

1

Aplicații bazate pe anihilarea pozitronilor

1.1 Introducere

Pozitronii pot fi priviți, într-o primă aproximație, ca fiind electroni cu sarcina pozitivă. Emisia pozitronilor din nucleu este posibilă prin dezintegrare β numai atunci când există o diferență energetică suficientă între masele a doi izobari vecini (vezi Capitolul 2). Valoarea critică este 1022 keV, și reprezintă de două ori masa de repaus a electronului. Pozitronul are o viață scurtă atunci când parcurge mediile materiale. El este stopat rapid în materia condensată și apoi, pentru un timp scurt, formează împreună cu un electron atomic un sistem cuasi-stabil numit *pozitroniu*. Pozitroniul se anihilează și apar doi fotoni cu energia de 511 keV fiecare, emiși la 180° . Acești fotoni poartă numele de *radiație de anihilare* și constituie o componentă comună a spectrelor gamma. Ei pot fi distinși în spectrul înregistrat de un detector de fotonii cu aceeași energie emiși în tranziții nucleare discrete prin lărgimea mai mare a picurilor corespunzătoare (efect Doppler). Investigarea radiației de anihilare poate aduce informații deosebit de utile asupra mediului din imediata vecinătate a locului unde a avut loc anihilarea.

Pozitronul, ca particulă elementară, a fost prezis teoretic de către Dirac [28] în 1930 și a fost descoperit experimental de către Anderson în 1932. Dezvoltarea fizicii pozitronului (aplicațiile

lizarea procesului de anihilare în studiul structurii electronice a materiei. De atunci domeniul a avut o dezvoltare puternică, legată de aplicații în investigarea materiei condensate și în biologie [29].

Tehnica care utilizează anihilarea pozitronului prezintă câteva avantaje evidente pentru studiul materiei condensate:

(i). Este o metodă de analiză nedistructivă a materialelor, deoarece informația este obținută prin intermediul cuantelor γ de anihilare care penetrează substanța.

(ii). Aria care este scanată de către pozitroni este tipic de cca. 10 mm^2 , fiind determinată de parcursul pozitronilor în materialul investigat.

(iii). Grosimea stratului care poate fi studiat este de 30-150 mg/cm^2 depinzând de tipul emițătorului pozitronic.

(iv). Prepararea probelor este relativ simplă fiind posibile de asemenea aplicații "in situ", spre exemplu studiul fenomenelor dinamice la temperaturi ridicate.

1.2 Procesul de anihilare a pozitronului

Atunci când pozitronii emiși de radioizotopi pătrund într-un mediu solid, lichid sau gazos, ei suferă un proces de încetinire până ajung la energii termice într-un interval de timp foarte scurt (de ordinul a 1 ps). După stopare, pozitronii trăiesc în echilibru termic cu mediul un interval de timp cuprins între 100 și 500 ps, valoarea precisă a acestui timp depinzând de proprietățile mediului. În final, pozitronul se anihilează cu un electron din mediul înconjurător emițând cuante gamma cu energiile de 511 keV. Procesul de anihilare este un eveniment relativist în care masele electronului și pozitronului sunt convertite în energie electromagnetică sub forma cuantelor gamma de anihilare. Procesul de emisie a unei singure cuante gamma este posibil numai într-un câmp extern (pentru conservarea impulsului) și nu este interesant pentru aplicații. Cel mai important este procesul de emisie a două

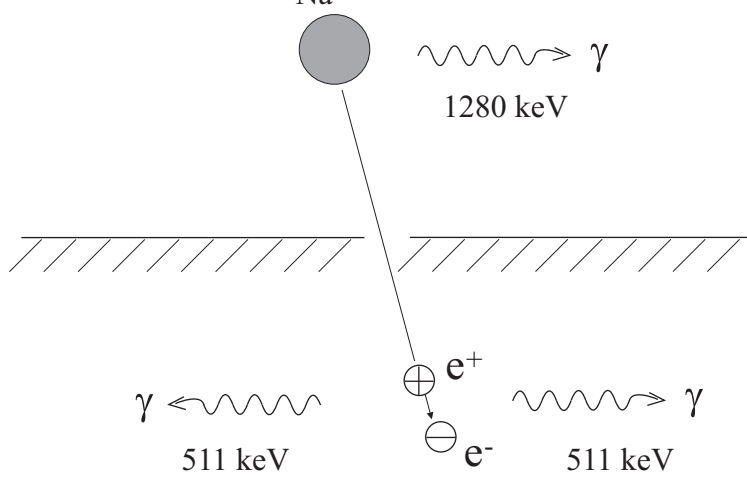


Figure 1.1: Reprezentarea schematică a procesului de anihilare electron-pozitron

cuante gamma. Procesele de ordin superior sunt importante numai atunci când cele de emisie a două cuante γ sunt interzise de anumite reguli de selecție.

