

13 Radioaktivnost

Pri tej vaji se bomo seznanili z radioaktivnostjo, preverili, ali je razpad jeder naključen proces in izmerili razpolovno debelino aluminijskega folija za sevanje izotopa $^{40}_{19}\text{K}$. Spoznali bomo tudi, kakšne varnostne ukrepe moramo upoštevati pri delu z radioaktivnimi snovmi.

13.1 Razpad jeder

Jedra so sestavljena iz protonov in nevtronov. Nekatera jedra so nestabilna. Nestabilno jedro razpade v drugo jedro, pri čemer izseva enega ali več delcev. Pravimo, da so nestabilna jedra radioaktivna. Radioaktivna jedra lahko nastanejo tudi pri obstreljevanju stabilnih jeder z visokoenergijskimi delci, ki jih dobimo iz jedrskih reaktorjev in pospeševalnikov. Pri takih jedrih govorimo o umetni radioaktivnosti.

Jedrski razpad je naključen proces. To pomeni, da ne moremo napovedati, kdaj bo določeno jedro razpadlo. Če pa obravnavamo vzorec, v katerem je veliko število radioaktivnih jeder, pa lahko napovemo, koliko jeder v vzorcu bo razpadlo v določenem časovnem intervalu.

V nekem vzorcu je v določenem trenutku N radioaktivnih jeder, pri čemer je N veliko celo število. Ker radioaktivna jedra v vzorcu razpadajo, se s časom njihovo število v vzorcu N manjša. Poleg trenutnega števila jeder v vzorcu nas zanima tudi, koliko jeder razpade v časovni enoti. Količini, ki pove, koliko jeder razpade v časovni enoti, pravimo aktivnost (A),

$$A = -\frac{dN}{dt}. \quad (13.1)$$

Enota za aktivnost je becquerel (Bq) ali število razpadov v časovni enoti (1/s).

Če je v vzorcu več radioaktivnih jeder, pričakujemo, da bo tudi število razpadov večje. Število razpadov v časovni enoti, (ki je enako zmanjšanju števila jeder v vzorcu), je sorazmerno številu radioaktivnih jeder v vzorcu N ,

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N, \quad (13.2)$$

Sorazmernostnemu koeficientu λ pravimo razpadna konstanta. Razpadna konstanta je karakteristična za določeno vrsto jeder.

Iz enačb (13.1) in (13.2) sledi, da je aktivnost sorazmerna trenutnemu številu radioaktivnih jeder v vzorcu,

$$A(t) = \lambda N(t). \quad (13.3)$$

Enačbo (13.2) preuredimo, tako da so na levi strani količine, ki vsebujejo spremenljivko N , na desni strani pa količine, ki vsebujejo spremenljivko t , in integriramo na levi strani od števila jeder pri začetnem času $N(0)$ do števila jeder pri nekem izbranem času $N(t)$, na desni pa od začetnega časa $t = 0$ do izbranega časa t ,

$$\int_{N(0)}^{N(t)} \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt. \quad (13.4)$$

Upoštevamo, da je $\int_a^b \frac{dx}{x} = \ln\left(\frac{b}{a}\right)$, tako da iz enačbe (13.4) sledi

$$\ln \frac{N(t)}{N(0)} = -\lambda t. \quad (13.5)$$

Enačbo (13.5) antilogaritmujemo, da dobimo odvisnost števila radioaktivnih jeder v vzorcu od časa,

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t}. \quad (13.6)$$

Potem iz enačb (13.6) in (13.3) sledi, da število radioaktivnih jeder v vzorcu in aktivnost vzorca v vzorcu s časom eksponentno padata.

Eksponentne spremembe so v splošnem opisane pri vaji “Časovna odvisnost napetosti v vezjih s kondenzatorji in upori”. Tam obravnavamo (stran 90), da je pomembna količina, ki opisuje sistem, razpolovni čas $t_{1/2}$. To je čas, pri katerem se število radioaktivnih jeder v vzorcu razpolovi. Razpolovni čas je z razpadno konstanto λ v zvezi

$$t_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda}. \quad (13.7)$$

13.2 Delci α in β ter žarki γ

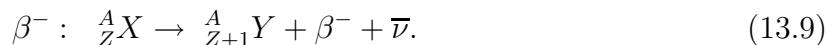
Najpogostejši procesi, pri katerih jedra izsevajo delce, so razpadi alfa (pri katerih jedro izseva delec α), in razpadi beta (pri katerih jedro izseva delec β). Pri teh in tudi pri nekaterih drugih procesih lahko nastane tudi eden ali več visokoenergijskih fotonov, ki jim pravimo žarki γ .

