

10. Pozitron annihiláció vizsgálata

Pávó Gyula és Veres Gábor

2013. április

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	2
2. Elméleti áttekintés	2
2.1. Anyag, antianyag, pozitron	2
2.2. Antianyag a természetben	4
2.3. A pozitron annihilációja	5
2.4. A pozitron-annihiláció orvosi alkalmazása	7
3. A PET koincidencia-mérés elve	8
3.1. Sugárvédelmi megfontolások	12
4. A mérés menete	12
5. Ellenőrző kérdések	15
6. Mérési feladatok	17

1. Bevezetés

A pozitron annihilációját fogjuk vizsgálni a laboratórium során, és megismerkedünk a pozitron-emissziós tomográfia (PET) elvi alapjaival. A feladat egy próbababán végzett vizsgálat lesz, melynek során egy idealizált tumor helyét kell megállapítanunk a lehető legnagyobb pontossággal. A meghatározandó mennyiségek:

- a daganat(ok) száma
- a daganatok síkbeli helye: (x,y) koordináták
- a helymérés pontossága (mérési hibája)
- a daganat(ok) súlyossága (a bennük mérhető relatív aktivitás).

Először áttekintjük a mérés megértéséhez szükséges ismereteket, majd megismerkedünk a mérőberendezéssel.

2. Elméleti áttekintés

2.1. Anyag, antianyag, pozitron

A hétköznapi életben minket körülvevő tárgyakat (és minket magunkat is) főleg protonok, neutronok (melyek atommagokba rendeződnek) és a körülöttük „keringő” elektronok építik fel. A protonok és neutronok nem elemi részecskék, kvarkokból állnak (kétféle kvarkot találhatunk bennük, az u és d kvarkokat). Mindezeknek a részecskéknek léteznek *anti-részecskék* is, bár velük ritkábban találkozunk: *anti- u* kvark, *anti- d* kvark, az ezekből felépülő antiproton és antineutron, stb. Az elektron antirészecskéje (az anti-elektron) másik, gyakrabban használt neve: *pozitron*. Az antirészecskék tömege és élettartama megegyezik a részecske-párjuk tömegével, de elektromos töltésük ellentétes. Így tehát a pozitron töltése pozitív, az antiproton töltése negatív. Ebből a két részecskéből pedig antihidrogén is előállítható, melynek tulajdonságai (pl. spektrumvonalai, tömege) megegyeznek a szokásos hidrogénatoméval.

A pozitron létét 1928-ban P.A.M. Dirac jósolta meg először elméleti úton, majd Carl D. Anderson (1. ábrán) detektált először kísérletileg egy elektronéval megegyező tömegű, de elektromosan pozitív töltésű részecskét kozmikus sugárzásban 1932-ben, melyet az elektron antirészecskéjeként, pozitronként kellett értelmezni. A következő évben az elektron-pozitron annihilációt is sikerült kimutatni. Mindkét kutató Nobel-díjat kapott felfedezéséért.

A részecskéket tömegükkel, és különféle *kvantumszámaikkal* jellemezzük, rendszerezük (pl. elektromos töltés, spin, paritás, hipertöltés, izospin). A részecskék és a nekik megfelelő antirészecskék kvantumszámai ellentétesek, így egy részecske és egy antirészecske ütközésekor megsemmisíthetik (*annihilálhatják*) egymást. Szemléletesen ez a



1. ábra. Carl D. Anderson (forrás: www.nobelprize.org)

folyamat ahhoz hasonlóan képzelhető el, mint amikor egy félvezetőben egy szabadon mozgó elektron és egy *elektronhiány* (ahol a kristályrács atomjainak egyikéhez eggyel kevesebb elektron kapcsolódik) találkozik, és az elektron beugrik a pozitív effektív elektromos töltésű lyukba, melynek eredményeképpen mindkét töltéshozdozó „megsemmisül”. Természetesen, megfelelő energiabefektetéssel az elektron újra kilökhető a helyéről, és az eredeti állapot visszaállítható.

Részecske és antirészecske annihilációjakor is hasonló jelenségről van szó. A részecskefizikai vákuum (a kvantummechanikai alapállapot, legalacsonyabb energiájú állapot) ugyanis nem teljesen „üres”. Szemléletesen úgy képzelhető el, mint részecskék és antirészecskék „tengere”, amelyben azonban nincs elég energia ahhoz, hogy szabad részecskék és antirészecskék keletkezzenek. A határozatlansági reláció miatt ugyan lehetséges, hogy egy ilyen részecske-antirészecske pár egy nagyon rövid időre létrejöjjön (ez a vákuumfluktuáció), de ezek kívülről befektetett energia hiányában azonnal annihilálnak is. A pozitron ebben a tengerben tekinthető – a fenti analógiához visszatérve – egy vákuumbeli elektronhiánynak. Előfordulhat tehát, hogy egy szabad elektron „beugrik” a vákuumban levő „elektronhiányba” (ami tulajdonképpen a pozitron), és visszaáll a vákuumállapot, ahol nincs szabad pozitron, sem szabad elektron. Megfelelő energiabefektetéssel ebben az esetben is létrejöhet az ellentétes irányú folyamat, a vákuumból kipolarizálható egy elektron, és a helyén ilyenkor mindig egy „lyuk” (pozitron) marad. Nagy energiájú részecskegyorsítóknál akkora energiával ütköznek össze a felgyorsított részecskék, hogy több száz részecske és antirészecske is keletkezhet ebből a részecskefizikai vákuumból.

Az annihiláció során is megmarad az összenergia és a teljes impulzus. Egy álló (nagyon lassan mozgó) elektron (vagy pozitron) teljes energiája $E=m_e c^2$, ahol m_e az elektron tömege, c pedig a fénysebesség vákuumban. Tehát egy álló elektron-pozitron pár

összenergiája $2m_e c^2$. Ez az energia az annihiláció során fotonok (a fény részecskéi, az elektromágneses sugárzás *kvantumai*) formájában sugárzódik ki, melyek nagy energiájuk miatt a γ -fotonok közé tartoznak.