Figura 1.1 prezintă schematic modul în care decurge procesul de anihilare. Pozitronii provin dintr-o sursă radioactivă standard de ^{22}Na a cărei schemă de dezintegrare este aratăată în Figura 1.2. Aproape simultan cu pozitronul, radioizotopul ^{22}Na emite o cantă γ cu energia de 1.28 MeV, care poate constitui un "start" pentru înregistrarea evoluției proceselor ulterioare pe care le parcurge pozitronul. Timpul de viață a pozitronului poate fi măsurat ca diferența de timp între momentul înregistrării cuantei γ de 1.28 MeV și momentul înregistrării celor două cuante de 511 keV în coincidență. Prin măsurarea unghiului dintre cele doua cuante gamma de anihilare, se poate deduce impulsul perechii electron-positron, care evident reprezintă impulsul local al mediului electronic în care are loc anihilarea.

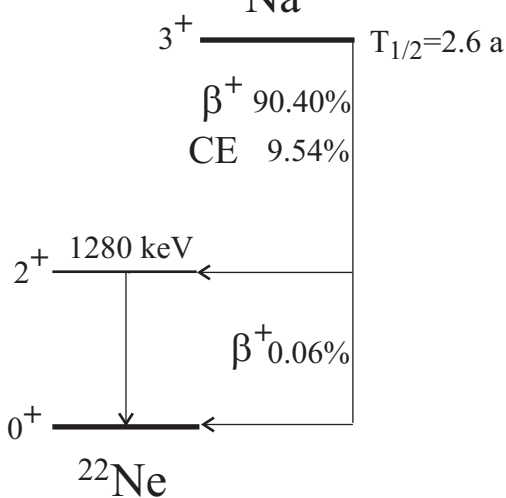


Figure 1.2: Schema de dezintegrare a izotopului ^{22}Na

Intr-o primă aproximație, secțiunea eficace a procesului de anihilare poate fi considerată ca fiind proporțională cu r_e^2 unde:

$$r_e = \frac{e^2}{m_e \cdot c^2} = 2.82 \text{ fm} \quad (1.1)$$

este raza clasică a electronului [16]. De asemenea, secțiunea eficace trebuie să fie invers proporțională cu viteza relativă a perechii electron-positron v_e înainte de anihilare. Această dependență arată că probabilitatea de anihilare a perechii crește foarte mult atunci când viteza relativă este mică. Acest rezultat important poate fi acceptat pe baza următorului argument: un pozitron având viteza v traversează o probă care are densitatea de electroni ρ_e și grosimea x . El are probabilitatea de anihilare

$$P = \sigma(v) \rho_{el} x \quad (1.2)$$

Cât timp viteza v a pozitronului este mică în comparație cu viteza electronilor atomici din probă, probabilitatea de anihilare va fi proporțională cu timpul $t = x/v$ petrecut de pozitron în probă, deoarece viteza relativă a pozitronului față de electroni este puțin

abilitatea de anihilare din relația (1.2) devine proporțională cu timpul t constă în a accepta dependența

$$\sigma = \alpha/v \quad (1.3)$$

cu o anumită constantă α [7]. Atunci

$$P = \frac{\alpha}{v} \rho_{el} x = \alpha \rho_{el} t \quad (1.4)$$

Un calcul complet care se poate dezvolta în electrodinamica cuantică conduce la

$$\langle \sigma \rangle = \pi r_e^2 \frac{c}{v} \quad (1.5)$$

unde media se face pe cele două orientări posibile (relative) ale spinului electronului și pozitronului. De remarcat că practic formulele (1.4) și (1.5) arată același tip de variație. Relația (1.5) este validă pentru domeniul energetic

$$\frac{e^2}{\hbar c} m_e c^2 \ll K \ll m_e c^2 \quad (1.6)$$

în care K este energia cinetică relativă a pozitronului și electronului care se anihilează.

1.3 Pozitroniul

Pozitronii aflați în substanțe moleculare pot capta un electron din mediul înconjurător și formează un ansamblu legat metastabil (un cuasi-atom de hidrogen în care protonul central este înlocuit cu pozitronul) care se numește *pozitroniu*. Evident, pozitroniul este instabil deoarece perechea electron-pozitron se anihilează după ce petrece un anumit timp într-o stare legată. Dimensiunea cuasi-atomului pozitroniu este de aproximativ două ori mai mari decât cea a atomului de hidrogen, așadar este intuitiv de imaginat că formarea lui apare cu precădere într-un mediu molecular unde există spații libere intermoleculare de dimensiuni comparativ mari. Viteza de anihilare depinde de gradul de suprapunere a funcțiilor de undă pozitronice și electronice. Așadar anihilarea

