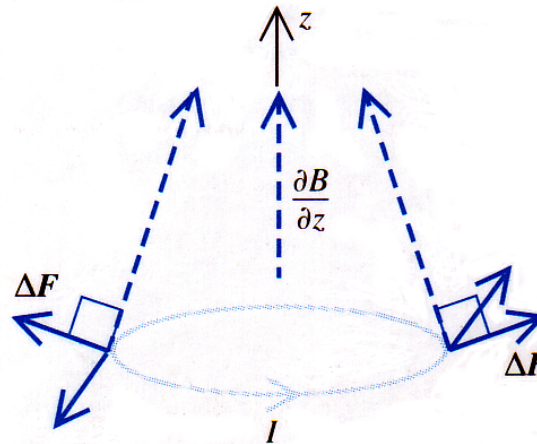


2.11. Sterns och Gerlachs experiment; elektronspinn

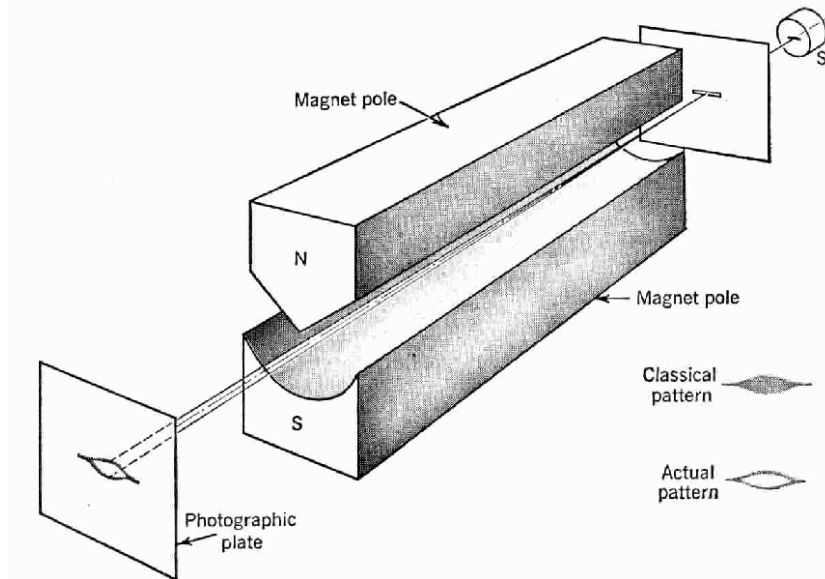
[Understanding Physics: 19.11-19.14]

Betrakta en strömslinga i ett magnetfält. Om fältet är likformigt och vinkelrätt mot slingans plan, kommer krafterna på slingan $\sum \Delta \mathbf{F} = \sum I \Delta \mathbf{l} \times \mathbf{B}$ (jfr ekvation (16.23)) att ta ut varandra i motsatta punkter av slingan, så att det inte finns någon nettokraft som verkar på slingan.

Om fältet *inte* är homogent, och växer i en riktning vinkelrätt mot slingans plan (dvs z -axelns riktning, se figuren nedan), så kommer kraftkomponenterna i slingans plan fortfarande att ta ut varandra, men det uppstår en nettokraft F_z i riktningen av magnetflödets gradient $\partial \mathbf{B} / \partial z$, dvs z -axelns riktning.



Otto Stern och Walter Gerlach experimenterade år 1921 med denna effekt för att skilja åt m_l -komponenterna i atomstrålespektra. Stern och Gerlach använde silveratomer i sina försök, men vi skall (för enkelhetens skull) tillämpa deras metod på väteatomer i grundtillståndet ($n = 1, l = 0, m_l = 0$). Försöksupställningen visas i bilden nedan.

