

# Atomfizikai és magfizikai mérések

Tarján Péter, Dr. Nyilas István, Dr. Varga Klára

Harmadik, átdolgozott kiadás  
2009.



# Tartalomjegyzék

1. Mérések az optikai pirométerrel	1
2. Geiger–Müller számlálócső karakterisztikájának meghatározása	5
3. Radioaktív preparátumok aktivitásának meghatározása	9
4. Rövid életű izotóp felezési idejének meghatározása	11
5. Béta-sugárzás abszorpciójának vizsgálata	15
6. Oldat áteresztőképességének vizsgálata UNICAM spektrométerrel	19
7. Koncentráció meghatározása száloptikás spektrofotométerrel	23
8. A Planck-állandó meghatározása fotocella segítségével	27
9. Alfa-sugárzás hatótávolságának és energiájának meghatározása	31
10. A Boltzmann-állandó meghatározása p–n átmenet karakterisztikájából	35
11. A Rydberg-állandó meghatározása	39
12. Radioaktív bomlás statisztikus vizsgálata	43
13. Mérések a Leslie-kockával	47
14. Az elektron fajlagos töltésének meghatározása	51



## 1. fejezet

# Mérések az optikai pirométerrel

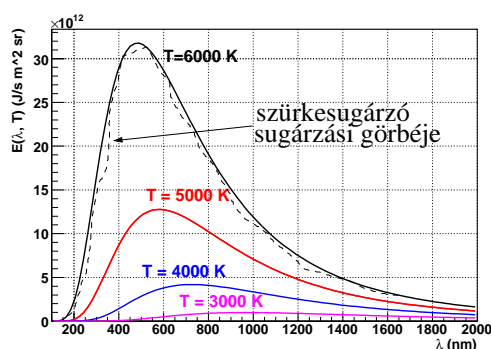
Az abszolút fekete test emisszióképességét az alábbi képlet írja le:

$$E(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (1.1)$$

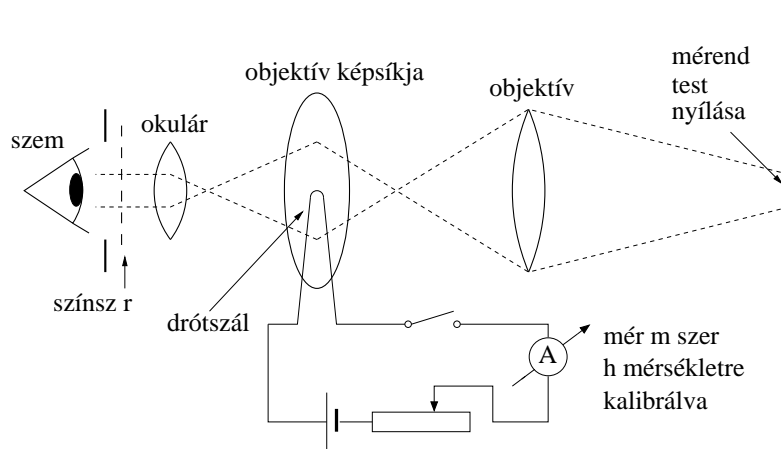
ahol  $c$  a fénysebesség,  $\lambda$  a sugárzás hullámhossza,  $k$  a Boltzmann-állandó,  $T$  a fekete test abszolút hőmérséklete, és  $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$  Js a Planck-állandó. Az 1.1. ábrán a fekete test sugárzási görbéje látható néhány hőmérsékleten.

Az abszolút fekete test sugárzási tulajdonságait megközelítő valódi testek az ún. szürkesugárzók. Ezek emisszióképességének görbéje szabálytalanabb, és mindenhol alatta marad az *azonos hőmérsékletű* abszolút fekete test sugárzási görbéjének. Egy ilyen görbét is berajzoltunk (szagatott vonallal) az 1.1. ábrán.

Ha a referenciaként szolgáló fekete test hőmérsékletét kissé lecsökkentjük, akkor elérhető, hogy *egy kiválasztott hullámhosszon* ugyanolyan mértékben sugározzon, mint a magasabb hőmérsékletű szürkesugárzó. Nemzetközi megegyezés alapján ez a kitüntetett hullámhossz rendszerint a  $\lambda = 650$  nm-es vörös. Ezen alapul a testek feketehőmérsékletének meghatározása: egy test feketehőmérséklete megegyezik annak a fekete testnek a hőmérsék-



1.1. ábra.



1.2. ábra.

letével, amely a kiválasztott hullámhosszon ( $\lambda = 650 \text{ nm}$ ) ugyanolyan mértékben sugároz, mint a méréndő test.

A szürkésugárzók feketehőmérséklete rendszerint nem egyezik meg a valódi hőmérsékletünkkel (kisebb annál), de az eltérés igen kicsi lehet, ha jól megközelítjük az abszolút fekete test sugárzási körülményeit (pl. letakarjuk a testet a külső zavaró sugárzások elkerülése végett, és csak kis nyíláson át vizsgáljuk, amelyen keresztül már alig jut ki visszavert fény). A nagyon forró vagy távoli testek (pl. edzőkemencék, hulladékégetők) érintés nélküli hőmérsékletmérése a fenti elv alapján történik az optikai pirométer segítségével. Az optikai pirométer a fentiek alapján tehát *feketehőmérsékletet* mér.

A készülék működési elvét az 1.2. ábra mutatja. A vizsgálandó tárgy képét egy objektívlencsével leképezzük egy képzeletbeli síkba, amit az okuláron keresztül szemlélünk. Ugyanebbe a síkba elhelyezünk egy wolfram izzószálat is, amit egy potenciométer közbeiktatásával telepről táplálunk. A színszűrő biztosítja, hogy a szemünkbe már csak a  $650 \text{ nm}$  hullámhosszú fény jusson mind a méréndő tárgyról, mind a hitelesített izzószálról. A potenciométer állításával addig változtatjuk az izzószál hőmérsékletét, amíg az „bele nem olvad” a vizsgált test képébe. Ekkor a két test feketehőmérséklete azonos, mert ugyanolyan mértékben emittálnak. Az ampermérő skálája az izzító áram erőssége helyett közvetlenül hőmérsékletre van hitelesítve, így a vizsgált test feketehőmérsékletét olvashatjuk le róla. A pirométer hitelesítését abszolút fekete test segítségével az Országos Mérésügyi Hivatal végzi.

## A mérés gyakorlati kivitelezése

A gyakorlat során a hosszú idő alatt felmelegedő égetőkemence helyett egy izzólámpa hőmérsékletét határozzuk meg. Az izzólámpát a fekete test sugárzási körülményeinek minél jobb megközelítése végett egy fekete dobozban helyeztük el, melyen csak kis nyíláson át láthatjuk az izzólámpa diffúz burkolatát. Az izzólámpát feszültségszabályozóról



## **Figyelem!**

A multiméter banándugóinak a konnektorba dugásánál csak a műanyag szigetelést érintsük!  
Vigyázzunk az áramütés veszélyére!

Az izzólámpa feszültségét ne vigyük 230 V fölé!

A mérőműszer méréshatárának beállítására ügyeljünk.

## **Irodalom**

Budó Á.: Kísérleti Fizika III. 304-307. §.



## 2. fejezet

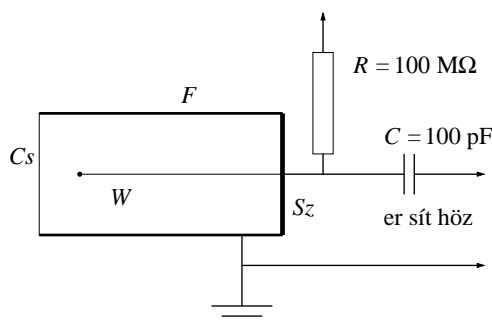
# Geiger–Müller számlálócső karakterisztikájának meghatározása

### A mérés elmélete

A magfizikai mérések egyik legáltalánosabban használt eszköze a Geiger–Müller számlálócső (GM-cső). Működése a radioaktív sugárzások ionizáló hatásán alapszik. Legegyszerűbb formájában béta-sugarak mérésére használjuk, de alkalmassá tehető az alfa- és a gamma-sugarak, valamint megfelelő gáztöltéssel neutronok detektálására is.

A GM-csővek alakja igen változatos lehet, az alábbiakban egy tipikusnak mondható, ún. végablakos csövön mutatjuk be felépítését és működését (2.1. ábra).

A fémből készült  $F$  hengert az egyik végén a  $Cs$  csillámlemezről készült igen vékony végablak, másik végén az  $Sz$  szigetelő zárja le. A cső tengelyében egy vékony wolframszál ( $W$ ) van, melynek végét gyakran üveg szigetelő gyönggyel vonják be a káros csúcshatások csökkentésére. A csövet légritkítás után néhány száz Pascal (néhány torr) nyomáson nemesgázzal – általában argonnal – töltik meg, melybe kevés alkoholgőzt is kevernek. A nagy, több megaohmos  $R$  ellenálláson keresztül a csővek típusától függően 500-1500 V körüli feszültséget kapcsolunk az anódszál és a ház közé. A szál környékén nagy elektro-



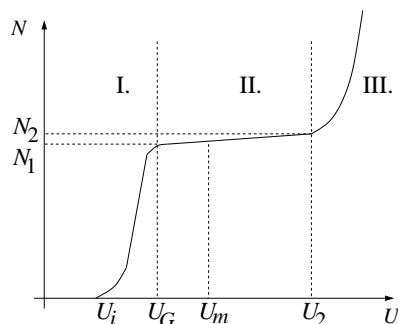
2.1. ábra.

mos térerősség alakul ki, áram azonban – töltéshordozók hiányában – nem folyik. Ha a csőbe ionizáló sugárzás kerül, az elektronok a pozitív szál irányába gyorsulva a nagy térerősség miatt lavinaszerűen újabb ion-elektron párokat keltenek, és igen rövid idő alatt több millió elektron érkezik a szálra. Kisüléskor a nagy áramlökés az  $R$  ellenálláson jelentős feszültségesést okoz, ezeket az impulzusokat a  $C$  kondenzátoron át erősítőbe, onnan pedig számlálóba vezetjük. A nagy erősítésnek köszönhető, hogy igen kis aktivitásokat is mérhetünk, hiszen a csőbe bejutva már egy-egy elektron is elindíthatja a lavina-folyamatot. Az elektronok mozgékonyasága nagy, így igen rövid idő, kb.  $10^{-8}$  s alatt eléri a szálát. Az  $R$  ellenálláson átfolyó áram azonban olyan nagy feszültségesést hoz létre, hogy a térerősség lecsökken a gyújtási feszültség alá, és újabb részecskék nem tudják a csövet begyújtani mindaddig, amíg az a telepből  $t = RC$  időállandóval növekedve ismét el nem éri a gyújtási feszültséget ( $\tau'$  holtidő, kb.  $10^{-4}$  s).

A pozitív ionok mozgékonyasága nagy tömegük miatt kisebb, hosszabb idő telik el, amíg azok a cső falát eléri. Itt azonban a cső falából fotonokat váltanak ki, amelyek a csövet ismét begyújtják, és a cső folyamatos kisülésbe menne át. Ezt akadályozza meg a gázba kevert kevés alkoholgőz (önkioltó csövek). Ha az  $R$  ellenállást igen nagyra választjuk, akkor az  $RC$  időállandó miatt igen nagy lesz a holtidő, nagyobb, mint amennyi a pozitív ionoknak kell a katód eléréséhez, így az újragyújtás elkerülhető, azonban a cső lassúsága miatt azzal csak kis aktivitások lesznek mérhetőek (külső kioltás).

A GM-csövek falán általában az alfa-sugárzás nem tud áthatolni, de a vékony véglaplakon igen. A gamma-sugarak nem ionizálnak, de a cső falából fotoeffektus, Compton-szórás vagy párkeltés folytán ionizáló részecskéket keltenek, így az ismertett cső mindhárom sugárzásra érzékeny, univerzálisan használható. Ha a csövet kis feszültséggel üzemeltetjük, a keletkezett impulzusok nagysága arányos lesz a csőbe jutott sugárzás eredeti ionizációs képességével, így a nagyobb fajlagos ionizációs képességű alfa-sugárzás elkülöníthető a béta vagy gamma-sugárzástól (proporcionális tartomány). Ha a csőre kapcsolt feszültséget növeljük, elérünk egy olyan szintet, ahonnan kezdve minden részecske képes begyújtani a csövet, függetlenül attól, hogy a primer ionizációs képessége kicsi vagy nagy. Ekkor a karakterisztika telítési jelenséget mutat. (Lassú emelkedése nagyrészt a cső végénél fellépő erővonal szóródásnak tulajdonítható). Ez a feszültség a Geiger-küszöb. Ha a csőre kapcsolt feszültség függvényében ábrázoljuk az időegység alatt megszámlált részecskéket (2.2. ábra), akkor a görbe menetéből a GM-cső legfontosabb adatai megállapíthatók.

A kezdeti kis feszültségeknél a GM-cső nem számol, majd elérve az  $U_i$  küszöbszintet, a lavina-effektus megindul, és a cső számolni kezd. Növelve a feszültséget, a GM-cső egyre jobb hatásfokkal számol, ugyanolyan preparátum állás mellett is rohamosan nő a megszámlált részek száma (I. tartomány). Elérve az  $U_G$  Geiger-küszöböt, a feszültség növelése ellenére is viszonylag állandó a regisztrált részek száma (II. tartomány). Ennek a lassan emelkedő résznek *plató* a neve. Sokat használt csöveknél a wolframszál „kiszőrösödik”, alkisülések jönnek létre. A disszociáció miatt lassan elfogy a kioltógáz, emiatt egyre több újraindítás jön létre. Ennek az lesz a következménye, hogy a sokat használt csöveknél a plató rohamosan kezd növekedni, emelkedése a kívánatos 2-5%/100 V-nál meredekebb lesz, a plató hossza felére, harmadára csökken. Ha a GM-csőre kapcsolt feszültséget tovább növeljük, a regisztrált részek száma ismét rohamosan növekszik, a túl nagy feszültség miatt a kioltás már nem jön létre, a cső a folyamatos kisülés miatt tönkremegy (III. tartomány).