în care electronul și pozitronul sunt cel mai aproape. Spinii celor doi componenți ai pozitroniului pot fi paraleli (starea de singlet 1S sau parapositroniu) sau antiparaleli (starea de triplet 3S sau ortopositroniu). Timpul mediu de viață a parapositroniului este de 125 ps, aproximativ egal cu timpul mediu de viață a pozitroniului în metale. Parapositroniul se dezintegrează prin emisia a 2 cuante γ . Aceeași dezintegrare via două cuante γ este interzisă pentru ortopositroniu de către regulile de selecție ale sarcinii electrice și ale momentului cinetic [30]; el se poate dezintegra doar în 3 cuante γ , acest proces electrodinamic de ordin superior având probabilitate mult mai mică decât dezintegrarea în două cuante γ . Timpul de viață a dezintegrării ortopositroniului prin trei cuante γ este estimat la 140 ns, cu 3 ordine de mărime mai mare decât dezintegrarea parapositroniului prin intermediul a două cuante gamma.

Daca ne limităm la procesele însoțite numai de două cuante gamma, atunci secțiunea eficace (1.5) poate fi împărțită pe stările singlet și triplet astfel

$${}^3\sigma_{2\gamma} = 0 \quad {}^1\sigma_{2\gamma} = 4\pi r_e^2 \frac{c}{v} \quad (1.7)$$

Probabilitatea de dezintegrare pe unitatea de timp, sau inversul timpului mediu de viață poate fi scris astfel

$$\frac{1}{\tau} = \sigma_{2\gamma} \rho_{el} v \quad (1.8)$$

unde ρ_{el} este densitatea electronilor în regiunea de formare a pozitroniului, iar v este viteza relativă a pozitronului și electronului. În cazul stărilor legate, densitatea electronilor ρ_{el} este dată de modulul pătrat al funcției de undă atomice ψ (pentru simplitate ne referim la funcția de undă simplă a atomului de hidrogen, luată în origine). Pentru starea singlet

$$\frac{1}{\tau_{2\gamma}} = {}^1\sigma_{2\gamma} v |\psi(0)|^2 = 4\pi r_e^2 \frac{c}{v} v \frac{1}{\pi} \left(\frac{1}{2na_0} \right)^3 \quad (1.9)$$

unde a_0 este raza Bohr, iar n este numărul cuantic principal al orbitei electronului care participă în procesul de anihilare.

pozitroniului valoarea

$$\tau_{2\gamma} = \left[\frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^5 \frac{mc^2}{\hbar} \frac{1}{n^3} \right]^{-1} = 1.25 \cdot 10^{-10} n^3 \text{ secunde} \quad (1.10)$$

cea ce concordă foarte bine cu valorile măsurate.

Datorită timpului de viață foarte lung (într-o scală de timp atomică) al ortopozitroniului, apar diferite mecanisme care tind să-i perturbe stabilitatea și deci să-i scurteze timpul mediu de viață

(i) *Pick-off annihilation*: este un proces prezent întotdeauna atunci când atomii de ortopozitroniu se mișcă într-un mediu format din alți atomi. În acest proces de pick-off, pozitronul din atomul de ortopozitroniu se anihilează cu un electron din mediu (având evident spin convenabil) și rezultă două cuante gamma.

(ii) *Conversia orto-para*: poate să apară datorită schimbului de electroni între pozitroniu și moleculele din jur.

(iii) *Reacții chimice*: pozitroniul poate intra în reacțiile chimice într-un mod asemănător cu atomul de hidrogen. Poate avea loc formarea unor molecule de tipul $e^+ A^-$ în care timpul de viață lung al ortopozitroniului să fie important.

Este intuitiv de realizat că rata de dezintegrare (sau echivalent, timpul mediu de viață) a ortopozitroniului este puternic dependentă (prin efectele enumerate mai sus) de proprietățile mediului în care se află.

1.4 Metoda experimentală

Procesul de anihilare a pozitronului are o *pobabilitate pe unitatea de timp* sau *rată de anihilare* dată de relația (1.5)

$$R_{2\gamma} \equiv \frac{P}{t} \simeq \pi r_e^2 c \rho_{el} \quad (1.11)$$

Rata de anihilare este independentă de viteza pozitronului, dar depinde de viteza luminii c și de densitatea de electroni în locul unde se află pozitronul (ρ_{el}).

de electroni ρ_{el} . Așadar, pozitronul este o sondă directă a densității de electroni a mediului în care se deplasează. Trebuie însă să considerăm faptul că pozitronul, fiind încărcat electric pozitiv, atrage prin forțe Coulomb electronii din mediu și respinge într-o mai mică măsură (datorită ecranării) nucleele pozitive. Ca urmare, densitatea electronică dedusă din valorile experimentale ale lui $R_{2\gamma}$ (ecuația (1.11)) nu este valoarea de echilibru, ci o valoare instantanee, mărită față de cea de echilibru. Corectarea prin calcule a acestei perturbații este dificilă, fiind legată de problema generală ”de mai multe corpuri” care interacționează prin forțe electromagnetice. Prin dezvoltarea imensă pe care au luat-o computerele și tehnicile numerice în ultimele două decenii, această corecție se poate efectua numeric.

