

GÁZIONIZÁCIÓS DETEKTOROK VIZSGÁLATA

Mérési útmutató

Gyurkóczy Csaba

**BME NTI
1997**

Tartalom

1. BEVEZETÉS	3
2. ELMÉLETI ÖSSZEFOGLALÁS	3
2.1. Töltéshordozók keletkezése (ionizáció) töltött részecskéknél.....	3
2.1.1. Töltött-részecskék és anyag közötti kölcsönhatás	3
2.1.2. γ -sugárzás és anyag kölcsönhatása	4
2.1.3. Töltéshordozók mozgása elektromos térben (töltéshordozók viselkedése).....	6
2.2. Ionizációs kamrák	7
2.2.1. Átlagárammérő (integráló) ionizációs kamrák	7
2.2.2. Impulzus üzemi ionizációs kamrák.....	8
2.3. Proporcionális számlálók	8
2.4. Geiger-Müller (GM-) számlálók.....	9
2.4.1. A kisülés kialakulása, terjedése	10
2.4.2. GM-csövek kisülésének kioltása	11
2.4.3. Holtidő, feléledési idő.....	12
2.4.4. A plató.....	12
3. A MÉRÉS ELVE	13
4. MÉRÉSI FELADAT	13
5. SZÜKSÉGES ESZKÖZÖK.....	13
6. A MÉRÉS MENETE	13
7. KIÉRTÉKELÉS	14
8. ELLENŐRZŐ KÉRDÉSEK	14
9. IRODALOM	14

1. BEVEZETÉS

A nukleáris mérés technikában az egyik meghatározó detektor a GM-cső. Ennek oka az egyszerű felépítés, megbízhatóság és nem utolsósorban a nagy (könnyen kezelhető) kimenő villamos jel.

2. ELMÉLETI ÖSSZEFOGLALÁS

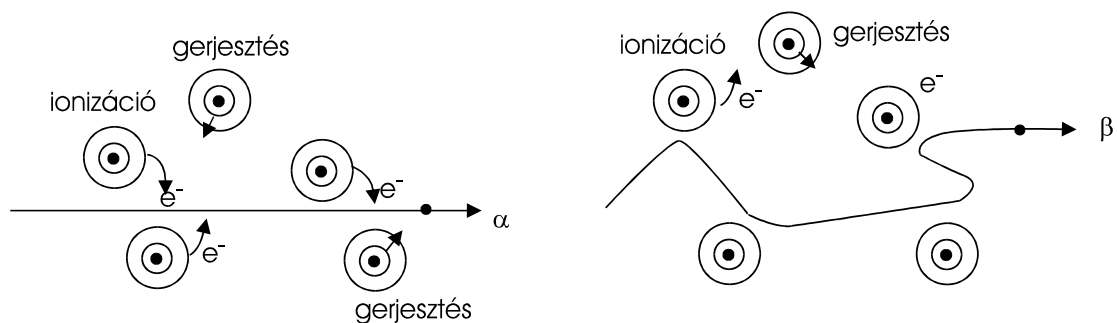
2.1. Töltéshordozók keletkezése (ionizáció) töltött részecskénél

Egy töltött részecske a gázokkal több módon léphet kölcsönhatásba. Detektálásra lényegében csak az elektromágneses kölcsönhatást használjuk fel, mivel e kölcsönhatás valószínűsége több nagyságrenddel meghaladja a többi kölcsönhatás valószínűségét. Az elektromágneses kölcsönhatásban legjelentősebb szerepe a belépő töltött részecske és a közeg elektromágneses tere közti Coulomb-kölcsönhatásnak van, amikor a közeg atomjai gerjesztődnek és ionizálódnak. A töltött részecske energiáját ütközések sorozata közben adja át. (A proton energiájának átlagosan mintegy 1/500, az α -részecske pedig csak kb. 1/2000 részét tudja átadni egy-egy ütközésben.)

2.1.1. Töltött-részecskék és anyag közötti kölcsönhatás

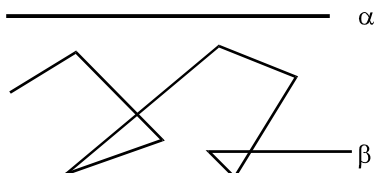
A sugárzások detektálásában leginkább a töltött részecskék és az anyag közötti elektromágneses kölcsönhatás érvényesül. A kölcsönhatás eredménye kisebb energiájú elektronok esetében elsősorban a targetmagok ionizációja, illetve gerjesztése, nagyobb energiák esetében pedig a detektálandó részecskéknek röntgensugárzással járó szóródása. Az előbbi mechanizmus játszik szerepet minden nehéz töltött részecskénél, továbbá olyan β -részecskénél, amelyek energiája 1 MeV-nél kisebb.

Amikor valamilyen anyagon töltött részecskék haladnak keresztül, az atomok elektronjaival való ütközések sorozata következik be. Az elektronok kiütődhetnek az atomból, így keletkezik egy ion-pár, de az is előfordulhat, hogy az atom csak gerjesztődik, vagyis az elektronhéjon lévő egyik elektron magasabb energiájú állapotba kerül. Ez utóbbi esetben gerjesztett atomok keletkeznek (1. ábra).



