

University of Groningen

Intensiteitmetingen in het röntgenspectrum van de tweede soort.

Thijssen, Willem Jodocus

IMPORTANT NOTE: You are advised to consult the publisher's version (publisher's PDF) if you wish to cite from it. Please check the document version below.

Document Version

Publisher's PDF, also known as Version of record

Publication date:

1936

[Link to publication in University of Groningen/UMCG research database](#)

Citation for published version (APA):

Thijssen, W. J. (1936). *Intensiteitmetingen in het röntgenspectrum van de tweede soort.* s.n.

Copyright

Other than for strictly personal use, it is not permitted to download or to forward/distribute the text or part of it without the consent of the author(s) and/or copyright holder(s), unless the work is under an open content license (like Creative Commons).

Take-down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

Downloaded from the University of Groningen/UMCG research database (Pure): <http://www.rug.nl/research/portal>. For technical reasons the number of authors shown on this cover page is limited to 10 maximum.

INLEIDING.

Pag. 1
8
13
27
30
38

Volgens de huidige opvattingen bestaat een atoom uit een kern en electronen, die zich om de kern bewegen. Het aantal electronen is voor een neutraal atoom gelijk aan het aantal positieve elementaire ladingen van de kern. Dit aantal heet het atoomnummer. Men denkt zich de electronen gegroepeerd in schillen, die, gerekend vanuit de kern, K-, L-, M-schil enz. worden genoemd. Bij de elementen met hoog atoomnummer zijn de K-, L-, M- en N-schil volledig bezet. Ze bevatten dan resp. 2, 8, 18 en 32 electronen. Bij de zwaarste elementen zijn bovendien nog een onvolledig bezette O- en P-schil aanwezig. Voor het verwijderen van een bepaald electron, b.v. een K-electron, uit het atoom is een zeker bedrag aan energie nodig, in dit geval de zg. K-ionisatie-energie. In een Röntgenbuis wordt deze arbeid geleverd door de electronen, die op de antikathode vallen met een snelheid, welke gegeven wordt door de vergelijking:

(16) 42

$$\frac{1}{2} mv^2 = eV.$$

als 47

Hierin zijn m en e resp. de massa en de lading van het electron, V de spanning, die aan de buis is gelegd.

Voor het tot stand komen van een K-ionisatie, waaronder we dus het verwijderen van één K-electron verstaan, is derhalve een bepaalde minimumspanning, de K-ionisatiespanning van het betreffende atoom, noodzakelijk. Is de spanning groter dan deze minimumspanning, dan krijgt het uitgeworpen electron bovendien nog een zekere snelheid mee. Wordt nu een atoom door electronen met voldoende snelheid of ook, door straling van voldoende hoge frequentie geïoniseerd in de K-schil, dan komt het in een toestand van hogere energie, die we „de begintoeestand” zullen noemen. Het kan nu in een toestand van lagere energie, „de eindtoestand”, overgaan, doordat een electron uit een der meer naar buiten gelegen groepen de opengevallen plaats in de K-schil gaat innemen. Het hierbij vrijkomende energiebedrag kan nu o.a. gebruikt worden

om een ander electron, een M-electron b.v., uit het atoom te verwijderen. Men spreekt dan van een Auger-proces of van een stralingloze overgang. In de tweede plaats kan het worden uitgezonden in de vorm van monochromatische straling en zo aanleiding geven tot het ontstaan van een spectraallijn, waarvan de frequentie volgens de theorie van Bohr wordt gegeven door:

$$\nu = \frac{E_1}{h} - \frac{E_2}{h}.$$

Hierin is h de z.g. constante van Planck, E_1 en E_2 zijn de energieën van het atoom in de begin- en eindtoestand. De frequentie van een spectraallijn wordt hier dus voorgesteld door het verschil van twee grootheden, die men „termen” noemt. De waarde van een Röntgen-K-term is $\frac{E_K}{h}$, waarin E_K de K-ionisatie-energie of ook wel „het K-niveau” voorstelt.

De lijnen van het normale of karakteristieke Röntgenspectrum worden verdeeld in reeksen, de K-, L-, M-reeks enz. De lijnen van b.v. de K-reeks worden uitgezonden, wanneer het atoom in de K-schil wordt geïoniseerd en vervolgens in een toestand van lagere energie overgaat doordat een electron uit een der meer naar buiten gelegen schillen, onder uitzending van straling, de plaats van het uitgeworpen electron inneemt. Komt dit electron uit de L-schil, dan wordt $K\alpha$, komt het uit de M-schil dan wordt $K\beta_1$ uitgezonden. Op geheel analoge wijze wordt het ontstaan van de lijnen der andere reeksen verklaard.