2.2. Antianyag a természetben

A természetben főleg anyagot, és nem antianyagot találunk, ezért nem látunk látványos, megsemmisülésekből származó nagy mennyiségű és energiájú γ -sugárzást. Ha pl. a Földön jelentős mennyiségű antianyag lenne, akkor az a szokásos anyaggal érintkezve megsemmisülne, így kis idő után már csak szokásos anyagot találnánk. A fentiek szerint annihiláció során jelentős mennyiségű energia szabadulhat fel. Becsüljük meg 1 gramm antiproton és 1 gramm proton annihilációjakor felszabaduló energiát! Ehhez tudnunk kell, hogy a részecskék fizikájában az energiát mindig elektronvolt (eV) egységekben mérjük. Ez pontosan az a mozgási energia, melyre egy elektron szert tesz, amikor 1 V gyorsítófeszültséggel felgyorsítjuk. Mivel az elektron töltése $1,6 \cdot 10^{-19} C$, ez az energia SI egységekben éppen $(1,6 \cdot 10^{-19} C) \cdot (1 V) = 1,6 \cdot 10^{-19} J$. A proton tömege praktikus egységekben 938 millió eV/c^2 . Ebből a fentiek alapján az 1 grammnyi proton és antiproton megsemmisülésekor felszabaduló, elektromágneses sugárzás formájában kisugárzódó energia óriási értékeknek adódik:

$2 \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 938 \cdot 10^6 eV/c^2 \cdot c^2 = 1,1 \cdot 10^{33} eV = 1,8 \cdot 10^{14} J = 50$ millió $kWh = 50 GWh$
 Összehasonlításképpen, ez a Paksi Atomerőmű kb. egy napi energiatermelésének felel meg. Az, hogy miért van szinte kizárólag anyag (és nem antianyag) a környezetünkben, a Világegyetem születése (ősrobbanás) utáni anyag-antianyag aszimmetria következménye, melynek oka a modern részecskefizika egyik legfontosabb megválaszolatlan kérdése.

A természetben az antianyag (így a pozitron) a természetes és mesterséges radioaktivitás során keletkezhet (pozitív β -bomlás), illetve a nagy energiájú kozmikus sugárzás részecskéi által a légkörben keltett részecskezápaporokban. Részecskegyorsítóknál létrehozott részecskenyalábok ütközésekor elég energia áll rendelkezésre ahhoz, hogy a vákuumból részecske-antirészecske párok keletkezzenek. Az így létrehozott antirészecskék újbóli lelassítás után kis méretű mágneses csapdában tárolhatók. Ezekből bonyolultabb rendszerek, pl. antihidrogén is előállítható.

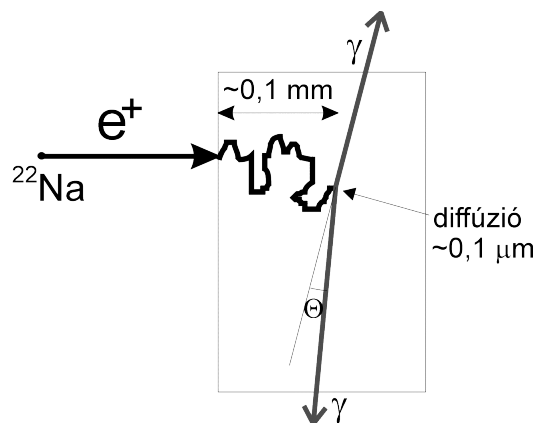
A természetes radioaktív β -bomlás során nemcsak pozitron (vagy elektron), hanem *neutrínó* (vagy *antineutrínó*) is keletkezik, amely rendkívül ritkán hat kölcsön a többi részecskével, így kísérleti szempontból (legalábbis a laboratóriumi gyakorlaton) általában megfigyelhetetlen. A β -bomlás során felszabaduló, jól meghatározott energiát a neutrínó és a pozitron közösen viszik el, véletlenszerű arányban. Ezért a bomlásban keletkezett pozitron energiája nem lesz egy élesen meghatározott érték, hanem egy széles valószínűségeloszlás szerint változik. A maximális pozitron-energia általában nagyságrendileg százazezer eV körül van.

Anyagvizsgálatban gyakran használt β^\pm -bomló izotópok például a ^{22}Na ($T_{1/2}=2,58$ év, maximális pozitron-energia $E_{max} = 545$ keV), a ^{58}Co ($T_{1/2}=71$ nap, $E_{max} = 470$ keV) és

a ^{64}Cu ($T_{1/2}=12,8$ óra, $E_{max} = 1340$ keV). Az orvostudományban használt izotópok a biológiában fontos elemek β^\pm bomló izotópjai, mint például a ^{11}C ($T_{1/2}=20$ perc), a ^{13}N ($T_{1/2}=10$ perc), az ^{15}O ($T_{1/2}=2$ perc) és a ^{18}F ($T_{1/2}=110$ perc). Az orvosi gyakorlatban használt források rövid élettartamúak, így nem terhelik sokáig a páciens szervezetét sugárzással. Rövid élettartamuk miatt a természetben nem léteznek, hanem magreakciókban (részecskegyorsítóknak) kell előállítani ezeket, amely nem lehet túl messze a PET-et (a pozitron-annihiláció orvosi/biológiai alkalmazását) használó kór-háztól. Ezeket az izotópokat cukor-, víz-, vagy ammónia-molekulákba építve juttatják be az emberi szervezetbe. Az onkológiai diagnózisban elsősorban a ^{18}F , míg az neurológiai vizsgálatokban az ^{15}O is használatos. A mérés során a laboratóriumban a ^{22}Na izotópot fogjuk használni.

2.3. A pozitron annihilációja

A pozitron élettartama tökéletes vákuumban ugyanúgy végtelen, mint az elektroné. A gyakorlatban azonban valamilyen anyagon belül (sok esetben már magában a sugárforrásban vagy annak burkoltában) haladva nagyon rövid idő alatt annihilálódik egy elektronnal. Az annihiláció csak abban az esetben következik be nagy valószínűséggel, ha az elektron és a pozitron relatív sebessége kicsi. Ezért annihiláció előtt a pozitron (elektromos töltése miatt) lelassul, az anyagon belül ionizációval és az atomi elektronok gerjesztésével energiát veszít, termalizálódik. A lassulási, termalizálódási folyamat kb. 10^{-12} s ($0,001$ ns) alatt játszódik le, és a végén az elektron energiája $0,02-0,03$ eV lesz. Ezalatt az idő alatt tipikusan $0,1$ mm mélységig jutnak be a pozitronok sugárforrást körülvevő anyagba (orvosi alkalmazás esetén a környező testszövetekbe, sejtekbe).



2. ábra. A pozitron annihilációja

Az 2. ábrán látható ennek a folyamatnak a szemléltetése. A sugárforrásként használt ^{22}Na -ból kilépő pozitronok a téglalappal jelölt anyagban lelassulnak. Ezután még

körülbelül $0,1 \mu m$ utat diffúzióval tesznek meg a pozitronok, mielőtt egy elektronnal találkoznak és annihilálódnak. Ha az anyag elektronsűrűsége nagy, akkor az annihiláció valószínűsége és a kibocsátott γ -sugárzás intenzitása is nagy lesz.

