

Univerzita Hradec Králové

Přírodovědecká fakulta

Katedra fyziky

Experimentální detekce kvantové provázanosti

Diplomová práce

Autor: Bc. Jakub Hetfleiš
Studijní program: N1701 – Fyzika
Studijní obor: Fyzikální měření a modelování
Vedoucí práce: RNDr. Jan Šlégr, Ph.D.

Univerzita Hradec Králové

Přírodovědecká fakulta

Zadání diplomové práce

Autor:	Bc. Jakub Hetfleiš
Studijní program:	N 1701 Fyzika
Studijní obor:	Fyzikální měření a modelování
Název práce:	Experimentální detekce kvantové provázanosti
Název práce v AJ:	Experimental detection of quantum entanglement
Cíl a metody práce:	Předmětem práce je experimentální studium jevu kvantové provázanosti. V teoretické části je popsán jev kvantové provázanosti včetně základní historie. Praktická část se bude zabývat konstrukcí zařízení k demonstraci kvantové provázanosti gama fotonů, které může být použito ve vysokoškolském praktiku z jaderné fyziky.
Garantující pracoviště:	katedra fyziky Přírodovědecké fakulty UHK
Vedoucí práce:	RNDr. Jan Šlégr, Ph.D.
Konzultant:	
Oponent:	RNDr. Filip Studnička, Ph.D.
Datum zadání práce:	27. 6. 2017
Datum odevzdání práce:	

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci na téma Experimentální detekce kvantové provázanosti zpracoval samostatně pod vedením vedoucího práce a použil jsem jen literaturu uvedenou v seznamu použité literatury, který je součástí diplomové práce.

V Jaroměři dne 29. 7. 2019

Bc. Jakub Hetfleiš

Poděkování

Děkuji svému vedoucímu diplomové práce panu RNDr. Janu Šlégrovi Ph.D. za cenné rady a připomínky, které mi poskytl při psaní diplomové práce. Dále bych mu chtěl poděkovat za možnost podílet se na velmi zajímavém experimentu.

Anotace

HETFLEIŠ, J. *Experimentální detekce kvantové provázanosti*. Hradec Králové, 2018. Diplomová práce na Přírodovědecké fakultě Univerzity Hradec Králové. Vedoucí diplomové práce RNDr. Jan Šlégr, Ph.D.

Diplomová práce se zaměřuje na kvantovou fyziku, konkrétně na jev zvaný kvantová provázanost. V teoretické části je tento jev popsán a vysvětlen, je uvedena historie vývoje této problematiky a jsou zde popsány jak historické, tak moderní experimenty k prokázání toho jevu. Dále je v teoretické části uvedena kapitola věnující se ionizujícímu záření a jeho detekci. Praktická část je věnována popisu a sestavení nízkonákladového detektoru, který může být použit jako pomůcka k interpretaci tohoto jevu v rámci výuky.

Klíčová slova: kvantová provázanost, ionizující záření, polovodičové detektory

Annotation

HETFLEIŠ, J. *Experimental detection of quantum entanglement*. Hradec Králové, 2018. The Thesis at the Faculty of Science University of Hradec Králové. Thesis Supervisor RNDr. Jan Šlégr, Ph.D.

The Thesis focuses on quantum physics, specifically on the phenomenon called quantum entanglement. In the theoretical part, this phenomenon is described and explained, the history of the development of this issue is presented, and both historical and modern experiments to prove this phenomenon are described. In the theoretical part, there are chapters devoted to ionizing radiation and its detection. The practical part is devoted to the description and construction of a low-cost detector, which can be used as a tool to the interpretation of this phenomenon in the teaching.

Keywords: quantum entanglement, ionizing radiation, semiconductor detectors

Obsah

Teoretická část

Úvod	8
1. Jev kvantové provázanosti	9
1.1. Vysvětlení jevu kvantové provázanosti	9
1.2. Zavedení Schrödingerova experimentu	10
1.3. Realizace experimentu na kvantovou provázanost	11
2. Historie	12
2.1. EPR Paradox	13
2.2. Bellova interpretace	14
3. Historické experimenty s kvantovou provázaností	16
3.1. Experiment Aspectovy skupiny	17
3.2. Experiment Wuové	18
4. Experimenty dnes	18
4.1. Polarizace v experimentech s kvantovou provázaností	19
4.2. Comptonův jev	20
5. Ionizující záření	23
5.1. Druhy ionizujícího záření	23
5.1.1. Záření alfa	24
5.1.2. Záření beta	24
5.1.3. Záření gama	26
6. Detektory ionizujícího záření	26
6.1. Fotografické detektory	26
6.2. Materiálové detektory	27
6.2.1. Detektory stop částic	28
6.3. Elektronické detektory	30
7. Jednotky měření radioaktivního záření	32
8. Účinný průřez, absorpční koeficient a polotloušťka	34

9. Praktická část	36
9.1. Princip pokusu.....	37
9.2. Laboratorní cvičení.....	40
9.3. Demonstrace kvantové provázanosti	42
9.4. Předběžné přípravy	44
9.5. Konstrukce zařízení.....	44
9.6. Výsledky.....	45
Závěr	47
Seznam použité literatury	
Seznam použitých obrázků a tabulek	
Příloha A: Článek zveřejněný v časopisu European Journal od Physic	55
Příloha B: Datasheet diody SMD X100 - 7	65
Příloha C: Zdrojový kód pro Arduino	67
Příloha D: Vyjádření Státního úřadu pro jadernou bezpečnost.....	68

Úvod

Tématem diplomové práce je jev kvantové provázanosti, který je možno využít v řadě lidských činností. Toto téma jsem si zvolil, protože se jedná o velmi zajímavou, málo probádanou a užitečnou součást fyziky. Práce se skládá celkem z devíti kapitol, kde prvních osm je teoretická část a devátá kapitola je poté částí praktickou.

První kapitola pojednává o kvantové provázanosti. Také je popsán myšlenkový experiment nazývaný Schrödingerova kočka, díky kterému je možno jevu kvantové provázanosti lépe porozumět. Ve druhé kapitole je popisován historický vývoj objevu samotného jevu, je zde popsán EPR paradox a Bellova interpretace tohoto paradoxu. Třetí kapitola se poté zabývá historickými experimenty provedené s užitím jevu kvantové provázanosti, které byly provedeny ve druhé polovině 20. století. Pro naše účely je důležitý experiment provedený čínsko-americkou fyzičkou Chien-Shiung Wu, kterým jsme se v praktické části nechali inspirovat. Dnešním experimentům je věnována následující čtvrtá kapitola, je zde popsána polarizace v experimentech s kvantovou provázaností a také Comptonův jev. Důležitou součástí práce je také popis vlastností ionizujícího záření. Je vysvětleno, co to ionizující záření je a je uvedeno jeho rozdělení. Další kapitola je věnována detektorům tohoto záření, od těch používaných v historii až po ty používané dnes. V následující kapitole je vysvětleno, jaké jednotky se při měření radioaktivního záření používají, ať už jde o samotný popis záření nebo o jeho biologické účinky. Poslední kapitola teoretické části je zaměřena na účinný průřez, absorpční koeficient a polotloušťku.

V praktické části na konci práce je uveden článek, jehož autory jsou Jakub Hetflejš, Jindřich Lněnička a Jan Šlégr. Tento článek byl otištěn v časopise *European Journal of Physics*, který je zaměřen na výuku fyziky na vysokých školách. Cílem této práce je právě konstrukce zařízení pro demonstraci kvantové provázanosti. Dále tato práce může posloužit jako inspirace ke konstrukci demonstračního zařízení k demonstraci jevu kvantové provázanosti při výuce nejen na vysoké škole.

Čísla zdrojů jsou uvedena na konci kapitol, seznam je uveden na konci práce. Dále je na konci uveden číselný seznam použitých obrázků a tabulek s jejich zdroji.

1. Jev kvantové provázanosti

Kvantová provázanost je podle [1] fyzikální jev, jenž se týká dvou kvantových objektů (většinou elementárních částic), které jsou propojeny tak, že se mohou vzájemně ovlivňovat nehledě na vzdálenost mezi nimi. Prakticky řečeno, když se změní vlastnost jednoho kvantově provázaného fotonu, například spin, tato vlastnost se zrcadlově projeví i u druhého kvantově provázaného fotonu. Při popisu tohoto jevu je taktéž důležité si uvědomit, že měřitelné vlastnosti kvantového objektu nejsou definovány při jeho vzniku, ale až při jeho pozorování (což popisuje notoricky známý myšlenkový experiment Schrödingerovy kočky). Z toho vyplývá na první pohled paradoxní fungování jevu kvantové provázanosti nezávisle na prostoru nebo čase.

Při pokusech s kvantově provázanými částicemi se nejčastěji používají fotony, ale tento jev je možné pozorovat u jakýchkoliv kvantových objektů. Většinou je ale vyžadováno, aby pozorované částice vznikly zároveň a měly celkový celočíselný spin. V praxi se nejčastěji pozoruje právě spin a polarizace, ale teoreticky se kvantová provázanost vztahuje na jakoukoliv vlastnost kvantových objektů [1], [2].

1.1. Vysvětlení jevu kvantové provázanosti

Základem pokusů s kvantovou provázaností je tzn. Pauliho vylučovací princip. Ten postuluje, že (převzato z [2]): „*Žádné dva elektrony nemohou v daném celku existovat ve stejném kvantovém stavu. Pokud jsou ve stejné energetické hladině a stejném orbitalu, mají stejná kvantová čísla n , l a m . Liší se proto spinovým číslem s , které může nabývat dvou hodnot: $+\frac{1}{2}$ a $-\frac{1}{2}$.*“ Mějme dvě částice, které jsou nerozlišitelné. Jedna je v kvantovém stavu A a druhá je v kvantovém stavu B. Pak by jejich hustota pravděpodobnosti (popisující daný kvantový systém) neměla záviset na záměně:

$$|\psi(1, 2)|^2 = |\psi(2, 1)|^2.$$

Aby byla tato podmínka splněna, nastávají dva případy – případ symetrické a antisymetrické vlnové funkce. Pro symetrickou vlnovou funkci platí:

$$\psi(1, 2) = \psi(2, 1).$$

Pro antisymetrickou vlnovou funkci:

$$\psi(1, 2) = -\psi(2, 1).$$

Pro částice A a B (v různých kvantových stavech) platí, že jejich soustavu popisující vlnová funkce je kombinací vlnových funkcí jednotlivých částic:

$$\psi_I = \psi_1(A)\psi_2(B),$$

$$\psi_{II} = \psi_1(B)\psi_2(A).$$

Máme-li však dvě částice, které jsou nerozlišitelné, nemůžeme v daném okamžiku říci, jaká vlnová funkce ψ popisuje daný systém. Jelikož je pravděpodobnost stejná, zavádí se popis systému pomocí lineární kombinace funkcí ψ :

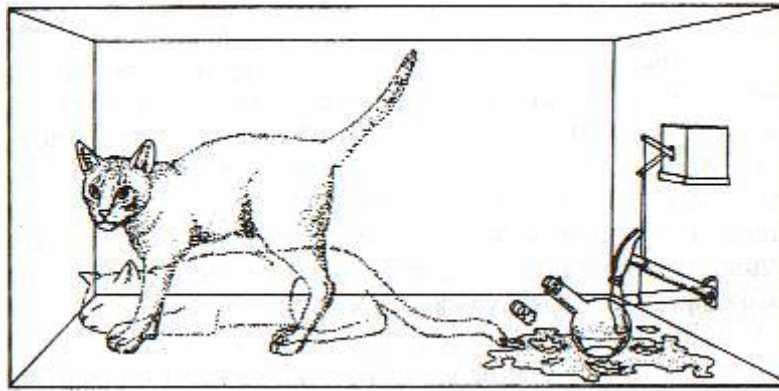
$$\psi_S = \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_1(A)\psi_2(B) + \psi_1(B)\psi_2(A)],$$

$$\psi_A = \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_1(A)\psi_2(B) - \psi_1(B)\psi_2(A)],$$

kde ψ_S a ψ_A značí symetrickou a antisymetrickou vlnovou funkci. Zbývající faktor $\frac{1}{\sqrt{2}}$ je důsledek normování (integrál z $|\psi|^2 dV$ přes celý uvažovaný objem musí být roven jedné) [2].