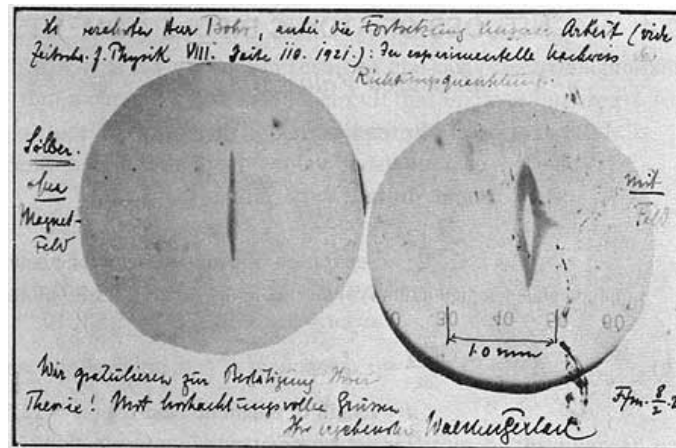


Vi antar att en stråle av väteatomer passerar genom ett icke-likformigt magnetfält, där de påverkas av en kraft F_z i z -axelns riktning. Genom att derivera uttrycket för energin ($U = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}$) kan kraften beräknas:

$$F_z = -\frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{e}{2m_e} L_z \frac{\partial B}{\partial z}$$

Således är $F_z \propto L_z$, och storleken av atomernas avlänkning är alltså beroende av L_z . Stern och Gerlach åstadkom det inhomogena magnetfältet genom att utforma magnetens ena polsko som en symmetrisk kil och den andra som en skena med rektangulär utskärning.

Klassiskt kan L_z ha vilket värde som helst mellan $-|\mathbf{L}|$ och $+|\mathbf{L}|$, vilket skulle leda till att avlänkningarna skulle vara kontinuerligt fördelade mellan dessa två gränser. Enligt kvantmekaniken är L_z däremot kvantiserad: $L_z = m_l \hbar$, och vi väntar oss därför kvantiserade avlänkingsriktningar, som svarar mot $2l + 1$ värden av m_l . I väteatomens grundtillstånd är $l = m_l = 0$, varför atomstrålen borde passera utan att avlänkas.



Experimentellt visar det sig emellertid, att Sterns och Gerlachs experiment ger upphov till två kvantiserade avlänkingsriktningar (se bilden ovan).

Som vi ser, inträffade rymdkvantisering, men antalet komponenter var dubbelt större än vad man väntade sig. Det var också märkligt, att antalet komponenter var *jämnt*, eftersom $2l + 1$ alltid är ett udda tal.

Detta visar, att elektronen förutom det orbitala magnetiska dipolmomentet, också har ett annat magnetiskt moment, som har två kvantiserade riktningar.

Detta dipolmoment kallas för elektronens *inre* magnetiska dipolmoment \mathbf{m}_S , som associeras med ett **inre impulsmoment** \mathbf{S} på ett liknande sätt som det orbitala magnetiska momentet associeras med banimpulsmomentet. Observera dock, att det *gyromagnetiska förhållande*, som relaterar elektronens inre magnetiska dipolmoment till dess inre impulsmoment är nästan exakt dubbelt större än det orbitala gyromagnetiska förhållandet, dvs $\mathbf{m}_S = -\frac{e}{m_e}\mathbf{S}$. Här har vi bortsett från en liten korrektion, som leder till att elektronens *g*-faktor är litet större än 2 (redan 1948 fann Schwinger den vara ca 2.00232 med relativistisk QED).

De två observerade avlänkingsriktningarna i Sterns och Gerlachs experiment förklaras genom att låta kvanttalet s som associeras med elektronens inre impulsmoment anta värdet $\frac{1}{2}$. Antalet komponenter $2s + 1$ blir därigenom 2. De två komponenterna längs z -axeln associeras med kvanttalet m_s , som kan anta värdet $-\frac{1}{2}$ eller $+\frac{1}{2}$. För elektronens inre impulsmoment S , och dess z -komponent S_z kan vi uppställa liknande ekvationer som för banimpulsmomentet:

$$S^2 = s(s + 1)\hbar^2, \quad S_z = m_s\hbar.$$

Av historiska skäl kallas elektronens inre impulsmoment för **elektronens spinn**, och det motsvarande kvanttalet s kallas för **spinnkvanttalet**. Det ligger nära till hands att tolka elektronspinnets klassiskt som rotation kring en axel, men denna analogi fungerar inte. Om man nämligen försöker beräkna elektronens magnetiska dipolmoment genom att tänka sig laddningen fördelad jämnt över elektronens sfäriska yta, så visar det sig, att elektronen i så fall borde vara minst lika stor som atomen, eller också borde dess yta rotera snabbare än ljuset.