Az annihiláció során leggyakrabban két foton keletkezik. Idealizált esetben, egy nagyon lassan mozgó elektron és pozitron esetén a kezdeti összimpulzus nagyon kicsi (nulla), az összenergia pedig a fentiek szerint $2m_e c^2 = 2 \cdot 511 keV = 1022 keV$. Ha csak egyetlen foton sugárzódna ki, akkor tehát ennek a fotonnak $1022 keV$ lenne az energiája az energia-megmaradás miatt. A foton egy bizonyos irányba távozna, és mivel a foton impulzusa és az energiája egymással arányos, a teljes rendszer annihiláció utáni összimpulzusa a foton irányába mutatna és értéke nagy lenne ($1022 keV/c$). Ez azonban ellentmond az impulzusmegmaradás törvényének, így szükség van a második fotonra. Ekkor az impulzus csak úgy tud megmaradni, hogy a két foton – ebben az ideális esetben – pontosan ellentétes irányban mozog, és mindegyik energiája $511 keV$. Ekkor a két ellentétes irányú, egyenlő nagyságú impulzusvektor összege nulla lesz. Ez a gondolatmenet érvényes akkor is, ha egy tetszőleges sebességű, de kis relatív sebességű elektron-pozitron pár semmisül meg, hiszen ez az előbbi esettől csak egy egyenletes sebességgel mozgó koordináta-rendszerbe való áttéréssel különbözik, és a koordinátarendszer megválasztásától nem függhet a keletkező fotonok száma.

Megjegyezzük, hogy a fenti gondolatmenet a vákuumra érvényes, de közelítőleg igaz anyagokban is. Ott azonban az impulzusmegmaradás úgy is teljesülhet, hogy a második foton helyett a közelben lévő atommag viszi el a szükséges impulzust. Ebben a ritka esetben előfordulhat egyfotonos annihiláció is.

A lelassult pozitron és az elektron kis valószínűséggel kötött állapotot is alkothat (a hidrogénatomhoz hasonlóan, csak itt a protont a pozitron helyettesíti). Ebben az állapotban a pozitron és az elektron a közös tömegközéppontjuk körül kering. Az esetek $1/3$ -ában a két részecske spinje ellentétes irányú, az állapot élettartama $0,125 ns$, és két fotonra bomlik. A valószínűbb állapot pedig az, amikor a spinek egyirányúak, az állapot élettartama $142 ns$, és az impulzusmomentum megmaradása miatt ez az állapot három fotonra bomlik. Mindez azonban nem változtat azon, hogy a legvalószínűbb folyamat a kétfotonos annihiláció.

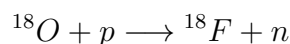
A másik fontos jelenség, hogy a két foton egymással bezárt szöge nem pontosan 180° , mivel nem szabad, álló elektronnal, hanem az atomban nagy sebességgel mozgó elektronnal történik az annihiláció, tehát az elektron-pozitron rendszernek van egy kis kezdeti impulzusa. A pozitron mozgási energiája az annihiláció előtt tipikusan $0,02 eV$, az atomban kötött elektroné pedig $10 eV$ körüli, míg a fotonok energiája kb. $511000 eV$. Ebből látszik, hogy a pozitronok kezdeti impulzusa elhanyagolható, és a két foton összimpulzusa $10 eV$ körüli lesz. Mivel a fotonok energiája sokkal nagyobb mint az összimpulzusuk, az általuk bezárt szög eltérése a 180° -tól (Θ) nagyon kicsi lesz, legfeljebb $1-2^\circ$. Ez a szögeloszlás közvetve tehát arról szolgáltat információt, hogy a mintánkban milyen az elektronok sebességeloszlása. Ezt az általunk használt berendezéssel és sugárforrással nem tudjuk kimérni (ahhoz ugyanis nagyon messzire, több méterre kellene helyezni egymástól a de-

tektorainkat, ekkor viszont nagyon nagy aktivitású sugárforrást kellene használnunk). Ha az elektron eredeti impulzusa éppen a kisugárzott fotonok egyenesébe esik, akkor a fotonok által bezárt szög pontosan 180° lesz ugyan, de a fotonok energiája kis mértékben módosul az 511 keV -es értékhez képest. Az általunk használt detektorok nem alkalmasak ennek a kis energiakülönbségnek a mérésére, azonban ez, és a fenti szögkorrelációs mérés a modern szilárdtestfizikai vizsgálati módszerek fontos eszköze.

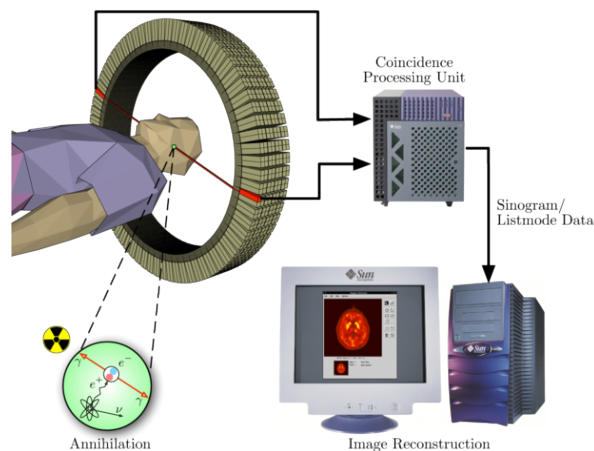
2.4. A pozitron-annihiláció orvosi alkalmazása

A pozitron annihilációt az orvosi gyakorlatban a pozitron-emissziós tomográfia (PET) során használják fel. A vizsgálatok célja különböző biológiailag aktív területek, pl. daganatok (tumorok) pontos feltérképezése, két-, vagy háromdimenziós képük előállítás az emberi testen belül műtét nélkül. Ez a pontos diagnózishoz ugyanúgy szükséges, mint a későbbi kezelés megtervezéséhez. A technikát Michael Phelps fejlesztette ki 1975-ben.

A PET vizsgálat első lépése, hogy a beteg szervezetébe rövid felezési idejű radioaktív izotópot juttatnak, mely pozitronokat emittál. Fontos, hogy előzőleg ezt az izotópot be kell ágyazni egy biológiailag aktív molekulába, amely a szervezetben – általában a véráramba bejutva – a megfelelő, vizsgálni kívánt helyre kerülve feldúsul. Az egyik gyakran, az esetek 90%-ában alkalmazott ilyen molekula $\text{C}_6\text{H}_{11}\text{FO}_5$, amely a glukóz molekulájában a hatodik oxigén atommag helyett a radioaktív, mesterségesen előállított, 110 perc felezési idejű ^{18}F izotópot tartalmazza. Ennek előállítása ciklotronokban (kis energiájú részecskegyorsítóknak) történik, ahol protonokkal bombáznak ^{18}O atommagokkal dúsított vizet (H_2O). Az



