

PRAKTIKUM IV

Úloha č.: **VII**

Název: Anihilace

Vypracoval: **Michal Bareš**

dne 13.12.2007

Pracovní úkol

- 1) Ověřte měřením, že směry výletu anihilačních fotonů vznikajících po β^+ rozpadu jader ^{22}Na svírají úhel 180° .
- 2) Určete pološířku úhlového rozdělení.
- 3) Vysvětlete tvar naměřeného úhlového rozdělení.

Teorie

Pozitron je antičástice elektronu. V okolní přírodě se běžně nevyskytuje, protože velice ochotně anihiluje s elektronem, který je jednou ze základních elementárních částic tvořících hmotu kolem nás. Při anihilaci obě tyto částice zaniknou za vzniku anihilačních fotonů.

Pozitrony jsou emitovány mimo jiné při rozpadu některých radioizotopů, jako je např. ^{22}Na . Tyto pozitrony při průchodu látkou nejprve ztrácejí svou kinetickou energii velkým množstvím interakcí s okolními elektrony a nakonec, když je jejich kinetická energie prakticky nulová, anihilují. Od rozpadu jádra do anihilace elektron-pozitronového páru uplyne řádově 10^{-7} - 10^{-10} s. Při anihilaci vznikají v převážně většině případů dva anihilační fotony. Podle zákona zachování energie je součet energií anihilačních fotonů roven součtu klidových energií pozitronu a elektronu (pro obě částice, jež mají stejnou klidovou hmotnost činí 511keV). Ze zákona zachování hybnosti plyne, že anihilační fotony mají stejně velké, opačné orientované hybnosti. Při anihilaci tedy dochází k současnému vyzáření dvou fotonů s energiemi 511 keV se směry výletu svírajícími úhel 180° .

Současné fyzikální děje (v našem případě detekce dvou anihilačních fotonů) je možno studovat tzv. koincidenčním měřením. Základem je elektronický, tzv. koincidenční blok, na jehož výstupu se objeví impuls pouze tehdy, když na jeho vstupy jsou přivedeny impulsy, které se časově překrývají. Současnost naměřených dějů je vždy zatížena jistou chybou danou časovou fluktuací vytváření signálu v detektorech a vlastní časovou rozlišovací chybou koincidenčního zařízení. Celkové časové rozlišení současných dvou a více dějů je dáno hlavně rychlostí vytváření signálu v detektorech a pohybuje se při současné technice v mezích 10^{-6} - 10^{-12} s. Počet náhodných koincidencí N_a je pro n detektorů s četností detekce N_i a rozlišovací dobou koincidenčního zařízení τ dán vztahem

$$N_a = 2^{n-1} N_1 N_2 \dots N_n \tau^{n-1} \quad (1)$$

Úhlové uspořádání výletu gama kvant z radioaktivního zdroje jsem měřil pomocí dvou scintilačních detektorů se scintilátory NaJ(Tl) umístěných na stole s úhlovou stupnicí. Jeden z detektorů byl umístěn pevně a druhý byl spojen s otočným ramenem, na jehož ose otáčení se nacházel měřený radioaktivní zdroj. Osy detektorů se vždy protínaly ve středu zdroje. Impulsy z obou detektorů se po zesílení a diskriminaci vedly na koincidenční obvod a odtud na čítač impulsů.