Elektronspinnets uppträder i själva verket på ett helt naturligt sätt i den relativistiska kvantteori som utvecklades av Paul Dirac på 1930-talet, men det kan också inkluderas i den klassiska kvantteori som en *ad hoc*-hypotes. Om man tillägger elektronspinnets, så behövs det fyra kvanttal, n, l, m_l och m_s för att ange fullständigt tillståndet för en atom med en elektron. Väteatomens grundtillstånd kan nu beskrivas med två olika uppsättningar kvanttal, nämligen $(n = 1, l = 0, m_l = 0, m_s = +\frac{1}{2})$ och $(n = 1, l = 0, m_l = 0, m_s = -\frac{1}{2})$.

I en fullständig beskrivning av Zeeman-effekten borde också det inre magnetiska dipolmomentet medtas. Det sätt varpå vi tidigare beskrivit fenomenet, kan användas endast i det fall att det totala elektronspinnets är noll, vilket endast inträffar för atomer med många elektroner där elektronernas spinnkomponenter tar ut varandra. Det kan också tillämpas på *pioniskt väte*, en "mesisk" atom där väteatomens elektron ersatts av en pion, en partikel vars spinn är noll. I sådana fall då elektronspinnets är noll talar man om den *normala* Zeeman-effekten.

I det allmänna fallet, som också kallas för den *anomala* Zeeman-effekten, är både det totala orbitala impulsmomentet och spinnet för en atom olika noll, och uppspjälkningen av energinivåerna mera komplicerad. Upptäckten av den anomala Zeeman-effekten och Sterns och Gerlachs försök ledde Uhlenbeck och Goudsmit till att introducera spinnbegreppet år 1925 (Naturwiss. **13**, 953 (1925)).

2.12. Spinn-bankopplingen

I sektion 2.10 konstaterade vi, att elektronen, som enligt Bohrs modell rör sig i en cirkelbana, kommer att ge upphov till en strömslinga, och således till ett magnetiskt dipolmoment. Som vi vet, alstrar en strömslinga ett magnetfält, som står vinkelrätt mot slingans plan. Magnetfältets styrka i slingans medelpunkt är $|\mathbf{H}| = I/(2r)$. En elektron som rör sig i en Bohr-bana kommer därför att alstra ett magnetfält, vars styrka kan beräknas, om I och r är kända. Observera, att detta är ett *inre* magnetfält, som alltid existerar, och är oberoende av alla yttre magnetfält.

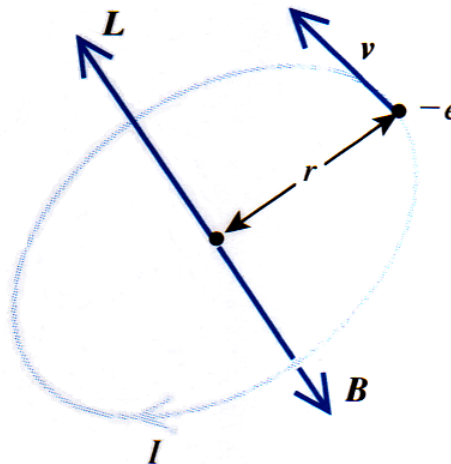
Medelströmmen, som alstras av elektronen är $I = e/T$, där T är perioden för banrörelsen: $T = 2\pi/\omega = 2\pi r/v$. Således är

$$I = \frac{ev}{2\pi r} = \frac{em_e v r}{2\pi m_e r^2} = \frac{e}{2\pi m_e r^2} |\mathbf{L}|,$$

där \mathbf{L} är elektronens banimpulsmoment.

Således är $|\mathbf{H}| = \frac{I}{2r} = \frac{e}{4\pi m_e r^3} |\mathbf{L}|$, och $|\mathbf{B}| = \mu_0 |\mathbf{H}| = \frac{\mu_0 e}{4\pi m_e r^3} |\mathbf{L}|$. Som vi ser av fig. 19.29 (se nedan), kommer \mathbf{B} att vara antiparallell mot \mathbf{L} , eftersom elektronen är negativt laddad. \mathbf{B} är således direkt proportionell mot $-\mathbf{L}$, och vi kan skriva ekvationen i vektorform

$$\mathbf{B} = -\frac{\mu_0 e}{4\pi m_e r^3} \mathbf{L}.$$



Värdet av \mathbf{L} i denna ekvation är mycket litet, men så är också r , så att den magnetiska flödestätheten som elektronens banrörelse ger upphov till är stor. Man kan räkna ut att flödestätheten som alstras av en elektron i 2p-tillståndet ($n = 2, l = 1$) är närmare 0.74 T, vilket motsvarar flödet som utgår från en stark magnet.