Het experimentele en theoretische onderzoek van de laatste twintig jaren heeft geleid tot het opstellen van een, voor het gehele Röntgengebied geldig, term- of niveauschema, waarin het merendeel van de gevonden Röntgenlijnen kan worden ondergebracht. Het is gebleken, dat dit niveauschema voor de zwaardere elementen bestaat uit één-K-niveau, drie L-, vijf M-, zeven N- en nog een aantal O- en P-niveaus. De verschillende niveaus kunnen worden gekarakteriseerd door drie quantumgetallen: n , l en j , geheel analoog aan die, welke in de spectroscopie van het zichtbare gebied (kortheidshalve dikwijls „het optische gebied” genoemd) aan een electron in de verschillende stationnaire toestanden van het atoom worden toegekend. De mogelijkheid om in het Röntgengebied deze quantumgetallen aan de niveaus toe te kennen wordt gegeven door

de z.g. l uit een ontbr wanneer wezig getal; n in welke K-schil i Men ma één elec veld” 1). elke doo gesplitst, ondersch veld, bek toeschrijv hangt me Voor l g L-electron verwacht in werkel dat voor „spin” va met het b $\frac{h}{2\pi}$) en l e momen twee ond $j = l - 1/2$ hebbe Volgens het K- n i

1) Een ce naar een va van de afstar een constant

de z.g. reciprociteitsstelling van Pauli. Deze stelling zegt, dat wanneer uit een volledig bezette, impulsloze electronengroep één electron ontbreekt, dit tot evenveel toestanden aanleiding geeft als wanneer, behalve deze volledige groep, nog één electron aanwezig is. Van deze drie quantumgetallen is n het hoofdquantumgetal; $n = 1, 2, 3, \dots$. Door dit quantumgetal wordt aangegeven, in welke schil het electron zich bevindt. Voor een electron in de K-schil is $n = 1$, voor een electron in de L-schil is $n = 2$ enz. Men mag nu de werking van de kern en de overige electronen op één electron in hoge benadering vervangen door een „centraalveld”¹⁾. Het gevolg hiervan is, zoals de quantummechanica leert, dat elke door n gekarakteriseerde stationnaire toestand n -voudig wordt gesplitst, zodat we, om deze verschillende toestanden te kunnen onderscheiden, een electron bij zijn beweging in dit centraalveld, behalve het quantumgetal n nog een quantumgetal l moeten toeschrijven. De fysische betekenis van l is deze, dat l samenhangt met het impulsmoment van het electron in zijn baan. Voor l geldt de beperkingsregel: $l \leq n - 1$. Aangezien voor de L-electronen $n = 2$ is, zouden we twee groepen van deze electronen verwachten, n.l. één groep met $l = 0$ en één met $l = 1$. Dat er in werkelijkheid drie ondergroepen zijn is een gevolg van het feit, dat voor de electronen met $l = 1$ het eigenmoment, de z.g. „spin” van het electron nog parallel of antiparallel gericht kan zijn met het baanmoment. Steeds is de spin $s = \frac{1}{2}$ (in de eenheid $\frac{h}{2\pi}$) en l en s worden nu samengesteld tot het totale impulsmoment $j = l \pm \frac{1}{2}$. De electronen met $l = 1$ geven dus nog twee ondergroepen, n.l. één met $j = l + \frac{1}{2} = \frac{3}{2}$ en één met $j = l - \frac{1}{2} = \frac{1}{2}$. Wanneer $l = 0$ is, kan j slechts de waarde $\frac{1}{2}$ hebben.

Volgens de bovengenoemde reciprociteitsstelling is nu ook voor het K-niveau $n = 1$, $l = 0$, $j = \frac{1}{2}$. Dit niveau is dus enkel-

1) Een centraalveld is een krachtenveld, waar de kracht in elk punt gericht is naar een vast punt, het centrum, terwijl de grootte op een bepaalde wijze afhangt van de afstand tot dit centrum. In het geval van een Coulombveld is $K = \frac{C}{r^2}$, als C een constante en r deze afstand voorstelt.

voudig. Voor het L-niveau is $n = 2$. Er zijn drie ondergroepen van L-electronen en dus ook drie L-niveaus en wel de volgende:

$$L_I \quad n = 2, \quad l = 0, \quad j = 1/2.$$

$$L_{II} \quad n = 2, \quad l = 1, \quad j = 1/2.$$

$$L_{III} \quad n = 2, \quad l = 1, \quad j = 3/2.$$

Op dezelfde wijze kunnen we begrijpen, dat er vijf M- en zeven N-niveaus zijn.