Energia cinetică a perechii electron-pozitron care se anihilează este tipic de câțiva eV . În sistemul centrului lor de masă (SCM), cele două cuante γ se mișcă în direcții opuse, având fiecare energia de $m_e \cdot c^2 = 511 \text{ keV}$. Datorită faptului că perechea $e^+ - e^-$ care se anihilează are impuls diferit de zero, în sistemul laboratorului (SL) cei doi fotoni de anihilare nu se vor mai mișca pe direcții total opuse. Aplicarea legilor de conservare a energiei și impulsului conduce la următoarea relație pentru determinarea unghiului dintre direcțiile de propagare ale celor doi fotoni emiși la anihilare

$$\theta \simeq \frac{p_{\perp}}{m_e c} \quad (1.12)$$

unde $(180^\circ - \theta)$ este unghiul între direcțiile celor doi fotoni în SL, iar p_{\perp} este componenta impulsului perechii $e^+ - e^-$ perpendiculară pe direcția fotonilor. Practic, unghiul θ este *foarte mic* ($\theta \leq 1^\circ$), deci are sens definiția anterioară a lui p_{\perp} . Datorită faptului că impulsul pozitronului termalizat este aproape zero [29], curba distribuției unghiulare măsurate descrie distribuția de impuls a electronilor anihilați în materialul probei.

Anasamblul $e^+ - e^-$ fiind în mișcare, cele două cuante de anihilare vor fi emise de o ”sursă în mișcare”, deci vor avea o anumită deplasare Doppler. Aplicând aceleași legi de conservare,

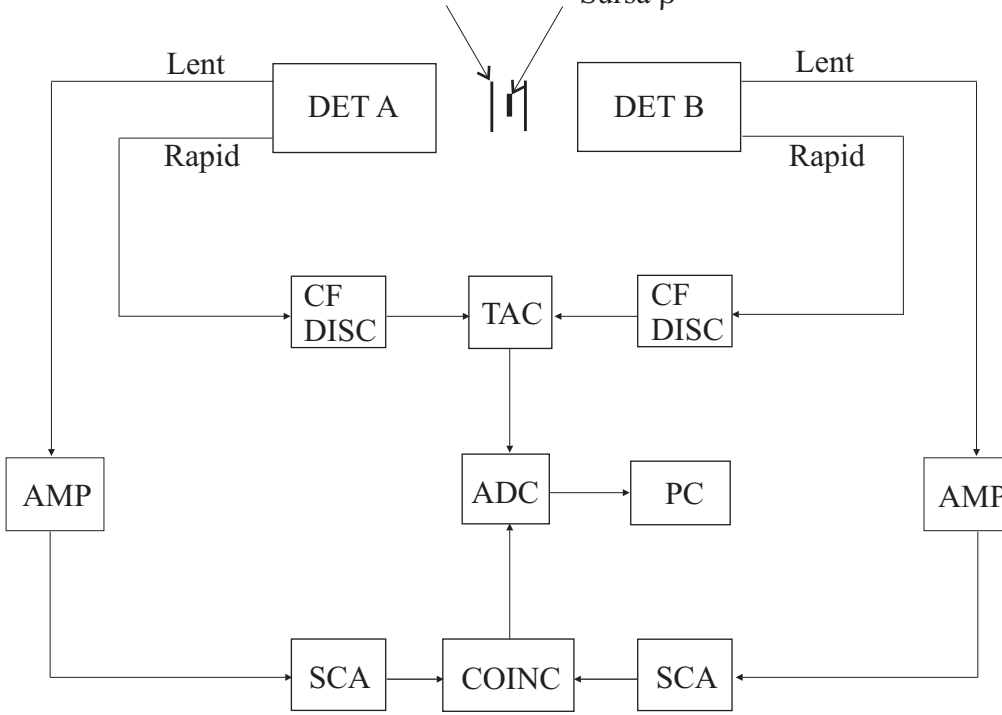


Figure 1.3: Coincidență lent-rapidă utilizată pentru determinarea timpului de viață a pozitronului

se obține pentru deplasarea Doppler expresia

$$\delta E_D = \frac{1}{2} c p_{\parallel} \quad (1.13)$$

unde p_{\parallel} este componenta impulsului perechii $e^+ - e^-$ de-a lungul direcției cantelor gamma.