Delec alfa (α) je helijevo jedro z vrstnim številom 2 in masnim številom 4. Sestavljen je iz dveh protonov in dveh nevtronov in ima dva pozitivna osnovna naboja. Poznamo dve vrsti delcev beta. Delec beta minus (β^-) je elektron, delec beta plus (β^+) pa pozitron. Ta dva delca imata enako maso in nasprotno enaka naboja; delec β^- ima en negativen osnovni naboj, delec β^+ pa en pozitiven osnovni naboj.

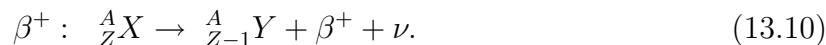
Pri razpadu alfa nestabilno jedro X z vrstnim številom Z in masnim številom A razpade v jedro Y z vrstnim številom $Z - 2$ in masnim številom $A - 4$ ter v delec α . Na novo nastalo jedro je lahko v vzbujenem stanju in preide v osnovno stanje tako, da izseva enega ali več visokoenergijskih fotonov, energija pa se sprosti tudi v obliki kinetične energije nastalih delcev. Proces simbolično zapišemo kot



Poznamo dve vrsti razpada beta. Pri razpadu beta minus nestabilno jedro X z vrstnim številom Z in masnim številom A preide v jedro Y z vrstnim številom $Z + 1$ in masnim številom A ter v delec β^- . Na novo nastalo jedro je lahko v vzbujenem stanju. V tem primeru preide v osnovno stanje tako, da izseva enega ali več visokoenergijskih fotonov, energija pa se sprosti tudi v obliki kinetične energije nastalih delcev in v obliki delca antinevtrino $\bar{\nu}$. Energija nastalih fotonov je karakteristična za določeno vrsto jeder. Proces simbolično zapišemo kot



Pri razpadu beta plus nestabilno jedro X z vrstnim številom Z in masnim številom A preide v jedro Y z vrstnim številom $Z - 1$ in enakim masnim številom ter v delec β^+ , ki je pozitron. Na novo nastalo jedro je lahko v vzbujenem stanju. V tem primeru preide v osnovno stanje tako, da izseva enega ali več visokoenergijskih fotonov, energija pa se sprosti tudi v obliki kinetične energije nastalih delcev in v obliki delca nevtrino ν . Energija nastalih fotonov je karakteristična za določeno vrsto jeder. Proces simbolično zapišemo kot



Delci beta imajo lahko katerokoli kinetično energijo med 0 in neko zgornjo mejo, ki je karakteristična za določeno vrsto jedra.

13.3 Absorpcija delcev α in β ter žarkov γ

V splošnem se pri prehodu visokoenergijskih delcev skozi snov energija teh delcev zmanjšuje. Nabiti delci alfa in beta izgubljajo energijo s trki in se pri tem upočasnijo, fotoni pa oddajo svojo energijo snovi in pri tem izginejo.

Pri delcih α , β^- in β^+ absorpcijo opišemo tako, da podamo mero za to, kako daleč lahko prodrejo delci v snov. Tej meri pravimo doseg. Doseg je odvisen od lastnosti snovi in delcev, ki prodirajo vanjo. V splošnem je doseg večji, če je masa delcev, ki prodirajo v snov, manjša.