1.2. Zavedení Schrödingerova experimentu

Jak je uvedeno v [2], „...*Jak jsme viděli, už samotný zájem pozorovatele o soustavu vede ke změně jejích vlastností. Dokud systém částic nezkoumáme, je popsán superpozicí všech přístupných kvantových stavů. V době pozorování nebo měření nastává kolaps vlnové funkce a systém skončí v jedné z přípustných hodnot ψ .*“ Tato teorie neměla ve své době úspěch, ani pochopení u mnoha fyziků. Zde se právě zrodil myšlenkový experiment rakouského fyzika a jednoho ze zakladatelů kvantové fyziky Erwina Rudolfa Josefa Alexandra Schrödingera (1887–1961). Tímto experimentem chtěl poukázat na nesrovnalosti teorie kvantové mechaniky, a to hlavně v oblasti přechodu mezi subatomickým a makroskopickým světem. Dokonce i Einstein podpořil tento experiment, z [4]: „...*Einstein považoval tento návrh za vůbec nejlepší způsob, jakým lze ukázat, že vlnová představa hmoty je vlastně neúplným zobrazením skutečnosti.*“



Obrázek 1: Schrödingerova kočka, populární znázornění.

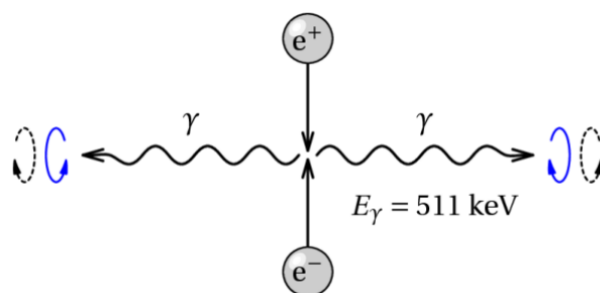
Základem myšlenkového experimentu je kočka uzavřená v neprůhledné krabici se zařízením, které obsahuje radioaktivní nuklid a ampulku s kyanovodíkem (Obr. 1). Rozpad nuklidu je proces, který je řízen kvantovou mechanikou. Ta však předpovídá pouze pravděpodobnost rozpadu nuklidu, která je v daném poločase přeměny 50 %. Pokud se nuklid rozloží, detektor rozpad zachytí, rozbije ampuli, uvolní se plyn a kočka zahyne. Dle tohoto experimentu je kočka do okamžiku otevření krabice mrtvá i živá zároveň, nuklid a zároveň kočka jsou v superpozici stavů. Soustavu lze popsat rovnicí, která obsahuje kombinaci těchto dvou možných a vzájemně se vylučujících stavů:

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_{\text{kočka}}(\text{živá}) + \psi_{\text{kočka}}(\text{mrtvá})].$$

Z [4]: „Dokud někdo neotevře víko krabice, aby se na kočku podíval, Schrödingerova rovnice říká, že časový vývoj existence kočky je matematicky popsán jako fyzicky (a fyziologicky) nepopsatelná kombinace obou zmíněných stavů. Tak jako elektron není ani vlna, ani částice do té doby, než provedeme příslušný experiment, nešťastná kočka není ani živá ani mrtvá do té doby, dokud se někdo nepodívá dovnitř.“ Teprve v době otevření krabice soustava kolabuje do jednoho ze dvou stavů [2], [3], [4], [5].

1.3. Realizace experimentu na kvantovou provázanost

Populárním vysvětlením se Schrödingerovou kočkou lze vysvětlit i jev kvantové provázanosti. Mějme dvě částice, které vznikly zároveň při rozpadu jader. Tyto dvě



Obrázek 2: Vznik kvantově provázaných gama fotonů.

částice jsou kvantově provázané – dokud není provedeno příslušné měření, každá částice se nachází ve stavu superpozice. Příkladem je anihilace elektron-positronového páru (Obr. 2), při kterém vznikají dva gama fotony o energii 511 keV.

Vzniklé fotony jsou polarizovány v opačných rovinách. Citováno z [2]: „Dokud neprovedeme měření stavu jednoho z fotonů, nacházejí se obě tyto částice ve stavu, který je superpozicí obou kvantových stavů – jsou zároveň oba polarizovány levotočivě a zároveň i pravotočivě. Teprve v okamžiku změření polarizace jednoho z fotonů stav soustavy kolabuje a druhý foton bude nutně mít polarizaci opačnou. Měření jedné částice okamžitě změní stav její entanglované partnerky.“ Pozorujeme jev kvantové provázanosti neboli entanglementu [2].

2. Historie

Historie kvantové provázanosti se začala psát s nástupem kvantové mechaniky. Tato teorie se zpočátku nesečkala s velkým ohlasem. Na rozdíl od např. Newtonových nebo Einsteinových zákonů, podle kterých lze počítat téměř se stoprocentní přesností, nám kvantová mechanika udává pouze pravděpodobnostní popis toho, že nastane určitý jev. Původně chtěl tento jev Albert Einstein využít k prokázání nekompletnosti kvantové mechaniky. On sám o něm mluvil jako o strašidelném působení na dálku, z důvodu toho, že by kvantová provázanost fungovala neomezenou rychlostí, tedy rychlostí vyšší, než je rychlost světla, což by odporovalo jeho teoriím relativity. Toto jeho jednání je sám o sobě paradox. Sám Albert Einstein stál prakticky u zrodu kvantové mechaniky, na druhou stranu ale stál i za zrodem jevu kvantové provázanosti, která vyvrací kvantovou mechaniku a jeho obecnou teorii relativity. Z tohoto důvodu zformuloval EPR paradox [6], [7].

2.1. EPR Paradox

Tento myšlenkový paradox byl navržen v roce 1935 a to Albertem Einsteinem, Borisem Podolským a Nathanem Rosenem (dle jejich počátečních iniciálů EPR). Byl zformulován tak, aby dokázal neúplnost kvantové mechaniky, nebo dle Einsteina dokonce nesprávnost. Podle Einsteina kvantová teorie neobsahuje tolik dynamických proměnných jako klasická fyzika, které lze určit s libovolnou přesností. Většina informací, které obsahuje kvantová teorie z ní dělá spíše statistickou teorii. Einstein chtěl návrat k deterministické fyzice, kontinuální teorii, která obsahuje fyzikální proměnné přesně místně („locally“, lokálně) určené ve čtyřrozměrném poli vesmíru a času, dle jeho teorie relativity. Další spor nastává v rychlosti šíření informace – podle jevu kvantové provázanosti by se informace šířila neomezenou rychlostí, ale teorie relativity vylučuje rychlosti vyšší, než je rychlost světla. Dnes je tento jev znám jako „nonlocality“ (nelokálnost). Sám Einstein zde nepoužívá termín „kvantová provázanost“, hovoří zde o „strašidelném působení na dálku“. Samotný název „entanglement“, neboli provázanost či zapletení, zavádí až Erwin Schrödinger. První experimenty, které otestovaly EPR paradox navrhl David Bohm. Einstein i Bohm podporovali „teorii skrytých proměnných“, tedy teorii, která postulovala, že do kvantové teorie musí být přidán jakýsi aspekt, který by vysvětlil nelokální efekt.

Na druhou stranu, obhájcem kodaňské interpretace kvantové mechaniky byl např. Niels Bohr a John Stewart Bell. Bohr podal vysvětlení tohoto jevu pomocí vlnové funkce. Tato funkce, která popisuje superpozici možných kvantových stavů, existuje ve všech bodech současně. Jsou-li dvě částice, která každá mají spin, nejedná se o nezávislé veličiny, nýbrž o veličiny se stejným zastoupením v rovnici kvantové fyziky. Pokud provedeme měření na jedné částici, pak se vlnová rovnice zhroutí do jediného stavu. Tím pádem k žádné vzdálené komunikaci nedochází [6], [7], [8], [9].

2.2. Bellova interpretace

Konečné řešení otázky EPR paradoxu nabídl John Stewart Bell. Ten ve svém článku v roce 1964 ukázal, že podle: [10] „...žádná teorie, která je lokální a realistická nemůže reprodukovat všechny predikce kvantové teorie – v každé takové teorii by

korelace mezi vzdálenými měřeními musely splňovat jím postulované nerovnosti – a kvantová teorie tyto nerovnosti porušuje. Jeho práce navíc umožňovaly experimentální ověření těchto závěrů.“ Dal tedy vzniknout řadě převážně statistických rovnic, které kdyby platily, tak by dokazovaly existenci skrytých proměnných, což by dokazovalo lokální povahu kvantové provázanosti. Tyto tzv. Bellovy nerovnosti platí pro měření páru korelovaných částic. Citováno z [10]: *„...při platnosti lokálního realismu by musela platit daná nerovnost pro korelace mezi následnými měřeními částic při různých nastaveních měřicího přístroje.“*

Podle [11]: Mějme rovnici ve tvaru:

$$\gamma = \alpha\beta + \alpha\beta' + \alpha'\beta - \alpha'\beta',$$

kde proměnné α a β odpovídají úhlům θ_1 a θ_2 , tedy úhlům natočení polarizačních krystalů při měření polarizace dvou fotonů. Pro polarizaci ve směru úhlu nabývá hodnot $+1$, v kolmé polarizaci -1 . Po dosazení do rovnice, jakýmkoliv způsobem, dostaneme pouze hodnoty γ , které odpovídají:

$$-2 \leq \gamma \leq 2.$$

V obecném tvaru, kde podle [11] *„...proměnné značí výsledky polarizačních měření na obou fotonech pod zvolenými úhly“*, lze psát Bellovu nerovnost (nebo též tzv. CHSH nerovnost¹):

