

KOVÁCS ENDRE, PARIPÁS BÉLA,

FIZIKA II.

11

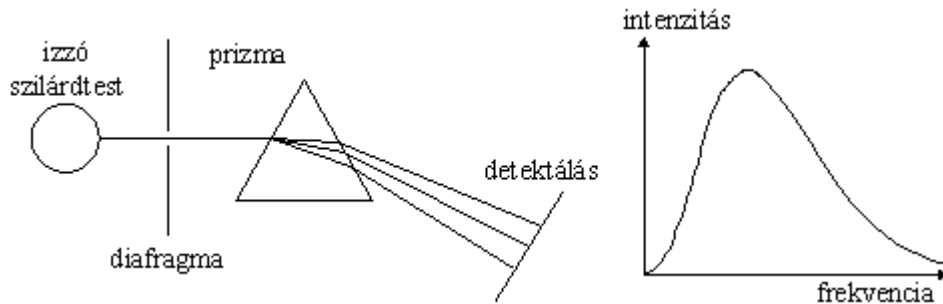


A Műszaki Földtudományi Alapszak tananyagainak kifejlesztése a
TÁMOP 4.1.2-08/1/A-2009-0033 pályázat keretében valósult meg.

XI. ATOMHÉJFIZIKA

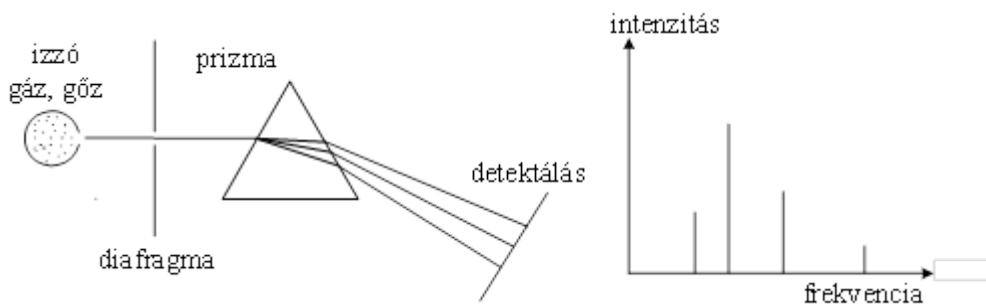
1. GÁZOK EMISSZIÓS ÉS ABSZORPCIÓS SZÍNKÉPE

Az izzó szilárd test folytonos spektrumú sugárzást bocsát ki, azaz az egyes színek között az átmenet folytonos.



Izzó szilárd test spektrumának felvétele, és a mért folytonos színekép

Ezzel szemben az izzó atomos gázok vagy gőzök által emittált (magyarul kibocsájtott) sugárzást felbontva a *spektrum vonalas szerkezetű* lesz, például látható tartományban színes csíkok jelennek meg az ernyőn. A tapasztalat szerint a vonalas emissziós színekép (spektrum) a gáz anyagi minőségétől függ.

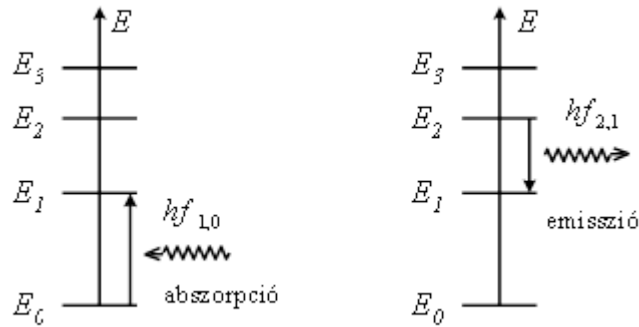


Izzó gáz spektrumának felvétele, és a mért vonalas színekép

Ha a gáz molekulákból áll, a színekép bonyolultabb, sávos felépítésű, de nagyfelbontású műszerekkel vizsgálva látszik, hogy a sávok is egymáshoz közel eső vonalakkal állnak.

Az izzó szilárd test folytonos spektrumú sugárzását hideg gázon át bocsátva és prizmával felbontva nyerhetjük az abszorpciós spektrumot, ami nem teljesen folytonos, benne fekete vonalak maradnak, az anyagi minőségtől függően. A tapasztalat szerint egy gáz hideg állapotában éppen azokat a vonalakat nyeli el, amelyeket izzó állapotában emittálni tud.

A gázok emissziós és abszorpciós színeképének magyarázatához fel kellett tételezni azt, hogy a magányos atomok, molekulák energiája *nem változhat folytonosan*, hanem csak bizonyos meghatározott diszkrét értékeket vehet fel, s ezek a diszkrét energiák, az anyagi minőségtől függenek.



Az atomok diszkrét energiái, és a közöttük történő átmenetek

A két állapot közötti átmenet során csak olyan foton emissziójára vagy abszorpciójára van lehetőség, amelynél az atomi energiákra és a foton frekvenciájára teljesül az úgynevezett frekvencia feltétel:

$$E_i - E_k = hf_{i,k}$$

2. A BOHR-MODELL

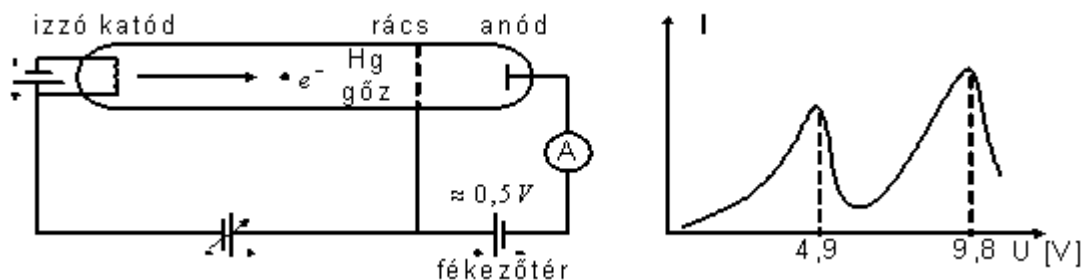
Bohr-posztulátumok

Az atomban az elektronok csak diszkrét E_1, E_2, \dots energiaszinteken tartózkodhatnak, és ezekben az úgynevezett stacionárius állapotokban tartózkodva nem sugároznak. Az atomok akkor sugároznak, ha az elektronok egy magasabb energiájú állapotból alacsonyabb energiájú állapotba kerülnek, ilyenkor a kisugárzott frekvencia,