Elektronens inre magnetiska dipolmoment \mathbf{m}_S kommer att påverkas av det inre magnetfältet \mathbf{B} , eftersom kärnan verkar rotera kring elektronen (sett från elektronen). Elektronens inre magnetiska dipolmoment utsätts därför för ett vridmoment: $\mathbf{T} = \mathbf{m}_S \times \mathbf{B}$, och den potentiella energin är $U = -\mathbf{m}_S \cdot \mathbf{B}$.

Liksom fallet var med det orbitala dipolmomentet i ett yttre fält, så är också de tillåtna riktningarna av \mathbf{m}_S i avseende på \mathbf{B} kvantiserade. De två möjliga spinnriktningarna associeras med $m_s = \pm \frac{1}{2}$. Eftersom $\mathbf{m}_S \propto \mathbf{S}$ och $\mathbf{B} \propto -\mathbf{L}$, så är den potentiella energin U proportionell mot $\mathbf{S} \cdot \mathbf{L}$, dvs skalärprodukten av elektronspinnets magnetiska moment i atomens inre magnetfält kallas därför **spinn–banväxlingsenergin**.

Spinn–banväxelverkan leder till en fördubbling av de energinivåer, vilkas huvudkvanttal (och därmed \mathbf{L}) är olika noll. Således kommer alla nivåer, med undantag av 1s, 2s osv, att spjälkas upp på två (se fig. 19.30). Spinn–bankopplingen är mycket svag i väte, vanligen endast en tiotusendel av energiskillnaden mellan på varandra följande nivåer med olika huvudkvanttal. Spjälkningen av 2p–nivåerna leder till en obetydlig uppspjälkning av energin för övergången mellan 2p och 1s nivåerna (Lyman α). Spinn–banenergierna, som är små för lätta atomer, växer med ökande Z . Den s.k. natrium D–linjen vid 589 nm, visar sig sålunda vid högre upplösning bestå av två linjer vid 589.0 och 589.6 nm. Observera, att denna **finstruktur** kan observeras utan ett yttre magnetfält!

Vi skall nu övergå till att studera atomer med flere elektroner. Först skall vi se vilka konsekvenser kvantmekanikens tillämpning har på system med flere identiska partiklar (elektroner).

2.13. Identiska partiklar; Pauliprincipen

Klassiskt kan man skilja identiska partiklar genom att följa deras rörelser. I kvantmekaniken kan man inte skilja åt identiska partiklar i samma system, eftersom deras sannolikhetsfördelningar delvis täcker varandra.

Detta innebär, att sådana partiklar inte kan skiljas åt. Vågfunktionerna måste då vara så beskaffade, att observerbara storheter inte förändras, då två identiska partiklar byts ut mot varandra. Som ett exempel skall vi studera de två elektronerna i en heliumatom.

Vi skall kalla partikeltillstånden a och b . I en atom med en elektron associeras varje tillstånd med en bestämd uppsättning kvanttal n, l, m_l och m_s . Vi skall också beteckna rumskoordinaterna för de två partiklarna (1) resp. (2). Sålunda betecknar $\psi_a(1)$ egenfunktionen för en partikel i tillståndet a i en punkt som bestäms av en uppsättning koordinater (1).

Den totala egenfunktionen ψ_T för ett system av två partiklar anges av produkten av egenfunktionerna för de enskilda partiklarna. Det finns alltså två möjliga totala egenfunktioner: $\psi_T = \psi_a(1)\psi_b(2)$ eller $\psi_T = \psi_a(2)\psi_b(1)$. Eftersom man inte kan skilja åt partiklarna, så får inte observerbara storheter, såsom sannolikhetstätheten, förändras då partiklarna byter plats, dvs då koordinaterna byts ut så att $1 \rightarrow 2$ och $2 \rightarrow 1$. Detta kan uttryckas med relationen $P(1, 2) = P(2, 1)$.