2.2. ábra.

A GM-csövet rendszerint a plató harmadánál-felénél felvett *munkapontban* üzemeltetjük. Ennek oka, hogy így a tápegység instabilitásai miatt fellépő feszültségingadozások csak kevésbé befolyásolják a mért beütésszámokat

A GM-csövek egyik jellemző paramétere a plató meredeksége a munkapontban. Ezt rendszerint  $\%/V$ -ban (vagy  $\%/100 V$ -ban) fejezik ki fejezik ki:

$$m = \frac{\delta N}{\Delta U} = \frac{\frac{\Delta N}{N_m}}{\Delta U} = \frac{N_2 - N_1}{N_m(U_2 - U_G)} \quad (2.1)$$

ahol  $N_1$ ,  $N_m$  és  $N_2$  a mért beütésszámok rendre a Geiger-küszöbnél ( $U_G$ ), a munkaponton és a plató végén ( $U_2$ ). Minél kisebb a plató meredeksége, annál jobb a GM-cső.

## A mérés gyakorlati kivitelezése

A laborvezető által adott radioaktív izotópot a GM-cső alá helyezzük (ügyeljünk arra, hogy a mérés során ne mozduljon el). A GM-cső feszültségét változtatva mérjük az azonos idő alatt beérkező részecskék számát. A kapott karakterisztikát mm-papíron ábrázoljuk, a nevezetes pontokat és tartományokat bejelöljük.

## A mérés menete

1. Kapcsoljuk be a számlálót, tekerjük nullára a feszültség szabályzót, majd helyezzük feszültség alá a GM-csövet.
2. Tegyük az izotópot a GM-cső alá.
3. A feszültségállítót óvatosan felfelé tekerve keressük meg az indulási feszültséget, majd onnan kezdve 20-30 különböző feszültségnél végezzünk 30 másodperces méréseket. Ahol a beütésszám gyorsan változik ( $U_i$ -től  $U_G$ -ig), kis lépésekben emeljük a feszültséget; a plató elérése után ritkíthatjuk a mérési pontokat. A plató végénél óvatosan haladjunk, ha ugrásszerűen megnő a beütésszám, állítsuk meg a mérést.

4. Ábrázoljuk a mért beütésszámokat a GM-csőre kapcsolt feszültség függvényében. A grafikonról állapítsuk meg a GM-cső jellemző adatait: az indulási feszültséget, a Geiger-küszöböt, a folytonos kisülési tartomány kezdetét, a plató hosszát. Vegyük fel a munkapont helyét a görbén.
5. Határozzuk meg a plató meredekségét a munkapontban.

### **Figyelem!**

Az alkalmazott nagyfeszültség miatt pontosan tartsuk be a balesetvédelmi előírásokat!

Ha végablakos GM-csövet használunk, vigyázzunk a cső ablakára! A vékony csillámlemez a külső légnyomás már kis karcolásra is szétrepesztheti!

Mérés közben figyeljük állandóan az impulzusszám emelkedését, a folytonos kisülési tartományban ne mérjünk, mert a GM-cső tönkremegy!

### **Irodalom**

V. Kment-A. Kuhn: Geiger–Müller számlálócsövek

Csikainé Buczkó Margit: Radioaktivitás és atommagfizika 78-84. o.

## 3. fejezet

# Radioaktív preparátumok aktivitásának meghatározása

### A mérés elmélete

A gamma sugárzó izotópok aktivitását legegyszerűbben úgy határozhatjuk meg, ha ugyanolyan típusú ismert aktivitású izotóppal hasonlítjuk össze a mérendő preparátumokat. A sugárzás mérésére Geiger–Müller számlálócsövet használunk. Működési elvének leírása megtalálható az *Atom- és magfizikai mérések jegyzet Geiger–Müller cső karakterisztikájának meghatározása* című mérésénél. A gamma sugarak ugyan közvetlenül nem ionizálnak, de a hatásukra létrejövő fotoelektronok, Compton-elektronok és a pozitron-elektron párok a GM-csövet „megszólaltatják”. (A megszólalás valószínűsége általában 1% körüli érték.)

A mérés elve, hogy adott távolságból előbb az ismert, majd az ismeretlen aktivitású preparátum által időegység alatt kibocsátott részek számát mérjük, és ezek hányadosa adja a két aktivitás hányadosát. A gyakorlati kivitelezésnél azonban több tényező együttes hatásával kell számolnunk. Figyelembe kell vennünk a környezet zavaró hatását, az ún. háttérsugárzást, a számláló szerkezet feloldóképességét, valamint különböző távolságra helyezett preparátumoknál azt a tényt, hogy a sugárzás aktivitása a távolság négyzetével fordított arányban csökken (pontszerű sugárforrás esetén). (Az etalon és az ismeretlen sugárforrás eltérő távolságra helyezésére akkor van szükség, ha a mérendő és az etalon preparátumok aktivitása között nagy különbség van, és azonos elrendezés mellett a nagyobb aktivitásút a számláló csak nagy hibával tudná mérni a tehetetlensége miatt.) Az alábbi módszer hosszú felezési idejű, viszonylag kis méretű izotóp aktivitásának meghatározására szolgál.

### A mérés gyakorlati kivitelezése

Megmérjük a háttérsugárzást a megfelelő munkaponti feszültségre állított GM-csővel, majd mérünk a laborvezető által adott ismert és ismeretlen aktivitású izotópokkal. Az ismeretlen

izotópok aktivitását a következőképpen kapjuk meg:

$$A_x = A_i \frac{N_x - N_h}{N_i - N_h} \cdot \frac{R_x^2}{R_i^2}, \quad (3.1)$$

ahol  $A_x$  és  $A_i$  a meghatározandó ill. az ismert aktivitásokat jelenti;  $N_h$ ,  $N_x$  és  $N_i$  rendre a háttérsugárzásból, az ismeretlen és az ismert izotópból származó mért beütések száma;  $R_x$  és  $R_i$  pedig az izotópok távolsága a GM-csőtől.

A mért aktivitásoknak meghatározzuk a hibáját. Az egyes mért beütésszámok ( $N$ ) statisztikai abszolút hibája  $\Delta N = \sqrt{N}$  (lásd a 12. mérést). A relatív hiba:  $\delta N = \Delta N/N = \sqrt{N}/N$ . Az  $A_x$  hibájának kiszámításához emlékezzünk a hibaszámításról tanultakra: összegnél és különbségnél az abszolút hibák, szorzásnál és osztásnál a relatív hibák adódnak össze. Célszerű tehát először a (3.1) összefüggésben a számláló és a nevező abszolút hibáját kiszámolni, majd meghatározni azok relatív hibáit, és ezekkel tovább számolni. Ha az ismert és ismeretlen aktivitású izotópok a mérés során azonos távolságra voltak a GM-csőtől, a távolságok hibáival nem kell számolni.

## A mérés menete

1. Kapcsoljuk be a tápegységet és adjuk rá a GM-csőre a nagyfeszültséget.
2. Mérjük a háttérsugárzást 10 percig.
3. Helyezzük az ismert aktivitású izotópot a GM-cső alá és mérjük annak sugárzását 10 percen keresztül.
4. Az ismeretlen izotópot pontosan ugyanoda helyezve ismételjük meg a mérést. Ügyeljünk, hogy a mérés során se az izotóp, se a GM-cső ne mozduljon el. Ismételjük meg a mérést a másik ismeretlen izotóppal is.
5. Számoljuk ki az ismeretlen izotópok aktivitását, a mérés hibájával együtt. Az etalon aktivitásának hibáját tekintjük 2%-nak.

## Figyelem!

Az alkalmazott nagyfeszültség miatt pontosan tartsuk be a balesetvédelmi előírásokat!

Ha végablakos GM-csövet használunk, vigyázzunk a cső ablakára! A vékony csillámlemez a külső légnyomás már kis karcolásra is szétrepesztheti!

Az izotópok adatait a mérési jegyzőkönyvben jegyezzük fel.

## Irodalom

Csikainé Buczkó Margit: Radioaktivitás és atommagfizika 16-19. o.

Atomfizikai és magfizikai mérések: Geiger–Müller számlálócső karakterisztikájának meghatározása  
12. mérés

## 4. fejezet

# Rövid életű izotóp felezési idejének meghatározása

### A mérés elmélete

Az elemek különféle izotópjainak nagy része radioaktív, azaz különböző sugárzásokat bocsát ki magjából, miközben legtöbbször átalakul más elem izotópjává. Ez a radioaktív bomlás igen változatos sebességgel mehet végbe. Néhány anyagnál ez a bomlás másodperc tört része alatt következik be, azaz olyan sebességgel, hogy még a megfigyelésre sincs lehetőségünk, míg másoknál ez évmillióig vagy évmillárdokig eltarthat.

A bomlás sebessége jellemző az illető izotópra, ez lehetőséget ad ismeretlen radioaktív anyagok azonosítására.

Egyes magokat kiszemelve, azok bomlása teljesen véletlenszerű, legfeljebb statisztikai megfontolásokkal élhetünk, ha a bomlást le akarjuk írni. Tapasztalat szerint az elbomló atomok  $dN$  száma arányos a megfigyelés kezdetén még meglévő atomok  $N$  számával, valamint a megfigyelés  $dt$  időtartamával:

$$dN = -\lambda N dt, \quad (4.1)$$

ahol  $\lambda$  az adott izotópra jellemző állandó, az ún. bomlási állandó. Szeparálva, majd integrálva az előbbi összefüggést, kapjuk:

$$\ln N = -\lambda t + \ln C. \quad (4.2)$$

Ha a megfigyelés kezdetén meglévő atommagok számát  $N_0$ -al jelöljük (határfeltétel), akkor  $C = N_0$ , és a  $t$  idő múlva még elbomlatlan atommagok száma:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (4.3)$$

Ez a radioaktivitás bomlástörvénye.

A bomlási állandó mellett a bomlás sebességét szokás egy másik mennyiséggel, a felezési idővel is jellemezni. A felezési idő definíció szerint az az időtartam, amennyi idő alatt a

magok fele elbomlik. A bomlástörvény (4.3) kifejezéséből a felezési időre a következő összefüggést kapjuk:

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (4.4)$$

A felezési időt használva a bomlási állandó helyett, a bomlástörvény a következő alakba írható:

$$N(t) = N_0 2^{-\frac{t}{T_{\frac{1}{2}}}}. \quad (4.5)$$

## A mérés gyakorlati kivitelezése

A méréshez szcintillációs mérőfejet és a hozzá kapcsolt számlálót használjuk. A mérőfej egy kisebb ólomtoronyban van elhelyezve a háttérsugárzás csökkentésére. Mivel a háttérsugárzást teljesen kiszűrni nem lehet, a mérés során azt figyelembe kell vennünk; első dolgunk tehát annak megmérése lesz. Ezután a rövid élettartamú izotópot az ólomtoronyba téve percenként megmérjük annak intenzitását. A mérést addig végezzük, amíg az izotóp sugárzásának erőssége a háttér szintje alá csökken.

A mért beütésszámokat (amikből a háttérrel levontuk) ábrázoljuk mm-papíron (4.1. ábra) és határozzuk meg róla a felezési időt. Ehhez bejelöljük a görbén az  $N_0$ ,  $N_0/2$ ,  $N_0/4$ ,  $N_0/8$  szinteket és levetítjük a pontok helyét a vízszintes tengelyre. Ezen időpontok közötti intervallumok hossza a felezési idő.

Egy másik, ezzel ekvivalens módszer az, hogy a beütésszámokat féllogaritmikus papíron ábrázoljuk (vagy az  $\ln N$ -eket mm-papíron). Így az exponenciális görbe képe egyenes (4.2. ábra). Ennek az egyenesnek a meredeksége éppen  $-\lambda$ . Vigyázat! A féllogaritmikus papíron a meredekség számolása speciálisan történik, hiszen nem egy valódi egyenesről van szó:

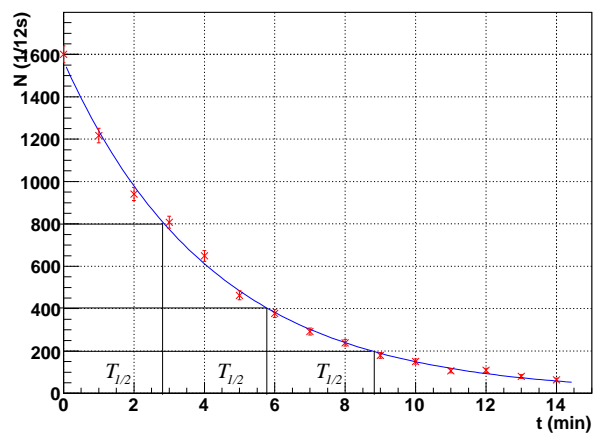
$$m = -\lambda = \frac{\ln N_2 - \ln N_1}{t_2 - t_1}. \quad (4.6)$$

A mért felezési időből számoljuk ki a bomlási állandót és fordítva.