$f = \frac{\Delta E}{h}$, ahol ΔE a két energiaszint különbsége, a Bohr-féle frekvencia feltétel, tehát:

$$E_i - E_k = hf_{ik}$$

A Bohr-posztulátumok (1913) egyik fontos bizonyítékát a Franck-Hertz kísérlet szolgáltatta.



A Franck-Hertz kísérlet elrendezése, és a mért karakterisztika

Az izzókatódból kilépő elektronok gyorsulnak az anód felé, és a higanyatomokkal rugalmasan ütköznek. A rugalmas ütközések során a nagy tömegkülönbség miatt az elektronok nem tudnak energiát átadni a Hg atomoknak (lepattannak róluk). Így az elektronok a rácsot nagy sebességgel érik el, az ellentéren átfutva az anódba csapódnak, az árammérő áramot jelez. Ha azonban az elektronok energiája eléri a 4,9 eV-ot, akkor azok már rugalmatlanul is ütközhetnek a higany atomokkal. A rugalmatlan ütközések során elvesztik energiájukat, nem tudnak áthaladni az ellentéren, ezért ezen feszültségnél leesik az áram. 4,9 eV alatt nem lehet rugalmatlan ütközés, mivel ennél kevesebbet a Hg atom nem tud felvenni, tehát az alapállapot és az első gerjesztett állapot energiakülönbsége pont ennyi lehet. 9,8 V esetén az elektronok mozgásuk során kétszer képesek rugalmatlanul ütközni és gerjeszteni a Hg-atomokat. A higany atomban a gerjesztett állapotban lévő elektronok spontán módon visszatérnek az alacsonyabb energiájú állapotba és

$$f = \frac{\Delta E}{h} = \frac{4,9 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{6,623 \cdot 10^{-34}} = 1,183 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$$

frekvenciájú sugárzást bocsátanak ki, ez jól egyezik a kísérlettel.

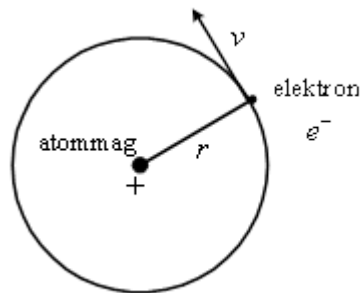
A hidrogénatom Bohr modellje

A posztulátumokban szereplő diszkrét energiaértékeket kellene meghatározni. Ezeket egy további, ún. kvantumfeltételből lehet levezetni, amely a mechanikailag lehetséges körpályák közül választja ki a megengedetteket. A kvantumfeltétel kimondja, hogy az elektron mvr pálya-impulzusmomentuma [1] kvantált, (adagos) és értéke csak a $\hbar/2\pi$ egészszámú többszöröse lehet:

$$L_e = n\hbar, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad \hbar = \frac{h}{2\pi}$$

körpálya esetén tehát:

$$mvr = n\hbar$$



Elektron mozgása az atommag körül, Bohr modell

A nyugvónak tekintett, z rendszámú, ze töltésű mag körül körmozgást végző egyetlen e töltésű elektronra ható Coulomb-erő adja a centripetális erőt:

$$k \frac{ze^2}{r^2} = m \frac{v^2}{r}, \quad \textcircled{a} \quad kze^2 = mvr \cdot v, \quad \textcircled{b} \quad kze^2 = \hbar n v$$

Az elektron sebessége az utóbbi összefüggésből $v = \frac{ke^2z}{\hbar n}$, az energiája pedig:

$$E = E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}} = \frac{1}{2}mv^2 - k \frac{ze^2}{r} = \frac{1}{2}mv^2 - mv^2 = -\frac{1}{2}mv^2$$

Ahol felhasználtuk a ponttöltés elektrosztatikus esetre levezetett potenciálját. Behelyettesítve a sebességre kapott kifejezést:

$$E = -\frac{1}{2}m \cdot \frac{k^2 z^2 e^4}{\hbar^2 n^2} = -\frac{mk^2 z^2 e^4}{2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$

így a diszkrét energiaértékek:

$$E_n = -E^* z^2 \cdot \frac{1}{n^2},$$

ahol $E^* = \frac{mk^2 e^4}{2\hbar^2} = 2,18 \cdot 10^{-18} \text{ J} = 2,18 \text{ eV}$. A kérdéses diszkrét energiaértékek tehát egy olyan sorozatot alkotnak, amelynek elemei $-1/n^2$ -tel arányosak. Ha $z=1$, akkor két energiaszint közötti átmenet során kisugárzott vagy elnyelt frekvenciára kapott összefüggés:

$$f_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h} = \frac{E^*}{h} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

A Bohr modell jól szolgáltatotta a kibocsátott fotonok frekvenciáját, és az R Rydberg állandót. A modell nem csak H-re működik, hanem He⁺-ra, Li⁺⁺-ra ... is (H-szerű ionokra). Látható, hogy a rendszám növelésével az adott n-hez tartozó energiaszintek mélyebbre kerülnek, mivel több proton erősebben vonzza az elektronokat. A vonalak sorozatokba rendezhetők:

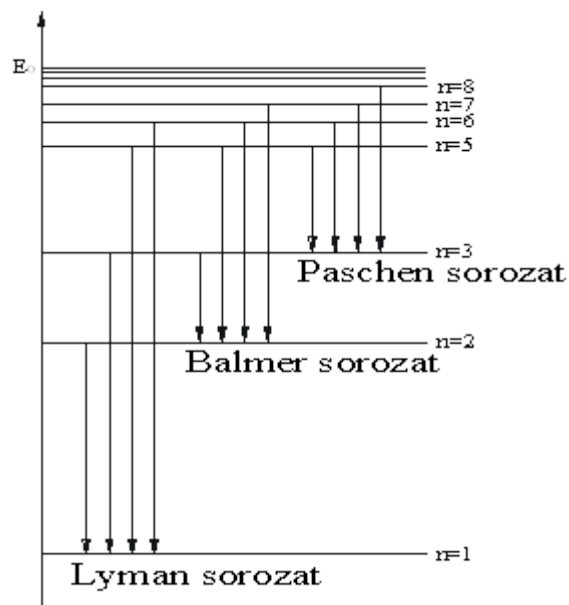
Lyman-sorozat: $m = 1, n > 1, f_{n1} = R \left(1 - \frac{1}{n^2} \right)$, ultraibolya tartományba esik

Balmer-sorozat: $m = 2, n > 2, f_{n2} = R \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right)$, az első 4 vonal látható, a többi UV

Paschen-sorozat: $m = 3, n > 3, f_{n3} = R \left(\frac{1}{9} - \frac{1}{n^2} \right)$, infravörös tartományba esik

Az atom alapállapotban van, ha minden elektron a lehető legkisebb energiával rendelkezik. Az atom csak akkor tud foton kibocsátani, ha ennél magasabb, ún. gerjesztett állapotban van, mert csak ekkor csökkenhet az energiája. Ha csak egy elektronja van a hidrogénatomnak, akkor alapállapotban $n=1$, ennek energiája $-R_h$, míg pl. az első gerjesztett állapoté $-R_h/4$, mivel $n=2$.

A Bohr-modell hiányossága, hogy körpályán keringő elektron esetén a H-atom korong vagy karika alakú kellene, hogy legyen, de a valóságban (alapállapotban) teljesen gömbszimmetrikus. Emellett a modell csak a hidrogén atomra és a hidrogénszerű ionokra jó, de ezekre is vannak hibás állításai, pl. megmérték, hogy a valóságban az elektron atommag körüli keringéséhez tartozó impulzusmomentuma nulla is lehet, ami teljesen értelmezhetetlen a klasszikus fizikában, csak a kvantummechanika tudja megmagyarázni.



3. A MIKRORÉSZECSKÉK KETTŐS TERMÉSZETE, DE BROGLIE-HIPOTÉZIS

Az elektromágneses sugárzásnál számos esetben jelentkezett a kísérletek értelmezésénél a részecske-hullám kettősség, vagyis hogy a fény hullámként és részecskék áramaként is viselkedhet. **De Broglie** 1924-ben vetette fel azt, hogy a *közönséges anyagi részecskéknek is ilyen kettős természetet kellene tulajdonítani*, vagyis pl. az elektron, proton, stb. hullámként is felfoghatók. Feltételezte, hogy a fotonokra levezetett lendület (I) hullámhossz (λ) kapcsolat általános érvényű, azaz a részecskékhez rendelhető hullám hullámhossza:

$$\lambda = \frac{h}{I}$$

ahol $h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ a Planck állandó. A képlet tehát minden részecskére érvényes, függetlenül attól, hogy van-e nyugalmi tömege (elektron), vagy nincs (foton).

A képlet első alkalmazásaként tekintsük a hidrogén atomot, amely egy proton körül keringő elektron. Stacionáris esetben az elektron egy állóhullámnak felel meg, tehát a pálya hossza (a kör kerülete) egész számú többszöröse a hullámhossznak: $n\lambda = 2\pi r$, a fenti képletet behelyettesítve: $\frac{nh}{mv} = 2\pi r$, átrendezve kapjuk a Bohr-féle feltételt az impulzusmomentumra: $L = mvr = n\hbar$. Tehát a **de Broglie-hipotézis** megmagyarázta a Bohr-féle feltételt, de még fontosabb, hogy egy lépés – talán a legfontosabb lépés – volt a kvantummechanikához vezető úton.

PÉLDA

Példa: Ha egy elektront U potenciálkülönbségen felgyorsítunk, akkor v sebességre tesz szert:

$$eU = \frac{1}{2} m v^2, \quad v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}, \quad \text{ennek megfelelően a lendülete}$$

$$I = mv = m \sqrt{\frac{2eU}{m}} = \sqrt{2eUm}, \quad \text{a de Broglie hullámhossza pedig:}$$

$$\lambda = \frac{h}{I} = \frac{h}{\sqrt{2eUm}}$$

Az univerzális állandókat felhasználva, ha például az elektront gyorsító feszültség $U = 150\text{V}$, akkor a hozzá rendelhető hullámhossz $\lambda = 10^{-10} \text{ m}$.

A kísérletek szerint is az elektron mozgásakor kiterjedt hullámként viselkedik, egy tárgyba történő becsapódáskor pedig részecskéként, tehát kettős természetet mutat. Protonokkal és más mikrorészecskékkel is kimutattak interferencia jelenségeket. A hullám-részecske kettősség nemcsak az elektromágneses sugárzás esetén, hanem a mikrorészecskékénél is kimutatható.