Vi skall nu pröva, om de totala egenfunktionerna uppfyller detta villkor. Om vi beräknar sannolikhetsstätheten för den förstnämnda av de två funktionerna, så får vi $P(1, 2) = \psi_a^*(1)\psi_b^*(2)\psi_a(1)\psi_b(2)$, och utbyte av partiklarna ger därpå $P(2, 1) = \psi_a^*(2)\psi_b^*(1)\psi_a(2)\psi_b(1)$. Härav ser vi omedelbart, att $P(1, 2) \neq P(2, 1)$. På samma sätt visar vi också, att villkoret inte är uppfyllt för den andra av de två nämnda totala egenfunktionerna.

Det visar sig emellertid, att villkoret kan uppfyllas, om vi konstruerar den totala egenfunktionen som en lineärkombination av de två nämnda funktionerna med bestämda symmetriegenskaper. Detta är möjligt, emedan en godtycklig lineärkombination av två lösningar till Schrödinger-ekvationen också är en lösning till ekvationen.

Det finns två möjliga lineärkombinationer. Den ena är den **symmetriska** egenfunktionen

$$\psi_B = \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_a(1)\psi_b(2) + \psi_a(2)\psi_b(1)],$$

som inte förändras, då de båda partiklarna byter plats. Koefficienten $\frac{1}{\sqrt{2}}$ ser till, att vågfunktionernas normering bevaras. Den andra möjligheten är den **antisymmetriska** vågfunktionen

$$\psi_F = \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_a(1)\psi_b(2) - \psi_a(2)\psi_b(1)],$$

som byter förtecken, då partiklarna byter plats. Observera också, att eftersom $P(1, 2) = \psi_F^* \psi_F$ och $P(2, 1) = (-\psi_F^*)(-\psi_F)$, så är $P(1, 2) = P(2, 1)$.

I system som innehåller identiska partiklar skiljer man i kvantmekaniken mellan två slag av partiklar: **bosoner**, vilkas totala vågfunktion alltid är *symmetrisk*, samt **fermioner**, vilkas totala vågfunktion alltid är *antisymmetrisk*. Experimentellt har man lyckats visa, att alla partiklar med heltaligt spinn, såsom fotoner och α -partiklar, är bosoner, och att alla partiklar med halvtaligt spinn, såsom elektroner, protoner och neutroner, är fermioner.

Antag nu, att två identiska partiklar befinner sig i samma tillstånd, dvs att $a = b$. Om de är bosoner, så kommer deras egenfunktion att bli

$$\psi_B = \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_a(1)\psi_a(2) + \psi_a(2)\psi_a(1)] = \frac{2}{\sqrt{2}}[\psi_a(1)\psi_a(2)]$$

Sannolikheten för att båda dessa bosoner befinner sig i samma tillstånd är då $\psi_B^* \psi_B = \frac{4}{2}[\psi_a^*(1)\psi_a(1)\psi_a^*(2)\psi_a(2)]$, dvs sannolikheten är dubbelt större än vad den skulle vara för två partiklar, som kan skiljas åt, och som befinner sig i samma tillstånd.

Om de två partiklarna är fermioner, så blir deras (antisymmetriska) egenfunktion

$$\psi_F = \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_a(1)\psi_a(2) - \psi_a(2)\psi_a(1)] = 0$$

Två fermioner kan därför inte befinna sig i samma tillstånd. Detta resultat gäller också för system av många identiska fermioner, såsom elektronerna i en atom. Eftersom partiklarna inte skall kunna åtskiljas, så måste systemets totala egenfunktion vara antisymmetrisk. Då man konstruerar denna egenfunktion från egenfunktionerna för de elektroner, som ingår i systemet, så visar det sig att den kan vara antisymmetrisk endast om två elektroner aldrig befinner sig i samma tillstånd.

Detta leder till **Pauliprincipen** (W. Pauli, *Z. Physik*, 31 (1925) 765): **två fermioner i samma system kan aldrig befinna sig i samma kvanttillstånd**. Bosoner är däremot inte bundna av Pauliprincipen. Ett godtyckligt antal bosoner kan alltid befinna sig i samma tillstånd, vilket leder till att bosonerna helst uppehåller sig i systemets grundtillstånd.

2.14. Periodiska systemet: flere elektroner

I det periodiska systemet, som härleder sig från Dimitri Mendelejev (1869) (se app. D i boken), är grundämnen ordnade enligt den periodicitet, som observerats i deras fysiska och kemiska egenskaper. Elementen i samma kolumn (grupp) har liknande egenskaper. Det periodiska systemet kan (i princip) förklaras genom att kombinera det vi vet om väteliknande atomer med Pauliprincipen.