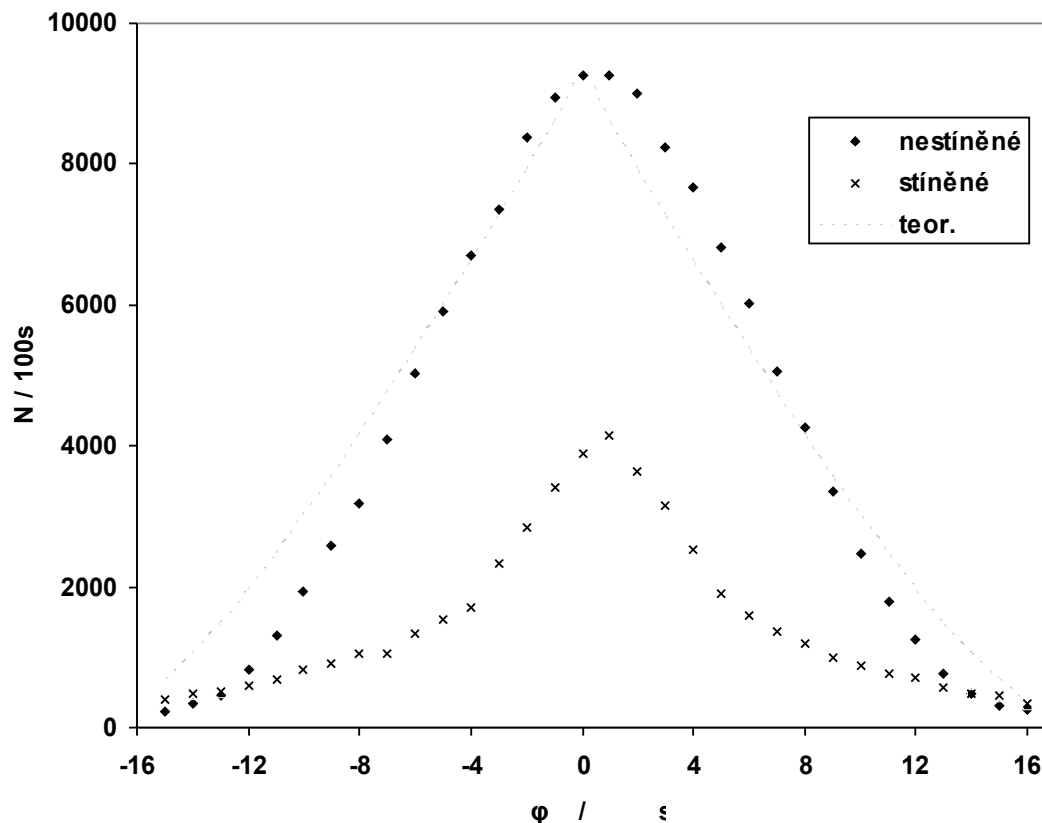
Výsledky měření

Citlivá plocha detektorů měla kruhový tvar o průměru $d = 45\text{mm}$, k dispozici byly i stínící nástavce s úzkými obdélníkovými štěrbinami. Dá se očekávat, že naměřené závislosti budou záviset na geometrii uspořádání detektorů a proto jsem proměřil závislosti jak pro volné, tak pro stíněné detektory. Měřil jsem počet impulsů N registrovaných čítačem po dobu 100s pro úhly svírané osami detektorů v rozmezí $(180 + \varphi)^\circ$, kde φ nabývalo hodnot -15 až 16 stupňů. Dále jsem změřil počet registrovaných impulsů v případě, kdy byly osy detektorů navzájem kolmé. Výsledky jsou shrnuty v tabulce 1 a znázorněny v grafu 1.

Tabulka 1: Závislost počtu registrovaných impulsů na úhlu os detektorů

φ	$N_{\text{nestíněné}}$	$N_{\text{stíněné}}$	φ	$N_{\text{nestíněné}}$	$N_{\text{stíněné}}$
-90	176	95			
-15	237	409	1	9260	4148
-14	329	495	2	9019	3639
-13	457	518	3	8227	3153
-12	823	597	4	7659	2520
-11	1297	691	5	6821	1912
-10	1931	830	6	6016	1597
-9	2588	903	7	5057	1359
-8	3171	1038	8	4261	1201
-7	4105	1051	9	3361	985
-6	5033	1324	10	2470	884
-5	5914	1524	11	1801	779
-4	6691	1695	12	1254	722
-3	7372	2319	13	772	567
-2	8394	2843	14	479	493
-1	8945	3399	15	321	449
0	9264	3892	16	246	355

