overeenstemmingen tusschen de magnetische splitsingen in menig geval door een invloed dien naburige lijnen bij het Zeeman-effect op elkaar kunnen hebben, gestoord wordt. Ziet men hiervan af, dan kan men zeggen dat dank zij de door van Lohuizen genoemde natuurkundigen, niet alleen voor elke lijn de magnetische splitsing kan worden bepaald, maar dat ook kan worden aangewezen, welk deel elk der termen van de spectraalformule in de splitsing heeft. In de taal der quanta-theorie wil dit zeggen dat men de grootte der energiever verschillen die wij door  $\Delta_k E$  en  $\Delta_l E'$  voorstelden, voor ieder geval kent. Men is er in geslaagd, dit alles in een goed geordend schema te vereenigen, dat, aangevuld met de regels voor den polarisatietoestand der componenten, een zeer bevredigenden blik geeft op de vele vormen waarin het Zeeman-effect zich bij de nu beschouwde spectraalreeksen vertoont, onder

welke vormen er zijn met niet minder dan 12 of 14 componenten.

Het merkwaardigste hierbij is dat de waarden der energiever- schillen  $\Delta_k E$  en  $\Delta_l E'$  in eenvoudige meetbare verhoudingen staan tot de waarde die in de theorie van het normale triplet te pas komt, zoodat zij kunnen worden voorgesteld door uitdruk- kingen als

$$\frac{q}{r} \frac{e}{4 \pi m} h H ,$$

waarin  $q$  en  $r$  kleine geheele getallen zijn.

Bij de verklaring van het normale triplet in de quanta-theorie valt het op dat men het quantiseeren, zooals het bij afwezigheid van het veld moet gedaan worden, alleen behoeft aan te vullen, maar er niets aan behoeft te veranderen. De bewegingstoestanden van het electron worden onafhankelijk van de magnetische kracht vastgesteld en met deze laatste wordt vervolgens rekening ge- houden door met behulp van nieuwe quanta-voorwaarden voor te schrijven hoe de atomen met die bewegingswijzen in het veld georiënteerd worden, terwijl het theorema van Larmor ons verder leert met welke wenteling om de krachtlijn de beweging moet worden samengesteld. De theorie valt dus in twee stappen uiteen, zoodat het mogelijk zou zijn geweest, het triplet te verklaren, al had men de bewegingen buiten het veld niet kunnen quantiseeren, en dus de formule van Balmer niet kunnen afleiden.

Nu men ook in andere gevallen met magnetische energie- veranderingen te doen heeft die, al zijn ze niet gelijk aan die bij het normale triplet, daarmede toch op uiterst eenvoudige wijze samenhangen, komt de gedachte op, dat men misschien ook voor atomen, minder eenvoudig van bouw, denzelfden weg zal kunnen volgen als voor die van het waterstoftype, en ook nu weer de magnetische quantiseering van de quantiseering bij afwezigheid van het veld zal kunnen scheiden. Dit is inderdaad mogelijk, maar onge- lukkigerwijze stuit men op moeilijkheden als men andere afstanden der componenten dan bij het normale triplet voorkomen wil verklaren.

Wat over de magnetische splitsing bij een atoom van het water- stoftype gezegd werd, is nl. met geringe wijziging van toepassing op atomen met een willekeurig aantal electronen. Alleen moeten wij, om het energiever- schil  $E - E^{(0)}$  of  $E' - E'^{(0)}$  te berekenen, de uitdrukking  $m(v, w)$  voor elk electron opmaken en dan over

al die deeltjes sommeeren. Daarbij krijgt men juist, afgezien van den factor  $\omega$ , het gezamenlijke moment der hoeveelheid van beweging ten opzichte van de door de kern gaande krachtlijn voor alle electronen; deze uitkomst is onafhankelijk van de bijzondere structuur van het atoom, als maar de positieve lading in een stilstaande kern geconcentreerd is.

Men ziet gemakkelijk dat ook nu weer, nadat het quantiseeren buiten het veld heeft plaats gehad, een atoom met een stationaire beweging van bepaalde energie  $E^{(0)}$  zoo kan worden georiënteerd dat het totale moment van hoeveelheid van beweging ten opzichte van de door de kern gaande krachtlijn een voorgeschreven, mits niet te groote waarde heeft. Stelt men den eisch dat het een veelvoud van  $h/2\pi$  moet zijn, dan komt men tot het normale triplet terug.

Om de splittingsen te krijgen waarvan nu sprake is, zou men dit laatste quantiseeren met een  $r$  maal kleiner bedrag moeten doen; men zou, wat wel vreemd schijnt, de toebedeeling van het meer-malen genoemde moment aan een zeker aantal electronen alle te zamen met kleinere porties moeten doen dan aan één enkel electron.

Hier ligt een voorshands onoplosbaar raadsel. Trouwens, bevredigd zullen wij eerst zijn als wij inzicht hebben gekregen in den eigenlijken grond der quanta-voorwaarden, en als daardoor alle onzekerheid en willekeur bij het opstellen daarvan is weggenomen.