Elektroner i atomer med flere elektroner tillordnas värden av kvanttalen n och l på samma sätt som väteatomens elektron. Elektroner, som har samma huvudkvanttal anses höra till samma **skal**, och elektroner som har samma värde av både n och l anses höra till samma **subskal**. För subskalerna används de spektroskopiska beteckningarna 1s, 2s, 2p, osv. Som vi tidigare konstaterat, kan m_l anta $2l + 1$ värden och två värden av m_s är möjliga för varje värde av m_l . Pauliprincipen visar således, att varje subskal kan innehålla upp till $2(2l + 1)$ elektroner. Detta kallas subskalalets **besättningstal**. Besättningstalen för de fyllda s, p, d och f-subskalerna är 2, 6, 10, resp. 14.

Tabell 19.2 innehåller elektronkonfigurationerna för grundämnena i det periodiska systemet. De har konstruerats på basen av Pauliprincipen och villkoret att systemets totala energi skall vara minimal. I fig. 19.31 anges den ordning i vilken subskalerna fylls: 1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 4s, 3d, 4p, 5s, 4d, 5p, 6s, 4f, 5d, osv. I en atom med flere elektroner ökar elektronens energi i allmänhet med växande n , men den ökar också kraftigt med växande l , på grund av Coulomb-växelverkan med de andra elektronerna.

Som ett exempel skall vi betrakta natriumatomen, som innehåller 11 elektroner. De två första elektronerna fyller 1s-skalet, och de två följande 2s-skalet. De följande sex elektronerna fyller upp 2p-subskalet, varför den elfte elektronen kommer att befinna sig i 3s-skalet (i atomens grundtillstånd). Natriumatomens elektronkonfiguration kan därför uttryckas $1s^2 2s^2 2p^6 3s$. Grundämnenas fysiska och kemiska egenskaper är en direkt följd av deras elektronstrukturer.

I en ädelgas är alla subskal helt fyllda. Dessa skal sägs därför vara slutna. Ett exempel är neon ($Z = 10$), som har elektronkonfigurationen $1s^2 2s^2 2p^6$. I samband med diskussionen av rymdkvantiseringen, konstaterade vi att elektronernas medelsannolikhetstäthet i samma subskal för en atom med en elektron är sfäriskt symmetrisk. Härav följer att sannolikhetstätheten $\sum P_{n,l}(r)$ för elektronerna i ett slutet subskal med flere elektroner också är sfäriskt symmetrisk, i likhet med laddningstätheten. Såsom konstaterats på s. 445, uppför sig en sfärisk likformig laddningsfördelning som om all laddning skulle vara koncentrerad i sfärens medelpunkt.

Då man betraktar en ädelgasatom i en punkt utanför atomen, ser den ut som en neutral partikel utan något magnetiskt dipolmoment. Detta beror på, att mot varje elektron i ett slutet subskal med ett givet värde av m_s , svarar en annan elektron med motsatt värde. Nettobanimpulsmomentet och därmed också det magnetiska dipolmomentet för ett slutet subskal är noll. Ädelgasatomer är speciellt stabila, eftersom det behövs en stor energi för att excitera eller avlägsna en elektron från det yttersta p-subskalet till det följande subskalet, som är ett s-skala. De vanliga mekanismerna för kemisk bindning är därför inte tillgängliga för ädelgasatomer.

En *alkaliatom* består av en ädelgaskärna med $Z - 1$ elektroner samt en yttre s-elektron. Denna yttre elektron (**valenselektronen**) ser kärnan som en punktladdning, $+Ze$, omgiven (dvs *avskärmad*) av en sfäriskt symmetrisk laddningsfördelning med laddningen $-(Z - 1)e$, som uppträder som en punktladdning $-(Z - 1)e$ invid kärnan. Den yttre elektronen ser därför nettoladdningen $+Ze - (Z - 1)e = +e$ i kärnan.

Laddningsfördelningen som den yttre elektronen ser, påminner därför mycket om förhållandet i väteatomen, och kan analyseras på ett liknande sätt. Valenselektronen påverkas av ett sfäriskt-symmetriskt potentialfält, som ehuru potentialfunktionen skiljer sig från den som åstadkoms av en punktladdning, ändå kan studeras på ett liknande sätt som väteatomen.