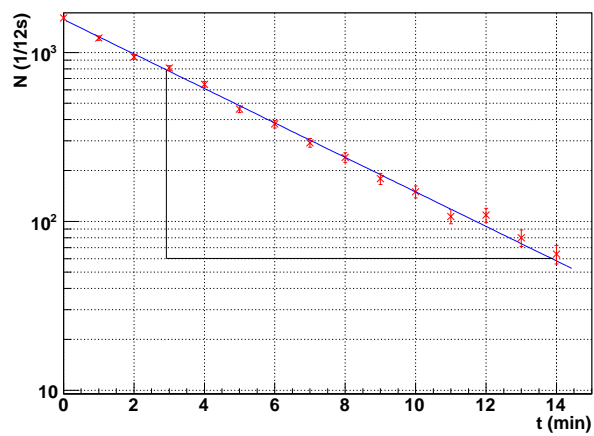
## A mérés menete

1. Kapcsoljuk be a számlálót és adjuk rá a nagyfeszültséget a szcintillációs mérőfejre.
2. Állítsuk a számlálóberendezés időzítőjét 10 percre és mérjük a háttérsugárzást. Számoljuk ki a háttérsugárzás 12 másodpercre eső részét (kerekítsük egész számra) és annak hibáját. (Miért mérjük a háttérsugárzást hosszú ideig?)
3. Állítsuk át a számlálóberendezést 12 másodperces mérésre, és kérjük el a laborvezetőtől a rövid felezési idejű izotópot. Húzzuk fel és nullázzuk a stoppert. Amikor a laborvezető betette az izotópot az ólomtoronyba és bezárta annak ajtaját, indíthatjuk a méréssorozatot, azaz egyidejűleg indítjuk a stoppert és a számlálót. A számláló 12 másodperc múlva leáll, ekkor leírjuk a mért beütésszámot és levonjuk belőle a háttér 12 másodpercre eső részét. A stoppert nem állítjuk le! Ezután a mérést percenként





4.1. ábra.



4.2. ábra.

ismételjük addig, amíg a kapott nettó beütésszám a háttérrel összemérhető szintűre csökken.

4. Ábrázoljuk az idő függvényében a nettó impulzusszámot és illesszünk rá görbét. A görbén a fent leírt módon jelöljük be és olvassuk le legalább három helyen a felezési időt, majd ezeket átlagoljuk. Számoljuk ki a felezési időből a bomlási állandót.
5. Ábrázoljuk a mért beütésszámokat féllogaritmikus papíron vagy az  $\ln N$ -eket mm-papíron. Illesszünk a pontokra egyenest, és határozzuk meg annak meredekségéből a bomlási állandót. Számoljuk ki a felezési időt, és vessük össze a kétféle módszerrel kapott értékeket.

### **Figyelem!**

Az alkalmazott nagyfeszültség miatt pontosan tartsuk be a balesetvédelmi előírásokat!

### **Irodalom**

Csikainé Buczkó Margit: Radioaktivitás és atommagfizika 16-19. o., 84-93. o.  
12. mérés

## 5. fejezet

# Béta-sugárzás abszorpciójának vizsgálata

### A mérés elmélete

Gyakori feladat valamely béta-sugárzó radioaktív izotóp energiájának meghatározása. A mérés alapelve az, hogy a béta-sugarak anyagon való áthaladásuk közben veszítenek energiájukból s végül sebességüket veszítve abszorbeálódnak.

Az  $x$  irányba haladó sugárzás útjába tett vékony  $\Delta x$  vastagságú lemezen bekövetkező  $\Delta I$  intenzitáscsökkenés (5.1. ábra) arányos az abszorbens vastagságával, a ráeső sugárzás  $I$  intenzitásával és függ az anyagi minőségtől, amelyet egy  $\mu'$ -vel jelölt lineáris abszorpció tényezővel ( $[\mu'] = 1/\text{cm}$ ) vesszünk figyelembe:

$$\Delta I = -\mu' I \Delta x . \quad (5.1)$$

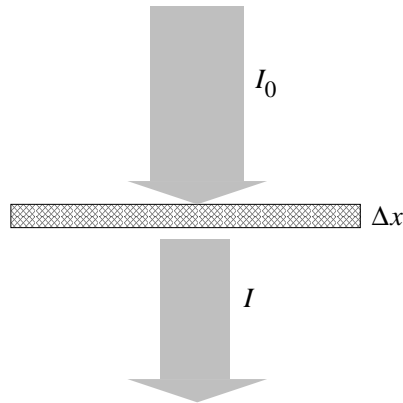
(A negatív előjel azt fejezi ki, hogy az anyagon való áthaladás közben a sugárzás intenzitás *csökken*.)

Ha a differenciálegyenletet szeparáljuk, majd integráljuk, és az integrációs konstans meghatározásakor felhasználjuk, hogy  $x = 0$  abszorbensvastagság esetén  $I = I_0$ , az alábbi exponenciális kifejezéshez jutunk:

$$I = I_0 e^{-\mu' x} . \quad (5.2)$$

A tapasztalat azt mutatja, hogy a sugárzás gyengítése szempontjából nem csak az abszorbens vastagsága, hanem a sűrűsége is számít. Célszerű ezért bevezetni a  $d = x\rho$  *felületi sűrűség* vagy más néven *rétegvastagság* fogalmát, amelynek mértékegysége  $\text{g}/\text{cm}^2$ . Általában igaz ugyanis az, hogy különböző vastagságú és sűrűségű abszorbensek egyformán gyengítik a sugárzást, ha a rétegvastagságuk megegyezik. (Nagyobb sűrűségű anyagokból vékonyabb abszorbens is elég ugyanolyan mértékű elnyeléshez.) A felületi sűrűség pontosan az, amit a neve jelez: megadja az abszorbens egységnyi felületének tömegét, ugyanis ha a sugárzás útjába tett  $x$  vastagságú lemez felülete  $A$ , akkor a térfogata  $V = xA$  és

$$d = x\rho = x \frac{m}{V} = \frac{m}{A} . \quad (5.3)$$



5.1. ábra.

Az  $x$  vastagság helyett  $d$  rétegvastagsággal átírva az (5.2) összefüggést:

$$I = I_0 e^{-\mu'x} = I_0 e^{-(\mu'/\rho)(x\rho)} = I_0 e^{-\mu d}, \quad (5.4)$$

ahol a  $\mu = \mu'/\rho$  szintén az anyagi minőségre jellemző állandó ( $[\mu] = \text{cm}^2/\text{g}$ ), neve tömegabszorpciós együttható.

Az anyag vastagságának jellemzésére gyakran használjuk az tömegabszorpciós együttható helyett a *felezési rétegvastagság* fogalmát is. A felezési rétegvastagság definíció szerint az rétegvastagság, amely a bejövő sugárzás intenzitását a felére csökkenti. Az exponenciális abszorpciós törvény (5.4) kifejezéséből a felezési rétegvastagságra a következő összefüggést kapjuk:

$$d_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\mu}. \quad (5.5)$$

A felezési rétegvastagságot használva a tömegabszorpciós tényező helyett, az elnyelési törvény a következő alakba írható:

$$I(d) = I_0 2^{-\frac{d}{d_{\frac{1}{2}}}}. \quad (5.6)$$

Vegyük észre, hogy a radioaktivitás bomlástörvénye és az elnyelési törvény teljesen azonos alakúak; minden képlet, összefüggés és megmondolás egyikről a másikra átvihető a következő helyettesítésekkel:

$$A_0, N_0 \longrightarrow I_0 \quad (5.7)$$

$$A, N \longrightarrow I \quad (5.8)$$

$$\lambda \longrightarrow \mu, \mu' \quad (5.9)$$

$$t \longrightarrow d, x \quad (5.10)$$

$$\Delta t \longrightarrow \Delta d, \Delta x \quad (5.11)$$

$$T_{\frac{1}{2}} \longrightarrow d_{\frac{1}{2}}, x_{\frac{1}{2}} \quad (5.12)$$

A tömegabszorpciós együtthatót eddig állandónak tekintettük, ez azonban csak közelítés, mert valójában függ a sugárzás energiájától és kissé az abszorbens rendszámától is. A tömegabszorpciós együttható függése az energiától lehetőséget ad a béta-sugárzás energiájának gyors meghatározására. A szakirodalomban több empirikus képlet található. Alumínium abszorbens esetén egy adott forrásból származó béta-részecskék maximális energiájának meghatározására jól használható a

$$\mu = \frac{1,7}{E_{\max}^{1,14}} \quad (5.13)$$

összefüggés, melyben  $[\mu] = \text{m}^2/\text{kg}$ ,  $[E_{\max}] = \text{MeV}$ .

## A mérés gyakorlati kivitelezése

A béta-sugárzást GM-csővel detektáljuk.

A háttérsugárzás megmérése után a rögzített béta-sugárzó izotóp és a GM-cső közé azonos méretű, ismert rétegvastagságú alumíniumlemezeket helyezünk. Mérjük, hogy az egyre növekvő vastagságú abszorbenseken áthaladva mennyire csökken a sugárzás intenzitása. A mért beütésszámokat a rétegvastagság függvényében ábrázoljuk lineárisan és féllogaritmikusan (lásd 4. mérés). Meghatározzuk az alumínium felezési rétegvastagságát, tömegabszorpciós tényezőjét és a béta-sugárzás maximális energiáját.

## A mérés menete

1. Helyezzük üzembe a számlálót, és stopper segítségével mérjük 10-15 percig a háttérsugárzást.
2. Amíg a háttérsugárzást mérjük, válasszunk ki 30 db azonos méretű alumíniumlemezt, és az analitikai mérlegen mérjük meg az össztömegüket. Számoljuk ki egy lemez átlagos tömegét. (A mérlegre csak akkor tegyük rá a mérendő lemezeket, ha a zöld LED abbahagyta a villogást, és a mérleg stabilan 0-t mutat!)
3. Az alumíniumlemezeink közül 3 találmra kiválasztottnak mérjük meg a hosszúságát és szélességét tolómérővel. Számoljuk ki a felületüket és egy lemez átlagos területét.
4. A lemezek átlagos tömegéből és átlagos területéből határozzuk meg egy lemez felületi sűrűségét.
5. Számoljuk ki a háttérsugárzás fél percre eső részét (egészre kerekítve).
6. Félperces mérési idővel mérjük meg a meg a kiadott béta-sugárzó intenzitását abszorbens nélkül, majd a sugárzás útjába hármasával egyre több abszorbenst helyezve. A háttérrel vonjuk le a mért beütésszámokból.
7. Ábrázoljuk a rétegvastagság függvényében a nettó impulzusszámot és illesszünk rá görbét. A görbén a 4. mérésnél leírt módon jelöljük be és olvassuk le legalább három helyen a felezési rétegvastagságot, majd ezeket átlagoljuk. Számoljuk ki a felezési rétegvastagságból a tömegabszorpciós tényezőt.

8. Ábrázoljuk a mért beütésszámokat féllogaritmikus papíron vagy az  $\ln N$ -eket mm-papíron. Illesszünk a pontokra egyenest, és határozzuk meg annak meredekségéből a tömegabszorpció együtthatót. Számoljuk ki a felezési rétegvastagságot, és vessük össze a kétféle módszerrel kapott értékeket.
9. Számoljuk ki a forrás béta-részecskéinek maximális energiáját.

### **Figyelem!**

Az alkalmazott nagyfeszültség miatt pontosan tartsuk be a balesetvédelmi előírásokat!

Ha végablakos GM-csövet használunk, vigyázzunk a cső ablakára! A vékony csillámlemez a külső légnyomás már kis karcolásra is szétrepesztheti!

Az izotópok adatait a mérési jegyzőkönyvben jegyezzük fel.

### **Irodalom**

Csikainé Buczkó Margit: Radioaktivitás és atommagfizika 46-54. o.

Atomfizikai és magfizikai mérések: Geiger–Müller számlálócső karakterisztikájának meghatározása

4. mérés

12. mérés

## 6. fejezet

# Oldat áteresztőképességének vizsgálata az UNICAM kétküvettás abszorpciós spektrométerrel

### A mérés elmélete

Az UNICAM kétküvettás abszorpciós spektrométer oldatok relatív áteresztőképességének széles hullámhossztartományban való meghatározására szolgál.

A készülék hátoldalán lévő lámpaházban két fényforrás van, az egyik egy izzólámpa, amely a látható és közeli infravörös tartományban szolgáltatja a szükséges fényt, és használaton kívül egy kapcsolóval ki is iktatható. A másik fényforrás egy nagynyomású hidrogén (deutérium) lámpa, melynek színe majdnem folytonos az UV tartományban. Ez utóbbi gázkisülését (bekapcsolás után néhány perc múlva indul csak meg) különleges elektronikus áramkör és stabilizátor biztosítja, melyet nem célszerű ki- és bekapcsolgatni, ezért mérés közben folyamatosan működik. A megfelelő lámpák kiválasztása egy tükör elforgatásával történik (T (tungsten) a wolfram lámpa, H a hidrogén (deutérium) lámpa jele). A lámpa folytonos színe prizmarendszeren keresztül egy olyan nagyfelbontású fémrácsra kerül, amelyet egy hullámhosszban kalibrált dobbal lehet forgatni; így választhatjuk ki azt, hogy milyen hullámhosszú monokromatikus fényt bocsátunk át a vizsgálandó oldaton.

A fénysugár útja egy 0,01 mm pontossággal állítható résen keresztül a küvettaházba, onnan a fotocellaházba kerül. A fotocella háza két igen nagy érzékenyséű fotocellát tartalmaz, az egyik a látható és közeli infravörös, a másik az UV tartományban használható. Cseréjük a fotocella váltókar ki- ill. betolásával történik. A fotocellák a szobai megvilágítás hatására károsodnak, ezért a fotocellaház egy kar betolásával ugyancsak lezárható. Ügyeljünk ezért arra, hogy a küvetták cseréjekor – amikor a küvettaház teteje nyitott – a fotocellák a külső fényvel ne kerüljenek kapcsolatba! A ház fedelét pontosan kell a helyére tenni, mérés közben csak akkor szabad felemelni, ha gondosan meggyőződünk arról, hogy a fotocellakapu zárva van.