1. ábra: Töltött-részecskék és anyag közötti kölcsönhatás mechanizmusai

Áthaladásuk során az α -részecskék nagy tömegükből és energiájukból adódóan gyakorlatilag egyenes nyomvonalon haladnak, nyomukban viszonylag széles és rövid ionizációs csatorna keletkezik. A β -részecskék kis tömegükből adódó szóródási mechanizmusuk miatt hosszabb, cikcakkos úton, viszonylag gyéribb ionizációs csatornát eredményeznek (2. ábra).



2. ábra: Töltött részecskék ionizációs csatornája: az α -részecskék egyenes vonalban, a β -részecskék pedig cikcakkban haladnak

2.1.2. γ -sugárzás és anyag kölcsönhatása

A γ -sugárzás és az anyag közötti kölcsönhatás három alapvető formája a következő: *fotoeffektus*, *Compton-szórás* és *párkeltés*. A γ -sugárzás detektálása mindig e folyamatok valamelyikén alapul (lásd alább).

A **fotoeffektusban** (3. ábra) a foton abszorbeálódik, és az atomból egy elektront kilökök. A következő összefüggések írhatók fel:

(1) a fotoelektron E_f energiája:

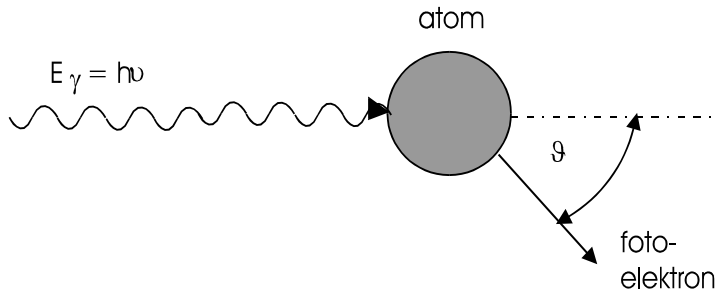
$$E_f = E_\gamma - E_k,$$

ahol E_γ a γ -foton energiája, E_k a fotoelektron kötési energiája az adott elektronthéjon;

(2) a folyamat hatáskeresztmetszete:

$$\mu_f \cong N Z^5 (E_\gamma)^{-3.5},$$

ahol N az anyag atomsűrűsége, Z a rendszáma.



3. ábra: Fotoeffektus

A **Compton szórásban** (4. ábra) a foton az atomból kilök egy elektront, és egy kisebb energiájú foton *is* továbbhalad. A folyamatot leíró összefüggések:

(1) A Compton-elektron energiája:

$$E_c = E_\gamma - E_{\gamma'}$$

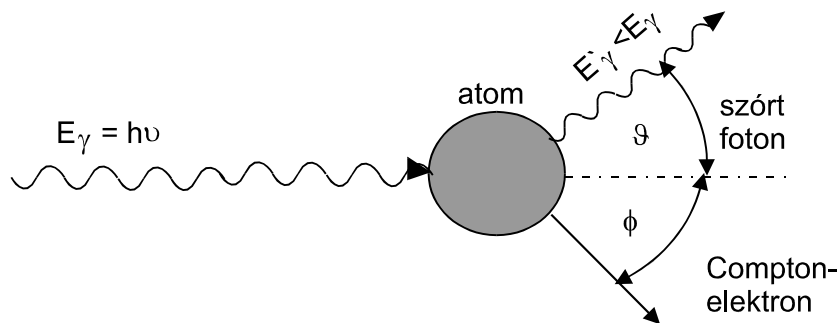
(2) a szórt foton energiája:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{E_\gamma(1 - \cos \vartheta)/mc^2 + 1},$$

ahol m az elektron nyugalmi tömege, c a fénysebesség, ϑ a szórás szöge ($0^\circ \div 180^\circ$);

(3) a folyamat hatáskeresztmetszete:

$$\mu_c \cong \frac{N \cdot Z}{E_\gamma} \ln \left(\frac{2E_\gamma}{mc^2} + \frac{1}{2} \right).$$

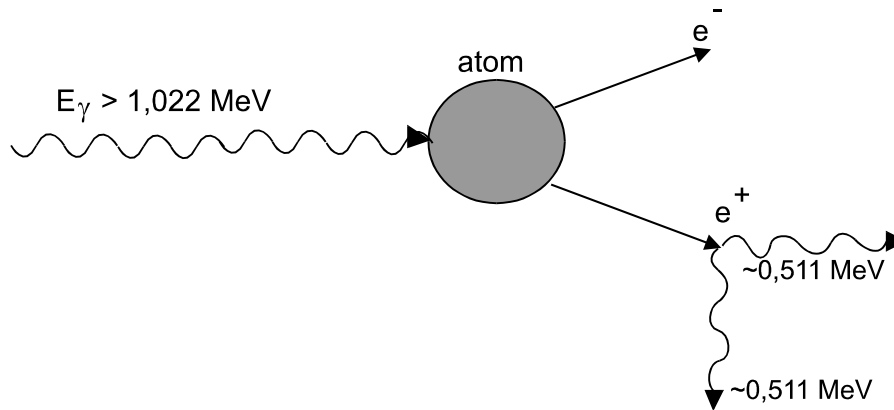


4. ábra: Compton-szórás

E_c maximális, ha E_γ minimális. Ez $\vartheta = 180^\circ$ -nál következik be. Az ilyen szórási szögnek megfelelő E_c -energiát a későbbiekben *Compton-élnak* fogjuk nevezni.