SZÁMOLÁSI FELADAT

Feladat: Mekkora az elektron de Broglie hullámhossza, ha $v = 3 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ sebességgel mozog? (A Planck-állandó: $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$).

$$\text{Az elektron de Broglie hullámhossza: } \lambda = \frac{h}{I_{\text{elektron}}};$$

$$\lambda = \frac{h}{I_{\text{elektron}}} = \frac{h}{mv} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Js}}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \cdot 3 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}}} \approx 2,4 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

4. KVANTUMMECHANIKAI ATOMMODELL

Az elektront egy hullámfüggvény írja le, ami függ a helytől és az időtől: $\psi(x, y, z, t)$. Az elektron hullámfüggvényét azok a kölcsönhatások határozzák meg, amelyekben az elektron részt vesz. A hullámfüggvénynek nincs önálló fizikai jelentése, de belőle minden, az elektront jellemző fizikai mennyiség kiszámítható. Például a hullámfüggvény abszolútértéke a részecske megtalálási valószínűségével van kapcsolatban. Más szavakkal, az elektronnak általában nincs pontosan meghatározott helye. A *Heisenberg-féle határozatlansági reláció* szerint pl. a részecske x koordinátája és impulzusának x komponense ($I_x = mv_x$) nem lehet egyszerre pontosan meghatározott, a kettő határozatlanságára (szórására) fennáll, hogy

$$\Delta x \cdot \Delta I_x \geq \hbar/2$$

A atomi elektronra ez a bizonytalanság olyan mértékű, hogy nem mondhatjuk, hogy pl. az elektron az éppen az atommagtól x irányban van, sebessége pedig y irányba mutat (ez esetben impulzusmomentuma nem lehetne nulla), hanem úgy fogjuk fel, hogy az elektron felhőként körülveszi az atommagot, pl. gömb alakban. Az elektronok jellemzésére tehát nem célszerű a koordinátáikat és a sebességüket használni, ehelyett az ún. *kvantumszámokat* használjuk, amelyek a hullámfüggvény paraméterei. A kvantumszámokkal a többielektronos atomok elektronjait is jellemezhetjük, de csak közelítőleg, mivel egzakt jelentésük csak az egyelektronos atomra (a H atomra) van.

Kvantumszámok

főkvantumszám (n): meghatározza az elektron energiáját (a Bohr modellel kapott képlet szerint): $E_n = -E^* \cdot \frac{1}{n^2}$,

ahol $E^* = 2,18aJ$ és $n=1, 2, 3, 4, \dots$ (az ezeknek megfelelő héjakat sokszor K, L, M, N, ... betűkkel jelölik). A főkvantumszám meghatározza azon felületek számát is, amelyeken a hullámfüggvény zérus értéket vesz fel (csomófelületek).

mellékvantumszám (ℓ): meghatározza az elektron (pálya)impulzusmomentumának nagyságát: $|\vec{L}| = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)}$,

ahol $\ell \in [0, 1, \dots, n-1]$. Ez határozza meg a "pálya", az elektronfelhő szimmetriáját ($\ell = 0$ esetén gömszimmetrikus, $\ell = 1$ -re inkább propellerhez hasonló). (A Bohr-modell $L = n\hbar$ feltevése tehát helytelen.) A könnyebb áttekinthetőség kedvéért az $\ell = 0, 1, 2, 3, \dots$ alhéjakat sokszor az s, p, d, f, ... betűkkel jelölik.

mágneses kvantumszám (m): meghatározza az elektron (pálya)impulzusmomentumának z irányú komponensét: $L_z = \hbar m$, ahol $m \in [-\ell, \dots, -1, 0, 1, \dots, \ell]$. Ezáltal meghatározza a "pálya" irányítását, pl. $\ell = 1$ -re a "propeller" nem állhat akármilyen irányban, csak néhány jól meghatározottban. Ez az *iránykvantáltság* a klasszikus mechanikához képest új elem.

spin-kvantumszám (s): meghatározza az elektron saját impulzusmomentumának z komponensét: $S_z = \hbar m_s$, ahol $m_s = -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$. A saját impulzusmomentum az elektron belső tulajdonsága, a z tengelyhez képest kétféleképpen állhat és vetületének nagysága fele a pályamomentum minimális (de nem zérus) vetületének.

Név	Jelölés	Jelentés	Megengedett értéke
főkvantumszám	n	héj	$1 \leq n$
mellékvantumszám	ℓ	alhéj	$0 \leq \ell \leq n-1$
mágneses kvantumszám	m	energiaeltolódás	$-\ell \leq m \leq \ell$
spinkvantumszám	s	spin	$-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}$

A kvantumszámok összefoglalása

Többielektronos atomok

A többielektronos atomok kellően pontos leírása a kvantummechanika legnehezebb problémái közé tartozik. E leírás, különösen nagy rendszámú atomok esetén, csak hatékony közelítő módszerekkel lehetséges. A legáltalánosabban használt közelítésben egy atom minden elektronját egy-egy, a H-atom elektronjának leírásakor már bevált kvantumszám-négyessel írjuk le. Az elektronok taszítása miatt a kvantumszámok jelentése módosul egy kicsit (pl. az energia a mellékvantumszámtól is függ), és más törvényeket is tekintetbe kell vennünk.

Ezek közül a legfontosabb a **Pauli-elv**, amely kimondja, hogy nem lehet egy atomon belül két elektronnak minden kvantumszáma megegyező.

