

37. Určenie doby života pozitronov v látke

1. Všeobecná časť

Pozitronová anihilačná spektroskopia (PAS) je nedeštruktívna metóda pre analýzu materiálov, ktorá využíva pozitrony na skúmanie stavby látky. Podstata uvedenej meracej metódy spočíva v záchyte pozitronov na defektoch v materiále. Umožňuje skúmať defekty, ich koncentráciu a rozmery, skúmať rozdelenie elektrónovej hustoty. Defekty (vakencie, otvorené objemové defekty, vakančné klastre a dislokácie) predstavujú pre pozitrony príťažlivý potenciál. Hlavnou príčinou vzniku takéhoto potenciálu v objemovom defekte je zníženie energie elektrónov v elektrónových obaloch ostatných atómov v okolí vakencie na energetickú úroveň dopadajúcich pozitronov. Energetická blízkosť systému elektrón–pozitron je predpokladom vzniku procesu anihilácie. Viazaný stav dvojice elektrón–pozitron, nazývaný pozitroniom (Ps), je najľahší a najjednoduchší systém, ktorého vlastnosti, ako doba života ($< 10^{-7}$ s) umožňuje použiť ho ako vhodný nástroj na skúmanie veľmi rýchlych chemických reakcií, na ktorých sa zúčastňujú atómy vodíkového typu. Pozitronium je napr. citlivý detektor prítomnosti voľných atómov a radikálov v látke; mechanizmus interakcie Ps s paramagnetickými molekulami je určený stupňom lokalizácie nespárovaného elektrónu. Vďaka takýmto širokým možnostiam pozitronová metóda, t. j. štúdium a využitie procesov anihilácie pomalých pozitronov, vyvoláva čoraz väčšiu pozornosť.

Pozitron je antičasticou elektrónu, t. j. e^- a e^+ majú rovnakú hmotnosť a spin, čo do veľkosti, ale opačný, čo do znamienka, náboj a magnetický moment.

Anihiláciou nazývame fyzikálny proces premeny páru častica–antičastica na iné častice menšej alebo nulovej hmotnosti (napr. fotóny). Pre pár $e^- - e^+$, ktorý sa nachádza v pokoji, takýmito časticami budú fotóny alebo neutríno. Anihilácia, výsledkom ktorej sú anihilačné fotóny, je najpravdepodobnejšia. Pri anihilácii vzniká jeden, dva alebo tri fotóny, pričom najpravdepodobnejšia je dvojfotónová anihilácia. Po anihilácii sú teda emitované najčastejšie dva anihilačné fotóny, každé s energiou 511 keV. Proces anihilácie elektrónu a pozitronu sa riadi nasledujúcimi zákonmi zachovania:

- energie,
- celkovej hybnosti,
- náboja,
- uhlovej hybnosti,

- parity.

Pri anihilácii sa energia rozdelí medzi dvojicu anihilačných fotónov, pričom platí:

$$E_{\gamma} = 2m_0c^2 + E_+ + E_- \quad (37.1)$$

kde E_+ je kinetická energia pozitronu, E_- je kinetická energia elektrónu, c je rýchlosť svetla, m_0 je pokojová hmotnosť elektrónu, E_{γ} je celková energia emitovaných fotónov.

Ak je ťažisko sústavy elektrón–pozitron v klude, oba fotóny sú vyžiarené v opačných smeroch a ich dráhy zvierajú uhol 180° .

Doba života pozitronu τ_{e^+} je nepriamo úmerná rýchlosti anihilácie λ_{e^+} :

$$\tau_{e^+} = \frac{1}{\lambda_{e^+}} \quad (37.2)$$

Rýchlosť voľnej anihilácie pozitronu, ktorý sa pohybuje v elektrónovom plyne látky s počtom Z elektrónov na atóm, a v ktorej sa nachádza N atómov v cm^{-3} , bude:

$$\lambda_{e^+} = NZ\sigma_D v = NZ\pi r_0^2 c \quad (37.3)$$

kde σ_D je účinný prierez anihilácie:

$$\sigma_D = \frac{\pi r_0^2 c}{v} \quad (37.4)$$

kde v je vzájomná rýchlosť elektrónu a pozitronu, r_0 je klasický polomer elektrónu. Napríklad, v čistej medi s hustotou $8900 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ je doba života pozitronov 112 ps [3].