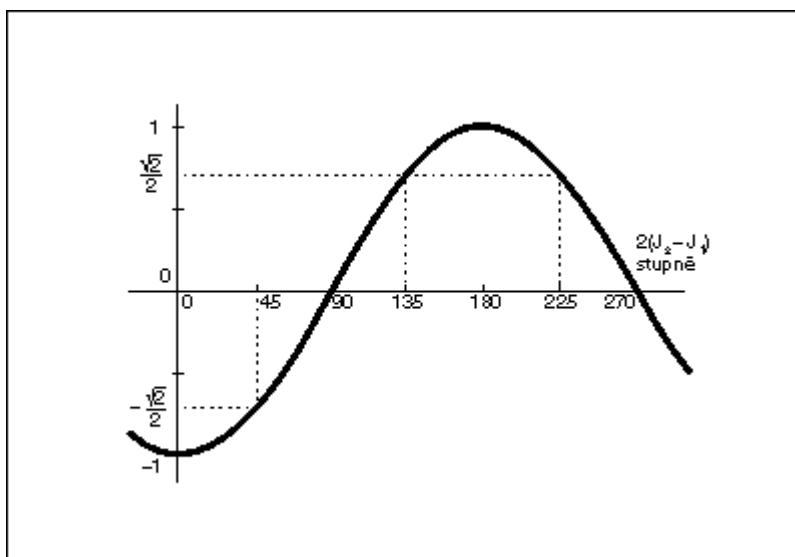
$$-2 \leq \langle \alpha\beta \rangle + \langle \alpha\beta' \rangle + \langle \alpha'\beta \rangle - \langle \alpha'\beta' \rangle \leq 2.$$

Pokud by tyto nerovnosti byly potvrzeny pro chování páru fotonů, pak by byla potvrzena i lokální teorie skrytých proměnných. Experimentální pokusy však dokazují, že kvantová mechanika obecně tyto nerovnosti porušuje.

Příklad experimentu převzat z [11]: *„Vyberme dva úhly natočení prvního polarizačního hranolu $\theta_1 = 0^\circ$, $\theta_1' = 45^\circ$, a dva úhly natočení druhého hranolu $\theta_2 = 112,5^\circ$, $\theta_2' = 67,5^\circ$ (viz Obr. 3) a uvažujme měření se všemi kombinacemi těchto úhlů. Když si dáte práci s odečtením několika hodnot na obrázku, zjistíte, že podle kvantové mechaniky pro takto zvolené úhly musí platit:“*

$$\begin{aligned} \langle \alpha\beta \rangle + \langle \alpha\beta' \rangle + \langle \alpha'\beta \rangle - \langle \alpha'\beta' \rangle = \\ -\cos(225^\circ) - \cos(135^\circ) - \cos(135^\circ) + \cos(45^\circ) = 2\sqrt{2}. \end{aligned}$$

¹ Nazvanou dle iniciálu svých „stvořitelů“: John Clauser, Michael Horn, Abner Shimony a R. A. Holt.

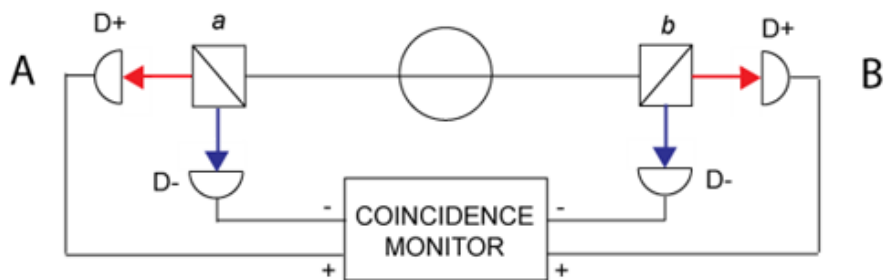


Obrázek 3: Závislost střední hodnoty $\langle A(\theta_1)B(\theta_2) \rangle$ na rozdílu úhlů $\theta_2 - \theta_1$.

Po dosazení do rovnice nerovností jasně vidíme její porušení:

$$-2 \not\leq 2\sqrt{2} \leq 2.$$

Pokračování z [11]: „Tento výsledek je pro fyziku velice důležitý. Jednak ukazuje, že kvantovou teorii nelze nahradit žádnou „klasickou“ teorií splňující EPR a jednak nabízí možnost (a to je skoro důležitější), jak mezi kvantovou mechanikou a teoriemi se skrytými parametry rozhodnout experimentálně“ [10], [11].



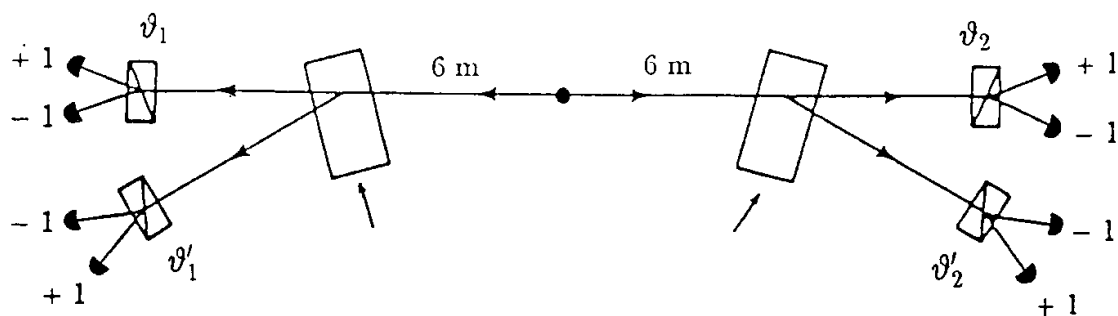
Obrázek 4: Typická sestava CHSH experimentu.

3. Historické experimenty s kvantovou provázaností

První testy a experimenty o potvrzení Bellových nerovností se potýkaly ze začátku se značnými problémy, hlavně ve způsobu provedení. Všechny tyto experimenty nebyly zcela věrohodné, ani vědecky uznávané, staly se však základními stavebními kameny následujících pokusů.

Mezi první věrohodné testy se řadí pokus vědců Stuarta J. Freedmena a Johna Clausera, který proběhl v roce 1972 v Berkeley v USA. Většina prvotních experimentů využívala pro testování elektrony, ty však vyžadují komplexní magnetické pole. Tito vědci začali experimentovat s polarizovanými fotony. Využívali opačně polarizované fotony vyzářené atomem vápníku při přechodu elektronů mezi energetickými hladinami. Jejich data dosahovala vysoké statistické přesnosti – ve shodě s kvantovou mechanikou porušily Bellovy nerovnosti a tím poskytly první důvěryhodný důkaz proti teorii skrytých proměnných.

Sofistikovanější test provedli John Clauser, Michael Horne, Abner Shimony a Richard Holt (společně známý jako CHSH experiment). Na výstupy polarizačních analyzátorů (Obr. 4, označení *a* a *b*) byl přidán detektor shody. Ten zaznamenává 4 druhy měření, které popisuje jako N_{++} , N_{+-} , N_{-+} a N_{--} . Pozorovanými událostmi jsou pak jen N_{+-} a N_{-+} , které znamenají zachování momentu hybnosti spinu [8], [10], [11].



Obrázek 5: Schéma experimentu Aspectovy skupiny.

3.1. Experiment Aspectovy skupiny

Odbornou veřejností nejvíce uznávaným experimentem je ten, který provedli Alain Aspect, Jean Dalibard a Gérard Roger na univerzitě Orsay ve Francii (1976 – 1983). Svazek vápníkových atomů byl excitován laserem do stavů s vyšší energií. Atomy jsou zde nestabilní a vyzářením dvou párů fotonů se vracejí zpět do stavu s nejnižší energií. První foton má vlnovou délku 551,3 nm, druhý foton 422,7 nm. Vlivem zákona zachování momentu hybnosti mezi původním a excitovaným atomem, a jejich „mezistavem“ (ten je jako jediný nenulový), se musejí brát v potaz určitá omezení na polarizace fotonů. Vznikají tak fotony, které jsou polarizačně korelovány a jsou v propleteném stavu. Polarizace je zajištěna pomocí tzv. Wollastonových hranolů. Tyto hranoly jsou tvořeny z páru unikátně vybroušených krystalů vápence. Citováno z [11]: „...foton se ve Wollastonově hranolu musí „rozhodnout“ pro jednu ze dvou cest odpovídajících dvěma určitým vzájemně kolmým lineárním polarizacím“. Pro vysokou věrohodnost tohoto experimentu se počítá i s možností, aby nenastalo vzájemné ovlivnění, tj. aby nenastala vzájemná interakce, kdy by nastavení jednoho polarizačního hranolu ovlivnilo měření na druhém. To bylo vyřešeno přidáním dvojice akusticko-optických přepínačů, které zajišťovaly seřízení úhlů polarizačních hranolů až po průchodu fotonového páru. Tyto přepínače byly pro každé rameno nezávisle ovládány oscilátory s periodou přepínání 10 ns a umožňovaly směřování fotonů v každém rameni na jeden či druhý hranol. Ještě hlubší spolehlivost byla zajištěna vzdáleností přepínačů od zdroje – ta byla přibližně 6 metrů. Bylo spočítáno, že doba šíření je přibližně 20 ns, takže signál by „letěl“ 40 ns, a to už by se mohl stav přepínačů změnit, nebo zůstat stejný. Tento experiment spolehlivě prokázal porušení Bellových nerovností [11].

3.2. Experiment Wuové

Tento experiment byl jeden z prvních velkých experimentů, kde byl jako zdroj využit radioaktivní prvek. Paradoxní je, že byl tento pokus původně navržen za účelem zjištění, zdali platí zákon zachování parity i při slabých interakcích (tzv. P-zachování). Klíčové pro kvantovou provázanost a EPR paradox je ale samotný návrh experimentu za použití radioaktivního prvku – viz. praktická část této práce.

Původci experimentu jsou dva teoretičtí fyzikové Tsung-DaoLee a Chen-NingYang, kteří zkoumali zákon zachování parity (pozn. z [13]: „*Zákon zachování parity říká, že parita systému se během reakce zachovává, tj. $P = P'$; parita charakterizuje chování vícesložkové vlnové funkce.*“) Potřebovali experimentálně ověřit jejich teorii, že tento zákon neplatí při β -rozpadu. Čínsko-americká fyzička Chien-Shiung Wu, nazývaná též „čínská madam Curie“ [14] byla právě tímto úkolem pověřena. Navrhla experiment za využití kobaltu 60 (^{60}Co), který byl uzavřen v magnetickém poli v kryogenním prostředí. Poté se pomocí magnetického pole zorientovaly spiny částic tak, aby byly shodné. Následně se pomocí dvou scintilačních detektorů spočítaly vylétávající částice. Jelikož se výsledky lišily, byla popřena teorie zákona zachování parity při slabých interakcích²[12], [13], [14], [15], [16].