A fotocella áramát egy igen nagy erősítésű egyenáramú erősítővel felerősítjük, ez az

áram folyik egy mérőhíd egyik ágában. A híd másik ágában egy százalékban kalibrált potenciométer van, a híd kiegyensúlyozását pedig egy középállású nullműszer jelzi. A két fotocellához két különbözően kompenzált erősítő tartozik, ezek között a fotocellák váltásakor szintén váltani kell.

A fotocellák az előző megvilágítástól ill. hőmérséklettől függő *sötétárammal* bírnak (azaz megvilágítás nélkül is mutatnak néhány nanoamper áramot). Ezt egy kompenzáló gombbal ugyancsak ki kell egyenlíteni és a mérés során sűrűn ellenőrizni!

## A mérés gyakorlati kivitelezése

A mérés során a laborvezető által adott oldat relatív, az oldószerhez képesti áteresztőképességét vizsgáljuk a hullámhossz függvényében. A műszer két fényforrása közül a hagyományos izzólámpát használjuk. A mérést az infravörös tartományban, 1000 nm-nél kezdjük, és 100 nm-enként haladunk lefelé. Ha két mérés között nagyot változott az oldat áteresztőképessége, akkor mérjük a két hullámhossz között finomabb lépésekben. A mérést 350-400 nm-ig érdemes folytatni.

A mérés során kapott százalékos áteresztőképességet a hullámhossz függvényében mm-papíron ábrázoljuk.

## A mérés menete

1. Helyezzük áram alá a készüléket és kapcsoljuk be az izzólámpát és az erősítőt.
2. Győződjünk meg arról, hogy a fotocellakapu zárva van-e, majd emeljük le a küvetaház fedelét és vegyük ki a két küvettát. A párba válogatott küvetták kvarcüvegből készültek és oldaluk 0,01 mm pontossággal párhuzamosra csiszolt – vigyázat, kézzel csak az oldalukat érintsük, a fénnel szembeni felületeiket ne!
3. Nyissuk ki a rést teljesen (2 mm-re) és tegyünk egy fehér papírcsíkot a küvetták helyére. A hullámhossz változtatásával ellenőrizzük a lámpa beállítását – egyenletes-e a rés megvilágítása, jól látszik-e a spektrum?
4. Töltsük meg az egyik küvettát desztillált vízzel, a másikat a laborvezető által adott oldattal, és helyezzük vissza őket a helyükre. Jegyezzük meg, melyik küvettában van az oldószer és melyikben az oldat. Helyezzük vissza a küvettaház tetejét és győződjünk meg arról, jól zár-e.
5. Válasszuk ki a megfelelő fotocellát.
6. Lezárt fotocellakapunál végezzük el a sötétáram-kompenzációt, azaz a DARK CURRENT feliratú tárcsával hozzuk a műszert középállásba.
7. Állítsuk be a kívánt hullámhosszat (bal oldali tárcsa).
8. Hozzuk a potenciométert (a hullámhossz-állító mellett) 100%-os állásba!



9. Nyissuk ki a fénykaput, és az oldószert a rés elé tolva a résszélesség változtatásával (jobb oldali tárcsa) hozzuk a mutatót nullhelyzetbe. Jegyezzük fel a résszélességet.
10. A küvettaváltóval toljuk az oldatot a fény útjába. Állítsuk be a hídegyensúlyt a potenciométer állításával. Olvassuk le a potenciométer skálájáról az oldat százalékos áteresztőképességét.
11. Végezzük el a mérést a fentebb leírtak alapján több hullámhosszon (ismételjük a sötétáram-kompenzációtól (6. pont)).
12. Ábrázoljuk az oldat áteresztőképességét a hullámhossz függvényében. Kössük össze a pontokat.
13. Határozzuk meg, mely hullámhosszaknál (színeknél) a legnagyobb ill. legkisebb az abszorpció értéke. Megállapításaink alapján vonjunk le következtetést az oldat színére vonatkozóan.

### **Figyelem!**

A küvettákat óvatosan kezeljük, és mérés után gondosan mossuk el, hogy ne maradjanak bennük vegyszernyomok!

A mérés során saját érdekünkben is fokozottan ügyeljünk arra, hogy a fotocellákat külső fény ne érje! A küvettaház fedelét csak akkor nyissuk ki, ha a fénykapu zárva van!

### **Irodalom**

Budó Á.: Kísérleti Fizika III. 273. §. 2.  
Mátrai–Patkó: Fénytan 90-100. o.



## 7. fejezet

# Koncentráció meghatározása száloptikás abszorpciós spektrofotométerrel

### A mérés elmélete

A számítógéphez csatlakoztatott száloptikás spektrofotométer mérési elve hasonló az UNICAM műszeréhez (lásd 6. mérés). Ez a műszer azonban egyrészt emissziós színek felvételére is alkalmas, másrészt az abszorpciós spektrum mérését sokkal kényelmesebbé, gyorsabbá és pontosabbá teszi.

A készülék egy számítógépbe helyezett kártyából és egy küvettatartó házból áll. A küvettaház magában foglalja a megvilágító lámpát, a leképező lencsét és az optikai kábel csatlakozásait. A halogén izzó fényét egy lencserendszer a küvettán át egy vékony üvegszálas fényvezetőn keresztül a számítógépbe helyezett mérő és analizáló kártyára viszi. Itt történik meg a fény bontása egy reflexiós optikai rácson, majd a színek egy 1024 csatornás fotószenzorra, innen pedig egy analóg-digitális (A/D) átalakítóra kerül. A jelfeldolgozást számítógépes program végzi, az eredményt grafikon formájában a képernyőn jeleníti meg.

### A mérés gyakorlati kivitelezése

A mérés során a laborvezető által adott oldat elnyelőképességét vizsgáljuk az oldószeréhez képest. A 6. méréshez képesti eltérés az, hogy itt a teljes látható tartománybeli abszorpciót a program egyszerre ábrázolja grafikonon a hullámhossz függvényében. Az oldószerhez képesti relatív abszorpcióképesség jellemzésére a program az *abszorbancia* nevű mennyiséget használja, melynek definíciója:

$$A(\lambda) = -\log \frac{I_{\text{oldat}}}{I_{\text{oldószere}}}, \quad (7.1)$$

ahol  $I_{\text{oldat}}$  és  $I_{\text{oldószere}}$  az oldaton ill. az oldószeren átjutott fény mennyiségét jelenti.

Hogy megértsük, mit is jelent az abszorbancia, tegyük fel, hogy az oldatunk 0%-os koncentrációjú, azaz maga az oldószer. Ekkor a fenti törtben a számláló és a nevező nyilván ugyanaz, hányadosuk tehát 1. A logaritmus definíciójából következik, hogy  $\log 1 = 0$ , tehát az abszorbancia is 0 lesz. Másrészt: ha az oldat koncentrációja nullánál nagyobb, az oldat nem lesz annyira átlátszó, mint a desztillált víz, tehát több fényt nyel el. (Értelemszerűen ez a módszer csak olyan oldott anyagnál alkalmazható, amely megszínezi az oldószert.) Ha az oldat több fényt nyel el, mint az oldószer, akkor a rajta átjutó fény mennyisége kevesebb, és  $0 < I_{\text{oldat}}/I_{\text{oldószer}} < 1$ . Az 1-nél kisebb számok logaritmusai negatív (ha a logaritmus alapja nagyobb, mint 1), ezt a logaritmus előtt álló negatív előjel pozitívba fordítja. Minél nagyobb a koncentráció, vélhetően annál sötétebb színű az oldat, annál kisebb a tört értéke, annál kisebb negatív szám a logaritmus és annál nagyobb pozitív szám az abszorbancia.

A program az oldatnak az oldószerhez képesti abszorbanciáját számolja ki és ábrázolja a hullámhossz függvényében. A kapott görbét az előzőek szerint a következőképpen kell értelmezni:

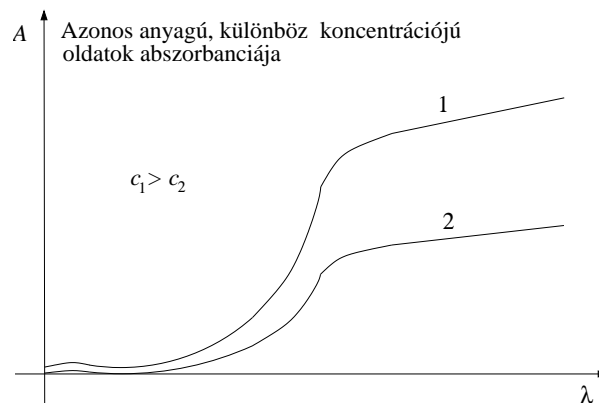
- Ahol magasan fut a görbe, azokon a hullámhosszakon az oldat jól nyeli el a fényt az oldószerhez képest.
- Ahol a görbe 0, azokon a hullámhosszakon az oldat és az oldószer abszorpciója megegyezik.

Mivel oldószerként desztillált vizet használunk, amely a látható tartományban egyenletesen (nem) nyeli el a fényt, ezért a levont következtetések kvalitatíve nem csak az oldószerhez képest, hanem abszolút értelemben (az „oldószerhez képest” kitétel nélkül) is igazak. Ennek ellenére érdemes észben tartani, hogy ez relatív, és nem egy abszolút mérési módszer.

A mérés a következőképpen zajlik: a küvettába desztillált vizet teszünk, és a rendszerrel megmérjük a rajta átjutó fény mennyiségét. Ezután lekapcsoljuk a kis lámpát, és a műszerrel levonjuk a környezetből a rendszerbe jutó fényt, ami háttérként jelentkezik. Utolsó lépésként a küvettába az oldatot tesszük, és így mérünk. Ennél a lépésnél a program az előző, megjegyzett háttér levonása után, az oldaton és az oldószeren átjutott fénymennyiségekből minden hullámhosszra kiszámolja az abszorbanciát és grafikonon ábrázolja. A grafikon elemzése után a küvettában már csak az oldatokat cserélgetve folytathatjuk a mérést.

Látni fogjuk, hogy az azonos anyagú, de különböző koncentrációjú oldatok abszorbanciagörbéje hasonló, csak magasságukban különböznek (7.1. ábra). Ezt használjuk fel a koncentráció meghatározásához.

Vegyük fel a laborvezetőtől kapott oldatsorozat (4 ismeretlen, 1 ismert koncentrációjú oldat) abszorbanciagörbéjét. Az első minta mérésénél válasszunk ki a görbén két olyan hullámhosszt, ahol az abszorbancia értéke magas. (Ha vannak jól látható csúcsok a görbén, célszerű az azokhoz tartozó hullámhosszat választani.) Az egérkurzorral álljunk rá a görbére a kiválasztott hullámhosszakon, és olvassuk le a program által kiírt hullámhosszat és abszorbanciát. A többi oldat mérésénél pontosan ugyanezeknél a hullámhosszaknál kell újra ráállni a görbére, és leolvasni az adott hullámhosszhoz tartozó abszorbanciát.



7.1. ábra.

A mérés végeztével ábrázoljuk az oldatok megadott koncentrációjának függvényében az abszorbanáciát. A két hullámhosszhoz két pontsorozatot kapunk, amelyekre belátásunk szerint illesszünk egyenest vagy görbét. Az ismeretlen oldat abszorbanáciáit bejelölve a görbéken és levetítve a koncentrációtengelyre, megkapjuk az ismeretlen oldat töménységét.

## A mérés menete

1. Indítsuk el a Windows Asztról a Fullwave programot és tegyük ki teljes képernyőre.
2. Tegyük az oldószert tartalmazó küvettát a tartóba, és kapcsoljuk be a lámpát. Az oldószeren átjutó fény mennyiségének méréséhez nyomjuk meg a Measure Blank, majd az angol nyelvű tájékoztató ablakban az OK gombot. A képernyőn megjelenő zezgugos görbe jelzi, hogy lámpa fénykibocsátása, a rendszer fényáteresztőképessége, továbbá a fényérzékelő elem érzékenysége nem egyenletes. Ezt a a rendszer automatikusan számításba veszi ill. korrigálja.
3. A környezetből a rendszerbe jutó fény mennyiségének méréséhez kapcsoljuk le a lámpát és nyomjuk meg a Measure Zero, majd az OK gombot. Ekkor a képernyőn még mindig az előző görbét kell látnunk. (Ha a görbe eltűnik, elfelejtettük lekapcsolni a lámpát – a Reset gomb megnyomása után kezdjük előlről a mérést.)
4. Töltsük meg a küvettát a vizsgálandó oldattal, és tegyük a küvettatartóba. A Measure Sample és az OK gomb megnyomása után megkapjuk az adott oldatnak az oldószere vonatkozó abszorbanáciagörbét. Mérjük meg az abszorbanáciát két adott hullámhosszon a fentiekben leírt módon, majd folytassuk a következő oldattal a mérést. (Célszerű a legstőtebb – oldattól a legvilágosabb felé haladni.) Ha túlságosan alacsony a görbe vagy éppen ellenkezőleg, nem fér ki a grafikonra (teljesen vízszintes platót látunk az ablak tetején), a függőleges tengely skáláját meg kell változtatni. Kattintsunk a menüsor Rescale pontjára, és a megjelenő ablakban

adjuk meg a függőleges tengely minimum- és maximumértékét. Az átskálázás után ismételjük meg a mérést!

5. A mérési jegyzőkönyvbe vázoljuk fel az abszorbanca-görbét, és vessük össze a 6. mérésnél kapott áteresztőképesség-görbével.
6. Ábrázoljuk mm-papíron az ismert koncentrációk függvényében az abszorbanciát mindkét kiválasztott hullámhosszon. Illesszünk a pontokra egyenest vagy görbét. (A görbe illesztésénél vegyük figyelembe a 0 koncentrációjú oldat abszorbanciáját is!) A görbéről olvassuk le az ismeretlen oldat koncentrációját. A két mérést átlagoljuk a végeredményhez.