A **párkeltés folyamatában** (5. ábra) a foton egy elektron-positron párt kelt egy atommal való kölcsönhatás során. Ez a reakció csak $E_\gamma \geq 2mc^2 = 1,022 \text{ MeV}$ küszöb-

energia fölött jöhet létre, ugyanis a folyamatban a γ -foton energiájának fedeznie kell az elektron-pozitron pár nyugalmi tömegét. Ha $E_\gamma > 1,022 \text{ MeV}$, a többletenergia az elektron és pozitron mozgási energiájára fordítódik. A pozitron később egyesül egy elektronnal és két, közel $0,511 \text{ MeV}$ energiájú γ -foton jelenik meg.¹



5. ábra: Párkeltés

Mindhárom folyamat eredménye egy vagy több, jelentős energiával rendelkező elektron megjelenése. Ezek az elektronok azután a 2.1.1. szakaszban leírt kölcsönhatásokban vesznek részt.

2.1.3. Töltéshordozók mozgása elektromos térben (töltéshordozók viselkedése)

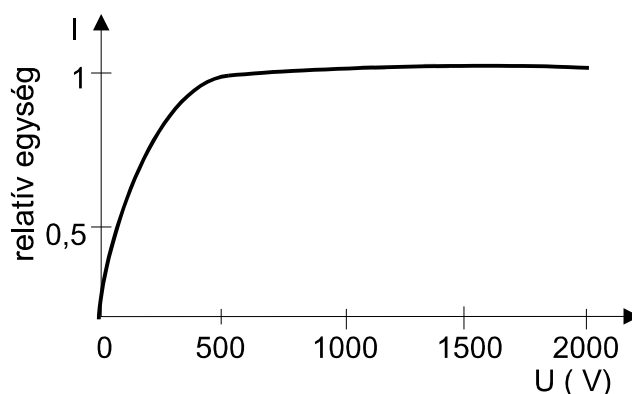
Az ionizáció során keletkezett elektronok és ionok többszörös ütközés révén rövid idő alatt termikus egyensúlyba kerülnek a környező gázmolekulákkal. Az ionizáló részecske áthaladása után a töltéssel rendelkező részecskék a kamra elektródáira kapcsolt feszültség hatására mozogni kezdenek a gázon keresztül: az ionizációban keletkezett elektronok a pozitív elektróda (anód), a pozitív ionok pedig a negatív elektróda (katód) felé. Az ionok sebessége függ a kamra terében lévő elektromos térerősségtől, a kamrában lévő gáz nyomásától, valamint a gáz anyagi minőségétől. Az ionok leggyorsabban a könnyű gázokban haladnak (hidrogén, hélium), míg nehezebb gázokban lassan csökken a sebességük.

Nem minden ion és elektron jut el azonban a gyűjtő elektródáig, az alábbi okok miatt:

- Az *elektron megkötődhet* a gázban, aminek a mértéke elsősorban az illető gáz természetétől függ. Az erősen elektronegatív elemek molekulái – oxigén és a halogének – elektronmegkötése igen erős, viszont a nemesgázoknak és a N_2 , CH_4 , H_2 molekuláknak egyáltalán nincs ilyen tulajdonságuk.
- Rekombináció:* elektromos erőtér hatására az ellentétes irányba mozgó pozitív ionok és negatív elektronok (vagy pozitív és negatív ionok) egymással ütközve elveszíthetik töltésüket, egymást semlegesíthetik.

¹ Ezt a reakciót nevezzük a pozitron *annihilációjának*.