Pri opisu absorpcije žarkov γ obravnavamo tanek raven košček snovi, v katero prodirajo žarki γ . Vpeljemo gostoto energijskega toka žarkov γ j , ki je sorazmerna številu fotonov. Zmanjšanje gostote toka j v koščku debeline dx je sorazmerno toku j ,

$$-\frac{dj}{dx} = \mu j, \quad (13.11)$$

kjer je μ absorpcijski koeficient. Zanima nas, kako pojema gostota toka žarkov γ z globino prodiranja v snov x . Enačbo (13.11) preuredimo, tako, da so na levi strani količine, ki vsebujejo spremenljivko j , na desni strani pa količine, ki vsebujejo spremenljivko x , in integriramo na levi strani od začetne gostote toka $j(0)$ do gostote toka pri izbrani globini prodiranja $j(x)$, na desni pa od začetne $x = 0$ do neke izbrane globine prodiranja x ,

$$\int_{j(0)}^{j(x)} \frac{dj}{j} = -\mu \int_0^x dx. \quad (13.12)$$

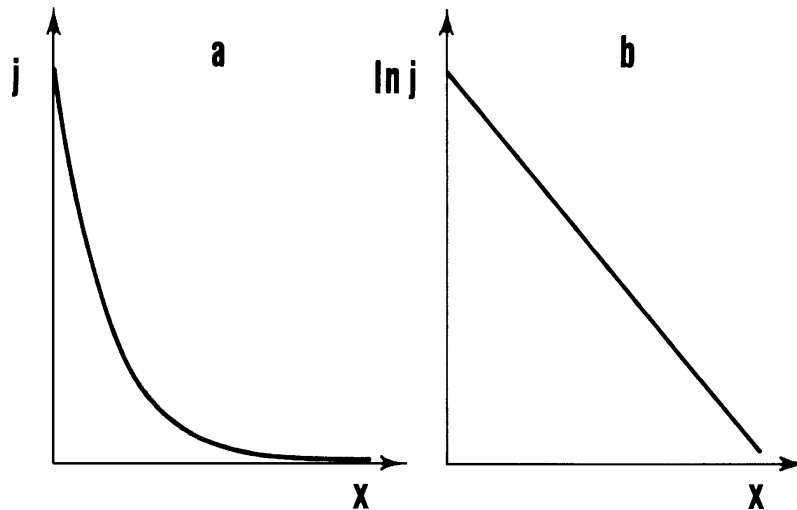
Dobimo

$$\ln \frac{j(x)}{j(0)} = -\mu x. \quad (13.13)$$

Da dobimo odvisnost gostote toka žarkov γ od globine prodiranja x , enačbo (13.13) anti-logaritmiramo,

$$j(x) = j(0)e^{-\mu x}. \quad (13.14)$$

Iz enačbe (13.14) sledi, da gostota toka žarkov γ j z globino prodiranja eksponentno pada. Slika 13.1a prikazuje gostoto toka žarkov γ v odvisnosti od globine prodiranja. Odvisnost



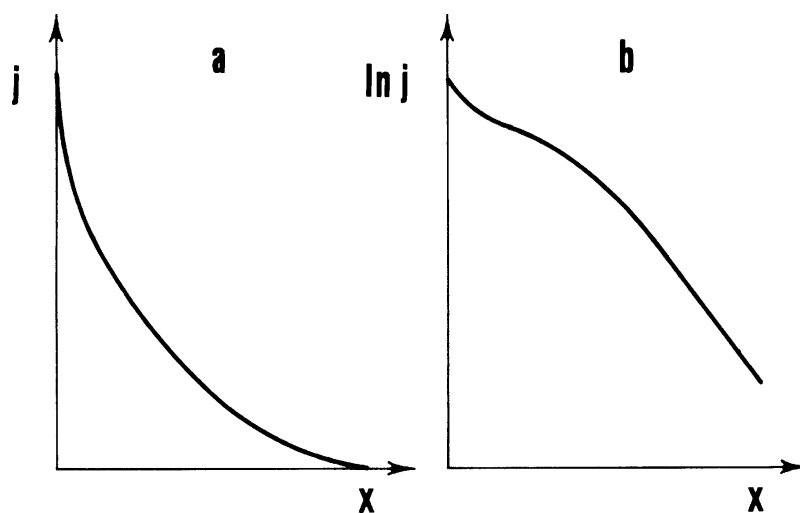
Slika 13.1: Gostota toka žarkov γ (j) v odvisnosti od globine prodiranja x (a) in logaritem gostote toka v odvisnosti od globine prodiranja x (b). Na enako debelih rezinah pade gostota toka za isti faktor – podobno kot na sliki 10.1.