## **Figyelem!**

Mérés után a küvettát gondosan mossuk el, hogy ne maradjanak benne vegyszernyomok!

A küvettaházat a számítógépben levő mérőkártyával összekötő optikai kábelre nagyon vigyázzunk, elmozdítását kerüljük, meghajlítani pedig szigorúan tilos!

## **Irodalom**

Budó Á.: Kísérleti Fizika III. 273. §. 2.

Mátrai-Patkó: Fénytan 90-100. o.

## 8. fejezet

# A Planck-állandó meghatározása fotocella segítségével

### A mérés elmélete

Fény hatására a fémekből elektronok lépnek ki, ez a fotocella működésének alapelve. Egy  $\nu$  frekvenciájú fénykvantum – foton – energiája a kvantumelmélet szerint az  $E = h\nu$  összefüggés alapján számítható ki. Az összefüggésben szereplő  $h$  egy univerzális állandó, az ún. Planck-féle állandó.

A beérkező foton energiájának egy része a fém kilépési munkáját fedezi ( $W_{\text{ki}}$ ), a másik része a kirepülő elektron mozgási energiájára fordítódik ( $\frac{1}{2}mv^2$ ), azaz

$$h\nu = W_{\text{ki}} + \frac{1}{2}mv^2, \quad (8.1)$$

Ha a fotocella katódját fény éri, akkor a belőle kilépő elektronok az anódon összegyűjthetők, és ennek következtében a fotocellán áram halad keresztül. Ha a fotonoknak elég nagy energiájuk van, úgy még kis ellentér esetén is észlelhető a fotocellán keresztül elektromos áram. Így, ha a fotocellát fordított polaritással kötjük az áramkörbe (azaz katódjára a pozitív, anódjára a negatív pólust), akkor áram folyik át rajta mindaddig, amíg a feszültség olyan nagy nem lesz, hogy az ellentér  $W = eU_z$  munkája az elektronok  $E = \frac{1}{2}mv^2$  mozgási energiáját fel nem emészti. Az ellentér  $U$  feszültségének növelésével elérhető, hogy az áram éppen megszakadjon. Ekkor (8.1) így alakul:

$$h\nu = W_{\text{ki}} + eU_z, \quad (8.2)$$

Ebből az egyenletből kifejezve az  $U_z$  zárófeszültséget:

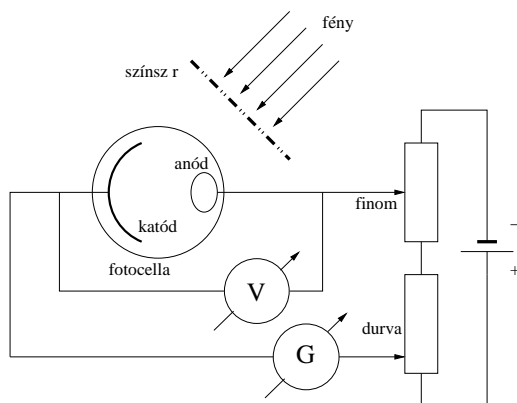
$$U_z = \frac{h}{e}\nu - \frac{W_{\text{ki}}}{e}, \quad (8.3)$$

a zárófeszültség láthatóan lineáris függvénye a frekvenciának. Ha ábrázoljuk az  $U_z$  feszültséget a  $\nu$  frekvencia függvényében, akkor egyenest kapunk. Ennek meredeksége,  $m$ , egyenlő a Planck-állandó és az elektron töltésének hányadosával, azaz

$$m = \frac{h}{e}, \quad (8.4)$$

## A mérés gyakorlati kivitelezése

A fotocella egy dobozba zárva található a mérőhelyen. A fotocella két potenciométerből álló feszültségosztón keresztül zsebtelepről kapja a fordított polaritású feszültséget (8.1. ábra).



8.1. ábra.

A mérés elvégzéséhez fényforrásként egy higanygőzlámpa vonalas színekű fényét alkalmazzuk úgy, hogy a megfelelő frekvenciájú sugarakat színszűrőkkel választjuk ki. Az átengedett fény hullámhossza a színszűrőről olvasható le. Alkalmazható fényforrásként nagy teljesítményű fehér fényű lámpa is, de ebben az esetben igen keskeny áteresztési sávval rendelkező interferencia-szűrőt kellene használni.

Egy ideális fotocella fotoárama a fordított polaritású (záró irányú) feszültség növelésekor lineárisan csökken, egészen nulláig. Azt a feszültséget, amelyen ez bekövetkezik, a fotocella adott hullámhosszú fényre vonatkozó zárófeszültségének nevezzük.

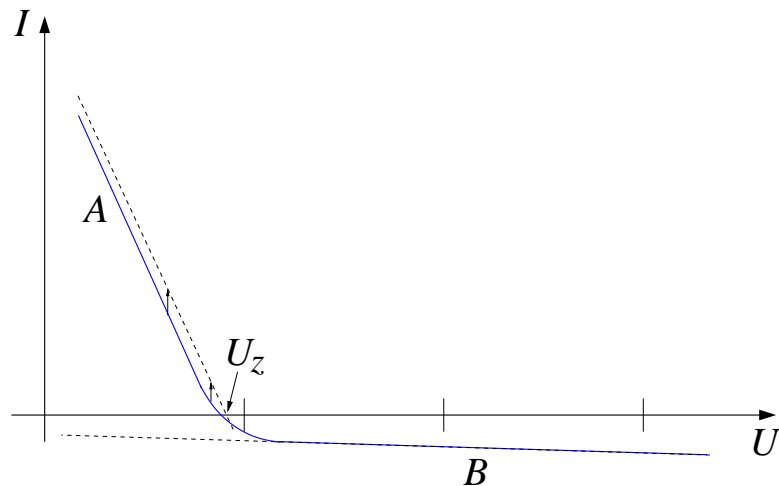
A valódi fotocella feszültség-áram karakterisztikája némileg különbözik egy ideális fotocellától. Egyrészt a fotoáram csökkenése nem teljesen lineáris, másrészt a fotoáram *negatív* értéket is felvesz. Ennek megértéséhez gondoljuk meg azt, hogy míg a záró irányú feszültség miatti elektromos mező a katódból kilépő elektronokat lassítja, az *anódból* kilépő elektronokat gyorsítja! Az anódból a katód felé haladó elektronok pedig fordított irányú (negatív) áramot jelentenek. Mivel az anód (dróthurok) nagyobb kilépési munkájú fémből készül, mint a katód, és jelentősen kisebb felületű is, a záró irányú telítési áramerősség jóval kisebb, mint a nyitó irányú. A mérést ez mégis befolyásolja, hiszen mi csak a katód-anód és az anód-katód irányú áramok összegét tudjuk mérni:

$$I_{\text{mért}} = I_{\text{ka}} + I_{\text{ak}}, \quad (8.5)$$

Ennek megfelelően a valódi fotocella (záróirányú) feszültség-áram karakterisztikája az 8.2. ábrához hasonló. A katód-anód áram zérussá válásának helyét, azaz az  $U_z$ -t tehát a következőképpen határozhatjuk meg: nagy  $U$ -nál  $I_{\text{ka}} = 0$ , tehát  $I_{\text{mért}} = I_{\text{ak}}$ . Ez a grafikon  $B$ -vel jelölt szakasza. Itt egyenest illesztünk a mért pontokra, és az illesztett egyenest extrapoláljuk (meghosszabbítjuk) a kisebb feszültségek irányába. Az (8.5) egyenlet alapján



$I_{ka} = I_{mért} - I_{ak}$ , tehát a katód-anód áram keresett görbáját megkapjuk, ha a mért görbe egyenes  $A$  szakaszából levonjuk az extrapolált egyenest. (Figyelem! Ha *negatív* számot vonunk le, az  $A$  egyenes rész *feljebb* toódik!) Az ily módon kapott egyenes már valóban a katód-anód áramot jelenti, és a feszültség-tengellyel való metszéspontja megadja az  $U_z$  zárófeszültséget.



8.2. ábra.

## A mérés menete

1. Csatlakoztassuk a telepet, a feszültségmérőt és a galvanométert a kapcsolódobozhoz az 8.1. ábrának megfelelően! Kapcsoljuk be a lámpát! A higanygőzlámpát csak főtétkercs közbeiktatásával szabad a hálózatra kapcsolni. (A lámpa a bekapcsolástól számítva 5-8 perc múlva világít teljes fényel. Kikapcsolni nem kell mérés közben, mert csak a teljes lehűlése után lehet újra működtetni. Nem szabad közvetlenül belenézni a lámpa fényébe, mert az erős ultraibolya sugárzás kötőhártyagyulladást okozhat!)
2. Bocsássuk a lámpa fényét a fotocella katódjára, és tegyük az egyik színszűrőt a lámpa és a fotocella rése közé. A mérést 3 V-nál kezdjük, és csökkentjük fokozatosan a feszültséget eleinte 0,5 V-onként, majd 1 V alatt 0,05 V-onként, és olvassuk le az egyes feszültségekhez tartozó áramerősség-értékeket skr (skálarész) egységekben. Vigyázzunk a galvanométerre, óvatosan változtassuk annak érzékenységét! A mérés összeállítását a galvanométer legkevésbé érzékeny (1) méréshatáránál végezzük, a mérés során viszont a galvanométer legérzékenyebb (5) tartományát használjuk. (A műszer érzékenysége A/skr egységben fel van tüntetve a galvanométeren, azt a mérési jegyzőkönyvben tüntessük fel!)

3. Ugyanezt a méréssorozatot ismételjük meg a laborvezető által meghatározott másik színszűrővel alkalmazásával más hullámhosszú fényel is.
4. Ábrázoljuk közös mm-papíron az egyes színszűrők esetén az összetartozó feszültség-áramerősség értékeket. A kapott görbe az 8.2. ábrának megfelelő kell, hogy legyen. (Használjunk nagy mm-papírt és finom beosztást!)
5. Határozzuk meg a grafikonról a zárófeszültséget mindkét hullámhosszra.
6. Számoljuk ki a két hullámhosszból a két frekvenciát, és ábrázoljuk a fény frekvenciájának függvényében a hozzájuk tartozó zárófeszültségeket. Illesszünk a kapott pontokra egyenest és határozzuk meg annak meredekségéből az (8.4) összefüggés alapján a Planck-állandót.

## Figyelem!

Gondosan ügyeljünk a nagyon érzékeny galvanométerre! A feszültségszabályozó potenciométert lassan forgassuk, mert a galvanométer nagy lengéseket végez a gyors áramerősségváltozásokra. A színszűrők váltásakor és általában a mérési sorozatok kezdetekor mindig a legnagyobb feszültségről induljunk.

## Irodalom

Budó Á.: Kísérleti fizika III. 311. §.

## 9. fejezet

# Alfa-sugárzás hatótávolságának és energiájának meghatározása

### A mérés elve

Az alfa-sugarak (hélium atommagok) nagy tömegük és viszonylag alacsony sebességük, valamint kétszeres pozitív töltésük miatt nagy ionizáló képességgel rendelkeznek. Az anyagokon való áthaladó képességük az előbb említett okok miatt kicsi. Levegőben néhány centiméternyi távolság megtétele után fokozatosan elvesztik energiájukat, és végül elektronokat befogva stabil atomokká alakulnak. Nagy tömegük miatt az alfa-sugarak pályája majdnem teljesen egyenes. Az alfa-részecskék szinte kizárólag ionizáció révén veszítenek energiát. Normál állapotú levegőben kb. 35 eV energia szükséges egy elektron leszakításához valamelyik molekuláról, így az alfa-részecske tipikusan 1-9 MeV energiája nagyságrendileg  $10^5$  ionizációra elegendő. A nagyobb energiájú alfa-részecskék természetesen messzebbre jutnak el, hiszen egyrészt energiájukból több ionizációra futja, másrészt eleve nagyobb sebességgel indulnak. Az alfa-részecskék sebessége (tehát energiája) és hatótávolsága közötti kapcsolatot a Geiger-féle tapasztalati formula írja le:

$$v^3 = aR, \quad (9.1)$$

ahol  $v$  az alfa-rész sebessége,  $R$  a hatótávolsága,  $a$  pedig egy állandó, melynek értéke:

$$a = 1,08 \cdot 10^{23} \frac{\text{m}^2}{\text{s}^3}. \quad (9.2)$$

Az alfa-részecske közeggel való kölcsönhatása, így energiaveszteségének módja meglehetősen eltér a béta-részecskéétől. Az alfa-sugárzás részecskéi ugyanis nagyobb tömegük és nagyobb energiájuk nagyon nehezen hajlandóak befogódni, megállni a közegben. Ezért ha egy alfa-sugárzó forrástól lassan távolodni kezdünk, eleinte nem tapasztaljuk a detektált részecskék számának csökkenését. Egy bizonyos küszöbtávolságon túl azonban az alfa-részek száma gyors csökkenésnek indul, meredeken lecseng. Ennek oka az, hogy az alfa-részecskék a forrásból kb. azonos energiával indulnak, és ezt az energiát csak apró adagokban tudják „elosztogatni”, miközben szinte teljesen egyenes vonalban távolodnak a forrástól.

A detektált alfa-részek számának széles tartományban való állandóságát különösen nagy alfa-energiánál vagy alacsony nyomású gázban lehet jól megfigyelni. A laboron használt alfa-forrás viszonylag alacsony energiájú részecskéket emittál, így ez a plató sajnos nem megfigyelhető.