4. Experimenty dnes

Jak již bylo řečeno, prvotní experimenty narážely na řadu problémů. I v dnešní době se experimenty potýkají hlavně s nespolehlivostí detektorů. Pro experimenty s kvantovou provázaností se dnes již velmi často používají lasery. V tomto ohledu jsou velmi výhodné – fotony v nich vznikají klesáním na nižší energetické hladiny, proto jsou stejně polarizované a vznikají ve stejný čas. Dále u nich lze určit přesný počet takto vzniklých a potřebných částic. Na druhou stranu, jsou velmi nákladné a vyžadují pokročilé detekční aparatury.

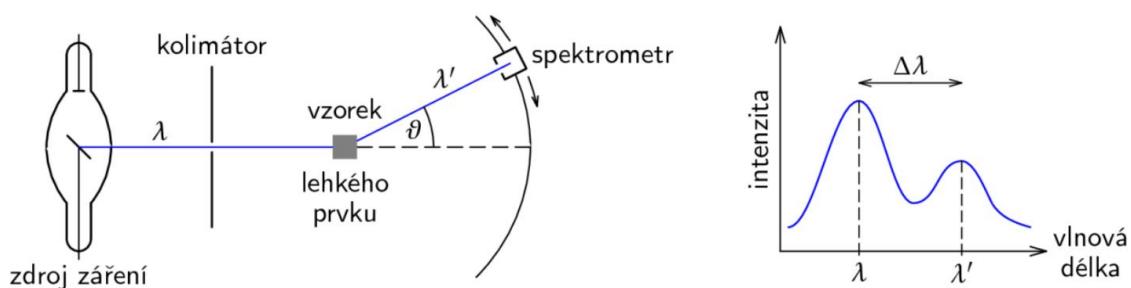
² Ze [14]: Za tento objev dostali oba teoretičtí fyzikové v roce 1957 Nobelovu cenu. Tato doba byla pro ženu-vědce velmi krutá, Wu však za tuto nerovnoprávnost bojovala. V roce 1964 na sympoziu MIT pronesla slavnou větu: „I wonder whether the tiny atoms and nuclei, or the mathematical symbols, or the DNA molecules have any preference for either masculine or feminine treatment.“ (Překlad: „Zajímalo by mě, zda malé atomy a jádra, nebo matematické symboly, nebo molekuly DNA, mají přednost pro jejich mužské, nebo ženské rozdělení.“)

Pro školní potřeby, stejně tak i v tomto případě, je výhodnější použití gama-fotonového páru. Jejich vytvoření je snazší a pro detekci není potřeba pokročilých aparatur. Mají ale i své nevýhody – nelze určit počet vytvořených částic, nelze definovat vlastnosti vytvořených částic a jistá nebezpečí spojená s prací s radioaktivními částicemi.

Najdou se však i tací, kteří nadále sympatizují s Einsteinovou představou „místní reality“ a nadále hledají mezery v experimentálních výsledcích jevu kvantové provázanosti [2], [6], [7], [9].

4.1. Polarizace v experimentech s kvantovou provázaností

Polarizace je jev, na který se rovněž vztahuje kvantová provázanost. Tento jev byl navržen již J. S. Bellem jako jeden z možných jevů ke zkoumání, pozorování a prokázání správnosti jeho interpretace. V pokusech s kvantovou provázaností se nejčastěji využívá pouze lineární polarizace. K získání určitých polarizovaných fotonů, se právě využívá nejběžněji laserů, nebo radioaktivních zdrojů, jak již bylo zmíněno. Určení polarizace pak probíhá pomocí rozptylovačů, které dělí vyzáření fotony podle polarizace na dvě složky. Následně, za použití dvou detektorů, velmi snadno určíme, jestli jsou fotony kvantově provázané, dokonce i kolik jich je kvantově provázaných [2]



Obrázek 6: Comptonův jev.

4.2. Comptonův jev

Mějme anihilaci elektron-pozitronového páru. Z této anihilace jsou vyzařeny dva fotony, které z důvodu platnosti zákona zachování hybnosti mají opačné směry. Kvantová teorie nám dále říká, že tyto fotony jsou polarizovány v navzájem kolmých rovinách – jejich spiny jsou vzájemně posuny o $\frac{\pi}{2}$. Jelikož jsou tyto dva fotony výsledkem stejné anihilace, tvoří kvantově provázaný systém. Právě polarizaci fotonů můžeme měřit pomocí Comptonova rozptylu.

Comptonův jev (též Comptonův rozptyl) je podle [2] „...děj, při kterém fotonové záření interaguje s elektrony v obalech atomů. Nejsnadněji lze jev pozorovat v materiálech tvořených atomy s malým počtem nukleonů v jádře.“ Již v roce 1916 Albert Einstein postuloval, že při interakcích mezi světlem a hmotou budou fotony předávat nejen energii, ale i hybnost. Vlivem předání této energie např. elektronům vlnová délka záření roste. Popis tohoto jevu je možný pouze pomocí kvantové fyziky, která předpokládá, že podle [17]: „Kvantový popis elektromagnetického záření předpokládá částicové vlastnosti fotonů. Je-li tato představa správná, pak by mělo být možné pozorovat interakci mezi fotonem a například elektronem, která by svým charakterem odpovídala srážce dvou částic. Pro pružnou srážku dvou částic, které tvoří izolovanou soustavu, platí zákony zachování energie a hybnosti. Při interakci fotonu s elektronem by tedy měly být splněny tytéž zákony.“

V roce 1922 americký fyzik Arthur Holly Compton provedl experiment s rozptylem Röntgenova záření na krystalech uhlíku. Citováno z [2]: „Při pokusech dopadalo Röntgenovo záření o energii 17,8 keV (o vlnové délce $\lambda = 0,07$ nm) na uhlíkovou destičku, na níž pak docházelo k rozptylu – záření pak pokračovalo do všech směrů. Compton měřil vlnovou délku a intenzitu tohoto záření v závislosti na úhlu rozptylu θ .“ (viz Obr. 6) Compton v tomto rozptylu objevil zdvojené spektrální čáry. Podle [17]: „...z nichž jedna odpovídala původní délce vlny λ (záření vzniklo na pevně vázaných elektronech v atomech), ale i záření s větší vlnovou délkou λ' (vzniklo rozptylem na volných elektronech). Podle představ klasické fyziky dopadající záření rozkmitá elektrony v atomech. Elektrony by měly kmitat s frekvencí f a vyzařovat elektromagnetické záření o stejné frekvenci f . Rozptýlené záření by tedy mělo obsahovat pouze vlnovou délku λ . Compton interpretoval rozptyl rentgenových paprsků na uhlíku pomocí fotonů jako přenos energie a hybnosti mezi dopadajícím

rentgenovým svazkem a volně vázanými elektrony v uhlíkovém terči.“ K měření vlnové délky záření Compton využil spektrometru. Rozdíl mezi vlnovými délkami λ a λ' je označen jako Comptonův posun:

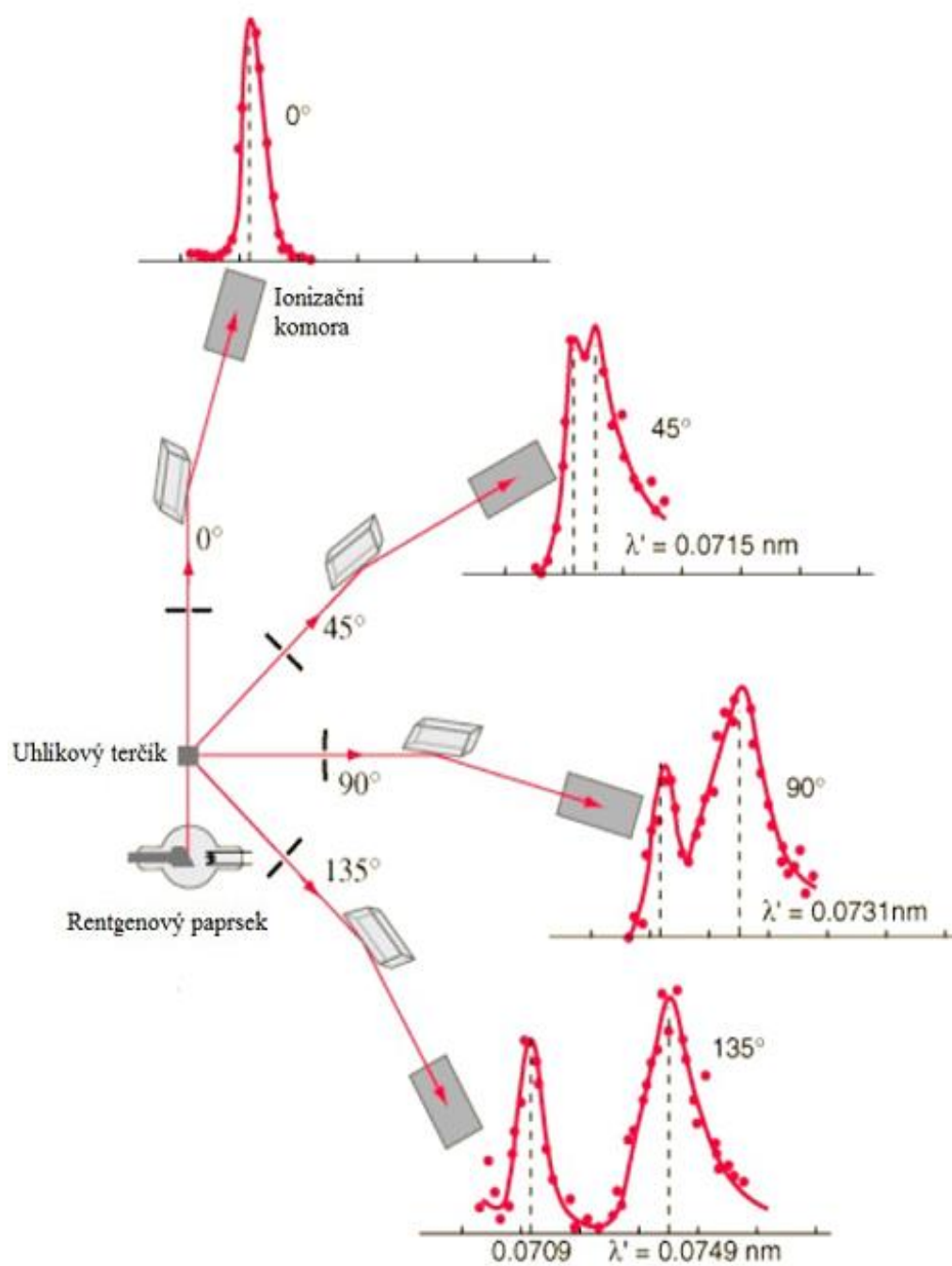
$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda.$$

Compton zjistil závislost vlnové délky druhé vlny na kosinu úhlu θ :

$$\Delta\lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos \theta).$$

Díky tomuto experimentu byla rovněž prokázána kvantová povaha elektromagnetického záření. Za teoretické vysvětlení tohoto jevu získal Compton roku 1927 Nobelovu cenu za fyziku.