Pozitronium je podobné atómu vodíka, v ktorom je protón nahradený pozitronom. Je to najjednoduchšia elektrodynamická sústava dvoch telies. Existujú dva základné stavy Ps: tripletný stav (ortopozitronium), 3Ps (o-Ps), v ktorom sú spiny elektrónu a pozitronu paralelné, a singletný (parapozitronium), 1Ps (p-Ps), v ktorom sú spiny antiparalelné. Celkový moment o-Ps je $J = 1$, pričom sú možné tri podstavy, líšiace sa magnetickými kvantovými číslami $m = +1, 0, -1$. Pre p-Ps je $J = 0, m = 0$. Štatistická váha tripletného stavu je trojnásobne väčšia ako singletného. Preto pri vzniku Ps v 75 % prípadoch vzniká o-Ps, v 25 % prípadoch p-Ps.

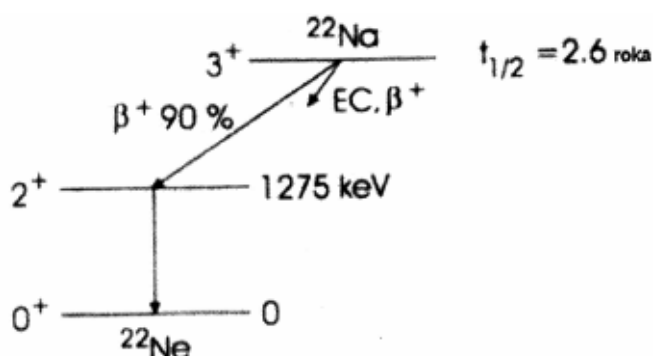
Na rozdiel od atómu vodíka pozitronium je metastabilná sústava, ktorá sa rozpadáva na fotóny v dôsledku anihilácie e^- a e^+ . Boli vyčíslené doby života $\tau_S = 1,25 \cdot 10^{-10} \text{ s}$ pre p-Ps, a $\tau_T = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ pre o-Ps.

2. Zadanie a postup merania

Cieľom tejto úlohy je porozumieť princípu pozitronovej anihilačnej spektroskopii (PAS), skúmať procesy anihilácie, vzniku a zániku pozitronia a experimentálne určiť dobu života pozitronu v predložených vzorkách materiálov.

Experimentálne zariadenie

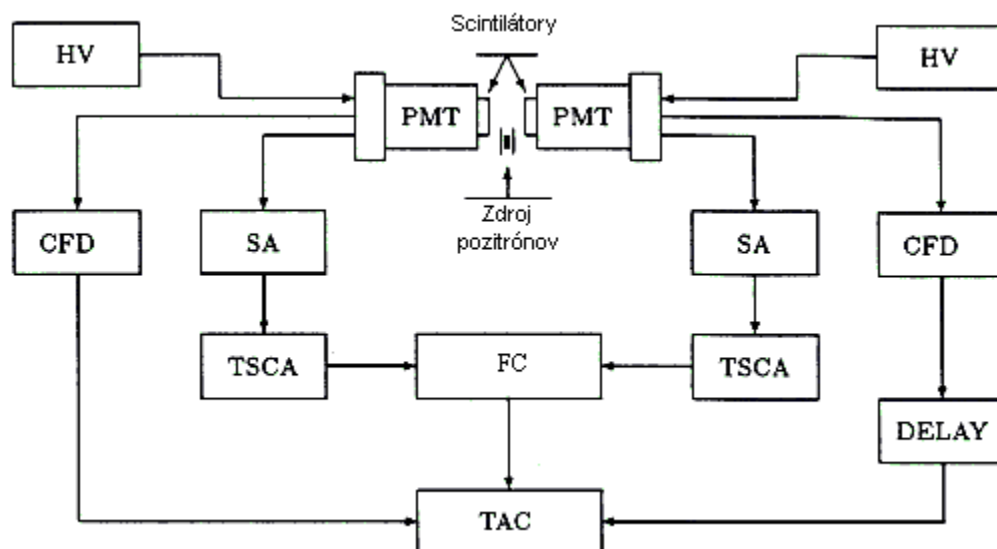
Izotop, ktorý sa najčastejšie používa ako emitör pozitronov je ^{22}Na , ktorého rozpadová schéma je na obr. 37.1. Je možné ho získať pomocou rôznych jadrových reakcií napr. $^{24}\text{Mg}(d,\alpha)^{22}\text{Na}$. Príčinou, prečo sa najčastejšie používa práve ^{22}Na , je jeho relatívne dlhý polčas rozpadu (2,6roku) a vysoká pravdepodobnosť prechodu zo vzbudeného stavu do kludového stavu emitovaním pozitronu (90 %), t. j. prakticky celá jeho aktivita sa realizuje emitovaním pozitronu. Z obr. 37.1 je vidieť, že ^{22}Na sa rozpadá β^+ rozpadom do vzbudeného stavu ^{22}Ne . Počas polčasu rozpadu 3,7 ps vzbudený stav ^{22}Ne prechádza do kludového stavu vyžiarením γ kvanta s energiou 1275 keV. Toto kvantum sa využíva ako štartovací signál pre meranie dĺžky doby života pozitronov konvenčnou metódou, pretože v prvom priblížení je to čas, kedy pozitron vniká do vzorky. Jadrový fotón γ s energiou 1275 keV teda vyletuje prakticky súčasne s pozitronom. Ak budeme registrovať rozdelenie časových intervalov medzi jadrovým fotónom γ (ktorý signalizuje zrod pozitronu) s anihilačným fotónom γ , získame rozdelenie pozitronov podľa doby života.