Ha tehát (képzeletben) a +Ze töltésű atommaghoz egyesével adagoljuk az elektronokat, akkor az első elektron a legkisebb energiájú, azaz az 1s állapotba megy ($n=1, l=0, m=0$ és pl. $m_s=1/2$). A második elektron még mehet az 1s állapotba, mert $m_s=-1/2$ is lehet. A harmadik elektron már nem "fér be" az $n=1$ állapotba, ezért az eggyel magasabb energiájú, az $n=2$ főkvantumszámú állapotba fog menni. Számoljuk össze, hogy ez az állapot hányféle kvantumszám kombinációban tölthető be, azaz hány elektron "fér el rajta"! $n=2$ esetén l kétféle értéket vehet fel: 0 és 1. Ezen belül $l=0$ -ra $m=0$, mivel m_s -nek két lehetséges értéke van, ez két lehetőség. $n=2, l=1$ -re m háromféle lehet -1, 0 és 1, a spin miatt kettővel szorozva 6 lehetőség, azaz összesen 8 lehetséges kombináció. Tehát az $n=2$ főkvantumszámú héjon max. 8 elektron lehet, azaz összesen 8 olyan kémiai elem lehetséges, amelynek legkülső elektronja az L héjon van. A periódusos rendszerre pillantva láthatjuk, hogy az első sorban valóban 2, a másodikban 8 elem van.

Az iránykvantáltság bizonyítékai

Az atommag körül keringő elektronnak nemcsak impulzusmomentuma (perdüllete), hanem mágneses momentuma is van. Korábban láthattuk, hogy a köráram mágneses momentuma: $\vec{m} = I\vec{A}$, ahol \vec{A} nagysága a körlap területe ($= r^2\pi$), iránya a jobbkezsabály szerint merőleges a körlapra, I pedig a keringő elektron által képviselt áram:

$$I = \frac{q}{T} = \frac{qv}{2r\pi} \quad (\text{mivel } T = 2r\pi/v).$$

Ezekkel a keringő elektron mágneses momentumának nagysága: $|\vec{m}| = \frac{qvr}{2}$. Tekintve, hogy az m_e tömegű elektron

perdületének nagysága: $L = m_e vr$, ezért $|\vec{m}| = \frac{q}{2m_e} L$. Ez vektoriálisan is igaz $\vec{m} = \frac{q}{2m_e} \vec{L}$ (az elektronokra a negatív

töltésük miatt természetesen \vec{m} és \vec{L} ellentétes irányú). (Ez az összefüggés a kvantummechanika szerint is igaz marad, bár ott szó sincs keringésről. A spin esetén más a helyzet, ugyanis a spinhez tartozó mágneses nyomaték kétszeres, tehát:

$\vec{m}(\text{saját}) = \frac{q}{m_e} \vec{S}$.) Érdemes kifejezni a mágneses momentum tetszőleges tengelyre (pl. z tengelyre) vett vetületét:

$m_x = \frac{q}{2m_e} L_x$. Ha figyelembe vesszük, hogy $L_x = \hbar m$, $m \in [-l, \dots, -1, 0, 1, \dots, l]$, akkor $m_x = \frac{q\hbar}{2m_e} m$. Vezessük

be a $\mu_B = \frac{|q|\hbar}{2m_e}$ ($\approx 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ JT}^{-1}$) Bohr-magnetonnak nevezett mennyiséget, ekkor az egyenlet egyszerűbbnek néz ki:

$m_x = -\mu_B m$, azaz a mágneses momentum z-komponense is kvantált, legkisebb egysége tehát a Bohr-magneton.

A mágneses momentum tehát ugyanolyan módon kvantált, mint az impulzusmomentum, beleértve az iránykvantáltságot is. Viszont a mágneses momentum (ellentétben az impulzusmomentummal) egy jól mérhető mennyiség, mert kölcsönhat a mágneses mezővel. A kölcsönhatás energiája: $E_p = -\vec{m} \cdot \vec{B}$. Ha a mágneses indukció a z tengely irányába mutat, akkor:

$E_p = -m_x \cdot B = \mu_B \cdot B \cdot m$, ahol $m \in [-l, \dots, -1, 0, 1, \dots, l]$ egész szám. A mágneses energia adagosságát két alapvetően különböző kísérlet is igazolja: a Zeeman-effektus és a Stern-Gerlach kísérlet.

A Zeeman-effektus

A mágneses mezőbe helyezett atom színképvonalai felhasadnak.

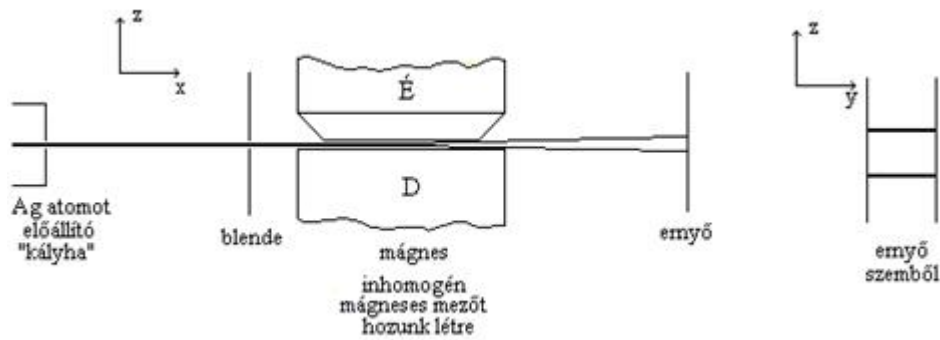
Magyarázat: mágneses tér hiányában az atomi energiaszintek nem függenek a mágneses kvantumszámtól, (homogén vagy inhomogén) mágneses térben azonban igen. A mágneses energia, ami az m mágneses kvantumszám előjelének megfelelően negatív és pozitív is lehet: $E_p = \mu_B \cdot B \cdot m$, vagyis a mágneses mező eltolja az eredeti szinteket. A foton kibocsátása során – amikor az atomi elektron alacsonyabb energiaszintre kerül – a mágneses kvantumszám vagy nem változik, vagy eggyel változik, tehát $\Delta E_p = 0$ vagy $\pm \mu_B \cdot B$. Ezen átmenet során kibocsátott foton frekvenciája $f = \frac{\Delta E}{h}$, ennek

eltolódása a mágneses mezőbe helyezett atom esetében $\Delta f = 0$ vagy $\pm \frac{\mu_B \cdot B}{h}$ lehet. A színképvonalak ebben a

modellben tehát háromfelé hasadnak. Megjegyezzük, hogy ez a Zeeman-effektus legegyszerűbb formája, általános esetben az elektronok spinje nagyon megbonyolítja a folyamatot.