## A mérés gyakorlati kivitelezése

A hatótávolságot szobahőmérsékletű és normál légköri nyomású levegőben határozzuk meg, GM-cső segítségével. Egy speciálisan erre a célra készített tartóban helyezük el az alfa-forrást. A forrás és a GM-cső közti távolságot változtatva mérjük a beérkezett alfa-részecskék számát, majd ezt ábrázoljuk a távolság függvényében. A grafikonról meghatározzuk az alfa-részek (extrapolált) hatótávolságát, majd az így kapott értéket korrigáljuk a GM-cső végablakának abszorpciójára. A korrekció kiszámításához gondoljuk meg a következőket: a csillám végablak meghamisítja a mérést, mert maga is elnyel valamennyi alfa-részecskét, márpedig mi a *levegőben* mért hatótávolságra vagyunk kíváncsiak. Ki kell számolnunk tehát, hogy ha nem lenne ott a végablak, mennyivel lenne nagyobb az alfa-részecske hatótávolsága, azaz milyen vastag levegőréteg nyeli el ugyanúgy az alfa-sugarakat, mint a csillám végablak. (Rövidebben: mennyi a csillámhoz tartozó levegő-ekvivalens úthossz.) A GM-cső adatlapján szerepel a végablak *rétegvastagsága* (lásd az 5. mérést) – számoljuk ki, hogy az adott laborbeli körülményeknél (hőmérséklet, légnyomás) milyen vastag levegőréteg felel meg ennyinek, majd a kapott vastagságot korrigáljuk 0,84-dal. (A csillám alfa-fékező hatása azonos rétegvastagságnál ennyivel rosszabb a levegőénél.) A számolt korrekciót hozzáadjuk a grafikonról leolvasott értékhez, hogy megkapjuk az adott alfa-részecske valódi, korrigált hatótávolságát levegőben. Végezetül, a Geiger-képlettel kiszámoljuk az alfa-részecske sebességét, abból pedig az energiáját.

## A mérés menete

1. Helyezzük üzembe a GM-csövet és a számlálót.
2. Tükör segítségével állítsuk a GM-cső száját pontosan az asztalra ragasztott mm-papíron meghúzott vastag vonal fölé.
3. Jegyezzük fel a laborvezető által adott alfa-sugárzó nevét, számát. Rögzítsük az izotópot a tartóban, és állítsuk a tartóban levő izotópot pontosan 40 mm-re a GM-csőtől.
4. Mérjük meg a fél perc alatti impulzusszámot a beállított távolságnál.
5. 2 mm-enként közelítsük az izotópot a GM-cső felé és mérjük meg a fél perc alatti beütésszámokat. Az utolsó mérés 6 mm-nél legyen.
6. Ábrázoljuk az impulzusszámot a távolság függvényében.

7. Illesszen egyenest a grafikon meredeken eső szakaszának aljához és a lapos szakaszhoz. (Mit jelent a lapos szakasz?) A két egyenes metszéspontjánál van az alfa-részek levegőben mért hatótávolsága,  $r$ , *első közelítésben*.
8. A fent leírt módszerrel határozza meg a  $k$  hatótávolság-korrekciót. A GM-cső végablakának rétegvastagságát olvassa le az adatlapról, amelyet a laborvezetőtől kér el. A levegő sűrűsége  $0^\circ\text{C}$ -on  $\rho_0 = 1,29 \text{ kg/m}^3$ .
9. Számoljuk ki az alfa-részek valódi hatótávolságát,  $R = r + k$ -t. A hatótávolság ismeretében határozzuk meg az alfa-rész sebességét, abból pedig az energiáját. Adjuk meg az energiát MeV-ben is.

### **Figyelem!**

Az alkalmazott nagyfeszültség miatt pontosan tartsuk be a balesetvédelmi előírásokat!

Fokozottan vigyázzunk a GM-cső végablakára! A vékony csillámlemez a külső légnyomás már kis karcolásra is szétrepesztheti! Amikor nem használjuk a GM-csövet, rakjuk rá a védősapkát.

Ügyeljünk a mértékegységek átváltására.

### **Irodalom**

Csikainé Buczkó Margit: Radioaktivitás és atommagfizika 37-46. o.

Atomfizikai és magfizikai mérések: Geiger–Müller számlálócső karakterisztikájának meghatározása 12. mérés

Kövesdi P.: Atomfizika jegyzet 214-224. o.

J. Chadwick: Radioaktivitás, 19-26. o., 45-56.o.



## 10. fejezet

# A Boltzmann-állandó meghatározása p–n átmenet karakterisztikájából

### A mérés elmélete

A statisztikus mechanika és a hőtan egyik legalapvetőbb mennyisége a Boltzmann-állandó, amely az univerzális gázállandó és az Avogadro-szám hányadosa:

$$k = \frac{R}{N_A} = (1,38044 \pm 0,00007) \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}} . \quad (10.1)$$

Meghatározására több módszer ismeretes. Az egyik ilyen – közvetett – módszer a p–n átmenetek áramviszonyainak vizsgálata, melyek a Boltzmann-statisztika segítségével leírhatók, s ebből a  $k$  kiszámítható:

$$I = I_t(1 - e^{eU/kT}), \quad (10.2)$$

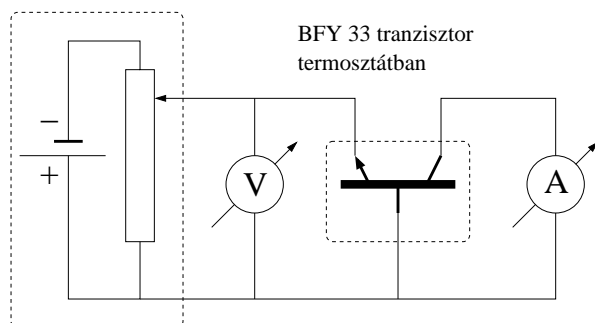
ahol  $I_t$  konstans,  $e$  az elemi töltés,  $U$  a p–n átmenet feszültsége,  $T$  pedig az abszolút hőmérséklet.

A (10.2) egyenletet dióda-egyenletnek is nevezik. Ha a p–n átmenet nyitóirányú  $U$  feszültsége nagyobb mint 0,1 V, akkor a zárójeles kifejezésben az exponenciális tag dominál, és az egyenlet jól közelíthető az

$$I = I_t e^{eU/kT} \quad (10.3)$$

kifejezéssel. A fenti összefüggés a p–n átmeneten létrejövő diffúziós áram leírására szolgál. A diódák áramát azonban a fentiekhez nagyon hasonlóan kifejezhető felületi áramok és a p–n átmenetben létrejövő rekombinációs, elektron-lyuk pár áramok együttese adja, így a diódák nem alkalmasak a (10.3) kifejezés mérésére. Ha a p–n átmenet egy tranzisztoros emitter-bázis átmenete, úgy a kollektor rövidzárási árama csak a diffúziós áramtól függ. A nagy bétájú (a béta jelentését lásd az elektromosságtani gyakorlatoknál) modern szilícium epitaxiális planár tranzisztoroknál ez az egyezés igen jó, 1%-nál kisebb az eltérés, mert a gyártás technológiájából következően a felületi áram összetevője igen kicsi, a szilícium alapanyag használata és a vékony rétegek miatt a rekombinációs áram is kicsi, a bázisba injektált töltéshordozók majdnem 100%-ban elérik a kollektort.

## A mérés gyakorlati kivitelezése



10.1. ábra.

A 10.1. ábra szerint összeállított kapcsolásban változtatjuk a tranzisztor bázis-emitter nyitófeszültséget, és mérjük a kollektor rövidzárási áramának erősségét,  $I_C$ -t (földelt bázisú kapcsolás). Ha a hőmérséklet állandó, az  $\ln I_C$ -t ábrázolva az  $U$  függvényében egyenest kapunk.

A (10.3) egyenes egyenlete

$$\ln I = \frac{e}{kT}U + \ln I_t . \quad (10.4)$$

Ez egy egyenest ír le, melynek meredeksége

$$m = \frac{e}{kT} . \quad (10.5)$$

Meghatározzuk az egyenes meredekségét néhány különböző hőmérsékleten, majd a meredekségekből kiszámítjuk a  $k$  Boltzmann-állandó értékét. A tranzisztor a mérés idejére termosztátba helyezük, hogy a hőmérsékletét pontosan tudjuk mérni. Mivel a mérés során a termosztát, és nem közvetlenül a p-n átmenet hőmérsékletét mérjük, el kell kerülni, hogy az átfolyó áram tovább melegítse a tranzisztort, ezért kis, 2 mA alatti áramerősségeket használjunk.

## A mérés menete

1. Állítsuk össze a 10.1. ábra szerinti kapcsolást.
2. Kapcsoljuk be a termosztátot és állítsunk be egy 25-30 °C közötti hőmérsékletet.
3. Miután a termosztát hőmérséklete stabilizálódott (a fűtésjelző lámpa néhányszor elaludt és kigyulladt), az emitter-bázis feszültséget változtatva mérjük meg a bázis-kollektor rövidzárási áramot 5 feszültségnél. Az adatokat foglaljuk táblázatba.
4. A hőmérsékletet legalább 15-15 °C-kal emelve végezzünk még két mérést.



5. Ábrázoljuk az  $\ln I_C$ -t az  $U$  függvényében mm-papíron vagy az  $I_C$ -t az  $U$  függvényében féllogaritmikus papíron, és illesszünk a pontokra egyenest.
6. Határozzuk meg a három mérésből kapott egyenesek meredekségét, majd a meredekségből a Boltzmann-állandót.

### **Figyelem!**

A termosztátnak a beállított hőmérséklet eléréséhez gyakran 15-20 perc kell, ezért a méréssorozatok után azonnal állítsuk át a termosztátot. A melegedés ideje alatt készítsük el a már megmért adatokból a grafikont és számoljuk ki  $k$  értékét.

Ha az  $\ln I_C$ -t ábrázoljuk mm-papíron, célszerű minden hőmérsékleten ugyanazokat az *áramerősségeket* beállítani, és az áramerősséghez leolvasni a feszültséget – így a logaritmusokat csak egyszer kell kiszámolni.

### **Irodalom**

Kövesdi Pál: Atomfizika jegyzet 303-306. o.

L. Solymár–D. Walsh: Szilárdtestek elektromos tulajdonságai 151-157. o.

J. N. Shive: A félvezetők fizikája 278-290. o.

Budó Á.: Kísérleti fizika I. 139. §.



## 11. fejezet

# A Rydberg-állandó meghatározása

### A mérés elve

Ha különböző módszerrel gerjesztett atomok fényét spektroszkóppal vizsgáljuk, akkor az anyagra jellemző színeképet látunk. Gázok gerjesztését legcélszerűbben kisnyomású gázkisülési csövekkel és nagy feszültséggel oldhatjuk meg. Gerjesztés hatására az atom külső elektronjai (a valencia- vagy vegyérték-elektronok) magasabb energiájú pályára kerülnek, innen pedig rövid időn belül vissza a megengedett lehető legalacsonyabb energiaszintű pályákra. Így a gerjesztett atom alacsonyabb energiájú állapotba jut, és a fölös energiát  $h\nu$  energiájú foton formájában kisugározza:

$$h\nu = E_m - E_n, \quad (11.1)$$

ahol  $E_m$  és  $E_n$  az  $m$  illetve  $n$  főkvantumszámú elektronpályák energiáját jelenti.

Ha hidrogéngázon át elektromos kisülést hozunk létre, akkor összetett spektrumot látunk. A spektrum egyik része néhány erős vonalból álló vonalas spektrum (a H-atomoktól származik), a másik rész sok gyenge vonalból összetevődő sávós színekép (a H<sub>2</sub>-molekula színeképe). A kisugárzott fény frekvenciája a hidrogénatomok esetében az alábbi, ún. Balmer-formula segítségével írható le:

$$\nu = R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (11.2)$$

ahol  $R$  a Rydberg-állandó.

Ha  $n = 1$ , és  $m = 2, 3, 4, 5$  stb., akkor az ún. Lyman sorozatot kapjuk, melynek vonalai az ultraibolya tartományba esnek, tehát nem láthatóak. Ha  $n = 2$ , és  $m = 3, 4, 5, 6$  stb., akkor a sorozat a látható tartományba esik, és Balmer sorozat a neve. Ennek első vonala élénk piros, a második zöldeskék, a harmadik kék, a negyedik ibolyaszínű, s általában ennél több vonalat csak különleges gerjesztéssel érhetünk el. Ha megmérjük ezen vonalak hullámhosszát, a hullámhosszból kiszámíthatjuk a vonal  $\nu$  frekvenciáját, és a (11.2) képlet segítségével meghatározhatjuk a Rydberg-állandó értékét.

## A mérés gyakorlati kivitelezése

A mérés során hidrogén kisülési cső színképét vizsgáljuk egy egyszerű prizmás spektroszkóppal. Mivel a spektroszkóp dobja hullámhosszra nincs kalibrálva, ezért a mérés előtt fel kell vennünk annak hitelesítési görbéjét. Ehhez erős fényű higanygőzlámpa és egy hélium spektrállámpa ismert hullámhosszú vonalait használjuk fel. A spektroszkóp skálarész-hullámhossz görbéjének felvétele után a hidrogén töltésű kisülési cső vonalainak hullámhosszát már leolvashatjuk a kapott görbéről.