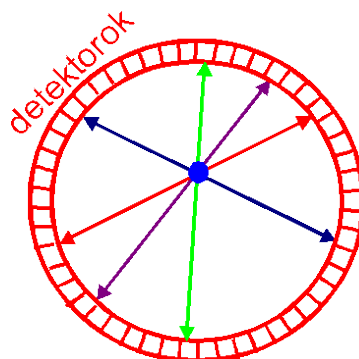
reakcióban keletkező radioaktív fluort összegyűjtik, és a fenti molekulához csatolják különböző kémiai reakciók sorozatával az erre szakosodott radioizotóp laboratóriumokban. Ezután a rövid felezési idő miatt rendkívül gyorsan a PET-et alkalmazó kórházakba szállítják. Mivel a szállítás igen bonyodalmas lehet, az újabb a PET berendezéseket ciklotronnal és miniatűr izotóp-laboratóriummal együtt telepítik. Felnőtteknél általában $200 - 400 \text{ MBq}$ aktivitású izotópot adnak be a véráramba. Ez a módosított cukor minden sejtbe bejuthat, amely fokozott mennyiségű cukrot vesz fel, elsősorban az agy, a máj és a legtöbb tumorfajta sejtjeibe, és ott is maradnak a fluor atommag elbomlásáig. Az izotóp bejuttatása után megfelelő idő (kb. egy óra) elteltével a páciens a PET berendezésbe kerül. (3. ábra). Kevesebb, mint egy milliméteres út megtétele után a pozitronok a testszövetben lévő elektronokkal egyenként két, egymással majdnem pontosan 180° -os szöget bezáró fotonra annihilálódnak. Ezek az 511 keV energiájú fotonok jó eséllyel át tudnak haladni a testszöveteken energiavesztés nélkül, és a páciens körülvevő detektorokba érkeznek. A fotonok szilícium fotodiódokkal, vagy szcintillációs detektorral érzékelhetők (a laborgyakorlaton az utóbbi módszert alkalmazzuk).



3. ábra. A PET diagnosztikai berendezés vázlatja (forrás: [wikipédia](#))

3. A PET koincidencia-mérés elve

A PET mérésnél a (páciensbe bejuttatott) sugárforrást több tucat, vagy több száz darab, egy vagy több gyűrű alakban elrendezett detektor veszi körül (4. ábra). Ezek a



4. ábra. A detektorok gyűrű alakú elhelyezkedése

detektorok érzékenyek az annihilációból származó 511 keV energiájú fotonokra, és képesek megállapítani, hogy a két ellentétes irányban haladó foton egyszerre érkezett-e a detektorokba, mint ahogy azt az annihiláció esetén várjuk.

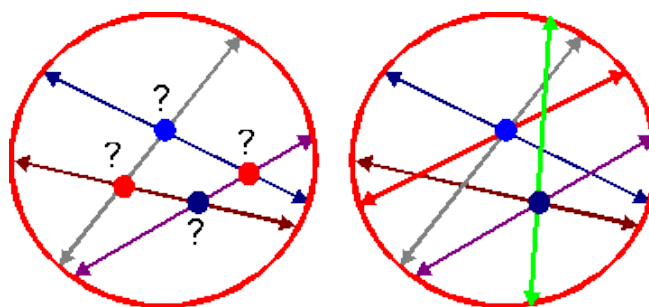
A laboratóriumban is alkalmazott NaI szcintillátor olyan különleges anyag, amely töltött részecske áthaladásakor fényfelvillanást hoz létre a látható fény hullámhossztartományában. A beérkező nagy energiájú foton Compton-effektussal illetve fotoeffektussal hat kölcsön a szcintillátor anyagában lévő elektronokkal, melyek így kiszakadva a

kristályból, nagy energiára tesznek szert. Ezek az elektronok már töltöttek, és energiájukat fokozatosan leadva szintillációs fényt keltenek. Ez a fény a szcintillátorhoz csatlakozó fotoelektron-sokszorozóba jut. A fotoelektron-sokszorozó ablaka vékony fémbevonattal (fotokatóddal) rendelkezik, melyből látható fény hatására fotoeffektussal elektronok szabadulnak ki. Ezek több fokozaton keresztül, összesen néhány száz vagy ezer volt feszültség hatására, a fémelektrodákkal (dinódákkal) ütközve megsokszorozódnak. Az így felszabadult több százezer elektron már érzékeny erősítővel mérhető. A mért jel nagysága arányos lesz a beérkező foton energiájával (esetünkben 511 keV -vel). Ennek az arányosságnak a segítségével kiválaszthatjuk a minket érdeklő annihilációs fotonokat, és elválaszthatjuk tőlük az esetleg még a detektorunkba jutott más energiájú fotonokat.

A másik nagyon fontos feltétele annak, hogy a detektor jeleit pozitronannihilációnak tulajdonítsuk, hogy a két ellentétes irányú foton egyszerre érkezzon a detektorokba, egyszerre adjon jelet (hiszen egy pillanatban keletkeztek). Ezt az egyidejűséget természetesen csak valamilyen véges pontosságon belül van értelme megkövetelni. Ezt a gyakorlati egyidejűség-kritériumot koincideneciának nevezzük, és pontos definiálásához szükség van a koincidenencia szélességére: arra az időtartamra, amelyen belül érkező két jelet egyidejűnek tekintünk. Általában elegendő néhány száz ns szélességet alkalmazni, hiszen a fény (vagy gamma-sugárzás) 1 ns alatt vákuumban és levegőben kb. 30 cm -t tesz meg (ha tehát nem akarjuk, hogy maga a koincidenencia érzékeny legyen arra, hogy a mintán belül pontosan hol történt az annihiláció, legalább néhány ns toleranciára szükség van). A laboratóriumi gyakorlaton néhány μs koincidenencia-szélességet fogunk használni. A koincidenencia megkövetelése nagyban segít kiszűrni a háttérből származó nemkívánatos fotonokat, illetve a β -bomlás során esetleg keletkező egyéb gamma-sugárzást (mint pl. a ^{22}Na esetében is). Ez különösen a kis aktivitású források esetén nagyon fontos.

A PET-vizsgálat során a cél a befecskendezett radioaktív izotóp koncentrációjának meghatározása (feltérképezése) a térbeli hely függvényében. Először vizsgáljuk meg, mi történik egyetlen radioaktív szemcse jelenléte esetén! A gamma-sugárzás ekkor mindig ugyanabból a pontból (illetve a fentiek alapján egy kb. mm^3 nagyságú térfogatból) indul ki. A beteget körbevevő, sok érzékeny cella közül két cellára koincideneciában érkezik egy-egy 511 keV energiájú foton. Ekkor biztosak lehetünk benne, hogy a radioaktív szemcse valahol a két detektort összekötő egyenes mentén helyezkedik el (mivel a két foton nem pontosan ellentétes irányú, valamint a detektor cellái sem végtelenül kicsik, ez az egyenes inkább egy véges vastagságú cső). Ezt az egyenest nevezzük *válaszegyenesnek*.