1.4.1 Măsurarea timpului mediu de viață a pozitronului

timpului de viață a pozitronului

tru măsurarea timpului de viață a pozitronului în materiale. Așa cum s-a amintit, cea mai comună sursă de pozitroni este izotopul ^{22}Na . Timpul măsurat este întârzierea dintre cuanta gamma cu energia de 1.28 MeV și fotonii de 0.511 MeV proveniți din anihilare (vezi Figura 1.2). Acest spectrometru este un lanț tipic de coincidență lent-rapidă. Sursa de pozitroni este preparată prin evaporarea unei soluții lichide cu activitatea de 2-5 μCi de ^{22}Na pe o folie subțire metalică sau de plastic (tipic, folia are grosimea de 1 mg/cm²) care este pusă ”sandwich” între două piese de material al probei ce urmează a fi studiată.

Detectorii sunt în general de tip scintilator rapid cuplați cu fotomultiplicatori. Semnalele rapide luate de la anodele fotomultiplicatorilor sunt trecute printr-un modul de tip discriminator rapid (de tip constant-fraction CF) apoi sunt dirijate spre un convertor timp-amplitudine (TAC) care furnizează un impuls de amplitudine proporțională cu diferența de timp între pulsurile care vin de la cei doi detectori. Pulsurile de la ieșirea TAC-ului sunt stocate într-un analizor multicanal controlat de un calculator (ADC+PC). Canalul lent din Figura 1.3 are rolul de a verifica faptul că energiile celor doi fotoni sunt corecte (1.28 și respectiv 0.511 MeV), eliminând coincidențele întâmplătoare. Regiunile energetice corecte sunt selectate cu cele doua analizoare monocanal (SCA). Pentru a afla răspunsul instrumentului se înlocuiește sursa de ^{22}Na cu o sursă de ^{60}Co care emite două cuante gamma aproape instantaneu. Cu aceasta sursă se ridică așa numită ”curbă promptă” care este de fapt răspunsul instrumentului (tipic este o curbă Gaussiană) peste care se modulează curba întârziată datorată timpului de viață finit al pozitronului. Rezoluțiile temporale ale spectrometrului se situează în jurul valorii de 5 picosecunde.

În Figura 1.4 este prezentat un spectru tipic de timp de viață pentru pozitroni în sodiu metalic. Timpul de viață se determină din panta exponențialei $\exp(-\lambda t)$, similar cu procesele de dezintegrare. De remarcat că, în cazul metalelor, prezența gazului electronic dens al electronilor de valență împiedică formarea poz-