Obr. 37.1: Schéma rozpadu ^{22}Na .

Zariadenie na skúmanie doby života pozitronu teda meria čas, ktorý uplynie od zrodu pozitronu po jeho anihiláciu. V našom prípade znamená merať čas, ktorý uplynie od zaregistrovania fotónu γ_1 s energiou 1275 keV do zaregistrovania anihilačného fotónu γ_2 s energiou 511 keV. Pri meraní sa využíva metóda tzv. rýchlo-pomalej koincidencie. Časový

rozdiel medzi γ_1 a γ_2 sa v časovo–amplitúdovom konvertore (TAC) konvertuje na elektrický impulz, ktorého amplitúda je priamo úmerná časovému rozdielu medzi impulzmi spôsobenými γ_1 a γ_2 .



Obr. 37.2: Schéma dvojdetektorovej aparatury PAS.

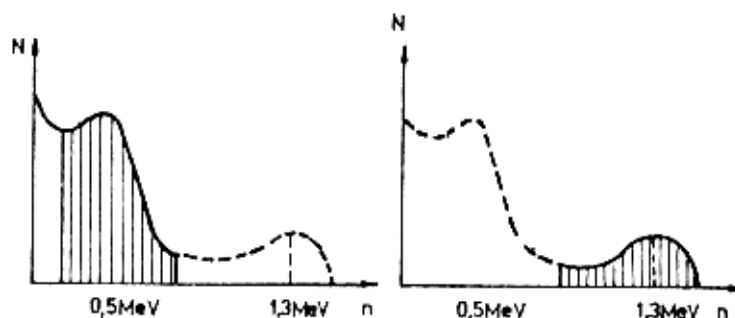
Bloková schéma zariadenia na meranie časových spektier je znázornená na obr. 37.2.

Popis blokov aparatury:

- HV vysokonapäťový zdroj (high voltage)
- PMT fotonásobič (photomultiplier tube)
- CFD tvarovací obvod (constant fraction discriminator)
- SA zosilňovač (spectral amplifier)
- TSCA jednocanálový analyzátor (timing single channel analyzer)
- FC koincidenčný obvod (fast coincidence)
- TAC časovo-amplitúdový konvertor (time to amplitude converter)
- DELAY oneskorovacia linka (delay)

Fotonásobiče majú dva výstupy: dynódový a anódový. Impulzy z dynód slúžia na energetickú selekciu fotónov γ_1 a γ_2 . Jedna vetva prepúšťa impulzy spôsobené fotónmi γ s energiou 511 keV, druhá s energiou 1275 keV (obr. 37.3). Pomocou anódových impulzov sa meria časový rozdiel medzi γ_1 a γ_2 , teda doba života pozitronov.