Uit de stelling van Pauli volgt verder, dat het normale Röntgenspectrum analoog is aan de alkalispectra en dus een doublet-karakter zal vertonen. Wanneer uit een volledige inwendige groep twee of meer electronen ontbreken, dan kunnen we voor het uitgezonden Röntgenspectrum een hogere multipletstructuur verwachten ¹⁾. Wil men de boven gegeven beschouwing voor dit geval uitbreiden, dan is het noodzakelijk, de koppeling tussen de electronen in aanmerking te nemen. Geldt hiervoor het z.g. schema B, dan wil dat zeggen dat de wisselwerking tussen de electronen klein is ten opzichte van die tussen het electron en zijn baan. De vectoren s_i en l_i van het eigen en het baanmoment van een electron stellen zich ten opzichte van elkaar in en geven een resultante j_i . De samenstelling van de vectoren j_i levert de vector J van het totale impulsmoment van het atoom. Men kan in dit geval aan ieder electron een quantumgetal toekennen en wanneer op de electronen in de L-schil dit koppelingsschema van toepassing is, alleen dan heeft het zin te spreken van L_{II} - en L_{III} -electronen. Een tweede mogelijkheid is deze, dat de wisselwerkingsenergie tussen de electronen groot is ten opzichte van die tussen het electron en zijn baan. Men heeft dan te maken met het koppelingsschema A van Russell en Saunders. De vectoren s_i stellen zich ten opzichte van elkaar in en evenzo de vectoren l_i . De eerste geven een resultante S, de tweede een resultante L en de vector J wordt weer gevonden door L en S samen te stellen. De schemata A en B zijn te beschouwen als grensgevallen. Er zijn nog vele andere mogelijkheden. Wanneer men het koppelingsschema in het midden wil laten,

¹⁾ Hetzelfde geldt voor het normale Röntgenspectrum, waar dit ontstaat, wanneer één electron uit een onvolledige inwendige electronengroep wordt verwijderd. Zie hierover: J. H. v. d. Tuuk, Hogere multiplets in het karakteristieke Röntgenspectrum, Dissertatie, Groningen, 1928.

dan zijn
getalle
Niet
zijn me

De e
gebied
spectra
een ov
gezond
gangen
een me
aan een
dergelij
tijd oo
constate

Bij el
zwakke
passen,
houdt. V

Behal
schema
zijn er
enkele v
z.g. ni
en trede
noemt z
de hoc
zichte v

1e. sa

2e. sa

Met d
schrift zi

¹⁾ J. A.

²⁾ E. Se

³⁾ Ziev

dan zijn de electronen alleen te karakteriseren door de quantumgetallen n en l .

Niet alle niveaus combineren met elkaar. Slechts die overgangen zijn mogelijk, waarbij voldaan wordt aan de volgende selectieregels:

$$\begin{array}{l} \nearrow l+1 \\ \searrow l-1 \end{array} \quad \begin{array}{l} \nearrow j+1 \\ \rightarrow j \\ \searrow j-1 \end{array} \quad (\Delta n \neq 0.)$$

De eerste twee zijn bekend uit de spectroscopie van het zichtbare gebied, de derde verbodsregel is karakteristiek voor de Röntgenspectra en hangt samen met het feit, dat de waarschijnlijkheid van een overgang evenredig is met ν^4 , waarbij ν de frequentie van de uitgezonden spectraallijn is. Nu concurreren in het algemeen met overgangen binnenin dezelfde schil overgangen van een electron uit een meer naar buiten gelegen schil. Deze laatste beantwoorden aan een veel grotere ν en zijn dus veel waarschijnlijker. Waar een dergelijke concurrentie niet meer zo sterk is, heeft men in de laatste tijd ook werkelijk overgangen, waarvoor $\Delta n = 0$ is, kunnen constateren ¹⁾.

Bij elementen met hoog atoomnummer treden nog een aantal zwakke lijnen op, die alleen dan in bovenstaand niveauschema passen, als men met de eerste twee selectieregels geen rekening houdt. Volgens Segrè ²⁾ zijn het alle quadropoollijnen.

Behalve de lijnen, die een plaats vinden in het algemene niveauschema en daarom ook wel diagramlijnen worden genoemd, zijn er ook een betrekkelijk groot aantal gevonden, die op geen enkele wijze in dit schema kunnen worden ondergebracht. Deze z.g. niet-diagramlijnen zijn zwakker dan de diagramlijnen en treden bovendien altijd als begeleiders van de laatste op. Men noemt ze daarom satellieten en de bijbehorende diagramlijn de hoofdlijn. Men kan de satellieten, wat hun ligging ten opzichte van de hoofdlijn betreft, verdelen in twee groepen:

- 1e. satellieten aan de langgolvlige kant.
- 2e. satellieten aan de kortgolvlige kant.