Van dit ideaal zijn wij misschien nog ver verwijderd, maar wij kunnen thans reeds zeggen dat het Zeeman-effect, nu het ook in zijn „anomale” vormen aan zoo eenvoudige regels gebonden is, ons van veel dienst zal kunnen zijn bij het doorgronden van ingewikkelde atoomstructuren. Men vergete niet dat de wetten der spectraalreeksen gelden voor elementen als magnesium, cadmium en kwik, die 12, 48 en 80 electronen in het atoom bevatten en bij welke aan een exacte afleiding van spectraalformules niet te denken valt. Bij zulke elementen is het Zeeman-effect in de reeksen het eenvoudigste spectraalverschijnsel dat wij kennen.

In de moderne theorie der spectra is niets overgebleven van de vibratoren met quasi-elastische krachten, die men zich vroeger voorstelde. Toch mag de vraag gesteld worden of niet ook in die oude opvatting een kern van waarheid lag en of niet de

mogelijkheid bestaat dat zij nog eens, zij het in vernieuwden vorm, haar plaats in het beeld der verschijnselen herneemt. In elk geval is er veel dat wij zonder die vroegere denkbeelden moeilijk kunnen begrijpen. Op zulke verschijnselen die nog niet goed anders dan op de „klassieke” wijze kunnen worden behandeld, heeft een groot deel van Zeeman's onderzoekingen betrekking.

Reeds in zijn eerste mededeeling kon hij verklaren dat het magneetveld de absorptielijnen op dezelfde wijze als de emissielijnen verandert, het „inverse” Zeeman-effect. Dit is het uitgangspunt geweest voor de uitgebreide en belangrijke onderzoekingen die wij aan Voigt te danken hebben. Volgens een methode die zich ervan onthield, diep in het mechanisme door te dringen, maar juist daardoor veel kon omvatten, wist deze natuurkundige over de bijzonderheden van het omgekeerde effect en over den samenhang daarvan met andere verschijnselen licht te verspreiden.

Het zou niet in den geest van Zeeman zijn als bij deze gelegenheid geen hulde werd gebracht aan het werk van Voigt, waarmede dat van het Amsterdamsche laboratorium jaren lang in vruchtbare wisselwerking heeft gestaan. Tot de onderzoekingen die ik hier op het oog heb, behooren die over de dissymmetrie van sommige tripletten, over de magnetische draaiing van het polarisatievlak in en nabij een absorptieband, over de magnetische dubbele breking en over het Zeeman-effect in een richting die scheef staat met betrekking tot de krachtlijnen; dit laatste in verband met het Zeeman-effect in de zonnevlekken.

De theorie van Voigt bereikte haar glanspunt in de behandeling van een in 1912 door Paschen en Back bij enge dubletten en tripletten ontdekt verschijnsel. Eerst, als het magnetisch veld nog zwak is, vertoont elke component op zich zelf een Zeeman-effect. Zoodra echter de magnetische splitsingen vergelijkbaar worden met den onderlingen afstand der oorspronkelijke lijnen doet een wederkeerige invloed der gesplitste lijnen zich gevoelen. Op de daardoor teweeggebrachte complicatie kan echter bij verdere toeneming van de magnetische kracht een vereenvoudiging volgen. Sommige componenten nemen in intensiteit af en het kan voorkomen dat ten slotte, in een zeer sterk veld, van het geheele stelsel niet anders overblijft dan een triplet, en wel een normaal triplet.

Ofschoon het ons moeilijk valt, vooral bij onze tegenwoordige opvattingen, ons van de „magnetische koppelingen” tusschen verschillende lijnen die Voigt in zijne theorie aanneemt, een voorstelling te vormen, moet erkend worden dat de loop dezer merkwaardige transformatie door zijne vergelijkingen zeer goed wordt weergegeven.

Onafhankelijk van elke bijzondere theorie kan men uit het verschijnsel van Paschen en Back afleiden dat de oorzaken die reeds buiten het veld een klein frequentieverschil teweeg brengen, overstemd worden door die welke de magnetische splitsing bewerken, in die mate dat eindelijk van de oorspronkelijke splitsing niets meer te zien is. Wel een bewijs dat het magnetisme een zeer diep gaanden invloed op de bewegingen in het atoom kan hebben.

Met dit verschijnsel van Paschen en Back hangen de storingen in het Zeeman-effect der spectraalreeksen samen, waarop, zooals reeds gezegd werd, van Lohuizen de aandacht heeft gevestigd en zeker ook wel een nieuw verschijnsel, kort geleden door Paschen en Back ontdekt en waarover men in dit nummer van „Physica” de eerste mededeeling vindt. De quanta-theorie kan eruit besluiten dat somwijlen in het magnetisch veld overgangen van den eenen stationairen toestand tot den anderen kunnen plaats hebben, ook dan wanneer de overeenkomstige overgangen bij afwezigheid van het veld zijn uitgesloten.

Zoo brengt ons het onderzoek op het door Zeeman ontsloten gebied nog telkens weer nieuwe uitkomsten van hooge waarde.

---

## ZEEMAN'S ONTDEKKING VAN HET NAAR HEM GENOEMDE EFFECT.

door H. KAMERLINGH ONNES.

Schoon Zeeman eerst heden voor 25 jaren door Mededeeling aan onze Akademie den invloed van het magneetveld op den aard van het door een daarin geplaatste lichtbron uitgezonden licht bekend maakte, dagteekent zijne eerste waarneming van dit effect reeds van het einde van Augustus 1896. Wat hem tot de proef leidde was allerminst eene invallende gedachte. Het denkbeeld er van was jaren te voren bij hem ontkiemd op den bodem van zijn onderzoek van de weerkaatsing van het licht door spiegelende