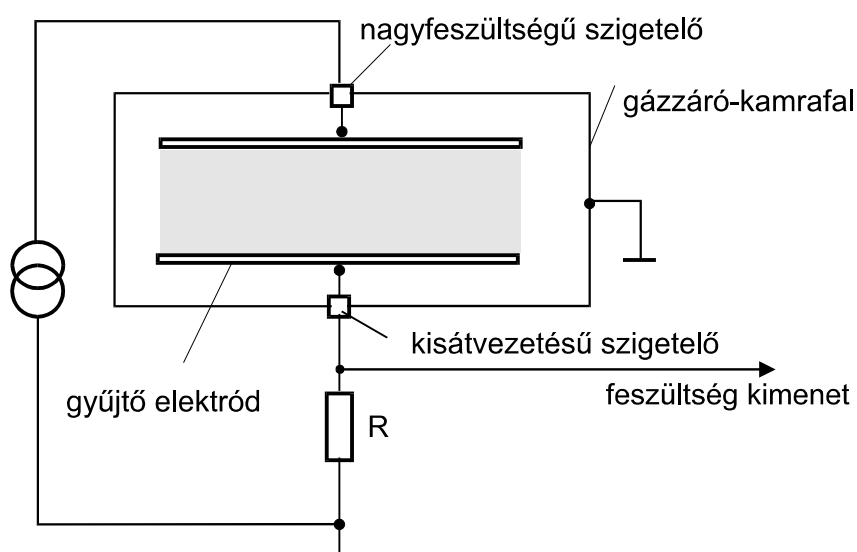
Ha egy állandó sugárzásnak kitett ionizációs kamra jelét (áramát) vizsgáljuk az elektródáira kapcsolt feszültség függvényében, a 6. ábra szerinti karakterisztikát kapjuk. Az áram egy kezdeti gyors növekedés után állandó értékhez tart. Ezt az állandó, a kamra feszültségétől már nem függő áramot nevezzük az ionizációs kamra *telítési jelamplitúdójának* (áramának), azt a feszültséget pedig, amelynél az ionizációs kamra jele a telítési értéket eléri, *telítési feszültségnek* hívjuk. Egy ionizációs kamra telítési jelamplitúdóját akkor éri el, amikor az ionizációs folyamatban keletkezett összes töltéshordozó eljut a kamra gyűjtőelektródjára, mielőtt számottevő rekombinációs veszteség következne be.



6. ábra. Ionizációs kamra U/I karakterisztikája

2.2. Ionizációs kamrák

Az ionizációs kamra (7. ábra) egy gázzal töltött edény, amelyben a két elektród között az ionizáló sugárzás által keltett töltéshordozók az elektromos térben való mozgásukkal áramot hoznak létre. Ha a keletkező jelet minden egyes ionizáló részecske esetében külön-külön mérjük, akkor a kamra *impulzus üzemű*. Ha a kamra jelének a kamrán átfolyó áram átlagát tekintjük, akkor *áramüzemű (integráló)* ionizációs kamráról beszélünk.



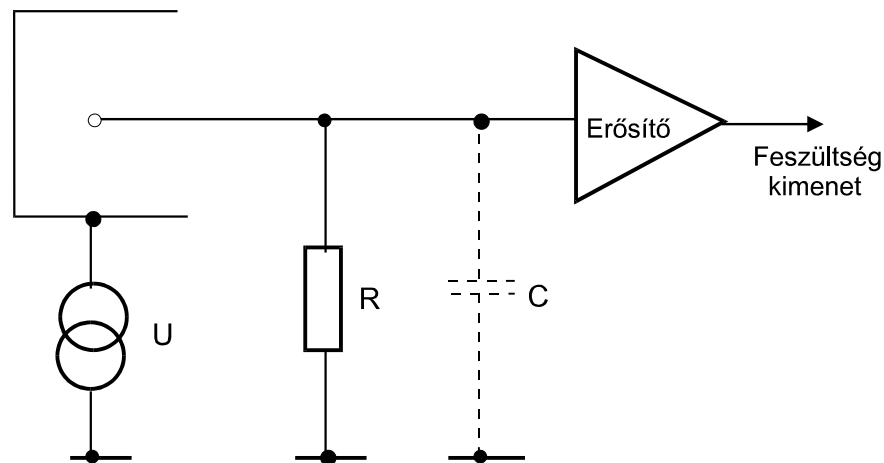
7. ábra. Az ionizációs kamra felépítése

2.2.1. Átlagárammérő (integráló) ionizációs kamrák

Ha az ionizációs kamrával nagy intenzitású sugárzást mérünk, az ionpárok repülési ideje alatt (a begyűjtési idő alatt) több új ionizáció következik be, és így az egyes ionizációs folyamatok már nem választhatók szét, ezért célszerű a kamrában létesített teljes ionizációs áram mérése (8. ábra).

Tekintve, hogy ez esetben az ionizációs áram nem függ a töltéshordozók tömegétől, az elektronmegkötés nem befolyásolja a kialakuló áram nagyságát. Ebből következik, hogy az ilyen kamráknál csaknem minden gáz használható, beleértve a levegőt is. Az ilyen kamrák áramának feszültségfüggése elhanyagolható, ha az elektródák feszültsége – a mérendő maximális intenzitású sugárzás esetén is – a telítési tartományban van (vö. 6. ábra).

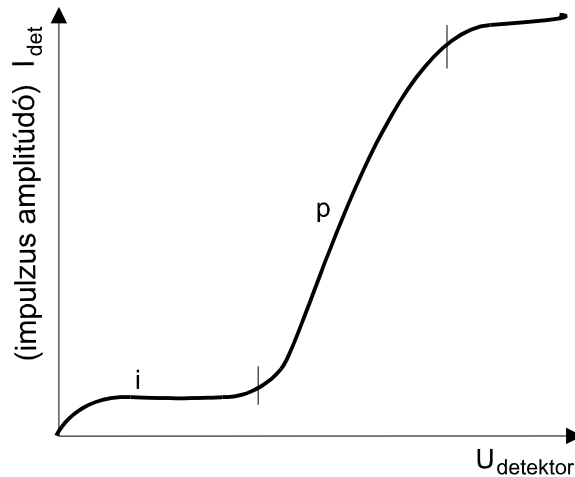
Felépítésüket tekintve elterjedtek a henger, illetve sikkondenzátoros típusok. A kialakuló áramértékek gyakorlati nagyságrendje $10^{-12} - 10^{-9}$ A.