Účinný průřez Comptonova jevu závisí mimo jiné na polarizaci příchozího gama záření. Účinný průřez jaderné reakce je pravděpodobnost, že některý z dopadajících gama fotonů bude reagovat s částicí rozptylovače. Jednotkou účinného průřezu je čtverečný metr, což je pro výpočty ve světě atomů poměrně dost. Proto se často používá jednotka barn a platí, že $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$, což je přibližně geometrický průřez jádra [2], [17], [18].



Obrázek 7: Vznik posunu vlnové délky.

5. Ionizující záření

Jak již bylo řečeno, při práci s radioaktivními prvky vzniká určité riziko. Toto riziko je způsobeno právě ionizujícím zářením, které je důsledkem jaderných dějů. Toto záření se vyznačuje velmi vysokou energií. Definice (z [19]) „*Ionizujícím zářením nazýváme takové záření, jehož kvanta mají natolik energií, že jsou schopna vyrážet elektrony z atomového obalu a tím látku ionizovat.*“ To znamená, že pokud bude elektronu v atomu dodána větší energie, než je jeho vazbová energie, dojde k ionizaci prostředí. Tato energie je od 13,6 eV (nejlehčí atom vodíku) až například po 85 keV (atom olova). Ionizační energie je samozřejmě různá pro různé atomy, záleží na vzdálenosti elektronů, a tudíž na jejich vazbové energii.

Mezi ionizující záření patří s níže uvedenými také ultrafialové záření a Röntgenovo záření. Právě proto může mít ionizující záření povahu jak vlnění, tak povahu částicovou. Z toho důvodu se právě v této problematice často zaměňují názvy, jako např. „beta částice“ a „beta záření“. Zavádějící názvy jsou i „jaderné záření“ (tento název obsahuje pouze α , β a γ záření), nebo „radioaktivní záření“ [2], [19].

5.1. Druhy ionizujícího záření

Existuje více způsobů, jakým lze dělit ionizující záření. Např. dělení podle konkrétního mechanismu interakce s hmotou se záření dělí na:

- Přímě ionizující – kvanta záření obsahují elektrický náboj a působí na elektrony z atomů. Řadí se sem např. záření α a β .
- Nepřímě ionizující – kvanta nenesou žádný elektrický náboj, pouze předávají svojí energii elektronům v atomu. Následně tyto nabitě elektrony látku ionizují. Patří sem Röntgenovo záření a záření γ .

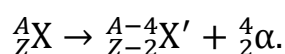
Vzhledem ke zmíněné problematice záměny názvů je dle mého názoru příhodnější rozdělení na dva jiné druhy. O tomto zařazení rozhoduje důležitý faktor, tzv. klidová hmotnost m_0 (podle [19] „*Klidová hmotnost m_0 je hmotnost částice měřená v inerciální vztažné soustavě, v níž je částice v klidu.*“

- Záření vlnové – $m_0 = 0$; kvanta se pohybují rychlostí světla, po zastavení odevzdají energii a zaniknou. Patří sem Röntgenovo záření a γ záření.
- Záření částicové (korpuskulární) – $m_0 > 0$; kvanta jsou tvořena proudem částic s rychlostí menší než je rychlost světla, energii i existenci si zachovávají. Zařazuje se sem záření α (proud héliových jader) a β (elektronové či pozitronové) [2], [19].

5.1.1. Záření alfa

Toto záření je vyzařováno velmi těžkými radioaktivními jádry. Jedná se o svazek jader helia ${}^4_2\text{He}^{2+}$, obsahující dva protony a dva neutrony. Tento svazek má velmi vysokou rychlost a velkou kinetickou energii se silným ionizačním účinkem. Vzniká v jádře atomu tzv. kvantovým tunelovým jevem, kdy překoná vazbovou (silnou) sílu, která drží jádro pohromadě. Záření α nese nabitě částice α , které reagují s okolními elektrony dvěma způsoby – buď elektron pouze excitují, nebo doslova vystřelí elektron z valenční vrstvy a atom je ionizován.

Rozpad α lze popsat rovnicí



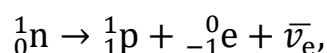
Obecně není záření α nijak škodlivé, pohltní ho i list papíru. Nebezpečné by bylo pouze, kdybychom zářič požili, nebo kdybychom samo záření vdechli či spolkli [2], [19], [20], [21].

5.1.2. Záření beta

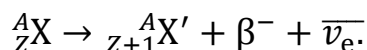
Záření β je fyzikálními vlastnostmi velmi podobné záření α , má však delší dráhu ztráty energie. Pohltnit toto záření zvládne i tenký hliníkový plech. Je možné pozorovat záření ve třech různých formách:

Záření β^- , které je tvořeno elektrony. Vzniká v jádru procesem neutron-protonové přeměny, tj. probíhá výměna π -mezonů.

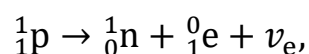
Při situaci, kdy neutron neprovede mezonovou výměnu, rozpadá se podle rovnice:



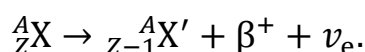
kde $\bar{\nu}_e$ označuje antineutrino. Konečnou rovnici záření pak lze zapsat jako:



Záření β^+ je záření tvořené kladnými pozitrony. Vzniká v prvcích, které obsahují tzv. neutron-deficitní jádra (jádra obsahují více protonů, než neutronů). Pomocí reakce pozitronové přeměny nastává situace:



kde ν_e je označení pro neutrino. Konečná obecná rovnice je pak ve tvaru:

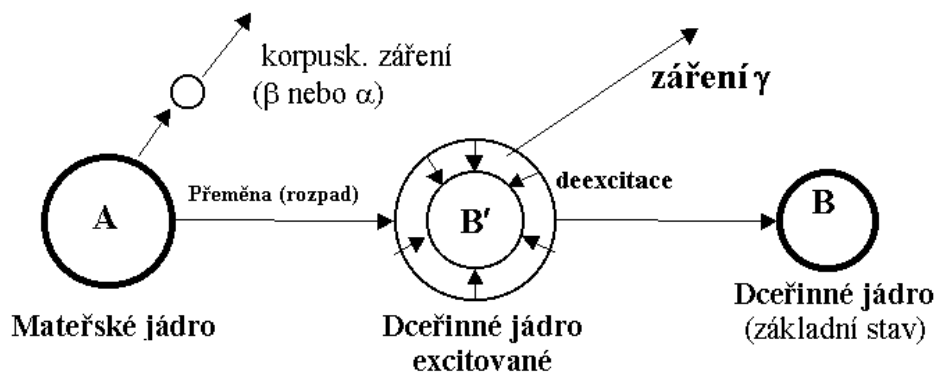


Posledním typem je speciální případ a to tzv. **elektronový záchyt** (nebo též inverzní beta rozpad). Při této situaci se stane to, že proton z jádra se sloučí s elektronem z atomového obalu. Dojde k vytvoření neutronu a elektronového neutrina. Prázdné místo v elektronové slupce je okamžitě nahrazeno elektronem z vyšších vrstev slupky, za vyzáření intenzivního Röntgenova záření. Atom se tak stává silným zdrojem ionizujícího záření. Krom toho je jádro velmi silně excitováno a při procesu deexcitace se stává i zdrojem γ -záření (viz. níže) [2], [19], [22], [23].

5.1.3. Záření gama

Jedná se o nejpronikavější záření ze všech druhů. Jeho podstatou je vysokoenergetické elektromagnetické záření, jehož vlnové délky jsou kratší než 124 pm a současně je energie jeho fotonů nad 10 keV. Toto záření vzniká právě při procesu deexcitace (Obr. 8). Podle [2]: „Nukleony jsou od sebe v excitovaném jádře více vzdálené, obsazují vyšší energetické hladiny. Velmi rychle nastane deexcitace, při níž se příslušný energetický rozdíl vyzáří ve formě fotonu tvrdého elektromagnetického záření – záření gama.“ Toto záření má také silný ionizační účinek, po střetu s látkou z ní uvolňuje nabitě částice vlivem fotoefektu.

Toto záření nelze zcela pohltit, je možné pouze snížit intenzitu např. ochranou, obsahující prvky těžkých kovů [2], [19], [23], [24], [25], [26].



Obrázek 8: Vznik excitovaného jádra a jeho deexcitace vyzářením γ -kvanta.

6. Detektory ionizujícího záření

Vzhledem k nezvratnému faktu, že ionizující záření je okem neviditelné, bylo potřeba vytvořit velmi sofistikované přístroje, které musí být velmi citlivé i na drobné změny. Obecně lze říci, že všechny přístroje pracují na principu interakce záření s látkou „čidla“, kde dochází k přeměně záření na jinou formu energie, kterou už lze detekovat pomocí běžných přístrojů. Díky těmto detektorům, můžeme zkoumat a využívat vlastnosti toho záření. Detektory ionizujícího záření lze dělit do více různých skupin podle principu detekce (viz níže), nebo dle způsobu zapojení (viz. praktické část):

- koincidenční zapojení – zaznamenává pouze ty impulzy, které byly vytvořeny ve stejnou dobu u dvou a více detektorů.
- antikoincidenční zapojení – prostý opak, zaznamenává pouze ty impulzy, které vznikly v různých dobách [27], [28].