Graf 1: Závislost počtu registrovaných impulsů na úhlu os detektorů



Zkusil jsem rovněž zohlednit vliv tvaru detektorů. Předpokládáme-li, že anihilační fotony vylétávají přesně v opačných směrech, je možné ze znalosti geometrického uspořádání detekčního zařízení jednoduše spočítat, jaká část citlivé plochy detektorů bude tyto fotony registrovat (přímka tvořená trajektoriemi fotonů musí procházet oběma detektory). Poměr N/N_0 počtu zaznamenaných impulsů při daném úhlu odklonu vůči počtu impulsů při detektorech souosých by pak měl být úměrný právě poměru S/S_0 velikosti registrující části plochy vůči celkové ploše detektoru. Příslušný vztah má přibližný tvar

$$\frac{N}{N_0} = \frac{S}{S_0} = \frac{\arccos(L|\varphi|/d) - \sin \arccos(L|\varphi|/d)}{\pi} \quad (2)$$

kde L je vzdálenost detektoru od zdroje. Do grafu jsem tuto závislost vynesl šedou barvou.

Dále jsem určil pološířky naměřených úhlových rozdělání – pro detektory bez stínění je naměřená pološířka 14° , pro stíněné detektory potom $8,5^\circ$. Tyto pološířky jsou v grafu též vyznačeny. Ještě doplním, že pro rozdělání vypočítané dle vztahu (2) je pološířka zhruba 14° .

Diskuze

Rozpad izotopu ^{22}Na a následná produkce anihilačních fotonů je náhodný děj, proto je již z podstaty měření počtu impulsů zatíženo statistickou chybou. Doba načítání impulsů byla zvolena tak, aby tato chyba naměřená data příliš neznehodnocovala. Nastavování úhlů svíraných osami detektorů jsem prováděl ručně, s nepřesností pod $0,1^\circ$.

Z naměřených dat je zřejmé, že maximum detekovaných impulsů nenastávalo při očekávané souososti detektorů, nýbrž je mírně posunuto (zhruba o $0,5-1^\circ$). Příčinu bych hledal v nepřesném sestavení experimentu – tj. detektory nebyly zřejmě dokonale souosé v přesně místě, které udávala stupnice. Na vině může být rovněž nějaká vnitřní nesymetrie buď přímo v detektorech, nebo ve zdroji záření.

Samotný tvar změřených křivek je určen zejména geometrickým uspořádáním experimentu. Stíněné detektory skutečně zaznamenávaly méně impulsů než nestíněné. Předpokládal jsem, že citlivá plocha detektoru je celá jeho přední strana – to ovšem zřejmě neplatí, neboť poměr detekovaných částic s a bez stínění je jiný než poměr stíněné a nestíněné plochy na přední straně detektoru. To rovněž částečně

vysvětluje, proč se naměřená závislost tvarem odchyluje od závislosti určené vztahem (2). Detektory patrně rovněž načítaly fotony, které sice byly současné, nicméně nemusely odpovídat stejné anihilaci, přičemž tento efekt se projevoval relativně nejvíce při větších úhlech odklonů os. Dokladem může být i počet impulsů naměřených v situaci, kdy byly osy detektorů na sebe kolmé. U obou naměřených závislostí je možné všimnout si zlomu ve strmosti stoupání, který se nachází právě v místech, kdy by detektory měly začít zaznamenávat signály od anihilačních fotonů letících v přesně opačných směrech.

Je zajímavé, že uspořádání s kolmými osami detekovaly stíněné detektory více impulsů než nestíněné, a to i při opakovaném měření. Neumím dobře vysvětlit proč k tomu docházelo – i když připustím možnost, že detektory registrovaly i signály, které nepocházely od anihilačních fotonů, nevysvětluje to tento nepoměr.

Též předpoklad nulové rychlosti anihilujících elektron-pozitronových párů není zřejmě přesně splněn, ačkoliv nejsem schopný toto kvantifikovat. Projevem by bylo vylétávání anihilačních fotonů ve směrech ne přesně opačných a tedy určité zploštění křivky úhlového rozdělení.

Závěr

Změřil jsem úhlová rozdělení směru výletu anihilačních fotonů pro stíněné i nestíněné detektory, ověřil jsem, že tato rozdělení přibližně odpovídají předpokladům a stanovil jsem jejich pološířku. Ta činila 14° pro nestíněné, resp. $8,5^\circ$ pro stíněné detektory.

Literatura

[1] studijní text k úloze č. 7; <http://physics.mff.cuni.cz/vyuka/zfp>