je eksponentna (enačba 13.14, slika 13.1a), $\ln(j)$ pa je linearna funkcija spremenljivke x (enačba 13.13, slika 13.1b). Podobno kot pri časovnih spremembah, kjer smo vpeljali razpolovni čas, vpeljemo razpolovno debelino $x_{1/2}$, ki nam pove, pri kolikšni debelini plasti se gostota toka žarkov γ razpolovi. Razpolovna debelina je z v zvezi z absorpcijskim koeficientom

$$x_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\mu}, \quad (13.15)$$

Delci beta v snovi ionizirajo in vzbujajo atome, dokler se ne ustavijo. Pri tem je lahko njihova pot v snovi neravna in tako daljša kot je njihov doseg. Delci, ki vstopajo v snov, ponavadi nimajo enake energije, izmerjena gostota toka delcev pa je odvisna tudi od lastnosti merilne naprave. Poleg tega pride pri tem, ko se nabiti delci ustavljajo v snovi, do zavornega sevanja v obliki žarkov γ . Zato v primeru, ko obravnavamo delce z maso, izmerjena gostota toka v odvisnosti od globine prodiranja v splošnem ni enostavna funkcija.

Izkaže se, da je odvisnost $j(x)$ za delce β pri nekaterih snoveh zelo podobna eksponentnemu padanju. To je posledica dejstva, da imajo delci β različne energije. Slika 13.2a prikazuje obliko odvisnosti gostote toka delcev β^- od globine prodiranja za aluminij. Vidimo, da se oblika krivulje na prvi pogled ne razlikuje od odvisnosti gostote toka žarkov γ od globine prodiranja (slika 13.1a). Razliko opazimo šele, ko narišemo logaritem gostote toka od x (slika 13.2b). Za približen opis prodiranja delcev β^- v snov v tem primeru lahko uporabimo razpolovno debelino, ki nam pove, pri kateri debelini filtra pade gostota toka delcev na polovico vrednosti.



Slika 13.2: Gostota toka delcev β (j) v odvisnosti od globine prodiranja x (a) in logaritmem gostote toka v odvisnosti od globine prodiranja x (b).

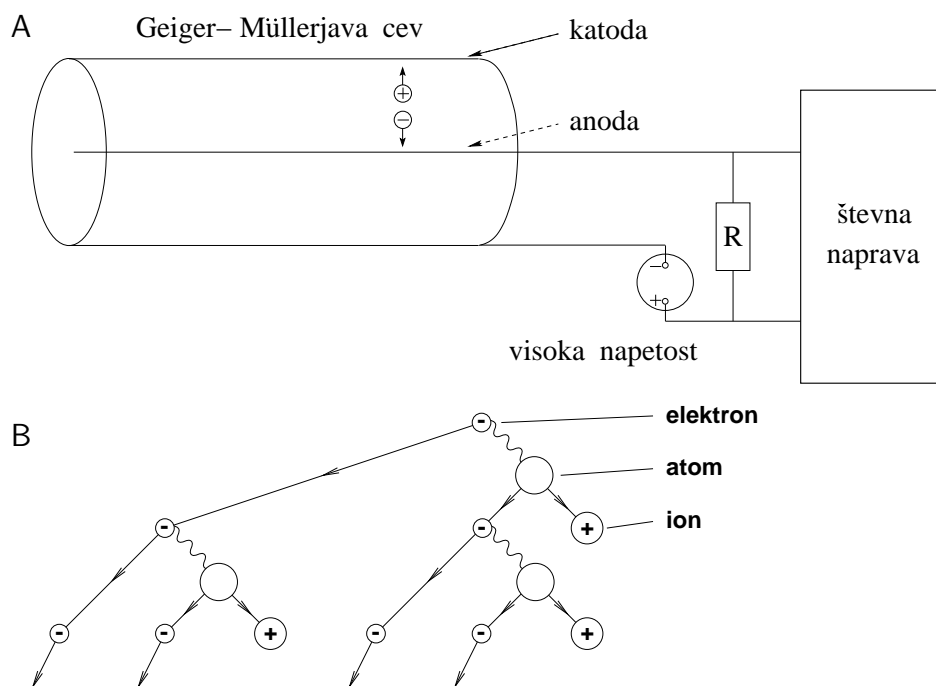
13.4 Zaznavanje visokoenergijskih nabitih delcev in žarkov γ z Geiger-Müllerjevo števno cevjo

Geiger-Müllerjeva števna cev ima valjasto katodo in anodo, ki je tanka nitka v sredini cevi (slika 13.3). Cev je napolnjena s plinom. Visokoenergijski nabit delec v cevi lahko ionizira atom plina, tako da nastane par ion - elektron. Če je napetost med katodo in anodo dovolj velika, se elektroni v električnem polju med katodo in anodo tako pospešijo, da imajo ob trkih z atomi plina dovolj energije za nadaljnjo ionizacijo atomov plina. Tako se sproži elektronski plaz (vsak prvotni elektron se pomnoži cca 10^8 krat).