## A mérés menete

1. Kapcsoljuk be a spektroszkóp hitelesítéséhez használt higanygőzlámpát! Vigyázat, a lámpa csak fojtó transzformátoron keresztül üzemeltethető!
2. Helyezzük a lámpát a spektroszkóp rése elé. Állítsuk be a spektroszkóp objektív lencséjét a szemünknek megfelelő dioptriaállásba, úgy, hogy az ék alakú leolvasó jelet élesen lássuk! A lámpa mozgatásával keressük meg azt a helyet, ahonnan a legtöbb fény jut be a résen. A higanygőz lámpa igen erős vonalai jól látszanak.
3. A spektrum-állító csavarral nézzük végig a színképet. Álljunk rá sorban az összes látott vonalra az ék alakú leolvasójellel, és a spektroszkóp nagyítólencséjén átnézve olvassuk le a dob állását. Foglalkozzunk táblázatba a következő adatokat: a vonal színe, helye a színképben (skálarész), intenzitása (szemmel 1-től 5-ig osztályozva), esetleges megjegyzés, és a vonal hullámhossza. A vonalak hullámhosszát keressük ki a gyakorlatához mellékelt táblázatban.
4. Helyezzük üzembe a nagyfeszültségű héliumtöltésű csövet.
5. Keressük meg a hélium vonalait és jegyezzük fel azok adatait a már ismert módon.
6. Számítógépen vagy mm-papíron ábrázoljuk a spektroszkóp skálabeosztásának függvényében az ismert hullámhosszakokat, mindkét adatsort ugyanazon a grafikonon. (A hullámhossztengely skáláját úgy érdemes felvenni, hogy legalább 400 nm-től 700 nm-ig tartson.) Illesszünk a kapott pontokra görbét számítógéppel vagy görbevonalzóval.
7. Helyezzük üzembe a nagyfeszültségű hidrogéntöltésű csövet.
8. Keressük meg a hidrogén vonalait és jegyezzük fel azok adatait a már ismert módon. A hidrogén vonalainak hullámhosszát a már elkészített hitelesítési görbéről olvassuk le.
9. Számoljuk ki a meghatározott hullámhosszakhoz tartozó frekvenciákat és a Balmer-formula segítségével határozzuk meg a Rydberg-állandót mindegyik látott vonalból. Számoljunk átlagot és szórást.

## **Figyelem!**

Biztonsági okokból a nagyfeszültségű kisülési csövek csak akkor kerülnek feszültség alá, ha a cső házának ajtaja zárva van. Működés közben a cső igen gyorsan melegszik, ezért a skála leolvasásának és lejegyzésének idejére a doboz ajtajának nyitásával szakítsuk meg az áramkört; a lámpát minél rövidebb ideig működtessük!

## **Irodalom**

Budó Á.: Kísérleti Fizika III. 329. §., 332. §., 333. §.



## 12. fejezet

# Radioaktív bomlás statisztikus vizsgálata

### A mérés elmélete

Ha egy radioaktív izotóp bomlását vizsgáljuk valamilyen mérőeszközzel (pl. GM-cső), azt tapasztaljuk, hogy a kiválasztott időegységen belül igen rendszertelenül érkeznek a jelek. Ennek következménye, hogy a mérést megismételve, a legtöbb esetben az előzőtől eltérő eredményt kapunk még akkor is, ha a felezési idő igen hosszú, tehát a változást nem lehet az izotóp intenzitásának változásával magyarázni.

A tapasztalat azt mutatja, hogy az egyes atomok bomlás teljesen véletlenszerű, semmilyen külső behatással nem befolyásolható, kizárólag az egyes atommagfajtára jellemző a bomlás valószínűsége.

Jelöljük  $p$ -vel annak valószínűségét, hogy a kiválasztott időintervallumban egy atommag elbomlik. Ekkor  $q = 1 - p$  annak valószínűsége, hogy az adott intervallumban az atommag nem bomlik el. ( $0 < p, q < 1$ ) A kombinatorika törvényei szerint annak a valószínűsége, hogy a kiválasztott időintervallumban  $n$  számú atomból éppen  $k$  darab bomljon:

$$W = \binom{n}{k} p^k q^{n-k} . \quad (12.1)$$

Az olyan típusú valószínűségi eloszlásokat, ahol egy valószínűségi esemény értéke csak két egymást kizáró érték lehet, de valamelyik biztosan bekövetkezik, binomiális valószínűségi eloszlásoknak nevezzük. A radioaktív bomlásokat a binomiális eloszlás írja le, hiszen az esemény kimenetele kétféle: egy adott atommag adott időintervallumban vagy elbomlik, vagy nem.

Abban az esetben, ha a megfigyelés időtartama nagyon kicsi az izotóp felezési idejéhez képest,  $p$  értéke igen kicsi, és a (12.1) kifejezés igen jó közelítéssel megegyezik a Poisson-eloszlás képletével:

$$W = e^{-np} \frac{(np)^k}{k!} . \quad (12.2)$$

Ha tehát többszöri kísérletet végzünk, mindig más eredményt kapunk, a  $k = 1, 2, 3$  stb. értékek a fenti valószínűséggel fordulnak elő.

A gyakorlatban a diszkrét eloszlású, aszimmetrikus Poisson-eloszlás legtöbbször (ha  $np \gtrsim 20$ ) jól közelíthető a hibaszámításban más területeken is gyakran előforduló folytonos és szimmetrikus Gauss-féle- vagy normális eloszlással:

$$W = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-(k-\bar{k})^2/2\sigma^2} . \quad (12.3)$$

Itt  $\bar{k}$  a mérések átlagát jelenti,  $\sigma$  pedig a normális eloszlás szélességét meghatározó paraméter. Eltérően a Poisson-eloszlástól, a normális eloszlás szimmetrikus („haranggörbe”), azaz az átlagérték és a legvalószínűbb érték (a görbe csúcsának helye) egybeesik.

Mennyi tehát az időegység alatt elbomló atomok száma? Ennek a kérdésnek így nincs értelme, de megadható egy *várható érték*, ami körül a kísérletben megfigyelt értékek szám-tani közepe ingadozni fog.

A várható érték definíciója:

$$M(k) = \sum_{i=1}^{\infty} W_i k_i , \quad (12.4)$$

ahol  $W_i$  az egyes  $k_i$  értékekhez tartozó valószínűség. (A definícióból látható, hogy ez a  $k$  lehetséges értékeiből képzett súlyozott középérték.)

Egyetlen mérés eredménye nagyon eltérhet a várható értéktől, emiatt több mérést végzünk, és ezek számtani közepét adjuk meg mérési eredményként:

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n} . \quad (12.5)$$

Végtelen sok mérés a gyakorlatban nem tudunk végezni, emiatt a mérési átlag még nem biztos, hogy egyenlő a várható értékkel. Vajon mennyi lehet az eltérés? Az egyes mérési adatok eltérése a mérni kívánt adattól jellemző a mérésünk jószágára. Sok mérési adat esetén azonban sokféle az átlagtól való eltérés is. Melyik jellemző tehát a mérésünkre? Itt is az előbbi utat követhetnénk. Képezzük az átlagtól való eltéréseket:  $x_i - \bar{x}$ , és ezek átlagát,  $\frac{1}{n} \sum (x_i - \bar{x})$ -ot nevezhetnénk meg a legjellemzőbb eltérésnek. Csakhogy ennek nem sok értelme van, mert az eltérések értéke pozitív és negatív is lehet, ezek egymást kiegyenlítik, és az eltérések átlaga nullát adna.

A fentiek miatt megállapodtak abban, hogy az egyes mérési eltérések *négyzetének* várható értékéből vont négyzetgyököt tekintjük a mérés jósági jellemzőjének. Ezt *szórásnak* nevezzük és  $D$ -vel jelöljük:

$$D = \sqrt{M(k - M(k))^2} . \quad (12.6)$$

A gyakorlati kivitelezéskor itt sem a várható értéket számítjuk ki, hanem a véges mért értékek átlagtól való eltéréseinek átlagából vont négyzetgyököt:

$$D = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n}} . \quad (12.7)$$



A szórás kiszámítása a valószínűségszámítás szabályai szerint könnyebb az alábbi azonosság felhasználásával:

$$D^2(k) = M(k^2) - M^2(k) . \quad (12.8)$$

A radioaktív izotópokra jellemző binomiális eloszlás várható értéke az elmélet szerint:

$$M(k) = pn , \quad (12.9)$$

azaz adott időintervallumban a  $n$  számú atomból várhatóan  $np$  bomlik el. A binomiális eloszlás szórása az elmélet szerint:

$$D^2 = pnq . \quad (12.10)$$

A gyakorlati számításokban az atomok számát rendszerint nem ismerjük, és a bomlási állandótól függő  $p$  és  $q$  valószínűségeket sem mindig. Éppen ezért szerencsés, hogy – a fentebb leírt feltétel ( $\Delta t \ll T_{1/2}$ ) teljesülése esetén – a binomiális eloszlás jól közelíthető a Poisson-eloszlással. A Poisson-eloszlás szórása ugyanis az egyszerűbben számolható

$$D = \sqrt{M(k)} = \sqrt{pn} , \quad (12.11)$$

és nagy számú ill. kellően hosszú mérésnél a mérések átlaga,  $\bar{x}$  jól közelíti a várható értéket,  $M(k)$ -t. Így a radioaktív bomlások mérésénél a mért értéket rendszerint a következőképpen adjuk meg:

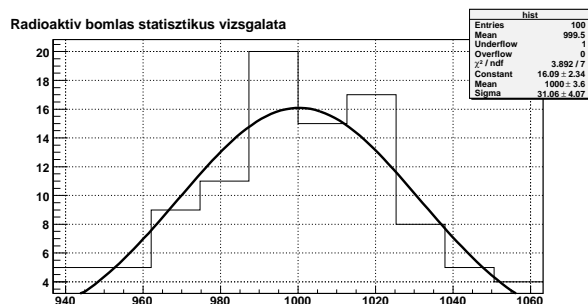
$$x = \bar{x} \pm \sqrt{\bar{x}} . \quad (12.12)$$

## A mérés kivitelezése

Hosszú felezési idejű izotópot által kibocsátott részecskéket detektálunk GM-csővel. Azonos mérési körülmények között sok mérést végzünk, és felvesszük a kapott értékek gyakoriságeloszlását (hisztogramját). Az eloszlásra kézzel vagy számítógéppel eloszlásgörbét illesztünk, és meghatározzuk a mérések (és a görbe) átlagát, szórását.

## A mérés menete

1. Mérjük meg a háttérsugárzást a GM-csővel! Mérjük annyiszor/annyi ideig, hogy a háttérsugárzás hibája ne legyen több, mint 5%.
2. Mérjük meg a laborvezetőtől kapott izotópból érkező részecskék számát 100-szor azonos mérési idővel (10 s). A GM-csőnek az izotóptól való távolságát úgy válasszuk meg, hogy minden mérésben legalább néhány száz beütést regisztráljunk.
3. Készítsük el a beütésszámok hisztogramját számítógéppel vagy kézzel. Ez a következőképpen történik. Megkeressük a mért beütésszámok között a legkisebbet és a legnagyobbat. (Ha a legkisebb kirívóan kicsi vagy a legnagyobb kirívóan nagy, akkor a következő legkisebbet/legnagyobbat.) Osszuk be a legkisebb és a legnagyobb



12.1. ábra.

beütésszám közötti intervallumot 10 egyenlő részre. (A 10 rekeszre osztást természetesen úgy érdemes csinálni, hogy kényelmesen lehessen a szakaszhatárokkal számolni – ne legyenek pl. tört beütésszámok.) Számoljuk meg, hogy az összes mérésből hány mérés esik az első, második, stb. intervallumba, és készítsünk ebből oszlopdiagramot (12.1. ábra). A vízszintes tengelyre kerülnek a beütésszám-intervallumok, és mindegyik fölé egy azzal arányos magasságú oszlopot rajzolunk, ahány mérés esett az adott intervallumba. Milyen alakú diagramot kaptunk? Hogyan tudjuk figyelembe venni a háttérsugárzást? Hogyan változtatná meg az a kapott hisztogramot?

4. Számítsuk ki a mért beütésszámok átlagát az egyedi mérésekből vagy a hisztogramból, súlyozott átlagolással. Számítsuk ki a szórást.
5. Jelöljük be a hisztogramon a számított mérési átlagot és a szórást. Mit várunk?
6. Állapítsuk meg, hogy a mérések hány százaléka esik a szórási határokon belül.
7. Vessük össze a (12.7) és (12.12) elméleti és gyakorlati szórásformulák eredményeit.
8. Illesszünk a hisztogramra haranggörbét, és határozzuk meg a csúcs helyét. Vessük össze a mérések átlagával.

## Figyelem!

Az alkalmazott nagyfeszültség miatt pontosan tartsuk be a balesetvédelmi előírásokat!

Ha végeablakos GM-csővet használunk, vigyázzunk a cső ablakára! A vékony csillámlemezt a külső légnyomás már kis karcolásra is szétrepesztheti!

## Irodalom

Kövesdi Pál: Atomfizika jegyzet 226-229. o.

Atomfizikai és magfizikai mérések: Geiger–Müller számlálócső karakterisztikájának meghatározása

Csikainé Buczkó Margit: Radioaktivitás és atommagfizika 30-36.o.

Prékopa András: Valószínűségszámítás 199-203. o.

## 13. fejezet

# Mérések a Leslie-kockával

### A mérés elmélete

Kirchhoffnak a hőmérsékleti sugárzókra vonatkozó törvénye kimondja, hogy adott hőmérsékleten és adott hullámhosszra a testek emisszióképességének és abszorpcióképességének hányadosa az anyagi minőségtől független:

$$\frac{e_1}{a_1} = \frac{e_2}{a_2} = \dots = \frac{E}{A} = E, \quad (13.1)$$

ahol  $E$  illetve  $A$  az ugyanolyan hőmérsékletű abszolút fekete test emisszióképességét illetve abszorpcióképességét jelenti. (Az abszolút fekete testre definíció szerint  $A = 1$ .)

A Leslie-kocka egy olyan, kocka alakú hőmérsékleti sugárzó, amelynek oldallapjai különböző felületűek: matt fekete, matt fehér, matt fémszínű és tükörfényes. Ebből következően a kocka egyes oldallapjainak abszorpció- és emisszióképességei azonos hőmérsékleten is eltérnek egymástól.