Eftersom fältet är symmetriskt, så kan de radiella och vinkelberoende egenfunktionerna separeras, och lösningarna till Schrödinger–ekvationen för en väteknande atom kan direkt överföras till en atom med flere elektroner. Kvanttalen n , l , m_l och m_s kan därför också användas för karaktärisera tillstånden för en alkaliatom.

Natriumatomens energinivåer (dvs valenselektronens nivåer) jämförs med väteatomens nivåer i fig. 19.34. Den största skillnaden mellan de båda nivådiagrammen är att natriumenergierna är starkt beroende av bankvanttalet l . Detta beroende kan förklaras, om vi ser på de radiella sannolikhetstätheterna, som avbildas i fig. 19.16. Sannolikhetstätheterna för elektroner med små värden av l har maxima som befinner sig nära kärnan. De är därför mindre väl skyddade av de slutna subskalen, och ser mer av kärnladdningen. Denna effekt förklarar också den ordning i vilken subskalen fylls i det periodiska systemet.

I natrium är 3s–elektronen mycket mindre starkt bunden än någon av elektronerna i de inre fyllda subskalen (jfr fig. 19.31). Dess bindningsenergi motsvarar elektronens bindningsenergi i väteatomen, så att de spektra som alstras av övergångar mellan energinivåerna i fig. 19.34 kommer därför att ligga inom det synliga området. Övergångar till de starkt bundna inre subskalen har mycket högre energi, och observeras därför i röntgenområdet. Sådana övergångar ger upphov till diskreta emissionslinjer, som överlagras på det kontinuerliga röntgenspektret (jfr. avsn. 2.4). Alkaliatomer reagerar kemiskt mycket lätt, eftersom den yttersta elektronen endast är löst bunden.

De kemiska egenskaperna för atomer med partiellt fyllda yttre p-subskal är beroende av antalet elektroner i det yttersta skalet (valenselektronerna). Såsom framgår av de polära diagrammen för θ -beroendet i fig. 19.18, har sannolikhetstätheterna i p-skalet ($l = 1$) inte sfärisk symmetri, men de har kvantiserade riktningar. Såsom vi senare skall se, leder detta till att bindningar som bildas av sådana valenselektroner kommer att ha karaktäristiska riktningar. Molekyler som uppstår på detta sätt får strukturer, där sannolikhetstätheterna för $l = 1$ ("π-orbitalerna") bestämmer atombindningarnas riktningar. Detta förklarar också kolföreningarnas struktur.

Övergångselementen uppträder där d- och f-subskalen utfylls, såsom t.ex. då 3d-subskalet fylls ut mellan skandium ($Z = 21$) och nickel ($Z = 28$). Då en elektron befinner sig i ett tillstånd med energin $E_{n,l}$, behövs energin $E_b = -E_{n,l}$ för att frigöra den från atomen. Denna energi kallas för **bindningsenergin**. Bindningsenergierna för elektroner i övergångselement i subskal med stort l är mycket känsliga för små förändringar i potentialenergifunktionen. Därför kan bindningsenergin för elektroner i d- eller f-skalet öka drastiskt då Z växer, vilket leder till att medelradien för sådana subskal kraftigt minskar, jämfört med medelradierna för de andra subskalen, där l är litet. Denna effekt brukar kallas för subskalets *kollaps*. Fig. 19.35 och 19.36 visar effekten av denna kollaps på medelradierna och bindningsenergierna i 3p-, 3d- och 4s-skalen.

Kollapsade d- och f-subskal utfylls som inre subskal, till åtskillnad från s- och p-skalen, som fylls då de är yttre subskal. Dessa elektroner är därför avskärmade från atomens omgivning genom elektronerna i de yttre subskalen, och påverkar därför mycket litet atomens kemiska egenskaper, och ännu mindre de fysiska. Dessa egenskaper bestäms av de yttre valenselektronerna, och varierar inte mycket längs en rad i det periodiska systemet.

Ett partiellt fyllt d- eller f-skala har ett nettoimpulsmoment och därför också ett nettodipolmoment. Det magnetiska dipolmomentet för elektroner i de inre subskalen, isynnerhet det som beror av elektronspinnets, ger upphov till atomens ferromagnetiska egenskaper (t. ex. i järn).