Pri meraní časových spektier sa používajú plastické organické scintilátory, ktoré majú krátky čas vysvietenia (pozri úlohu 11), a teda dobrú časovú rozlišovaciu schopnosť. Majú však zlé energetické rozlíšenie, t. j., že sa na anódovom výstupe získavajú impulzy s rôznou amplitúdou napriek rovnakej energii dopadnutých fotónov. Tento nedostatok sa odstraňuje tvarovacím obvodom. Vytvarované anódové impulzy postupujú na TAC. Impulz spôsobený fotónom γ_1 otvára TAC, impulz spôsobený fotónom γ_2 ho zatvára. Impulzy z TAC, ktorých amplitúda je úmerná dobe života pozitronov, postupujú do mnohokanálového analyzátora. Jeho hradlo je otvárané koincidenčným impulzom z dynódového obvodu, v ktorom sa robí energetická selekcia impulzov γ_1 a γ_2 . Iba ak je medzi týmito impulzmi koincidenca, otvorí sa vstupné hradlo mnohokanálového analyzátora, kde sa do príslušného pamäťového kanála ukladajú impulzy z TAC, ktorých amplitúda tomuto kanálu zodpovedá.

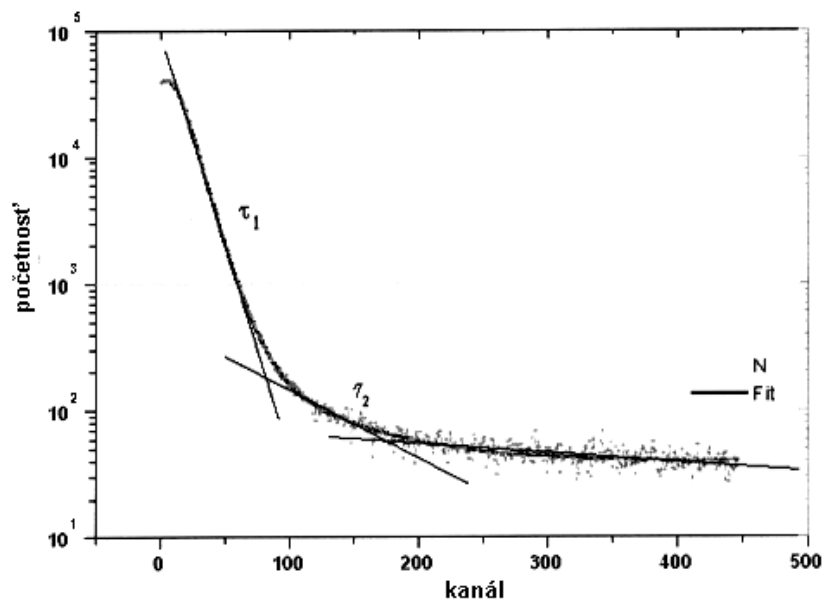


Obr. 37.3: Energetická selekcia fotónov γ_1 a γ_2 .

Časová rozlišovacia schopnosť celého zariadenia je definovaná ako šírka v polovičnej výške spektra okamžitých koincidií. Ako zdroj súčasne emitovaného fotónu γ a pozitronu e^+ sa používa izotop ^{22}Na .

Nulový čas, je čas od ktorého sa počíta doba života pozitronov. Je daný maximom spektra okamžitých koincidií. Typické spektrum doby života pozitronov je na obr. 37.4.

Ľubovoľné časové spektrum anihilačného žiarenia (nezávisle od počtu jeho komponentov) má dve základné charakteristiky: τ_i – doba života daného komponentu, I_i – intenzita i -tého komponentu. Aby sme určili tieto charakteristiky, treba časové spektrum analyzovať pomocou fitovacích programov. V praxi sa najčastejšie využíva dvojkomponentná analýza, ktorej výsledkom sú nasledovné parametre: MLT (mean lifetime – stredná doba života pozitronu), τ_1 (doba života pozitronu v „bulku“), τ_2 (doba života pozitronu v okolí prímiesí resp. defektov), I_1 (intenzita signálu z „bulku“), I_2 (intenzita signálu od prímiesových materiálov), variancia fitu (veľičina, ktorá poskytuje informáciu o správnosti vykonaného fitu).



Obr. 37.4: Časové spektrum doby života pozitronov.

3. Literatúra

- [1] Cirák, J. a kol.: Jadrovo-fyzikálne metódy a zariadenia, Návody na laboratórne cvičenia, Bratislava, STU, 2001.
- [2] Tomáš, M.: Diplomová práca, 2002.
- [3] Domonkoš, P.: Diplomová práca, 2001.
- [4] Kugelmann, W.B.: Ph.D. Thesis, Institut für Nukleare Festkörperphysik, Universität der Bundeswehr, München, 2000.