Stern-Gerlach kísérlet

Inhomogén mágneses téren áthaladó atomnyaláb több (pl. két) elkülönült ágra szakad. Az inhomogén mezőt az ábrán különleges alakú mágneses pólusokkal hozzák létre. Az atomnyaláb közepén az elrendezés szimmetriásíkjában halad.



Magyarázat: inhomogén mágneses mezőben a mágneses momentumokra irányításuktól függően erő hat: $\vec{F} = -\nabla \cdot \vec{E}_p = \nabla \vec{m} \cdot \vec{B}$. Figyelembe véve, hogy a nyíl helyén a mágneses indukció fölfelé (a z tengely irányába) mutat és

ebben az irányban is változik leginkább: $F_z = -\mu_B \cdot m \cdot \frac{\Delta B}{\Delta z}$. A vízszintesen induló atomokra tehát annyiféle függőleges eltérítő erő hathat, ahányféle mágneses kvantumszámuk lehet. Ez pedig az atomnyaláb m db ágra szakadását jelenti.

A kísérletet először ezüst atomokkal végezték el. Az ezüst atomban a lezárt héjakon kívül csak egy db (5s) elektron van, melyre $n=5, l=0$. Ennek a pálya-impulzusmomentuma 0, de a spinje $\frac{1}{2}$, amely kétféleképp állhat be ($m_s = \pm \frac{1}{2}$). Ez az erő

képletében csak annyi változást jelent, hogy az m helyébe $2m_s = \pm 1$ írandó (mert a spinhez tartozó mágneses nyomaték kétszeres), tehát $F_z = \pm \mu_B \cdot \frac{\Delta B}{\Delta z}$. Ennek megfelelően az ezüstnyaláb a kísérletben két ágra szakadt szét.

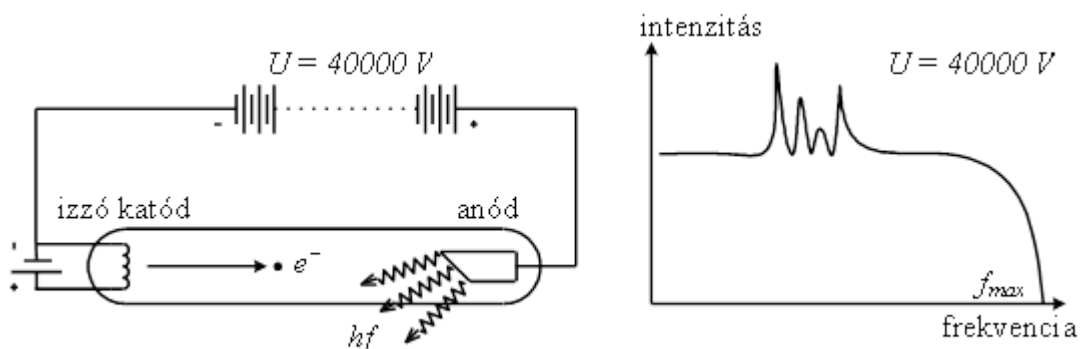
5. RÖNTGENSUGÁRZÁS

1895-ban fedezte fel **Röntgen**, az első fizikai Nobel-díjat ezért adták. Ő maga "X-sugárzásnak" nevezte, angolul ma is X-ray-nek hívják.

Röntgensugárzásnak nevezzük azt a rövidhullámú elektromágneses sugárzást, amelynek hullámhossztartománya 10^{-8} m -tól 10^{-12} m -ig terjed. Tehát egy röntgen foton frekvenciája és ezzel energiája sokkal nagyobb, mint azon fotonoké, amelyből a látható fény áll. A röntgensugárzás leginkább akkor keletkezik, amikor felgyorsított elektronok nagyrendszámú fém felületére csapódnak. A becsapódás során egy folytonos spektrumú úgynevezett *fékezési sugárzás*, valamint egy vonalas szerkezetű *karakterisztikus sugárzás* jön létre.

Fékezési sugárzás létrejöttének magyarázata a következő: az elektron behatol egy nehéz atommag Coulomb-terébe, ott eltérül és lefékeződik. A fellépő energiaveszteséget egy röntgen foton formájában sugározza ki, melynek frekvenciája f .

$$\frac{1}{2} m v_1^2 - \frac{1}{2} m v_2^2 = h f$$



Az izzókatódos röntgenső, és a kibocsátott röntgenspektrum

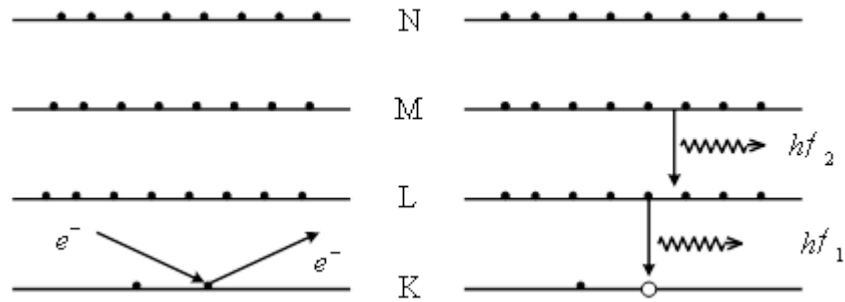
Az elektron teljes lefékeződése esetén:

$$Ue = \frac{1}{2}mv_1^2 = hf_{\max}$$

Ilyenkor sugárzódik ki a maximális energiájú, azaz maximális frekvenciájú foton. A folytonos spektrumnak tehát van egy nagyfrekvenciás határa. Számoljuk ki ezt pl. $U=10000V$ -ra:

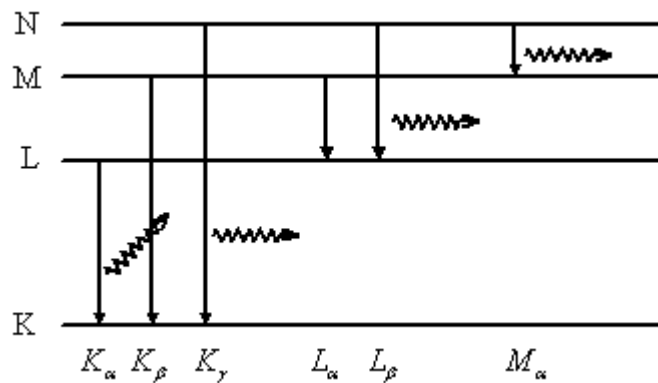
$$f_{\max} = \frac{10000J/C \cdot 1,62 \cdot 10^{-19}C}{6,625 \cdot 10^{-34}Js} = 2,445 \cdot 10^{18}Hz$$

Karakterisztikus sugárzás akkor jön létre, amikor a felgyorsított elektron ütközési folyamat révén egy másik elektront szabadít ki az atom egyik belső héjáról. Ilyenkor ott egy betöltetlen hely keletkezik. Ez azonban (egy vagy több) elektronugrást idéz elő az atomban.



A karakterisztikus sugárzás magyarázata a diszkrét energiákkal

Az egyes héjak betöltődésekor felszabaduló energiától az atom különböző energiájú röntgen fotonok emissziójával szabadul meg. Mivel az atomokban a lehetséges energiaértékek diszkrétnek, (csak bizonyos energiák megengedettek), a létrejövő sugárzás is csak meghatározott frekvenciájú fotonokból áll, vagyis vonalas szerkezetű lesz. A vonalak sorozatokba rendezhetőek. A K sorozathoz tartozó vonalak pl. akkor jönnek létre, ha valamelyik magasabb energiájú (L, M, N) héjról a K héjra ugrik az elektron. Ezen belül K_α a legkisebb energiájú, amikor a szomszédos L héjról ugrik a K héjra az elektron, K_β a második legkisebb energiájú, stb.



A különböző sorozatok

Moseley 1913-ban megállapította, hogy a **vonalas emissziós színekép** jellemző az illető elemre, megmérve a frekvenciákat az anyagban lévő atomok rendszáma kiszámolható. Ezért nevezik karakterisztikusnak a sugárzást. Közelítőleg érvényes, hogy

$$f_{n,m} = R \cdot (z - \sigma)^2 \cdot \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

itt R a korábban említett *Rydberg állandó*, a σ pedig pl. attól függ, mely elektronhéjakról van szó.

A törvény a K_α vonalra viszonylag pontos, ami azért is jó, mert ez a vonal a legerősebb. Erre a vonalra $m=1$, $n=2$, $\sigma=1$, ezeket behelyettesítve kapjuk, hogy $f_{2,1} = \frac{3}{4} R(z-1)^2$. Ennek a törvénynek egyik fontos gyakorlati alkalmazása az ún. röntgen fluoreszcencia analízis (*XRF, X-Ray Fluorescence*). Ez egy gyors, pontos, és roncsolástól mentes atomfizikai anyagvizsgálati módszer. A vizsgálat során az emittált frekvenciákat mérik, és ez alapján az elemek azonosíthatóak. Intenzitásméréssel a tömeghányadra is lehet következtetni.

Az eddigiekből világos, hogy a karakterisztikus röntgensugárzás keletkezésének mechanizmusa annyiban hasonló a korábban tárgyalt látható, ultraibolya és infravörös esetekhez, hogy akkor bocsájtódik ki egy foton, ha egy magasabb energiaszintről egy alacsonyabbra kerül egy elektron és az energiák hozzávetőleg $1/n^2$ -tel arányosak. A különbség a gerjesztés módján kívül az, hogy a látható körüli fotonokat kisebb rendszámú atomok bocsájtják ki, vagy a nagyobb rendszámú atomok külső, esetleg alapállapotban betöltetlen héjai vesznek részt bennük, míg ugyanezen atomok belső héjai közötti átmenet nagyobb energiájú fotonokat eredményez. (Pl. $\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \approx 0,14$ míg $\frac{1}{8^2} - \frac{1}{9^2} \approx 0,003$, azaz két szomszédos külső gerjesztett állapot közötti energiakülönbség sokkal kisebb. Megjegyezzük, hogy ez egy igen leegyszerűsített leírás.)

A röntgensugárzás előállítása izzókatódos röntgensóvel történik. A gyorsító feszültség 10000–100000 V. Az elektronok becsapódása során az energia nagy része az anód belső energiájává alakul, és csak egy igen kis része (pl. 0,1%-a) távozik sugárzás formájában. Nagy gyorsító feszültség esetén kemény (nagy áthatolóképességű) röntgensugárzás keletkezik, ezt a műszaki életben például repedésvizsgálatra használják. Kis gyorsító feszültség esetén lágy röntgensugárzást kapunk, ennek alkalmazása az orvostudományban közismert. Emellett a röntgent alkalmazzák még kristályok szerkezetének – a kristályt alkotó atomok elrendeződése periodikus rendjének – vizsgálatára is.