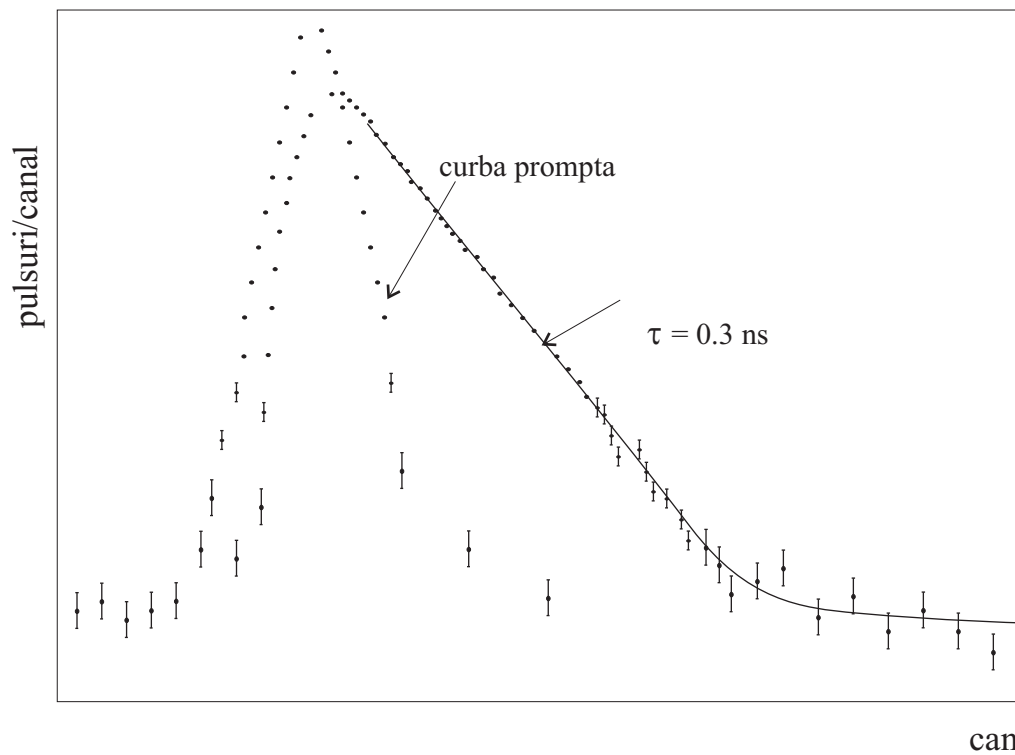


Figure 1.4: Spectre de timp în coincidența razelor γ de anihilare

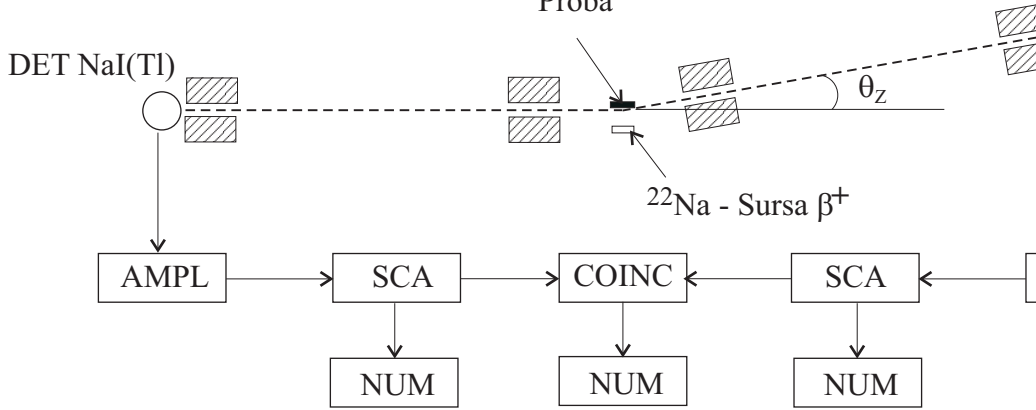


Figure 1.5: Aranjamentul experimental utilizat în determinarea corelației unghiulare a pozitroniului

itroniului, deci interpretarea simplă de mai sus este destul de precisă.

1.4.2 Măsurarea corelației unghiulare a cuantelor de anihilare

unghiulare a pozitroniului

Unghiul dintre fotonii de anihilare este măsurat cu ansamblul experimental din Figura 1.5. Cuantele γ sunt detectate cu scintilatori NaI(Tl) și unghiul este determinat de poziția detectorilor și a colimatorilor de Pb. Sursa de pozitroni este, în mod uzual, ^{22}Na , ^{64}Cu sau ^{58}Co cu activitate de cel puțin 10 mCi. Pozitronii pătrund în probă unde se anihilează. Ecranele de plumb opresc orice radiație să ajungă direct din sursa de radiații în detector. Rezoluția în unghi a echipamentului este determinată, în principal, de geometria detectorilor și a colimatorilor. Discriminatorii sunt reglați pentru energiile de 511 keV și se înregistrează numărul de coincidențe în funcție de unghiul θ_z . Domeniul unghiular acoperit în măsurătoare este tipic de ± 15 mrad. Această

itivul nu poate măsura simultan deviația unghiulară în direcția y și deplasarea Doppler în direcția x , așadar rata de coincidență măsurată este legată de o valoare efectivă a impulsului transversal p_{\perp} simbolizată prin integrala:

$$N(\theta_z) = C \int \int \rho_{el}(p_x, p_y, p_z, \theta_z m_e c) dp_x dp_y \quad (1.14)$$

unde $\rho_{el}(p_x, p_y, p_z)$ este distribuția de impuls a perechilor e^+e^- în mediul supus investigației. Principalul dezavantaj al acestei metode constă în faptul că o măsurătoare durează mult datorita eficienței geometrice reduse impuse de colimatori. În schimb, rezoluția unghiulară este foarte bună ($\simeq 0.4$ mrad). În dezvoltări tehnice recente, cei doi detectori au fost înlocuiți cu *multidetectori* sau cu *detectori sensibili la poziție* ceea ce crește spectaculos eficiența de detecție.

(vezi textul)

Distribuția unghiulară a fotonilor de anihilare $N(\theta_z)$ are forma unei parabole inverse (așa cum se poate vedea din Figura 1.6 în cazul electronilor liberi ce au o suprafață Fermi sferică datorită faptului că aria secțiunii făcută în suprafața Fermi de planul

$$p_z = \theta_z m_e c$$

variază pătratic cu unghiul θ . De fapt curba din Figura 1.6 conține două părți: parabola inversă la unghiuri (deci impulsuri) mici și o regiune mai largă care provine din anihilarea pozitronilor cu electronii puternic legați. Intersecția acestor două părți determină în mod direct unghiul Fermi θ_F corespunzator momentului Fermi.