Mivel a fénysebesség nem végtelen, a két foton pontos detektorba érkezési ideje kis mértékben függ attól, hogy a válaszegyenes mentén pontosan hol történt az annihiláció. Tehát a két foton beérkezése közötti rendkívül kicsi ($<1\text{ ns}$) időkülönbséget pontosan mérve máris megállapítható lenne az annihiláció helye. Az ehhez szükséges időfelbontást azonban csak a legmodernebb PET berendezések tudják elérni. Ennek az előnye, hogy sokkal kisebb mennyiségű izotóp bevitele is elegendő a PET térképezéshez, csökkentve ezzel a beteg sugárterhelését. Általában azonban az időkülönbség mérhetetlenül kicsi, és csak a válaszegyenes ismert a koincidenencia-eseményből. (5. ábra). Ekkor további



5. ábra. A detektorok gyűrű alakú elhelyezkedése

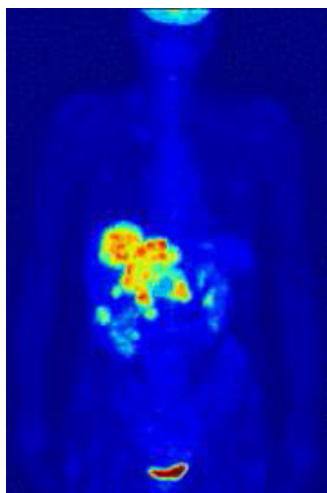
annihilációkat kell detektálnunk. A következő annihiláció ismét megszólaltat majd két detektort, melyeket összekötő egyenesre szintén igaz, hogy a sugárzó szemcse ebben az egyenesben van. Mivel a két válaszegyenes nagy valószínűséggel nem párhuzamos, és a mérési pontosságon belül metszeniük is kell egymást, a metszéspont kijelöli a sugárzó szemcse keresett helyét. Természetesen több új válaszegyenes megméréssel tovább pontosítható a helymérés. Látható tehát, hogy egyetlen pontszerű sugárforrás helyét nagyon egyszerű meghatározni, és a mérési pontosság növelhető a mérési idő, illetve a beadott izotóp aktivitásának növelésével.

Ha két sugárzó szemcsénk van, akkor már nem elég két válaszegyenes mérése a két szemcse pozíciójának meghatározásához. Három válaszegyenes megmérése, az egyik szemcse biztos, hogy nulla vagy egy válaszegyeneset produkált, így annak a szemcsének a helye nem határozható meg. Négy válaszegyenes mérése sem elég (5. ábra bal oldala), mert az egyenesek metszéspontjaiból nem derül ki egyértelműen, hogy hol voltak az annihilációk helyei (az ábrán a négy egyenes ugyanúgy származhatott a két kék, mint a két piros ponttal jelölt helyeken történt annihilációból). Itt tehát már sok (legalább öt) mérést kell végeznünk (5. ábra jobb oldala). Sok válaszegyenes meghatározva, meg kell találnunk a térben azt a két metszéspontot, ahol a válaszegyenesek metszik egymást, „besűrűsödnek”. Hasonlóan járhatunk el akkor is, ha nem kettő, hanem több pontszerű sugárforrásunk van.

A valóságban azonban nem néhány pontszerű forrás, hanem a beteg szervezetében valamilyen folytonos eloszlás szerint felgyűlt izotóp-kontinuum térképét kell meghatározni. Ekkor a beteget képzeletbeli kockákra, cellákra osztják, melyek mindegyikében ismeretlennek tekintik az izotóp-koncentrációt. Ezután nagyon sok válaszegyeneset mérnek meg. Annak alapján, hogy az egyes cellákon hány válaszegyenes ment át, számítógép segítségével határozzák meg az egyes cellákban a koncentrációt. A térbeli felbontást javítani, (tehát a cellák méretét csökkenteni) itt is a mérési idő, vagy a beadott izotóp mennyiségének növelésével lehet. (A detektorok méretének csökkentése, vagy számuk növelése ugyanis nagymértékben növelné a berendezés előállítási költségeit). Egy PET-vizsgálat általában csak néhány millió válaszegyenes szolgáltat. Az orvosi PET berende-

zések nagyon sok detektort tartalmaznak, melyek adatait bonyolult, gyors, és erre a célra épített számítógép és szoftver értékeli ki. Az adatokat korrigálni kell a háttérsugárzásra, az esetleg testen belül kölcsönható fotonokra (pl. Compton-szóródás), a detektorok holtidejére (a detektor minden beütés után egy ideig érzéketlen marad), stb.

A korai PET berendezések egyetlen detektor-gyűrűből álltak a 3 ábrának megfelelően, a modern berendezések viszont sok gyűrűből összetett hengerek. Ekkor kétféleképpen lehet háromdimenziós képet alkotni: vagy az egyes gyűrűket külön-külön kezelve állítanak elő kétdimenziós képeket (az emberi test szeleteit), és ezekből rakják össze a 3D képet, vagy eleve megengedik a különböző gyűrűk közötti koincidenciákat is. Az utóbbi módszer sokkal érzékenyebb, de számításigényesebb is. A végeredmény az izotóp-koncentráció háromdimenziós térképe, melynek segítségével az orvos vagy radiológus értékes információkat kaphat a tumor kiterjedéséről, a betegség súlyosságáról. (6. ábra).



6. ábra. PET vizsgálat háromdimenziós eredménye (forrás: [wikipédia](#))

Az orvosi PET diagnosztikát általában összekapcsolják más képalkotó eljárásokkal a nagyobb megbízhatóság érdekében, pl. egyszerű röntgen-képekkel, számítógépes röntgen-tomográfiával (CT), ultrahang-vizsgálattal illetve a PET-nél nagyobb térbeli felbontású, de más típusú információt szolgáltató mag-mágneses rezonancia (MMR, angolul NMR, MRI - magnetic resonance imaging) eljárással. Míg az MMR pontos anatómiai részleteket jelenít meg a betegről, (hiszen az MMR-hez használható atommagok, pl. hidrogén vagy fluor eleve megtalálhatók a szervezetben nagy mennyiségben), a PET a beteg metabolizmusát deríti fel, pl. egy szokásosnál intenzívebb anyagcserével rendelkező daganatot. A kétfajta háromdimenziós kép egyszerre is elkészíthető, miközben a beteg mozdulatlan marad, így a kétféle információ összevetéséből nagyon pontosan látható, hogy melyik szerv melyik részét támadta meg a betegség. A daganatok diagnosztizálása mellett a