8. ábra. Ionizációs kamra integráló üzemmódban

2.2.2. Impulzus üzemű ionizációs kamrák

Ha az ionizációs kamra áram- (vagy feszültség-) impulzusait tekintjük kimenetnek, impulzus üzemű kamráról beszélünk. A kapott jeleket megfelelő átvitelű erősítővel felerősítve használhatjuk számlálási, illetve spektroszkópiai célokra. Ma már csak speciális esetekben (*bórtöltésű*, illetve *hasadási kamrák*) használják ezt, mivel egyéb típusú detektorok e téren előnyösebb tulajdonságokkal rendelkeznek (lásd alább).



9. ábra. Proporcionális számláló feszültség/áram karakterisztikája

2.3. Proporcionális számlálók

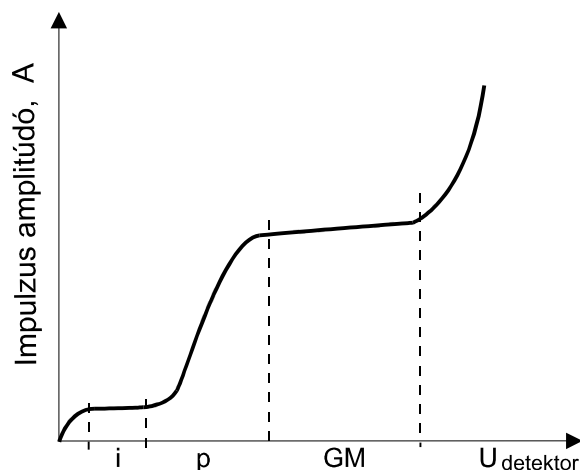
Ha egy gázionizációs detektorban növeljük az elektródák feszültségét, azt tapasztaljuk, hogy a telítési szakasz utáni tartományban a kimenő jel növekedni kezd. (A 9. ábrán i = ionizációs tartomány, p = proporcionális tartomány). Ennek az a magyarázata, hogy kellő térerősség mellett az anód irányába vándorló elektronok a szabad úthosszon akkora energiára tesznek szert, hogy újabb ionizációt váltanak ki, ami töltésszorzást eredményez. Ezek az újabb elektronok azután maguk is ionizálnak mindaddig, míg az egész elektronlaviná az anódszálba csapódik. Ez a *gázerősítés*. A gázerősítési tényező értéke függ a számlálócsőre kapcsolt feszültség nagyságától, az alkalmazott töltőgáz anyagi minőségétől, a gáz nyomásától és a cső geometriai méreteitől.

Az ilyen üzemmódban működő detektorokban minden primer ionpár, amelyet a detektálandó részecske kelt, azonos nagyságú elektronlavinát kelt. Ebből következik, hogy a kimenő elektromos impulzus az eredetileg keltett ionpárok számától, vagyis a detektálandó részecske által a detektor gáztérfogatában *leadott energiával arányos*. Erre való tekintettel az ilyen detektorokat *proporcionális számlálóknak* nevezzük. A 9. ábra szerint a proporcionális tartományban az arányossági tényező függ a detektorra adott U feszültségtől – mégpedig közel lineárisan. Ebből következik, hogy a detektor csak akkor tekinthető proporcionálisnak, ha az U feszültséget stabilizáljuk.

2.4. Geiger-Müller (GM-) számlálók

A GM-számlálók a leginkább elterjedt sugárzásdetektorok. Fő jellegzetességük, hogy a cső térfogatában keletkező akár egyetlen töltéshordozópár keletkezése is megindítja a számláló működését. A gázerősítés tárgyalása során láthattuk, hogy a gázionizációs detektorra kapcsolt feszültség növelésével rohamosan nő a kimenő jel nagysága. Egy bizonyos feszültség elérésekor a gázerősítés a végtelenhez tart, vagyis létrejön – a cső egész hosszára kiterjedő – önfenntartó kisülés. (A 10. ábrán i = ionizációs tartomány, p = proporcionális tartomány és GM = Geiger-Müller vagy GM-tartomány.) Ha ebben a GM-tartományban tovább növeljük a cső feszültségét, az impulzusok amplitúdója egy állandó érték felé tart, mely a feszültség további

növelésével már alig változik. A feszültséget tovább növelve a csőben – külső “gyújtás” nélkül is – állandó gázkisülés következik be, amely a detektort károsítja. Attól függően, hogy a GM-tartományban a kisülés magától leáll, vagy pedig kívülről kell leállítani, megkülönböztetünk *önkioltó*, vagy *nem önkioltó* GM-csőveket. Az alábbiakban részletesebben ismertetjük a GM-számlálók sajátosságait.