6.1. Fotografické detektory

Historicky nejstaršími typy detektorů jsou detektory založené na účincích fotochemických reakcí. Pod tímto pojmem se rozumí obecně každá interakce záření s atomy látky. Nejstarším zástupcem této skupiny je **fotografická deska**. Poprvé byla použita na přelomu 19. a 20. století francouzským fyzikem Antoine Henri Becquerelem, který zkoumal zcela jiný jev – fluorescenci solí uranu. Tyto soli vložil mezi fotografické desky, následně po vyvolání zjistil, že ačkoliv nebyly ozářeny světlem, změnilo svoji chemickou povahu. Nejsnazším způsobem, jakým využít



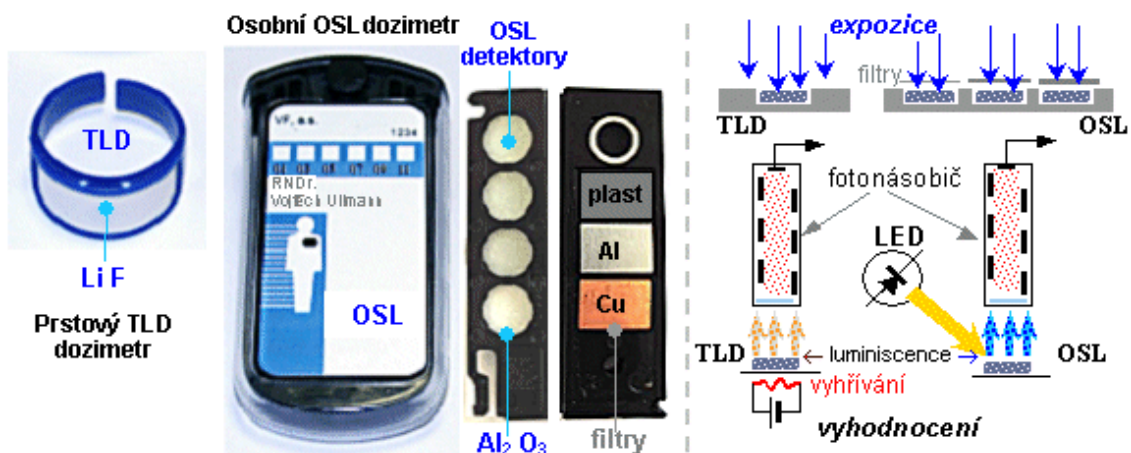
Obrázek 9: Filmový dozimetr.

fotografické detekce jsou **filmové dozimetry**. Podle [28]: „*Základem filmového dozimetru je políčko fotografického filmu, světlotěsně zabalené do černého papíru (od běžného fotografického filmu se liší tím, že má tlustší emulzi s vyšším obsahem bromidu stříbra). Ionizující záření prochází obalem filmu a ve fotoemulzi vytváří latentní obraz, který se vyvoláním zviditelní. Optická hustota zšednutí či zčernání filmu, kterou lze vyhodnocovat fotometricky, je pak mírou integrálního množství záření, které filmem prošlo během expozice; indikuje tím i dávku záření, která by byla absorbována v látce vystavené této expozici.*“ Tyto detektory jsou využívány hlavně pro osobní potřebu kontroly expozice ionizujícího záření, např. pracovníků se zářením, nebo také u obsluhy rentgenu [2], [28].

6.2. Materiálové detektory

Tato skupina detektorů je z principiálního hlediska velmi podobná skupině fotografických detektorů. Všechny tyto detektory využívají přeměnu vlastností účelných látek, jako např. změnu objemu, změnu složení látky, dále například i změny barev a excitace daných látek. Obecně se dá říci, že slouží ke zviditelnění a detekování stop částic, především těch s vysokou intenzitou. Využití je především v osobní dozimetrii.

Příkladem je **termoluminiscenční dozimetr**, nebo **fotoluminiscenční dozimetr** (Obr. 10). Oba dva přístroje jsou založeny na jevu metastabilní excitace, tj. elektrony, které uvolní ionizující záření přeskočí z valenční vrstvy do pásma vodivosti, kde se doslova usadí v prostorech poruchy krystalové mřížky – látka se stává metastabilní. Z toho prostoru se nemohou dostat jiným způsobem, než dodáním určité energie – v případě termoluminiscence je energie dodána zahřátím



Obrázek 10: Vlevo: Termoluminiscenční TLD dozimetr. Uprostřed: Fotoluminiscenční OSL dozimetr. Vpravo: princip činnosti TLD a OSL dozimetru.

látky, v druhém případě je dodána světlem. Dochází k okamžité deexcitaci a návratu elektronů zpět. Tento proces uvolní jisté množství energie v podobě fotonů, nastává luminescence materiálu.³ Světelný výtěžek je pak přímo úměrný radiační dávce [2], [28].

6.2.1. Detektory stop částic

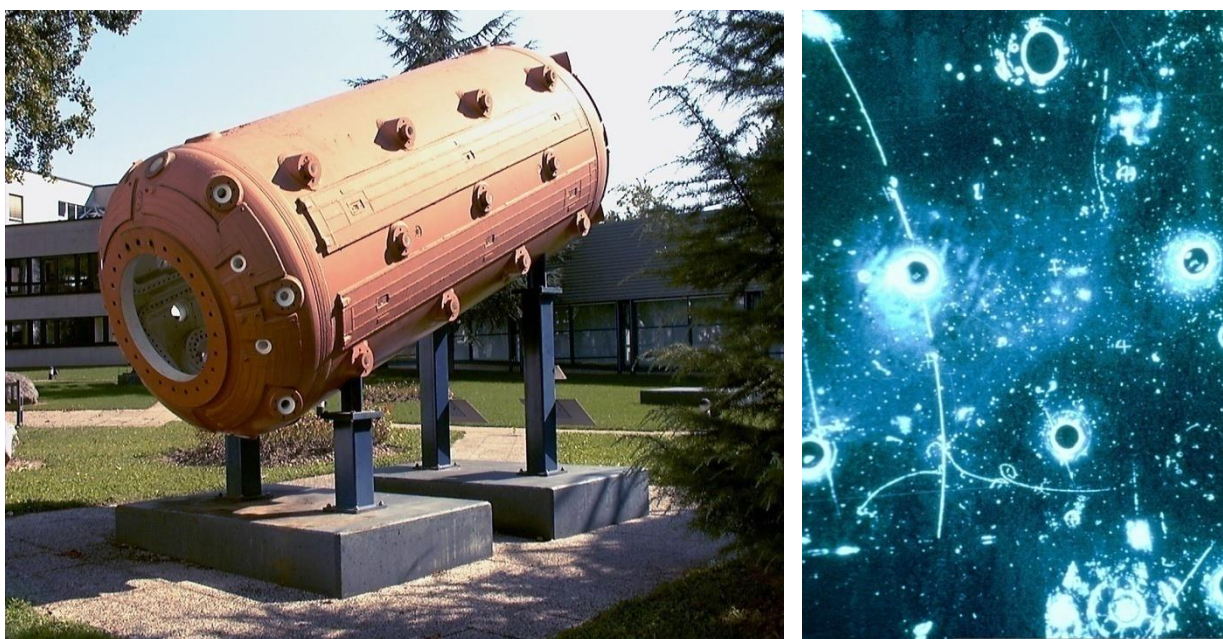
Speciální podskupinou materiálových dozimetrů jsou detektory stop částic. Jednou z možností je tzv. **jaderná fotoemulze**. Jedná se o zařízení, kde je na destičku aplikována emulze s obsahem stříbra. Pokud přes tuto emulzi projde částice, dojde k uvolnění stříbra a po vyvolání se stopa prolétající částice zviditelní. Pomocí speciálních mikroskopů se pak zkoumají vlastnosti této stopy. Zkoumá se energie a hmotnost částice pomocí dráhy doletu částice a hustoty stříbrných zrn. Dále, po vložení detektoru do magnetického pole, lze určit poměr náboje a hybnosti částice ze zakřivených drah.

Známým detektorem je **Wilsonova mlžná komora**. Jedná se o zařízení, ve kterém jsou vlivem adiabatického rozpínání, nízké teploty (cca $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$) a naprosto bezprašným prostředím udržovány nasycené páry (nejčastěji vodní páry, nebo např. páry isopropanolu) těsně nad bodem kondenzace. Když se do vnitřního prostoru

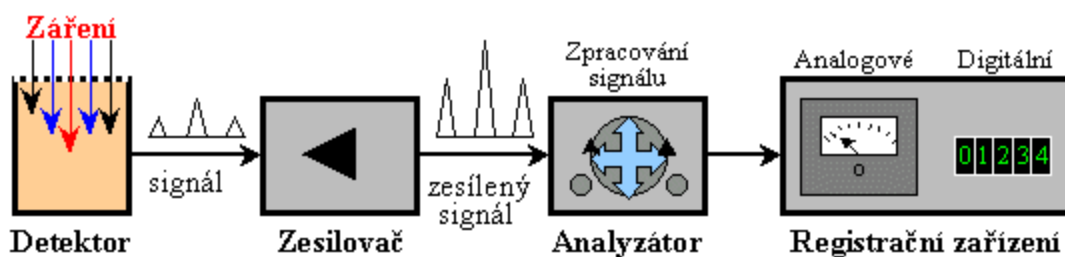
³ Poznámka od RNDr. Ullmana z [28]: „Mechanismus je do určité míry podobný vzniku scintilací ve scintilátorech. Hlavní rozdíl je právě doba života excitovaných elektronových hladin: zatímco u scintilátorů je žádoucí téměř okamžitá deexcitace s co nejmenší dobou dosvitu, u termoluminiscenčních a OSL materiálů je naopak požadována maximální (meta)stabilita, s co nejmenším fadingem – slábnutí signálu a odezvy detektoru“.

komory dostane částice, dochází k ionizaci prostředí par a vzniku kondenzačních jader. Nastává zviditelnění stopy částice pomocí mlžné stopy. Za použití stereoskopických snímků (dva přístroje k pořizování fotografií umístěných pod vhodnými úhly, provádí rekonstrukci drah) se následně zkoumá délka a sytost stopy – tyto vlastnosti jsou různé pro rozdílné druhy částic a energií.

Dalším zařízením je **bublínková komora**. Toto zařízení pracuje na opačném principu než mlžná komora – obsahuje přehřátou kapalinu (dříve se používal éter, dnes se využívá nejčastěji kapalného vodíku) ve které se po průletu částice vytvoří shluk pozorovatelných bublin. Z [2]: „*Díky bublínkové komoře byl učiněn objev slabých neutrálních proudů v komoře Gargamella (CERN) v roce 1973, který naznačil správnost teorie elektroslabých interakcí a vedl k objevu bosonů W a Z v roce 1983*“ (Obr. 11) [2], [28].



Obrázek 11: Vlevo: Vystavená bublínková komora Gargamella CERN. **Vpravo:** Skutečná fotografie prokázané interakce neutrina s elektronem.



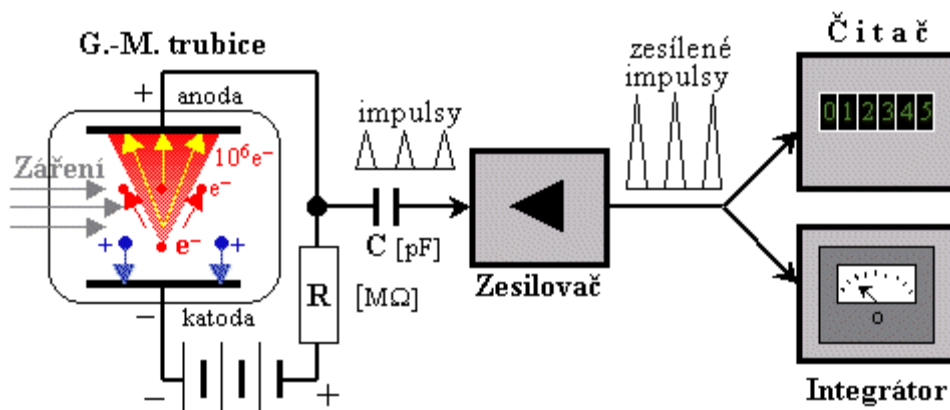
Obrázek 12: Obecné schéma zapojení elektronického detektoru.

6.3. Elektronické detektory

Nejmodernější zařízení pro detekci ionizujícího záření jsou elektronické dozimetry. Pracují na principu převodu energie ionizačního záření na elektrickou energii, nebo impulsy, které se dále zpracovávají. Obecné schéma zapojení sestavy je na Obr. 12.