1.4.3 Măsurarea deplasării Doppler a cuantei de 511 keV

Măsurarea cu precizie a distribuției energetice pentru radiația de anihilare provenită din probă, conduce în principiu la același

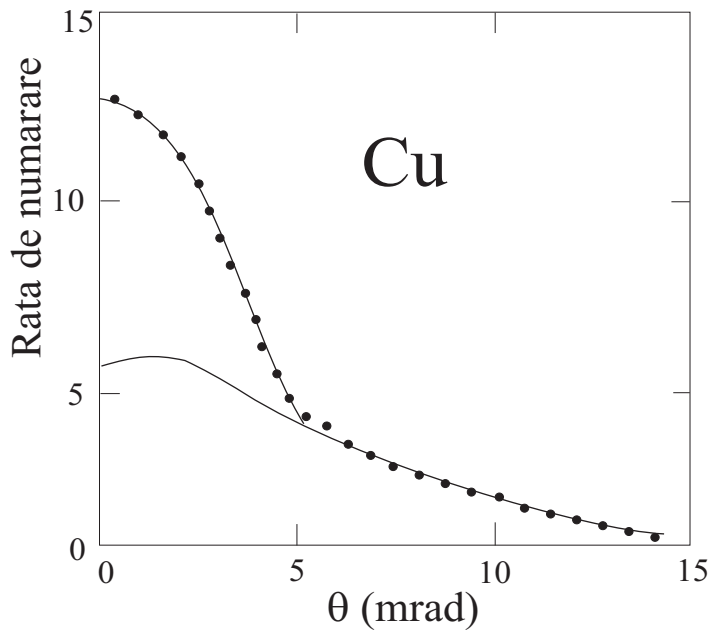


Figure 1.6: Distribuția unghiulară a fotonilor de anihilare pentru Cu (vezi textul)

lucru poate fi înțeles prin faptul ca același impuls adus în sistemul e^+e^- de către electronii de valență ai solidului de investigat cauzează abaterea de la 180° a unghiului dintre cuantele de anihilare (unghi măsurat în experimente de tip "long-slit"), cât și deplasarea "sursei" emițătoare de radiație de anihilare inducând deplasarea Doppler. Lanțul de măsură este în acest caz cu un singur canal - având un detector de GeHP cu rezoluție energetică de $\sim 1keV$ la linia de 514 keV a radioizotopului ^{85}Sr . Avantajul acestei metode este eficiența mare, deoarece nu este cerută nici o condiție de coincidență. Dezavantajul însă este acela al unei rezoluții unghiulare cu un ordin de mărime mai slabă (~ 4 mrad), ceea ce face ca metoda să poată fi folosită numai pentru urmărirea unor fenomene care evoluează rapid în timp și necesită măsurători rapide.

1.5 Studiul defectelor în rețelele cristaline

Una dintre proprietățile defectelor din corpul solid (vacanțe, dislocări, ...) este acela de a atrage și a capta pozitronii. Acest fenomen este extrem de vizibil atât în spectrele de timp de viață, cât și în distribuțiile unghiulare ale cuantelor de anihilare.

În regiunile dezordonate din cristal (produse de defecte), sarcina efectivă a ionilor pozitivi este redusă, ceea ce face să nu se mai producă acea împachetare maximă specifică cristalului. Ca urmare, are loc o redistribuire a electronilor liberi care conduce la apariția unui potențial efectiv negativ mai mare decât în zonele ordonate ale cristalului. Acest potențial negativ atrage pozitronii, care pot suferi tranziții de la stări de tip Bloch la stări de captură (localizate). Faptul că densitatea de electroni la locul defectului este mai mică decât în restul cristalului, face ca pozitronii să trăiască mai mult în aceste regiuni.

Proprietatea radiației gamma de anihilare de a purta informație asupra zonei restrânse unde a avut loc procesul de anihilare a pozitronului este utilizată în medicină pentru localizarea unor structuri în interiorul organismului sau în studiile de procese metabolice.

Emitătorul pozitronic este injectat în organism sub forma unui compus chimic care este dirijat cu precădere spre zona de interes. Pozitronii sunt anihilați în imediata vecinătate a punctului de emisie, rezultând doi fotoni gamma cu energia de 511 keV care sunt detectați în coincidență de o rețea de detectori care înconjoară organismul respectiv. Direcțiile după care sunt emise perechile de cuante gamma de anihilare se intersectează în punctul de emisie. Reconstrucția pe computer a tuturor acestor puncte de emisie conferă imaginea tridimensională a distribuției de surse pozitronice în țesutul respectiv [31]. Tomografia cu emisie de pozitroni (PET) este deja o metodă de investigație medicală complementară tehnicilor tomografice cu Rezonanță Magnetică Nucleară (NMR).

Pentru studiul metabolismului creierului se marchează cu emițători de pozitroni un compus chimic convenabil cum este CO, glucoza, etc. Elementele chimice interesante în studiile metabolice cum sunt carbonul, oxigenul, azotul, au marea majoritate a izotopilor radioactivi de tip β^+ (^{11}C , ^{13}N , ^{15}O). Singura limitare practică constă în timpul de înjumătățire scurt, de ordinul zecilor de minute pentru acești radioizotopi. De aceea este necesară existența unui ciclotron în imediata apropiere pentru producerea continuă a radioizotopilor.