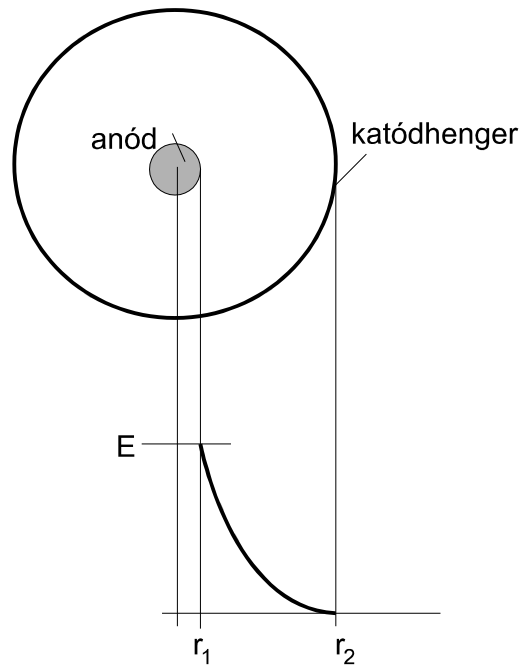
10. ábra. GM-számláló feszültség-amplitúdó karakterisztikája

2.4.1. A kisülés kialakulása, terjedése

A primer ionizáció hatására az elektronok az anódszál felé haladnak. Az elektromos térerősség a henger alakú detektorban az r sugár mentén az alábbi összefüggés szerint változik:

$$E(r) = \frac{U}{\ln(r_2/r_1)} \frac{1}{r},$$

ahol r_1 az anódszál, r_2 a katódhenger sugara, U a detektorra kapcsolt feszültség. Ebből következik, hogy megfelelően vékony anódszál környezetében az elektromos térerősség az r sugár csökkenésekor rohamosan növekszik. Ebben a térségben a térerősség már elegendő ahhoz, hogy a primer elektronok ütközés során ionizálják a gázatomokat, és így ionlavina fejlődjön ki. Ennek során nagyon sok gerjesztett atom keletkezik. Ezek között sok rekombináció történik, továbbá a gerjesztett atomok alapállapotba jutásuk során általában ultraibolya sugárzást bocsátanak ki. Ily módon az ionlavinával egyidejűleg fotonlavina is kialakul. Ha ezek az ultraibolya fotonok eléri a külső hengert (katódot), és ha energiájuk nagyobb, mint a katód anyagának fotoelektromos energiaküszöbe, abból fotoelektronokat váltanak ki. Bizonyos esetekben, amikor a töltőgáz több gáz keverékét tartalmazza, a fotonok képesek ionizálni a másik gáz atomjait is. Ezek az újonnan keletkezett elektronok az anód közelébe érve ugyanolyan lavinát okoznak, mint a primer elektronok. Ezáltal a kisülés önfenntartóvá válik, végigterjed a cső egész hosszán. *Geiger-küszöb*nek nevezzük azt a számlálócsőre adott feszültséget, amelynél a fentiekben leírt jelenség bekövetkezik.

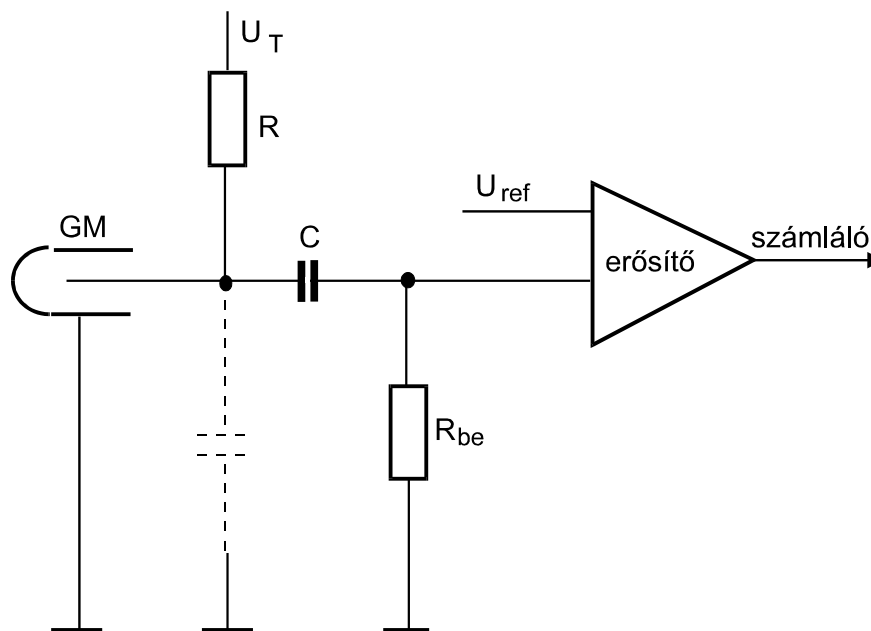


11. ábra. Az elektromos térerősség eloszlása a sugár függvényében

A fent leírtakból következik, hogy a GM-számlálóső kimenő jelének amplitúdója nem függ a detektált ionizáló részecske fajtájától és energiájától. A GM-cső tehát *részecskedetektálásra* (és *nem részecskeenergia-mérésre*) alkalmas eszköz.