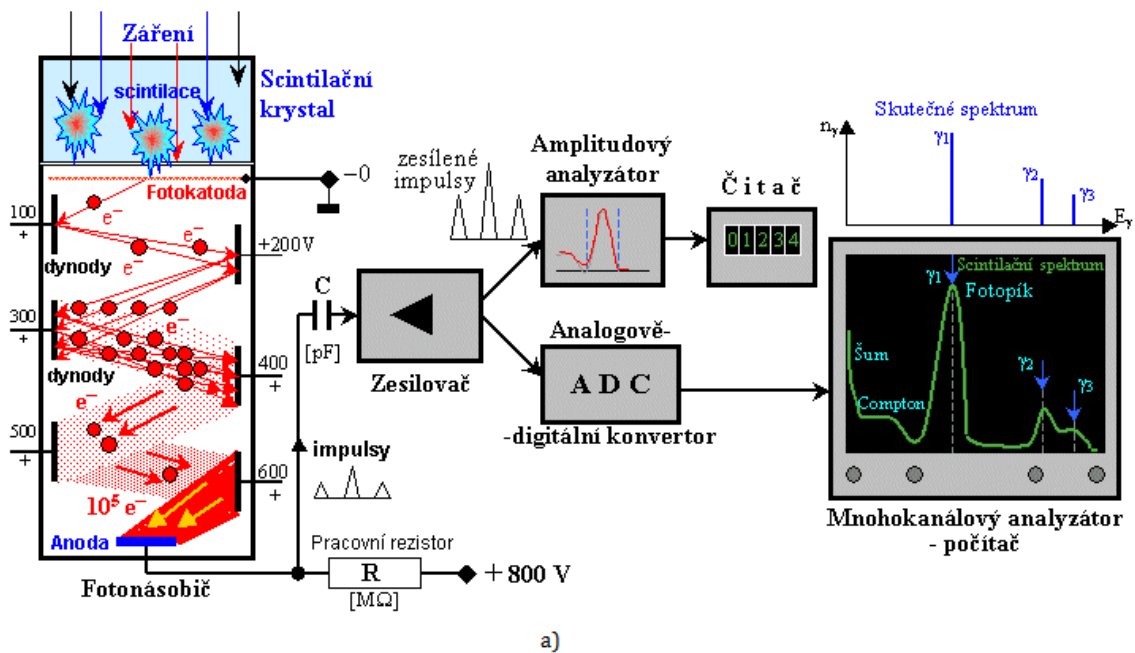
Dříve nejvýznamnějším zástupcem byl **Geiger-Müllerův detektor** (Obr. 13), sestaven roku 1928 Hansem Geigerem a Waltherem Müllerem. Jedná se o neprodyšně uzavřenou ionizační komoru, ve kterém je umístěn drát, který je obklopený plynem. Při reakci ionizujícího záření s plynem nastává jeho ionizace, elektrony jsou přitahovány k anodě a kationty ke katodě. Nastává lavinovitá sekundární ionizace, která vytvoří silný výboj, který je dále veden a převeden na detekovaný elektrický impuls. Nutností každého detektoru je přítomnost určitých prostředků, tzv. „zhášecích látek“, které slouží k přerušení výboje – jinak by nebylo možné detekovat další výboj a mohlo by to vést dokonce i ke zničení detektoru.

Jejich velkou výhodou je poměrná jednoduchost přístroje. Co se však týče přesnosti měření, byly postupně nahrazovány dokonalejšími detektory z řad scintilačních a polovodičových detektorů. Používají se např. jako hlásiče radiace, monitorovací systémy, nebo pro různá nenáročná komerční či školní využití.

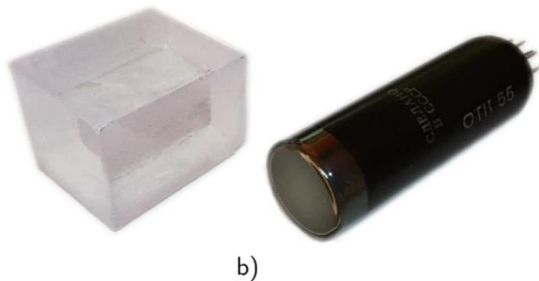


Obrázek 13: Schéma Geiger-Müllerova detektoru.

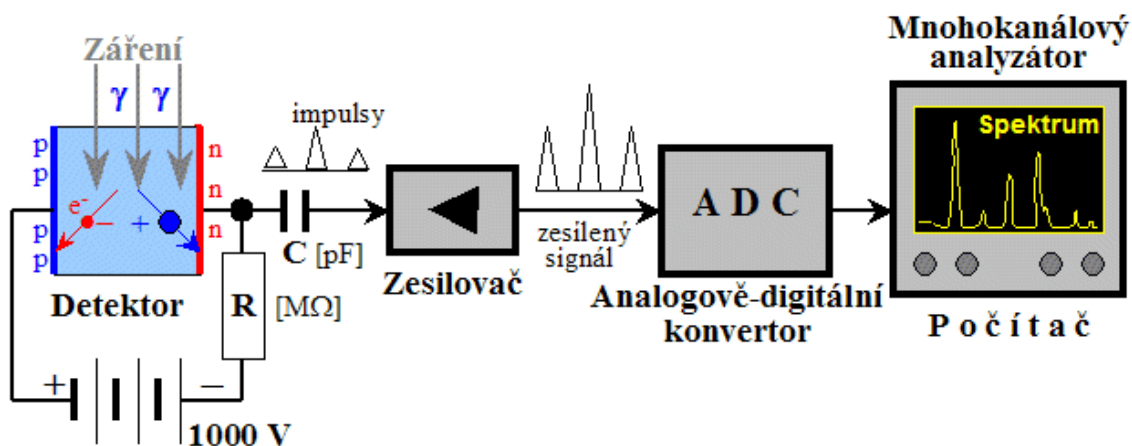
Další alternativou jsou **scintilační detektory**. Jedná se o detektory, které obsahují látku (např. krystal NaI(Tl) – jodid sodný aktivovaný thaliem), tzv. scintilátor, který má specifickou vlastnost – radioluminiscenci, neboli schopnost vyzáření fotonu při průchodu částice ionizujícího záření. Do tohoto krystalu je přivedeno měřené záření, vzniklý záblesk je dále veden do fotonásobiče (Obr. 14b), který obsahuje dvě důležité složky – fotokatodu, která přemění dopadající fotony na elektrony a dále soustavu dynod, které mají větší a větší kladné napětí a fungují jako urychlovače. Vlivem fotoelektrického jevu dochází k sekundárním emisím elektronů a nárůstu jejich počtu na dostatečné množství aby po dopadu na poslední anodu vytvořily lehce detekovatelný elektrický impuls. (Obr. 14a).



Obrázek 14: a) Schéma scintilačního detektoru.



b) Plastikový scintilátor a fotonásobič.



Obrázek 15: Schéma polovodičového detektoru.

Nejmodernější alternativou pro měření ionizujícího záření jsou **polovodičové detektory**. Jejich princip je docela podobný ionizační komoře. Jedná se o diodu v obvodu s vysokým napětím v závěrném směru. Po vstupu ionizačního záření se začnou vytvářet elektron-děrové páry, to vede k vytvoření impulsu, který se dále zesílí a lze ho měřit [2], [27], [28].

7. Jednotky měření radioaktivního záření

V oblasti radioaktivity a jejího měření, se můžeme setkat se třemi různými jednotkami. V oblasti radioaktivního rozpadu se měří tzv. **aktivita vzorku**, tedy rychlost přeměny jader na stabilnější prvek. Platí:

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N,$$

kde N určuje počet nepřeměněných jader, λ je tzv. *rozpadová konstanta*, která je různá pro různé atomy a znaménko mínus je zde proto, aby výsledek byl kladná hodnota jelikož se jedná o rychlost úbytku. Jednotkou je 1 Bq (becquerel), což udává jednu přeměnu za jednu sekundu.

Další jednotkou je **absorbovaná dávka**, která popisuje ionizující záření jako energii, která je v daném místě a danou látkou absorbována. Platí:

$$D = \frac{E}{m}.$$

Jednotkou této veličiny je $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$, neboli 1 Gy (gray).

Spánek v něčí blízkosti	+0,05 μSv
Snědení banánu	+0,1 μSv
Roční používání CRT monitoru	+ 1 μSv
Rentgenové vyšetření jedné paže	+ 1 μSv
Rentgenové vyšetření zubů	+ 5 μSv
Rentgenové vyšetření hrudníku	+ 20 μSv
CT vyšetření hrudníku	+ 5,8 mSv
<hr/>	
Nemoc z ozáření	2 Sv
Extrémní dávka (při lékařské péči lze přežít)	4 Sv
Smrtelná dávka	8 Sv
<hr/>	
Limit pro obyvatelstvo ČR	5 mSv/rok
Limit pro pracovníky jaderných elektráren	20 mSv/rok

Tabulka 1: Zdroje ionizujícího záření.

Při zkoumání biologického vlivu ionizujícího záření na člověka se vedle absorbované dávky nejčastěji využívá **dávkového ekvivalentu**, pro který platí:

$$H = DQ,$$

kde D je absorbovaná dávka a Q je označení pro jakostní činitel. Podle [29]: „*Jakostní činitel vyjadřuje rozdílnou biologickou účinnost různých druhů záření.*“ Jednotka dávkového ekvivalentu je 1 Sv (sievert).

Zajímavost z [2]: „*Celkový dávkový ekvivalent, který obdrží obyvatel České republiky za jeden rok, je přibližně 1 mSv. Z toho asi 0,3 mSv z kosmického záření, další 0,3 mSv z podloží a 0,04 mSv z vlastního těla (např. kosti obsahují celkem dva gramy radioaktivního draslíku 40).*“ Pro srovnání, při jedné ze dvou největších jaderných katastrof v ukrajinské jaderné elektrárně Černobyl, byl dávkový ekvivalent 6 hodin po katastrofě roven cca 300 sievertů za hodinu. [2], [29], [30]

8. Účinný průřez, absorpční koeficient a polotloušťka

Pro všechny řízené jaderné reakce je žádoucí, aby byla pravděpodobnost reakce ostřelující částice s částicí terče co největší. Jednou z podmínek vyšší pravděpodobnosti udává **účinný (srážkový) průřez**. Jak je uvedeno ve [31]: „Z daného projektilu a terče mohou vznikat obecně různé produkty v závislosti na energii projektilu (např. pomalejší neutrony mohou někdy jádro rozštěpit snadněji než neutrony rychlé), úhlu, pod kterým projektil na jádro dopadne, a veličina účinný průřez vyjadřuje velikost plochy terče nastavované letící částici.“ Jednotkou je čtverečný metr, ten je však pro mikroskopický atomární svět velmi velký. Proto byla zavedena jednotka barn a platí že, $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$, tudíž hodnotě, která vyjadřuje přibližně velikost geometrického průřezu jádra. Po odvození vztahu (úplně odvození je uvedeno v [2]) dostaneme rovnici:

$$N = N_0 e^{-n\sigma x},$$

kde dalším důležitým prvkem je součin $n\sigma$ (vzorek obsahuje n částic s účinným průřezem σ). Nazývá se **absorpční koeficient** a je různý pro různé materiály.