PET fontos szerepet játszik az agy dementiával (a kognitív funkció károsodásával) járó betegségeinek és az Alzheimer kórnak a felismerésében, valamint az agy- és szívműködés tudományos orvosi kutatásában. A kisállatokon végrehajtott gyógyszer-teszteket is gyakran értékeli ki PET segítségével. A PET vizsgálatoknak ez a fajtája annyira fontos a gyógyszeripar számára, hogy külön névvel („kisállat-PET”) illetik ezt a tudományágat. A PET segítségével az állatkísérletek során feláldozott állatok száma is drasztikusan csökkenthető, mivel a gyógyszer-tesztek eredményeit nem az állat elpusztításával járó műtéti úton kell ellenőrizni, és egy állatot többször is fel lehet használni. Az ember számára pedig a PET az MRI-vel és CT-vel szemben a betegségek korai felismerésének lehetőségét nyújtja, ugyanis a PET a beteg szerv funkcionális elváltozásaira is érzékeny, amelyek a betegség kialakulása során általában jóval megelőzik az anatómiai elváltozásokat. Nehézséget jelent, hogy a PET alkalmazása jóval drágább mint a hagyományos CT vagy MRI eljárásoké, így hozzáférhetősége nagyban függ a hozzá kapcsolódó technológia árának leszorításától.

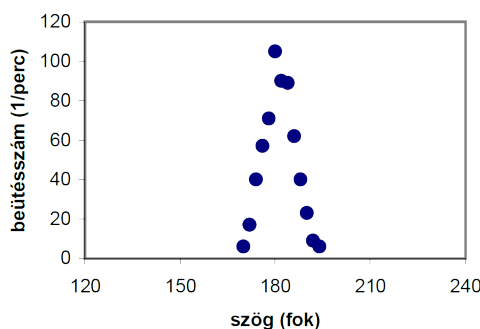
3.1. Sugárvédelmi megfontolások

A PET vizsgálat nem jár semmilyen műtéti beavatkozással, viszont ionizáló sugárzással kismértékben terheli a szervezetet. A szokásos sugárterhelés vizsgálatonként mindössze 7 mSv . Érdemes ezt összehasonlítani a mindenki által elszenvedett radioaktív háttér-sugárzással (évente kb. 2 mSv/év), a tüdőrontgen vizsgálattal ($0,02\text{ mSv}$), mellkasi CT vizsgálattal (kb. 8 mSv), illetve a pilóták és légiutaskísérők kozmikus sugárzásból eredő terhelésével ($2\text{-}6\text{ mSv/év}$). A mi laboratóriumi gyakorlatunkon nagyon kis aktivitású ($<0,1\text{ MBq}$) forrást használunk, melyből származó sugárterhelés a gyakorlat időtartama alatt kb. $0,0001\text{ mSv}$. Ennek az értéknek kicsinysége ellenére a sugárforrásokkal az ALARA elv szerint mindig tartunk a lehető legnagyobb távolságot, csipesszel fogjuk meg őket, illetve a források manipulálását bízuk a mérésvezetőre! Mérés közben csak annyira hajoljunk közel a forráshoz, amennyire és amennyi ideig szükséges! Ha egy méternél távolabb tartózkodunk, akkor a kapott sugárdózisunk már elhanyagolható lesz.

4. A mérés menete

A fent tárgyalt PET tomográf egyszerűsített modelljével (az ún. pozitronszkennerrel, amelyet a PET előtt használtak az orvosi gyakorlatban) fogunk dolgozni két dimenzióban, mellyel egy próbababán végzünk vizsgálatokat, melynek képzeletbeli vénájába ^{22}Na izotópot fecskendeztünk (pl. NaCl konyhasó formájában). Az izotóp képzeletben összegyűlt a próbababának abban a részében, ahol a képzeletbeli daganat található. Az lesz a célunk, hogy minél pontosabban megállapítsuk ennek a daganatnak a helyét, illetve az esetleges áttétek helyét, valamint az ezekben mért aktivitások arányát (tehát hogy melyik daganat „súlyosabb” és mennyivel). Eközben a próbababát közvetlenül megérinteni,

sérülést okozni neki nem szabad. A próbababa egy átlátszó plexi dobozban foglal helyet, melyet csak a mérésvezető nyithat fel. A doboz tetejére a mérést végzőknek egy megfelelő méretű, téglalap alakú átlátszó írásvetítő-fóliát kell ragasztaniuk, melyre később filctollal rajzolhatnak.



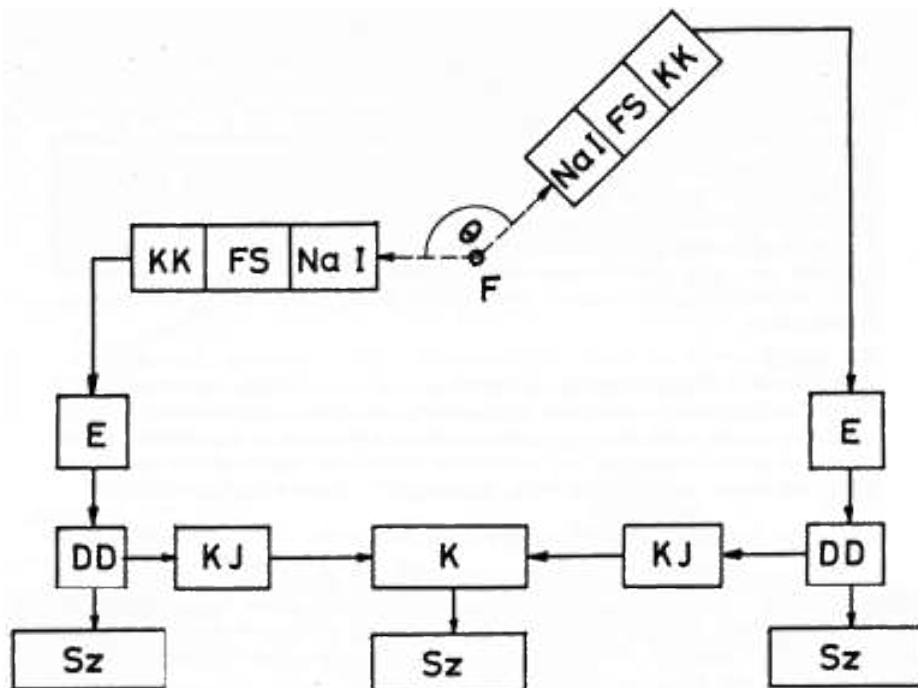
7. ábra. A koincidencia-jelek számának függése a két NaI szcintillátor detektor szögétől

A próbababa körül két forgatható gamma-detektor van, melyekkel a fent tárgyaltak szerint koincidencia-eseményeket fogunk mérni. Mivel csak két detektorról van szó, ezek csak akkor fognak koincidenciában jelet adni, ha az ezeket összekötő egyenesre illeszkedik a keresett sugárforrás. Tehát az egyik detektor forgatásával letapogatható a forrás helye: abban a helyzetben fogunk maximális számú koincidenciát mérni percenként, ahol a két detektor és a forrás egy egyenesbe esik. Az elforgatás szögének függvényében ábrázolva a koincidenciák percenkénti számát tehát egy csúcsot kapunk, melynek helye az általunk keresett szögnél lesz (7. ábra). A csúcs szélessége egyrészt a sugárforrás kiterjedésének, másrészt a detektoraink méretének, harmadrészt a forrás és a detektorok távolságának függvénye.