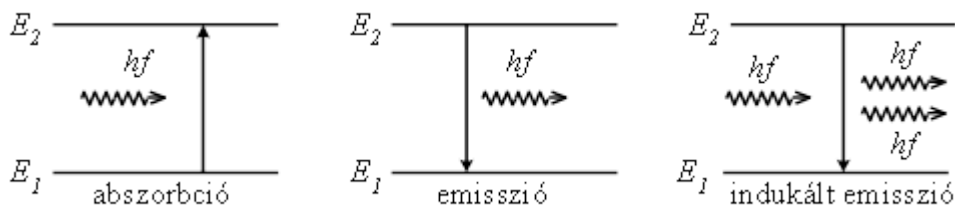
6. A LÉZER

Indukált emisszió

Az atomokban az elektronok diszkrét energiákkal rendelkeznek, és energiaminimumra törekszenek. Mint ismeretes, abszorpció folyamata során az atom elnyel egy fotont, és ennek következtében az egyik elektronja egy alacsonyabb energiájú állapotból egy magasabb állapotba kerül. A gerjesztett állapot élettartama általában $\sim 10^{-8}$ s, az úgynevezett metastabil állapotoké $\sim 10^{-3}$ s. A fordított folyamatot spontán emisszióknak nevezzük, ekkor az elektron magától egy alacsonyabb energiaállapotba kerül, és az atom kibocsát egy ennek megfelelő energiájú fotont:

$$E_2 - E_1 = hf$$

Einstein 1916-ban megjósolt egy harmadik folyamatot, az indukált emissziót. Ilyenkor az atom gerjesztett állapotban van, és elhalad mellette egy olyan energiájú foton, amit ő maga is ki tudna bocsátani. Ez a foton indukálhatja, hogy az atom gerjesztettsége megszűnjön emisszió révén.



Az abszorpció, az emisszió, és az indukált emisszió jelensége

A keletkező foton az eredetivel megegyező frekvenciájú, vele azonos irányban halad, fázisuk azonos. Az ilyen tulajdonságú fotonok koherensek.

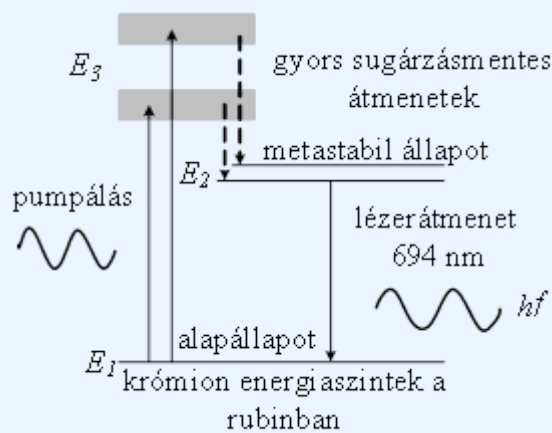
A lézer működése

A lényeg tehát, hogy most már egy foton helyett kettő van, tehát a fény erősödött. Angolul *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, ami azt jelenti, hogy fényerősítés indukált emisszió révén, az első betűkből származik a LASER, magyarul lézer. Azonban annak is van esélye, hogy a foton egy olyan atommal találkozik, ahol az

elektron E_1 állapotban van. Ekkor abszorpció jön létre, az elektron E_2 állapotba kerül, a fény gyengül. Ha több elektron van E_1 -ben, mint E_2 -ben (és általában, egyensúlyi eloszlás esetén ez a helyzet), akkor átlagosan több foton nyelődik el, mint gerjesztődik, nem jön létre erősítés. Tehát el kell érni, hogy az E_2 gerjesztett állapotú atomok száma nagyobb legyen, mint az E_1 alapállapotúaké – ezt *inverz populációnak*, vagy *populáció inverzió*nak nevezik – és ekkor lesz az indukált emisszió valószínűsége nagyobb, mint az abszorpcióé: egy nem-egyensúlyi eloszlást, populáció-inverziót kell létrehozni. Ezt úgy érik el, hogy valamilyen módon többlet energiát pumpálnak a rendszerbe és felhasználnak más nívókat (pl. E_3 energiaszint) is.

PÉLDA

Példa: Rubinlézer (szilárdtest lézer). Anyaga krómoxiddal szennyezett alumínium oxid, a mesterségesen növesztett egykristályból hengert csiszolnak. Nagyintenzitású fényimpulzussal gerjesztik az E_3 nívót, ezután úgynevezett sugárzásmentes átmenet történik az E_2 nivóra 10^{-7} s alatt. Mivel az E_2 egy metastabil nívó és élettartama $\sim 10^{-3}$ s, így létrejön a populáció inverzió, az E_2 és E_1 közötti lézerátmenet során $\lambda = 694,3$ nm-es sugárzás jelenik meg. A rubinlézer impulzusüzemű lézer, azaz rövid impulzusokban bocsájtja ki a fényt.



A rubinlézer működésének vázlatja az energiaszintek segítségével

Gyakran használják még a He-Ne gázlézert is, amely folytonos üzemű.

A lézerefény tulajdonságai:

- nagyfokú monokromatikusság (a fotonok frekvenciája lényegében megegyezik),
- kismértékű divergencia (széttartás),
- nagyfokú térbeli és időbeli koherencia,
- nagy felületi teljesítménysűrűség (lencsével 10^{-8} m²-es felületre fókuszálható),
- nagy spektrális teljesítménysűrűség (mivel egy adott frekvenciára koncentrálódik az összes energia).

Lézerek alkalmazásai:

- megmunkálás, fúrás, ponthegeztés,
- műtéti beavatkozás, sebészeti retina ponthegeztés,
- génebéztés,
- vonalkód leolvasó berendezés,
- CD/DVD lemezjátszó lézer olvasófej,
- interferencián alapuló hosszúság, és sebességmérés,
- holográfiára alkalmas fényforrás, (**Gábor Dénes**: holográf = teljes kép).

[1] A pályaimpulzusmomentum az elektron atommag körüli mozgásához tartozó perdület, később ki fog derülni, hogy az elektronnak saját perdülete is van, aminek nincs köze az atommag körüli mozgáshoz.