Ione in elektrone pospeši polje v cevi, tako da se ioni gibljejo proti katodi, elektroni pa proti anodi. Ko ion prispe do katode, se združi z elektronom in se tako rekombinira v atom plina. Ko elektron prispe do anode, pa vstopi vanjo, in tako v električnem krogu nadomesti elektron, ki se je rekombiniral z ionom. Tako elektronski plaz sproži sunek toka, ki ga preko ojačevalnika zazna števna naprava, v cevi pa se za tem vzpostavi prvotno stanje.

Elektroni so lažji in manjši od ionov, zato hitreje prispejo do anode, kot prispejo ioni do katode. Da bi se v cevi vzpostavilo prvotno stanje, pa morajo tudi ioni prispeti do katode. Geiger-Müllerjeva cev med tem ne more zaznati delca, ki bi priletel vanjo. Pravimo, da je cev nekaj časa mrtva, časovnemu intervalu, ko cev ne more zaznati delca, pa pravimo mrtvi čas. Ta je ponavadi med 100 in 300 μs .

Število sunkov, ki jih izmerimo z Geiger-Müllerjevo cevjo, je odvisno od napetosti med katodo in anodo. Geiger-Müllerjeva cev začne šteti šele pri določeni napetosti, ki je dovolj velika, da pospeši elektrone do te mere, da lahko povzročijo nove ionizacije. Tej napetosti pravimo napetost praga. Če napetost med katodo in anodo večamo nad napetostjo praga, je njeno delovanje nespremenjeno na intervalu okrog 150 V. Pri višjih napetostih pa se atomi plina lahko ionizirajo zaradi močnega polja v cevi, tako da števna naprava pokaže večjo

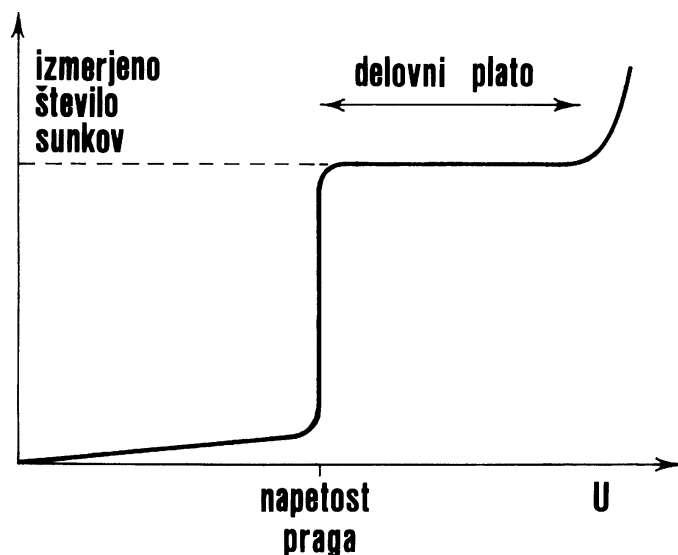


Slika 13.3: Shema Geiger-Müllerjeve števne naprave (A) in skicirana razlaga nastanka elektronskega plaza (B). Negativno nabiti elektroni \ominus se gibajo proti anodi, pozitivno nabiti ioni \oplus pa proti katodi. Vijugasta črta simbolizira trk med elektronom in atomom.

vrednost, kot jo povzročijo visokoenergijski delci, ki priletijo vanjo. Odvisnosti izmerjenega števila sunkov (ki ustreza gostoti toka delcev, ki vstopajo v Geiger-Müllerjevo cev) od napetosti med katodo in anodo U , pravimo karakteristika Geiger-Müllerjeve cevi (slika 13.4). Vidimo, da pri majhnih napetostih cev ne zazna delcev. Pri napetosti praga krivulja strmo naraste in potem v širokem intervalu, ki mu pravimo delovni plato, ostane skoraj nespremenjena. Pri nadaljnjem večanju napetosti pa število napetostnih sunkov naraste zaradi spontane ionizacije plina. Če želimo kar se da natančno izmeriti aktivnost izvora, moramo Geiger-Müllerjevo cev uporabljati v območju delovnega platoja.