A mérési összeállítás a 8. ábrán látható:

Méréseinkhez olyan szcintillációs mérőfejeket használunk, amelyekben a fotoelektron-sokszorozóra NaI(Tl) szcintillátor kristály illeszkedik. Az egyik detektort a mérés alatt nem fogjuk mozgatni (álló detektor), a másik helyzete ehhez képest 140° -tól 220° -ig állítható (mozgó detektor). A detektorok szögét a beépített szögmérő segítségével pontosan beállíthatjuk. A detektorok feszültségét (kb. 820 V) egyetlen közös tápegység adja. Az egyes detektorágak erősítése nagyjából azonosra van állítva.

A két energia-analizáló ág erősítői és differenciál diszkriminátorai (DD) két hasonló egységben foglalnak helyet. A DD-kel választhatjuk ki a mérés során a mérni kívánt teljes energiájú csúcsot. A DD differenciál üzemmódban akkor ad ki jelet, ha a bemenetére adott elektromos impulzus amplitúdója egy $(V, V+dV)$ tartományba esik. V -t alapszintnek nevezzük, és értéke egy potenciométerrel finoman szabályozható a $0,1\text{--}10\text{ V}$ tartományban. A dV értéke a csatornaszélesség. Ennek értékét egy, az előzőhöz hasonló



8. ábra. A mérőberendezés logikai rajza: F: gamma-forrás, (próbababa); NaI: szcintillátor, FS: fotoelektron-sokszorozó; KK: illesztő áramkör, E: erősítő, DD: differenciáldiszkriminátor, KJ: késleltető és jelformáló áramkör, K: koincidencia-egység; Sz: számláló

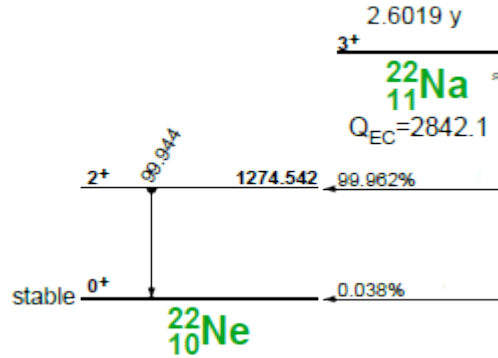
potenciométerrel szabályozhatjuk a 0,01–1 V tartományban, azaz ennél a tízszer körbetekerhető potenciométernél az előzőhöz képest egy 10-es osztás van! Oszcilloszkópon megvizsgálhatjuk az erősített jeleket, továbbá a DD kimenetéről jövő uniform impulzusokat.

A DD-kból kijövő jeleket kettéosztjuk, és az egyik ágon számolhatjuk a két detektor jeleit külön-külön. A másik ágban az álló detektor jelei közvetlenül, a mozgó detektor jelei késleltetés után a koincidencia-egységbe jutnak, és a koincidencia-egység kimenő jeleit is számláljuk. A mérési berendezésbe beállított negyedik számlálón a mérési időt láthatjuk. A beállítások után egy gombnyomással indíthatjuk a mérőrendszert, mely így egyszerre méri az időt és a beütésszámokat.

A számlálók, erősítők, nagyfeszültség a mérés előtt megfelelően be vannak állítva. Ha mégis szükséges lenne ezek állítása, a mérésvezetőtől kérjünk segítséget!

A ^{22}Na atommag 2,61 év felezési idővel ^{22}Ne atommagra bomlik, miközben pozitront sugároz ki. Ennek az annihilációjából két 511 keV-es foton származik. A bomlás során ezekkel lényegében egyszerre egy harmadik, 1280 keV energiájú foton is keletkezik, amikor a ^{22}Ne mag az alapállapotába kerül (9. ábra).

Ezért fontos, hogy detektorunkat úgy állítsuk be, hogy csak az 511 keV körüli energia-



9. ábra. A ^{22}Na izotóp bomlási sémája: $^{22}_{11}\text{Na}$ kezdeti- és $^{22}_{10}\text{Ne}$ a végállapot; 2.6019 a felezési idő [év]; a %-al jelölt mennyiségek az illető átmenetek valószínűségei; 1274,542 a γ -foton-, Q_{EC} az elektron befogási reakcióban felszabaduló energia [keV]; 0^+ , 2^+ , 3^+ , az állapotok spinjei

tartományban legyen érzékeny! Ez a fent említett differenciál diszkriminátorokkal elérhető. A megfelelő V és dV értékek úgy állapíthatók meg, hogy a mérés előtt dV -t nem változtatva és a V alapszintet lépésenként növelve felvesszük a ^{22}Na által kisugárzott fotonok energia-spektrumát (az egyoldali beütésszámokat ábrázoljuk a V függvényében). Ebben az 511 keV és 1280 keV energiájú csúcsok jól láthatók. V és dV értékét ezután úgy kell beállítanunk, hogy az 511 eV-es csúcs V és $V+dV$ között legyen. Ezt az eljárást mindkét detektorra el kell végezni.

5. Ellenőrző kérdések

1. Mekkora a pozitron tömege (magfizikában szokásos egységekben) és elektromos töltése?
2. Mi történik egy elektron és egy pozitron találkozásakor?
3. Az annihiláció során hány és milyen részecske keletkezik?
4. Mekkora az annihiláció során keletkező részecskék energiája?
5. Mekkora az annihiláció során keletkező részecskék mozgási iránya által bezárt szög?
6. Mekkora az annihiláció során keletkező részecskék sebessége?