A gyakorlaton használt Leslie-kocka belsejét egy szabályozható fényerejű izzólámpa melegíti. A fémből készült kocka vastag falainak hővezető képessége igen jó, tehát a hőmérséklet a felület minden pontján azonosnak tekinthető. A mérés során az egyes oldallapok emisszióképességét hasonlítjuk össze, illetve megvizsgáljuk, hogy különböző anyagok milyen mértékben nyelik el a hőszugárzást.

A relatív emisszióképességeket Moll-féle hőszugárzásmérővel mérjük a gyakorlat során. Ez lényegében egy nagy hőkapacitású fém házban elhelyezett termoelemsorból áll, amelyeknek melegpontja a ház nyílása felé néz, hidegpontja pedig jó hőkontaktusban van magával a házzal. Ha a sugárzásmérő elé egy forró tárgyat teszünk, az abból az eszközbe jutó hőszugárzás felmelegíti a termoelemek melegpontját. A nagy hőkapacitású burkolatnak – és vele együtt a hidegpontnak – mindeközben nincs ideje felmelegedni, tehát a melegpont és a hidegpont között hőmérsékletkülönbség alakul ki. A hőmérsékletkülönbség miatt elektromos feszültség lép fel a két pont között, amelynek nagysága a hőmérsékletkülönbségre, végső soron tehát a hőszugárzás erősségére jellemző.

## A mérés gyakorlati kivitelezése

A gyakorlat során két különböző hőmérsékleten megmérjük a Leslie-kocka oldallapjainak hőmérsékleti sugárzását, majd néhány anyag abszorpcióképességét.

A kocka hőmérsékletét a beépített termisztorral határozzuk meg. A termisztor olyan elektromos ellenállás, amelynek ellenállás erősen függ a hőmérséklettől. A gyakorlaton használt termisztor negatív hőmérsékleti koefficiensű, azaz az ellenállása a hőmérséklet növekedtével *csökken*. A pillanatnyi ellenállást a kocka kivezetéseire csatlakoztatott multiméterrel mérjük, és ebből a laborvezető által adott vagy a kocka oldalán található táblázat segítségével számoljuk a hőmérsékletet.

A méréshez a hősugárzásmérőt a vizsgálandó felülettel szemben, attól mindig azonos távolságban helyezük el. Amikor éppen nem mérünk vele, helyezünk elé jó hőszigetelő anyagból (habszivacs, nikecell) készült árnyékolást! A gyakorlat során a sugárzásmérő házá-  
nak végig szobahőmérsékleten kell maradnia – ha felmelegszik, az jelentős pontatlanságot okoz a mérésben! A hősugárzásmérő kimenetén fellépő igen kicsi feszültséget szintén multiméterrel mérjük. A mérésekhez az árnyékolást kivesszük a kocka és a hősugárzásmérő közül, majd pontosan 30 s múlva leolvassuk a multiméter által mutatott feszültségértéket. Ezután az árnyékolást minél gyorsabban visszahelyezzük.

## A mérés menete

1. Ha a Leslie-kocka nem volt a labor előtt előmelegítve, kapcsoljuk be, és állítsuk be a feszültség szabályzót valamilyen 3 és 6 osztás közötti értékre. Ennek értékét jegyezzük fel.
2. Az egyik multimétert állítsuk ellenállásmérésre, és kössük a Leslie-kocka termisztorának kivezetéseire.
3. Amíg arra várunk, hogy állandósuljon a lámpa hőmérséklete, állítsuk be a hősugárzásmérőt a megfelelő magasságba és úgy, hogy nyílás az egyik oldallapra merőlegesen, attól jól reprodukálható távolságban legyen. Árnyékoljuk le a hősugárzásmérőt.
4. Ha beállt a hőmérsékleti egyensúly a kocka és környezete között (a termisztor ellenállása már nem (nagyon) változik), megmérjük a felület hősugárzását és leolvassuk a termisztor ellenállását. Az ellenállásból kiszámoljuk a hőmérsékletet.
5. A hősugárzás mérését elvégezzük a kocka többi felületén is. Ha közben a mért hőmérséklet 1-2 °C-nál jobban változott, a méréseket meg kell ismételni a hőmérsékleti egyensúly beállta után!
6. Végezzük el a méréseket magasabb hőmérsékleten is.
7. Amíg a hőmérsékleti egyensúly beálltára várunk, számoljuk ki, hogy az egyes felületek emisszióképessége hány százaléka a fekete felület emisszióképességének az előző hőmérsékleten.

8. MÉRJÜK MEG A FEKETE FELÜLET HŐMÉRSÉKLETÉT A LABORVEZETŐ ÁLTAL ADOTT INFRAHŐMÉRŐVEL. Mekkora kell választanunk az eszköz által feltételezett abszorpcióképességet, hogy a mutatott hőmérséklet egyezzen a termisztor által mért hőmérséklettel?
9. MÉRJÜK MEG SORRA A TÖBBI FELÜLET ABSZORPCIÓKÉPESÉGÉT IS AZ INFRAHŐMÉRŐVEL, ÚGY, HOGY AZ ESZKÖZ ÁLTAL MUTATOTT HŐMÉRSÉKLETET A TERMISZTOR ÁLTAL MUTATOTTHOZ IGAZÍTJUK. Állapítsuk meg kvalitatívan, hogy teljesül-e Kirchhoff törvénye.
10. Helyezzünk a kocka fekete lapja és a hőszugárzásmérő közé különböző anyagokat (ablaküveget, textilt, papírt. . . ) és állapítsuk meg, azok a sugárzás mekkora hányadát nyelik el. Főleg melyik hővezetési mechanizmus révén veszítenek a házak hőt az ablakokon keresztül? Hogyan magyarázható a mérésekkel az üvegházhatás jelensége?

### **Figyelem!**

A mérés során a Leslie-kocka felülete forró, vigyázzunk, hogy ne érintsük meg. Ha a kockát a méréshez el akarjuk fordítani, a talprészénél fogjuk meg. A fedél a kocka mozgásakor könnyen leesik, és annak fogantyúja is meleg!

A mérés végeztével a Leslie-kockát ne húzzuk ki és ne kapcsoljuk ki, a feszültség szabályozót hagyjuk 5-ös állásban. A kockát az időzítőkapcsolón található C.D. gomb megnyomásával áramtalanítsuk.

A mérőműszer méréshatárának beállítására ügyeljünk.

### **Irodalom**

Budó Á.: Kísérleti Fizika III. 304-307. §.



## 14. fejezet

# Az elektron fajlagos töltésének meghatározása

### A mérés elmélete

Az elektron fajlagos töltésének, azaz az  $e/m$  hányadosnak a meghatározása történet például az ún. eltérítési módszerrel. Az eltérítést végezhetjük elektromos és mágneses tér segítségével. A mérés céljára régen a rádiókban használt hangolászjelző csövet, ún. *varázsszemét* használunk. A hangolászjelző cső katódját 6,3 V-os áramforrásról fűtve, abból elektronok lépnek ki. Az elektronok egy kör alakú lemezre csapódnak be, amely zöldes fényben fluoreszkál, ez a cső anódja. Az anód előtt egy alacsonyabb potenciálon lévő, bot alakú vezérlő elektróda helyezkedik el. A katódról kirepülő elektronok ezt az elektródot – annak negatív feszültsége miatt – kikerülik, így a bot legyezőszerű, éles kontúrú árnyékot vet az anódra (14.1. ábra).

Az elektronok mozgása a hengeres katódra és a cső tengelyére is merőleges. Ha a csőre egy áramjárta tekercset húzunk, akkor az abban kialakuló mágneses tér erővonalai szintén merőlegesek lesznek az elektronok mozgási irányára. A mozgó töltésekre ható Lorentz-erő következtében az elektronok eltérülnek eredeti haladási irányuktól, és körpályára kényszerülnek. A vezérlő elektróda által vetített árnyék széle kör alakúra hajlik (14.2. ábra).

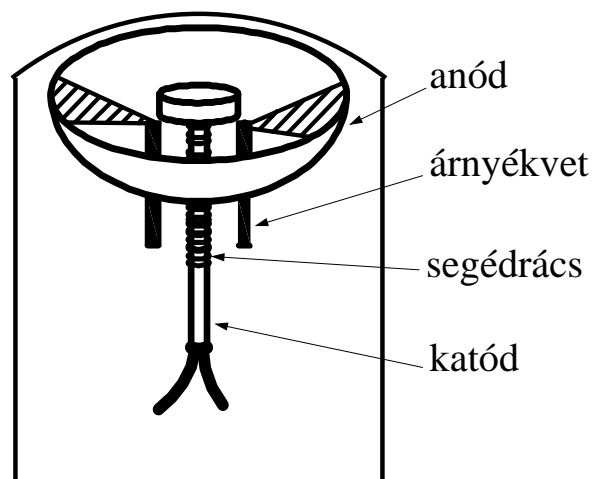
Az elektronok már a katód közelében (a segédrács hatására) felgyorsulnak, és viszonylag állandó sebességgel hagyják el a vezérlő elektródat, emiatt a pályájuk kör. Ilyenkor a centripetális erőt a Lorentz-erő szolgáltatja, azaz

$$\frac{mv^2}{r} = evB, \quad (14.1)$$

ahol  $m$  az elektron töltése,  $v$  az elektron sebességének nagysága,  $r$  a körpálya sugara,  $e$  az elektron töltése és  $B$  a mágneses indukció nagysága.

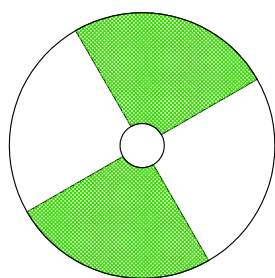
Ha az elektront  $U$  feszültséggel gyorsítjuk, akkor az elektron mozgási energiája egyenlő az elektromos tér munkájával:

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU. \quad (14.2)$$

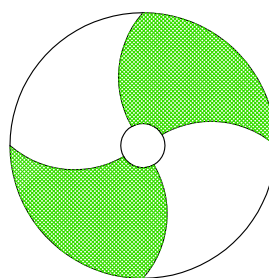


14.1. ábra.

### Varázsszem felülnézetben



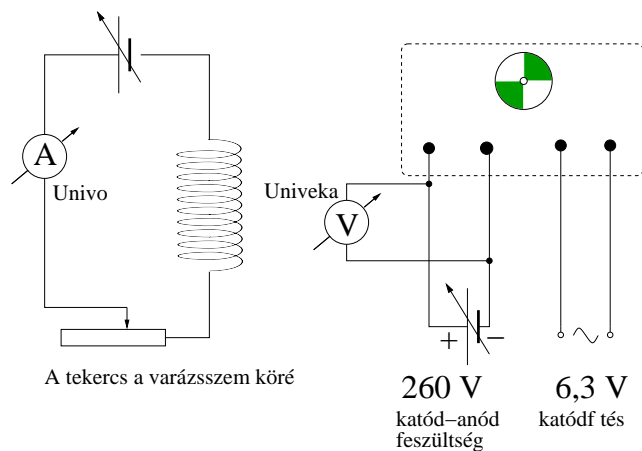
mágneses tér nélkül



mágneses térben

14.2. ábra.





14.3. ábra.

A (14.1) és (14.2) egyenletekből a fajlagos töltést kifejezhető:

$$\frac{e}{m} = \frac{2U}{B^2 r^2} . \quad (14.3)$$

## A mérés gyakorlati kivitelezése

Az eltérítést homogén mágneses térrel végezzük, amelyet egy szolenoid belsejében állítunk elő. A tekercs a varázsszem köré helyezhető. A mágneses tér hatására elgörbült elektronpályák sugarát ismert méretű kör alakú sablonokkal való összevetéssel állapítjuk meg. Egy beállított katód-anód feszültségnél mérünk mind az öt sablonnal; a körpálya sugarát a tekercs áramával állítjuk, így hozzuk fedésbe a korong szélével. Az öt mérést ezután megismételjük más gyorsítófeszültséggel.

A gyorsítófeszültséget az Univeka típusú műszerrel, a tekercs áramát az Univo típusú műszerrel mérjük. A tekercs mágneses terét a rajta átfolyó áramból és a tekercs paramétereiből számoljuk ki.

## A mérés menete

1. Tolómérővel mérjük meg a mérőpálcák átmérőjét, számoljuk ki a sugarukat.
2. A 14.3. ábra alapján állítsuk össze a kapcsolásokat, a csőre húzzuk rá a tekercset.
3. A gyorsítófeszültség egy adott értékénél mérjük mind az öt körsablonnal. A mérés a következőképpen történik: a sablont a cső fölé helyezük és a mágnes áramának változtatásával az elektronok pályáját (a legyezőszerű árnyék szélét) fedésbe hozzuk vele a sablon peremével, és leolvassuk a tekercs áramát. Az öt mérés után a méréseket megismételjük egy másik gyorsítófeszültséggel.

4. Az áramerősségből kiszámoljuk a mágneses indukciót a tekercs belsejében. Az  $r$ ,  $U$ ,  $I$ ,  $B$  értékeket táblázatba foglaljuk.
5. A mért adatokból kiszámítjuk az elektron fajlagos töltését. A 10 értékből átlagot számolunk.
6. Becsüljük meg a közvetlenül mért mennyiségek hibáit, és a hibaterjedés törvényeinek felhasználásával számoljuk ki a végeredmény hibáját. (Az Univo műszer 5%, az Univeka 3% pontossággal mér.) Vessük össze a kapott hibát az adatok statisztikus szórásával (számológép) és az irodalmi értékkel.

### **Figyelem!**

A tekercs tápegysége hosszabb folyamatos üzem után túlmelegszik és lekapcsol. Ezt a tápegységen egy figyelmeztető lámpa kigyulladásából lehet észrevenni, továbbá abból, hogy mágneses tér híján az elektronok pályája egyenes lesz. A túlmelegedés megelőzhető, ha a tápegységet lekapcsoljuk, amikor nem használjuk.

### **Irodalom**

Budó Á.: Kísérleti Fizika II. 198. §.