Izkoristek Geiger-Müllerjeve cevi za nabite delce je blizu 100 %, izkoristek za žarke γ pa je samo 1-2 %. Z Geiger-Müllerjevo cevjo lahko ugotovimo, koliko je bilo delcev, ki so sprožili plaz. Ne moremo pa ugotoviti, katere vrste delci so sprožili plaz, ali pa meriti njihovih energij.

Tudi če v bližini Geiger-Müllerjeve cevi ni radioaktivnega izvora, števna naprava pokaže določeno število sunkov. Kozmični delci, radioaktivne snovi v okolici in snovi, iz katere je cev izdelana, so namreč tudi izvor radioaktivnosti. Tej radioaktivnosti pravimo ozadje.



Slika 13.4: Karakteristika Geiger-Müllerjeve števne cevi pri izvoru z določeno aktivnostjo.

13.5 Vpliv radioaktivnosti na organizme

Radioaktivnost vpliva na živa bitja. Visokoenergijski delec odda svojo energijo pri prehodu skozi celico, pri tem pa lahko spremeni ali pa uniči biološko pomembno molekulo v celici. Pride lahko do prekinitve vezi v molekuli dezoksiribonukleinske kisline (DNK), na nepravilnosti v funkciji celice pa pomembno vplivajo tudi poškodbe proteinskih molekul. Do poškodb biološko pomembnih molekul lahko pride direktno, zaradi ionizacije, ki jo povzroči delec, lahko pa pride tudi do interakcije s prostimi radikali, ki nastanejo zaradi ionizacije vodnih molekul. Vsako sevanje v načelu lahko povzroči poškodbe tkiva.

Če pride do tega, da je bilo živo bitje nekaj časa izpostavljeno radioaktivnemu sevanju, je pri določanju učinka tega sevanja pomembno, kakšna je bila vrsta sevanja (kateri delci, kako globoko delci prodrejo v tkivo), koliko časa je trajalo sevanje, koliko sevanja se je absorbiralo in na kakšen način je sevanje delovalo na organizem.

Količini absorbiranega sevanja pravimo prejeta doza D . Enota za prejeto dozo je gray (1 Gy = 1 J/kg). Rastline in nižje razvite živali so bolj odporne na učinke sevanja kot višje razvite živali in človek. Učinke sevanja na tkiva v človeškem organizmu opišemo z ekvivalentno dozo D_e ,

$$D_e = D \cdot RBE, \quad (13.16)$$

kjer je RBE relativna biološka učinkovitost, ki je lastnost določene vrste sevanja in nam pove, kako občutljivo je tkivo za to vrsto sevanja. Za žarke γ in delce beta je $RBE = 1$, za delce alfa je $RBE = 10$, za termične nevtrone je $RBE = 3$, za hitre nevtrone je $RBE = 10$ in za težke ione je $RBE = 20$. Enota za ekvivalentno dozo je sievert (Sv).

V sodobnih laboratorijih uporabljamo radioaktivne snovi. Nevarno je, če zaradi malomarnosti ali neupoštevanja pravil pride do obsevanja ljudi ali pa da radioaktivne snovi

preko rok, ust, nosa ali oči pridejo v telo, kjer predstavljajo izvor kontinuiranega sevanja. Če ravnamo z radioaktivnimi snovmi previdno, pa se nam ni treba bati poškodb.