7. Mekkora a pozitron élettartama vákuumban és anyagban?
8. Kb. hány kilogramm (egész kg-ra kerekítve) antianyag található a Földön?
9. Hol található antianyag a természetben?
10. Milyenfajta béta-bomlásokat ismerünk, és milyen részecskék keletkeznek ezek során?
11. Soroljunk fel egy anyagvizsgálatban és két orvostudományban használt β^\pm bomló izotópot!
12. Mekkora az orvosi gyakorlatban (PET) használt izotópok felezési ideje?
13. Keletkezhet-e egyetlen foton a pozitron annihilációjakor, és hogyan?
14. Keletkezhet-e három foton a pozitron annihilációjakor, és hogyan?
15. Anihilálódhat-e a pozitron, ha protonnak ütközik?
16. Mi határozza meg az annihilációban keletkező fotonok által bezárt szög 180 foktól való eltérését?
17. Általában milyen és mekkora aktivitású izotópot juttatnak be a PET vizsgálatnál a beteg szervezetébe?
18. Át tudnak-e haladni az annihilációból származó fotonok az emberi testszöveteken?
19. Pontosan hogyan érzékeli a fotonokat a detektorunk?
20. Mekkora utat tesz meg a gamma-sugárzás 1 ns alatt?
21. Mi a koincidencia-módszer lényege?
22. Mi a válaszegyenes, és miért van vastagsága?
23. Legalább hány válaszegyenes mérése szükséges egy pontszerű sugárforrás lokalizálásához?
24. Legalább hány válaszegyenes mérése szükséges két pontszerű sugárforrás lokalizálásához?
25. Milyen korrekciók szükségesek a valóságos, emberen végzett PET vizsgálat adatainak kiértékelésekor?
26. Milyen más képalkotó eljárásokkal alkalmazzák egyidejűleg a PET diagnosztikát?

27. Orvosi szempontból milyenfajta információt szolgáltat a PET, és milyen az MRI?
28. Soroljunk fel legalább kétfajta betegséget, melyek diagnosztizálásában hasznos a PET!
29. Mi a kisállat-PET jelentősége?
30. Mennyire súlyos sebészi beavatkozást jelent pontosan egy PET-vizsgálat?
31. Mekkora sugárdózist kap a PET-vizsgálat során egy beteg? Mekkora a háttér-sugárzás miatt elszenvedett ionizáló sugárdózis évente?
32. Hogyan kell majd minimalizálnunk a laboratóriumi gyakorlat során minket érő sugárzás dózist? Kb. mekkora dózist jelent ez?
33. Miért és hogyan alkalmazunk forgatható detektort a mi mérésünk során?
34. Mi a differenciál diszkriminátor feladata?
35. Összesen hány foton sugárzódik ki a ^{22}Na egyetlen bomlása során?
36. Mit kell látnunk a ^{22}Na fotonenergia-spektrumán?
37. Hogyan állapítható meg a próbababa daganatának helye és annak mérési hibája?
38. Mit kell feltétlenül tartalmaznia a PET mérési jegyzőkönyvnek?

6. Mérési feladatok

1. Kérjük meg a mérésvezetőt, hogy a próbababát helyezze el a tartódobozban! Ragasszunk átlátszó fóliát a doboz tetejére, és rajzoljuk be a próbababa kontúrját a lapra szaggatott vonallal! A dobozt erősítsük a helyére (a közepén található menetes csavarra)! Kapcsoljuk be a NIM egységet és a nagyfeszültségű tápegységet!
2. Mérjük ki a ^{22}Na fotonenergia-spektrumát az egycsatornás differenciál diszkriminátorok segítségével! A két diszkriminátor csatornaszélességét állítsuk 0,1 V-ra, a mérési időt pedig állítsuk 0,2 percre (12 s)! A differenciál diszkriminátorok alapszintjét 0,1 V-tól 0,1 voltonként változtatva mérjük ki a ^{22}Na spektrumát mindkét detektorban! Figyelem: Azonos potenciométer állásnál a csatornaszélesség csak az alapszint tizedrésze!
3. A spektrum felvétele után az alapszint és a csatornaszélesség beállításával fogjuk be a ^{22}Na izotóp 511 keV energiájú annihilációs γ vonalát (ezt a csúcsot a fotonenergia-spektrum alakjából lehet felismerni, hiszen tudjuk, hogy csak 511 és 1280 keV-nél vannak teljes energiás csúcsok)! Állítsuk a mérési időt 1 percre, és állítsuk a detektorok érzékeny felületét kb. 20 cm-re a forgástengelytől!

4. A mozgó detektor szögállását 140° -ról 5 fokonként (szükség esetén sűrűbben) 220° -ig változtatva mérjük meg a szög függvényében a koincidenciák számát! Ábrázoljuk a koincidenciák számát a szög függvényében (mm-papíron vagy számítógéppel)! Állapítsuk meg minél pontosabban a csúcs(ok) helyét, és ennek a szögnek a mérési hibáját!
5. Állítsuk a mozgó detektort az előbbieket szerint megállapított szöghelyzetbe, és húzzunk ki cérnát a detektorok középpontjai között! A cérna mentén rajzoljuk be a doboz tetejére ragasztott fóliára az így kapott *válaszegyenest*!
6. Forgassuk el a próbababát (dobozzal együtt) kb. 60° -kal! Ismételjük meg a 4.) és az 5.) pontokat, így megkapjuk a második válaszegyenest!
7. Ismételjük meg a 6.) pontot, így megkapva a harmadik válaszegyenest!
8. Állapítsuk meg a válaszegyenesek metszéspontjaiból a sugárforrás kétdimenziós helyét! Állapítsuk meg a helymérés pontosságát egyrészt abból, hogy a válaszegyenesek milyen pontosan metszik egymást, másrészt az 5.) pontban megállapított szögmérési pontosságból! Hasonlítsuk össze a kétféleképpen kapott mérési hibát! Állapítsuk meg, hogy a próbababa mely testrészén találtunk (képzeletbeli) daganatot! Ha több ilyen is van, akkor becsüljük meg az egyes daganatokban felgyűlt ^{22}Na izotóp aktivitásának arányát és próbáljuk meg a daganatok térbeli kiterjedését is rangsorolni! (Melyik a nagyobb?)
9. A mérés után kapcsoljuk ki a nagyfeszültséget és a NIM egységet, távolítsuk el a dobozról a fóliát, és annak fénymásolatát mellékeljük a jegyzőkönyvhöz! A daganat(ok) helyének (x,y) koordinátáit és azoknak mérési hibáját is adjuk meg úgy, hogy a fólia bal alsó sarkát tekintjük a koordináta-rendszer origójának, vízszintes oldalát x -tengelynek, függőleges oldalát y -tengelynek!

A jegyzőkönyvnek tartalmaznia kell a fenti lépések rövid leírását (dokumentálását), minden számadat táblázatos és grafikonos ábrázolását (tengelyfeliratokkal és mértékegységekkel), a végeredményt és annak hibáját, a fólia fénymásolatát, a gyakorlat alatt készített ábrákat legalább annyi magyarázattal, amennyiből azok mibenléte megérthető, és amennyiből kiderül, hogy a jegyzőkönyv szerzője pontosan értette, amit leírt. Mivel a próbababában a források minden mérésnél máshol vannak, ne vegyük igénybe mások mérőcsoportok „segítségét”! Nem kell, és nem is szabad idézni a mérésleírásból 1-2 mondatnál többet.