2.4.2. GM-csövek kisülésének kioltása

A GM-csövek kisülésének a kioltására két lehetőség ismeretes. Az első a *külső kioltás*. Az eddigiekből látható, hogy a kisülés megszüntetésére a térerősséget a sokszorozási potenciál alá kell csökkenteni. Ez történhet nagy munkaellenállás alkalmazásával, aminek a hatására a jel teljes amplitúdójának értékével csökken a cső feszültsége. Ez utóbbi visszaállását az R ellenállás és a C eredő kapacitás² által kialakuló időállandó határozza meg (12. ábra). A kioltás megoldható külső kapcsoló elektronika alkalmazásával is.



12. ábra. A GM-cső jel-kicsatolása

A másik megoldást az *önkioltó GM-csövek* jelentik. Ha a számlálócső szokásos egy- vagy kétatomos töltőgázához néhány százaléknyi több atomos szerves gázt (vagy gőzt) adagolnak (például alkoholt vagy metánt), ezek a kisülést minden külső berendezés nélkül kioltják az alábbi okok miatt:

1. A lavinában keletkezett fotonok nem érik el a katódhengert.
2. Az ionoknak a henger falán való semlegesítése nem vált ki újabb elektronokat.

Magyarázat:

A kioltógáz feladata, hogy jó hatásfokkal abszorbeálja az ultraibolya sugárzást, mielőtt az elérné a cső katódját, mégpedig úgy, hogy az elnyelt ultraibolya sugárzás visszasugárzása helyett a kioltógáz inkább disszociáljon. Emellett a kioltógáz ionizációs potenciáljának kisebbnek kell lennie az alapgázénál. Ennek eredményeként a kioltógáz ionizálódik, és elektronjai könnyen semlegesítik az alapgáz ionjait, így a katódhoz csak a kioltógáz ionjai jutnak el. Ezek a katódnál (elektronfelvétellel) semlegesítődnek, és

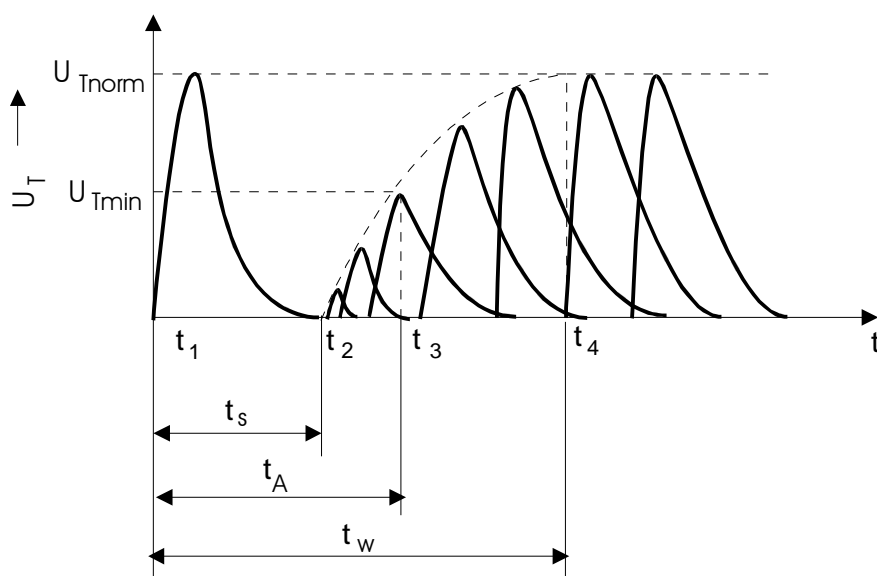
² A számlálócső, a csatlakozó elektronika kapacitásának és a szórt kapacitásoknak az eredője.

energiafeleslegüktől ugyancsak disszociáció révén szabadulnak meg. A kioltás egész mechanizmusa ahhoz vezet, hogy a számlálóban keletkező ultraibolya fotonok száma, illetve energiája jelentősen lecsökken. A megmaradt kis energiájú fotonok már nem képesek a fotokatódból újabb elektronokat kiváltani.

Ha egy GM-számláló begyújtásakor mintegy 10^{10} ion keletkezik, s ezek mind a kioltógáz egy-egy molekulájának disszociációjához vezetnek, akkor egy kb. 10 cm^3 -es számlálócső már 10^8 impulzus regisztrálása után elveszti kioltógázának kb. egyharmadát, tehát élettartama véges. A számlálók élettartamát jelentősen megnöveli halogén kioltógáz alkalmazása. E gázok kioltás szempontjából hasonlóan viselkednek mint a szerves molekulák, de disszociálás után rekombinálódnak, azaz újra kioltásra képes molekulákká alakulnak vissza. A halogén gázok (bróm, klór) alkalmazásával a számlálók élettartama gyakorlatilag végtelenné válik.