13.6 Splošna navodila za delo z radioaktivnimi snovmi

Radioaktivno snov imenujemo vzorec. Vzorce hranimo v svinčenih hramih. Vzorec prevzamemo od odgovorne osebe in ga po koncu merjenja vrnemo odgovorni osebi. Kadar delamo z radioaktivno snovjo, vnaprej dobro premislimo, kako bi zahtevano nalogo opravili v kar najkrajšem času. Vzorca ne smemo prijemati z rokami. Za prestavljanje vzorca uporabljamo posebne klešče, ki omogočajo, da se z rokami ne približamo vzorcu. Tudi sicer smo pri merjenju kolikor mogoče daleč stran od vzorca. Kadar delamo z radioaktivno snovjo, se ne dotikamo oči, ust, ušes in nosu. V prostoru, kjer delamo z radioaktivno snovjo, ne smemo jesti. Če pride do nesreče, takoj obvestimo odgovorno osebo.

- Naloge:**
1. Izmerite ozadje
 2. Preverite, ali je jedrski razpad naključen proces
 3. Ocenite razpolovno debelino aluminija za sevanje izvora ${}^{40}_{19}\text{K}$

Potrebščine: vzorec

Geiger-Müllerjeva cev z Geiger-Müllerjevim števcem

aluminijasti filtri

Izvedba

- 1) Radioaktivni izvor, katerega aktivnost boste merili, vsebuje ${}^{40}_{19}\text{K}$, ki seva delce β^- in žarke γ . Razpolovni čas ${}^{40}_{19}\text{K}$ je $1,26 \cdot 10^9$ let. Snov, ki jo uporabljamo pri vajah, je sestavina kuhinjske soli in ni nevarna zdravju. Pri ravnanju z vzorcem pa moramo biti vseeno previdni.
- 2) **Merjenje z Geiger-Müllerjevo cevjo**
 - a) Če Geiger-Müllerjeva (G-M) cev še ni priključena na G-M števec, jo priključite (BNC konektor – levo od prikazovalnika).
 - b) Prižgite G-M števec (On/Off) in počakajte, da se na zaslonu izpiše 0.
 - c) Nastavitev napetosti:
 - Pritisnite gumb **Select** tolikokrat, da zasveti lučka pri **G-M voltage** in izbiro potrdite z gumbom **Enter**.
 - S potenciometrom **Reg. G-M voltage** nastavite napetost med 550 in 580 V (oznaka V se na zaslonu ne izpiše) in izbiro potrdite z gumbom **Enter**.

d) Nastavitev časa štetja sunkov:

- Z gumbom **Select** izberite **Gate** in izbiro potrdite z gumbom **Enter**. Zdaj začne utripati lučka v okvirju **Control period**.
- Z gumbom **Select** izbirate med periodami **1, 10, 60, 100** sekund in **Continuous**.
- Izberite zelen čas (za ozadje 100 s) in izbiro potrdite z gumbom **Enter**. Zdaj utripa lučka pri izbiri **Continuous** – pritisnite gumb **Select**, da ugasne.
- Ko gorita obe lučki – pri izbranem času in pri izbiri **Gate**, ste pripravljeni na meritve.

e) Meritve:

- Če na zaslonu ni izpisana **0**, pritisnite gumb **Reset**.
- Za meritve pritisnite gumb **Start/Stop**. Med potekom meritve utripa lučka pri napisu **Gate**. Ko preneha utripati (gori), je meritev končana in rezultat lahko odčitata zaslona.
- Za ponovitev meritve pritisnite gumb **Start/Stop**.
- Če želite spremeniti čas merjenja ponovno pritisnete gumb **Select**, da utripa lučka pri napisu **Gate** in izbiro potrdite z gumbom **Enter**. Nato z gumbom **Select** izberete nov čas merjenja, ki ga potrdite z gumbom **Enter**. Enako kot prej z gumbom **Select** izključite utripanje lučke pri napisu **Continuous**.

3) Merjenje ozadja: Preverite, ali je vložišče prazno in vzorec ni v bližini G-M cevi, ter ali kaže števec vrednost nič. Izberite čas merjenja 100 s in 5 krat izmerite število sunkov. So izmerjene vrednosti enake? Zakaj - kako si razlagate rezultate? Kot aktivnost ozadja ali na kratko ozadje vzemite povprečno vrednost. Pri podajanju rezultatov moramo biti pozorni – aktivnost se meri v Bq, kar je število razpadov na sekundo. Če uporabljamo oziroma podajamo ozadje kot število razpadov v katerem drugem časovnem intervalu (recimo 10 ali 100 s), moramo to posebej poudariti.