Bibliography

- [1] I.M. Popescu, *Fizică, vol. I (1982), vol. II (1983)*, Editura Didactică și Pedagogică - București
- [2] A.H. Wapstra, G. Audi and R. Hoekstra, *Atomic and Nuclear Data Tables 39 (1988)* 1988
- [3] K. Heyde, *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics*, Institute of Physics Publishing, London (1994)
- [4] W. Greiner, J.A. Maruhn, *Nuclear Models*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1996
- [5] G. Vlăducă, *Elemente de Fizică Nucleară*, partea I (1988), partea a II-a (1990), Tipografia Universității București
- [6] J. Kantele, *Handbook of Nuclear Spectrometry*, Academic Press Limited 1995
- [7] E. Segree, *Nuclei and Particles*, W.A. Benjamin, Inc., Reading, Massachusetts 1977
- [8] C.M. Lederer, V.S. Shirley (eds), *Table of Isotopes*, John Wiley & Sons, New York 1987
- [9] A. Messiah, *Mecanică Cuantică*, Editura Științifică, București 1974
- [10] G. Deconninck, *Introduction to Radioanalytical Physics*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam 1978
- [11] A. Berinde, G. Vlăducă, *Reacții Nucleare Neutronice în Reactor*, Editura Tehnică, București 1978

- ciples*, Romanian Reports in Physics, vol.46, no.4, p.259-281 (1994)
- [13] S. Râpeanu, I. Pădureanu, I. Cristian, V. Cuculeanu, Gh. Rotărescu, M. Avrigeanu, *Tehnici și Măsuări la Reactorii Nucleari*, Editura Academiei, București 1983
- [14] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons Inc., New York 1989
- [15] R.D. Evans, *The Atomic Nucleus*, Krieger, New York 1982
- [16] P. Marmier, E. Sheldon, *Physics of Nuclei and Particles*, Academic Press Inc. New York and London, 1971
- [17] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics, 2nd Ed.*, John Wiley & Sons, New York 1975
- [18] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg 1987, 1994
- [19] N. Tsoufanidis, *Measurement and Detection of Radiation*, Taylor & Francis, 1984
- [20] H.A. Bethe, J. Ashkin, *Passage of Radiations through Matter*, in *Experimental Nuclear Physics*, Vol.1, ed. by E.Segree, John Wiley & Sons, New York, N.Y. 1953
- [21] S.P. Ahlen, Rev. Mod. Phys. 52, 121 (1980)
- [22] F. Fano, *Penetration of Protons, Alpha Particles and Mesons*, Annual Review of Nuclear Science, v.13, p.1-66 (1963)
- [23] E.M. Abramovitz, I. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, Dover Publ. Inc. New York (1965)
- [24] L.C. Northcliffe and R.F. Schiling, Nuclear Data Tables A7,233(1970)

- tons and mesons: *Tabulations of Vavilov Distribution*", in National Academy of Sciences Publication 1133, Nuclear Science Series Report No.39 (1964)
- [26] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, 3rd ed., Oxford Univ. Press (Clarendon), London and New York 1954
- [27] J.F. Ziegler and W.K. Chu, "*Stopping Cross Sections and Backscattering Factors for ^4He Ions in Matter*", Atomic Data and Nuclear Data Tables v.13, p.463 (1974)
- [28] P.A.M. Dirac, Proc. Royal Soc. v.126,p.361 (1930)
- [29] A.T. Steward, L.O. Roelling, *Positron Annihilation*, Academic Press, New York (1967)
- [30] P. Hantojarvi, A. Vehanen, *Applications of positron annihilation*, AIEA Conference (1978)
- [31] G.L. Brownell, C.A. Burnham, in *Instrumentation in Nuclear Medicine*, Vol.2, p.135, Academic Press, New York (1974)
- [32] M. Alonso, E. Finn, *Physics*, Addison - Wesley Publishing Company, 1992
- [33] A. Septier (ed.) *Focusing of Charged Particles*, Academic Press, New York 1967
- [34] E. Rodean, *Aparate și metode de măsură, analiză și control cu radiații*, Editura Academiei, București, 1986
- [35] E. Ligeon, M. Bruel, A.Bonetemps, "*Analyse du Phosphore dans le Silicium par Reactions Nucleaires*", Journal of Radioanalytical Chemistry v.16,p.537 (1973)
- [36] J. H. Fremlin, *Applications of Nuclear Physics*, The English Universities Press Limited, London (1964)
- [37] P. Theodorsson, *Measurement of Weak radioactivity*, World Scientific Co.,1996

John Wiley & Sons, New York, 1990

- [39] R. Muller, *Science*, v.196, p.489 (1977)
- [40] M. Ivascu et al. *Accelerator Mass Spectrometry - Applications*
Romanian Reports in Physics, vol.46, no.4, p.283 (1994)
- [41] R.P. Gardner, R.L. Ely, *Radioisotope Measurement - Applications in Engineering*, Reinhold Publishing Co. New York
1967