Met de studie van de lijnen uit de tweede groep houdt dit proefschrift zich in het bijzonder bezig ³⁾.

¹⁾ J. A. Prins en A. J. Takens, Z. Phys. **75**, 741, 1932.

²⁾ E. Segrè, Rendiconti della R. acad. Naz. dei Lincei, **XIV**, 6, 1931.

³⁾ Zie voor de langgolvlige satellieten: J. H. v. d. Tuuk, Dissertatie, Groningen, 1928.

Satellieten zijn voor het eerst waargenomen in 1916 door Siegbahn en Stenström ¹⁾ in de K-spectra van de lichte elementen. Door Coster ²⁾ werden ze later gevonden en onderzocht in de L-serie; door Hjalmar ³⁾ in de M-serie. Sindsdien zijn ze het onderwerp geweest van vele onderzoekingen, zonder dat men er aanvankelijk in slaagde een in alle opzichten bevredigende theorie voor hun optreden te geven. Wentzel ⁴⁾ en Coster ⁵⁾ spraken voor het eerst het vermoeden uit, dat deze lijnen worden uitgezonden door atomen, die in het inwendige dubbel geïoniseerd zijn. Naar analogie van de vonkspectra in het zichtbare gebied noemde Wentzel deze lijnen vonklijnen. Bohr en Coster stelden voor, te spreken van Röntgenlijnen van de tweede soort, in tegenstelling met de gewone Röntgenlijnen, of Röntgenlijnen van de eerste soort, die ontstaan door een enkelvoudige ionisatie van het atoom. Wentzel heeft verder een gedetailleerde theorie van de ontstaanswijze van de lijnen van de tweede soort proberen te geven. Deze heeft echter op het ogenblik nog slechts historische betekenis. Door het werk van andere onderzoekers, onder wie in de eerste plaats Rosseland ⁶⁾ en Druyvesteyn ⁷⁾ is gebleken dat een bevredigende kwalitatieve en tot op zekere hoogte ook kwantitatieve verklaring van veel verschijnselen met behulp van deze theorie der dubbele ionisatie mogelijk is. Zo kon Rosseland, uitgaande van de ionisatietheorie van Thomson, een uitdrukking geven voor de waarschijnlijkheid van een tweevoudige ionisatie bij de botsing van een kathodestraalelectron met het atoom relatief tot die van een enkelvoudige ionisatie. Hij vond, in overeenstemming met de ervaring, dat het aantal dubbele ionisaties in verhouding tot het aantal enkelvoudige ionisaties met toenemend atoomnummer af moet nemen.

Op een eenigszins andere wijze werd door Druyvesteyn de ionisatietheorie van Thomson op het probleem der dubbele ionisaties toegepast. Hij slaagde er in een verklaring te geven voor het experi-

¹⁾ M. Siegbahn en W. Stenström, *Phys. Z.* **17**, 318, 1916.

²⁾ D. Coster, *Z. Phys.* **6**, 185, 1921, *Phil. Mag.* **43**, 1070; **44**, 546, 1922.

³⁾ E. Hjalmar, *Z. Phys.* **15**, 65, 1923.

⁴⁾ G. Wentzel, *Ann. Physik* **66**, 437, 1921.

⁵⁾ D. Coster, *l.c.*

⁶⁾ S. Rosseland, *Phil. Mag.* **45**, 65, 1923.

⁷⁾ M. J. Druyvesteyn, *Dissertatie*, Groningen, 1928.

mente
schille
ionisat
vredig
en hoe
Een
verklar
blz. 2

menteel gevonden feit, dat een dubbele ionisatie in verschillende schillen van het atoom veel waarschijnlijker is dan een dubbele ionisatie in dezelfde schil. Ook kon Druyvesteyn een tamelijk bevredigende schatting geven van het energieverschil tussen satelliet en hoofdlijn.

Een tweede, van de hierboven geschetste principieel verschillende, verklaringsmogelijkheid is gegeven door Richtmyer (zie beneden blz. 21).



gbahn
 Door
 -serie;
 erwerp
 nkelijk
 or hun
 et eerst
 a door
 analogie
 el deze
 en van
 gewone
 ontstaan
 t verder
 en van
 et ogen-
 andere
 d ⁶) en
 tieve en
 erschijn-
 mogelijk
 homson,
 en twee-
 tron met
 Hij vond,
 ionisaties
 enemend
 steyn de
 ionisaties
 et experi-