2.4.3. Holtidő, feléledési idő

Az anód és a katód között mozgó ionfelhő úgy módosítja a térerősséget, hogy az a sokszorozási küszöb értéke alá esik, így a cső egy ideig nem képes újabb részecskét megszámlálni. (Ez a 11. ábrán a t_1 és t_2 közötti idő.) Amint azonban a töltéshordozók kigyűjtése során a térerősség ismét eléri a sokszorozási küszöbértéket, újabb részecske detektálása válik lehetővé.



13. ábra. A GM-cső holtideje

Azt az időtartamot, amíg a GM-cső az itt leírtak miatt új részecskét detektálni nem tud, *holtidő*nek nevezzük. Az újraéledési időt a cső kapacitása és a munkaellenállás határozza meg (11. ábra).

2.4.4. A plató

Ha az U_T tápfeszültség függvényében megvizsgáljuk egy állandó intenzitású sugárzási térben elhelyezett GM-számláló jeleinek időegységenkénti számát, azt tapasztaljuk, hogy egy bizonyos küszöbfeszültség felett – egy viszonylag széles tartományon belül – nem függ a tápfeszültségtől. Ezt a tartományt nevezzük *platónak*. A munkapontot (vagyis az U_T feszültség értékét) úgy célszerű megválasztani, hogy az a plató közepére essen.

3. A MÉRÉS ELVE

Az előzőekben tárgyalt gáztöltésű detektorok mindegyikénél lényegében a feszültség-áram (impulzus) karakterisztikát mérjük.

4. MÉRÉSI FELADAT

Az ionizációs kamra karakterisztikájának mérése.
 A proporcionális számláló karakterisztikájának mérése.
 A GM-cső karakterisztikájának mérése.

5. SZÜKSÉGES ESZKÖZÖK

Ionizációs kamra mérése:

1 db LND 50310 tip. ionizációs kamra elektronikával,
 1 db voltmérő,
 1 db nagyfeszültségű tápegység,
 1 db gamma sugárforrás.

Proporcionális kamra mérése:

1 db CHM-17 neutrondetektor kiépített elektronikával,
 1 db NK-350 tip. egycsatornás amplitúdó analízátor,
 1 db oszcilloszkóp,
 1 db Pu-Be neutronforrás,
 1 db sokcsatornás amplitúdó analízátor.

GM-cső mérése:

1 db NUCLEUS 500 SCALER. (GM-csőves mérőegység),
 1 db NK-350 tip. egycsatornás amplitúdó analízátor;
 1 db gamma sugárforrás,
 1 db oszcilloszkóp.

6. A MÉRÉS MENETE

Ionizációs kamra mérése:

A gamma sugárforrást helyezzük a mérőhelyre,
Lépésenként növeljük az anódfeszültséget és írjuk le a hozzá tartozó kimeneti értéket.

Proporcionális kamra mérése:

A neutronforrást helyezzük a mérőhelyre.
Állítsuk a nagyfeszültséget 1 000 V-os értékre,
figyeljük a proporcionális cső jelét oszcilloszkópon, vegyük fel a detektor spektrumát analizátorral.
A nagyfeszültség 50-50 V-os növelésével (2 kV-ig) vegyük fel a spektrumokat.

GM-cső mérése:

A gamma sugárforrást helyezzük a mérőhelyre.
Állítsuk a nagyfeszültséget (GM U_T) 300 V-os értékre.
A számlálót 30 s-re időzítve indítsuk, és számláljuk meg az impulzusokat.
A mérést ismétljük az U_T 10 voltonkénti növelésével, a kapott értékeket ábrázoljuk.
A mérést mindaddig folytatjuk, míg a tartós kisülési szakaszhoz nem közelítünk.

7. KIÉRTÉKELÉS

Ionizációs kamra mérése:

1. Határozzuk meg az ionizációs kamra működési tartományát (karakterisztikáját),
2. Határozzuk meg az ionizációs kamra munkapontját.

Proporcionális kamra mérése:

1. A spektrumok maximumainak ábrázolásával határozzuk meg a proporcionális tartományt
2. Határozzuk meg a proporcionális kamra munkapontját.

GM-cső mérése:

1. Határozzuk meg a GM-cső platóját,
2. Határozzuk meg a GM-cső munkapontját,
3. A munkaponton üzemelő GM-csőnél oszcilloszkóppal határozzuk meg a jel alakját (felfutás, jelhossz, amplitúdó).

8. ELLENŐRZŐ KÉRDÉSEK

1. Ismertesse a töltéshordozók keletkezését.
2. Ismertesse a töltéshordozók mozgását elektromos térben.
3. Ismertesse az ionizációs kamrák működését.
4. Ismertesse a proporcionális kamrák működését.
5. Ismertesse a GM-csövek működését.

9. IRODALOM

Deme Sándor, Gázionizációs detektorok, Akadémiai Kiadó, Bp. 1985.

Dési Sándor, Nukleáris Detektorok, Tankönyvkiadó Bp. 1966.

Fodor György, Elméleti elektrotechnika, Tankönyvkiadó Bp. 1974.

Tait, H. Radiation Detection, Butterworths, 1980.