4) Merjenje aktivnosti vzorca: Vzorec namestite v vložišče tako, da je manj zaščitena površina vzorca obrnjena proti Geiger-Müllerjevi cevi. Izberite čas merjenja 10 s. Merite stokrat.

Določite povprečno število sunkov (\bar{N}), ki jih daje izvor, in določite efektivni odmik σ . Efektivni odmik določimo na enak način, kot bi določili slučajno napako, če imamo veliko število meritev (Uvod, enačba 0.4). Določite tudi napako povprečja σ_s (Uvod, enačba 0.5). Če aktivnost ozadja predstavlja znaten del izmerjene aktivnosti, ki je vsota aktivnosti vzorca in aktivnosti ozadja, je potrebno ozadje upoštevati. Pri primerjavi pazite na časovni interval. Če je ozadje primerljivo z aktivnostjo izvora, aktivnost ozadja odštejete od izmerjene aktivnosti (\bar{N}), da dobite aktivnost izvora samega. Upoštevanje ozadja vrednosti σ ne spremeni, saj je v enačbi 0.4 razlika med posameznim izmerkom, ki vsebuje tudi ozadje, in povprečno izmerjeno vrednostjo aktivnosti, ki vsebuje tudi ozadje, ista.

Efektivni odmik za naključne procese lahko ugotovimo tudi drugače. Če izračunamo koren iz povprečja števila sunkov (\overline{N}), ocenimo vrednost efektivnega odmika za izbrani časovni interval merjenja (10 s). Preverite tudi, ali se efektivni odmik σ približno ujema z ocenjeno vrednostjo ($\sqrt{\overline{N}}$). Če vrednosti močno odstopata, preverite račun.

Rezultate velikega števila meritev lahko predstavimo s porazdelitveno funkcijo. Vse meritve ležijo znotraj nekega intervala. Ugotovimo, kolikšen je ta interval in ga razdelimo v razrede. Preštejemo, koliko meritev leži v določenem razredu. Porazdelitveno funkcijo dobimo, če kot absciso upoštevamo razrede, kot ordinato pa število meritev v posameznih razredih. Diagramu porazdelitvene funkcije pravimo tudi histogram.

Narišite histogram meritev števila sunkov. Število sunkov določa razred. Preštejte, koliko meritev pade v posamezen razred. Narišite diagram, pri katerem na absciso nanesite razrede, na ordinato pa število meritev, ki pripadajo ustreznim razredom. Označite izračunano povprečno vrednost in efektivni odmik v levo in v desno. Označite tudi, kolikšna je napaka povprečja. Da bi primerjali rezultate meritev s teoretičnimi napovedmi, na isti diagram narišite tudi teoretično Gaussovo krivuljo, ki ustreza prej določeni povprečni vrednosti in efektivnemu odmiku. Preštejte, koliko meritev pade v interval $[\overline{N} - \sigma, \overline{N} + \sigma]$. Teorija napoveduje, da v ta interval pade 68 % vseh meritev.

- 5) Določitev razpolovne debeline aluminija: Vzorec pustite, kot pri prejšnji nalogi. Čas merjenja pa nastavite na 100 s. Med izvor in Geiger-Müllerjevo cev (na poličko nad vzorcem) vstavljajte filtre različnih debelin. Filtre sestavite iz aluminijastih ploščic. Za vsako skupno debelino 3 krat izmerite število sunkov v 100 sekundah. Debeline filtrov izbirajte tako, da boste do debeline, ki zadrži vse sunke iz vzorca (Ali v tem primeru števec v 100 sekundah zabeleži 0 sunkov ali ozadje?), prešteli sunke za vsaj 5 različnih debelin. Absorbcijo v snovi prikažite z diagramom, kjer narišite število izmerjenih sunkov, ki so posledica prisotnosti izvora, v odvisnosti od debeline filtra. V graf lahko vnašate povprečno vrednost ali pa kar vse tri meritve za posamezno debelino filtra. Upoštevajte tudi meritve brez filtrov iz prejšnje točke, izmerjeno vrednost pa seveda preračunajte na ustrezen časovni interval. Skozi točke smiselno potegnite krivuljo in s slike določite, pri kateri debelini filtra pade število sunkov na polovico vrednosti, dobljene brez filtrov.