Poslední veličinou, která zde bude uvedena, je tzv. **polotloušťka materiálu**. Jedná se o fyzikální veličinu, která definuje šířku materiálu, který sníží intenzitu záření na polovinu původní hodnoty. Platí:

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu},$$

kde μ značí absorpční koeficient. Jak bylo uvedeno, jak polotloušťka, tak absorpční koeficient závisí na materiálu, který je použit ke stínění a zároveň na druhu energie záření (viz. Tab. 2).

Jak lze vyčíst z tabulky, olovo je např. velmi dobrý materiál ke stínění gama záření, využívá se v lékařství a ke skladování zářičů. Na druhou stranu je olovo velmi špatný stínící materiál proti záření beta.

Voda se např. velmi využívá ke stínění záření gama – využívá se hlavně ke skladování jaderného odpadu.

Beton má také využití ke stínění gama záření – má stejné využití jako voda. Známý je „betonový sarkofág“ jaderné elektrárny v Černobylu. [2], [31], [32], [33]

Energie	Olovo $11,35 \frac{g}{cm^3}$	Železo $7,96 \frac{g}{cm^3}$	Hliník $2,70 \frac{g}{cm^3}$	Voda $1,00 \frac{g}{cm^3}$	Beton $2,35 \frac{g}{cm^3}$
0,3 MeV	0,16	0,82	2,46	5,82	2,76
0,5 MeV	0,40	1,06	2,94	7,53	3,39
1,0 MeV	0,82	1,47	4,23	9,76	4,65
1,5 MeV	1,17	1,83	5,06	12,16	5,72
2,0 MeV	1,36	2,07	6,19	13,86	6,66
3,0 MeV	1,47	2,34	7,37	17,77	8,15
4,0 MeV		2,76	8,35	20,38	9,36
5,0 MeV		2,85	9,63	23,10	10,34
10 MeV		2,95	11,75	30,13	13,86
20 MeV			12,16	38,50	14,14

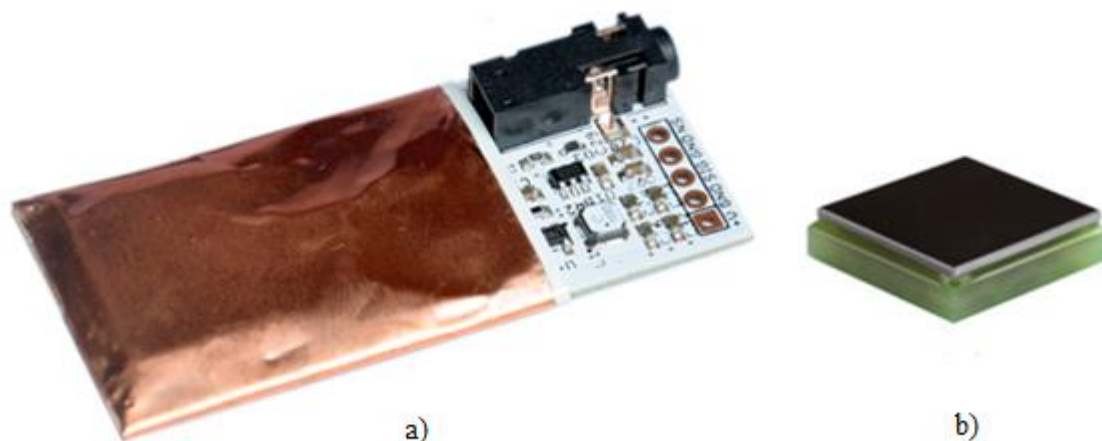
Tabulka 2: Polotloušťky různých materiálů (v cm) v závislosti na energii gama záření.

9. Praktická část

Experimenty z jaderné fyziky jsou obzvláště populární na všech úrovních výuky fyziky. Pro detekci beta a gama záření se běžně používají Geiger-Müllerovy detektory. Konstrukce těchto detektorů pro laboratorní cvičení má řadu nevýhod – pro jejich provoz je nutné vysoké napětí a vyžadují tvarovací obvody pro výstupní impulsy. Z těchto důvodů se též nezdá pravděpodobné, že by ve školách bylo možné nahradit Geiger-Müllerovy detektory scintilačními detektory. Jejich fotonásobiče také vyžadují vysoké napětí a jejich cena je mnohem vyšší než u Geiger-Müllerových detektorů.

Zajímavou alternativou jsou polovodičové detektory, kterých je využito v tomto experimentu. Jejich princip je podobný fotodiodám. Na křemíkovém wafferu je vytvořen velmi tenký PN přechod (široký řádově 100 μm) a tato dioda je zapojena v závěrném směru. Vystavení této prostorové konfigurace ionizujícímu záření způsobí vznik páru elektron-díra a tím slabého ionizačního proudu, který lze měřit. U křemíku platí, že energie k vytvoření elektronového páru je okolo 3,6 eV. Křemík má také vysokou pohyblivost náboje a dobrou mechanickou stabilitu, což je velmi výhodné pro konstrukci detektoru ionizujících částic.

Japonská společnost RadiationWatch [34], která poprvé použila polovodičové detektory v náramkových hodinkách, nabízí několik typů hotových modulů, které využívají polovodičový detektor. Kromě modulu, který lze přes konektor typu jack připojit k chytrému mobilnímu telefonu (impulsy se vtipně přenášejí jako zvukový signál – konektor mobilního telefonu totiž umožňuje i připojení mikrofону; částice se počítají a ekvivalentní dávka se vypočítá pomocí mobilní aplikace), je zde také zajímavý modul, který může být napájen třemi až devíti volty a jeho výstupem jsou přímo TTL impulsy odpovídající průletům detekovaných částic. Je označován jako *PocketGeiger Type 5* (Obr. 16a) a používá PIN diodu X 100-7 SMD vyrobenou firmou First Sensor [37] s aktivním prostorem 100 mm^2 a černou epoxidovou zapouzdřovací deskou (Obr. 16b). Dioda je totiž citlivá i na viditelné světlo a pro měření ionizujícího záření je zapotřebí viditelné světlo odstínit.



Obrázek 16: a) PocketGeiger Type 5 polovodičový detektor β a γ záření. Skutečná velikost 5,5×2,5 cm.; b) SMD PIN dioda X100-7.

9.1. Princip pokusu

Při návrhu detektoru záření lze použít jakoukoliv formu excitace. Můžeme např. uvažovat jednoduchý fotorezistor, ale v takovém případě by byl tepelný temný proud mnohem vyšší než signál generovaný ionizujícím zářením). Tento problém může být vyřešen použitím předpětí v závěrném směru PN přechodu.

Princip výroby polovodičů a PN přechodu je dobře znám. Tepelná difúze pohání díry a elektrony napříč PN přechodem, elektrony difundují z N do P-oblasti, zanechávají čistý kladný náboj v N-oblasti a budující potenciál. Podobný postup platí i pro díry. Předpětí v závěrném směru znamená, že vnější napětí rozšiřuje potenciálovou bariéru, která brání přenosu náboje přes hradlovou vrstvu a zvětšuje tak její šířku.

Ve většině případů se používají lavinové fotodiody nebo PIN diody. Lavinové fotodiody jsou polovodičové detektory s vnitřním zesílením, podobné proporcionálním čítačům. Nosiče nábojů jsou dostatečně urychleny, aby vytvořily další páry elektron-díra. Pod vlivem elektrického pole elektrony driftojí a získávají dostatečnou energii pro ionizaci, tj. pro tvorbu dalších párů elektron-díra. Sekundární elektrony a díry mohou také ionizovat okolní částice a tvořit další páry elektron-díra a tak dále. Kombinované působení elektronů a děr vede k trvalé lavině.

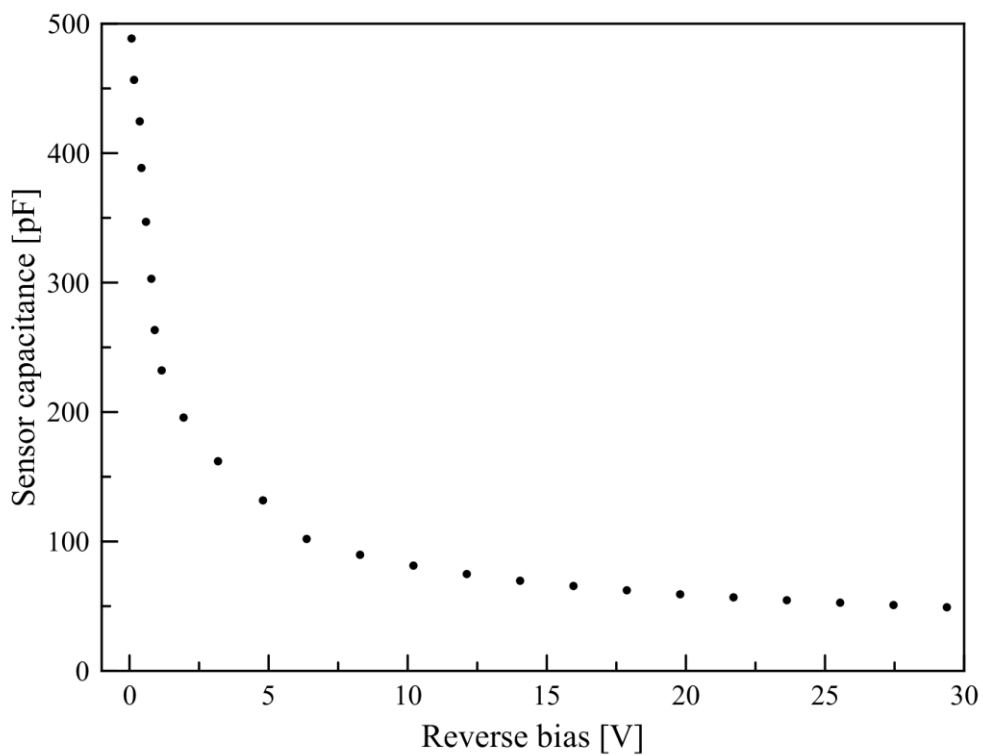
PIN diody jsou diody se širokým vnitřním polovodičovým pásem mezi polovodičem typu P a polovodičovou oblastí typu N (vnitřní oblast I/Intrinsic

obsahuje náboje z oblastí P a N, které rekombinovaly, a proto je oblast I tvořena v zásadě izolantem neobsahujícím volné nosiče náboje). V této oblasti mohou být páry elektron-díra generovány dopadajícím fotonem. Tento jev využívají zařízení pro detekci fotonového záření, jako jsou fotodiody PIN a fototranzistory.

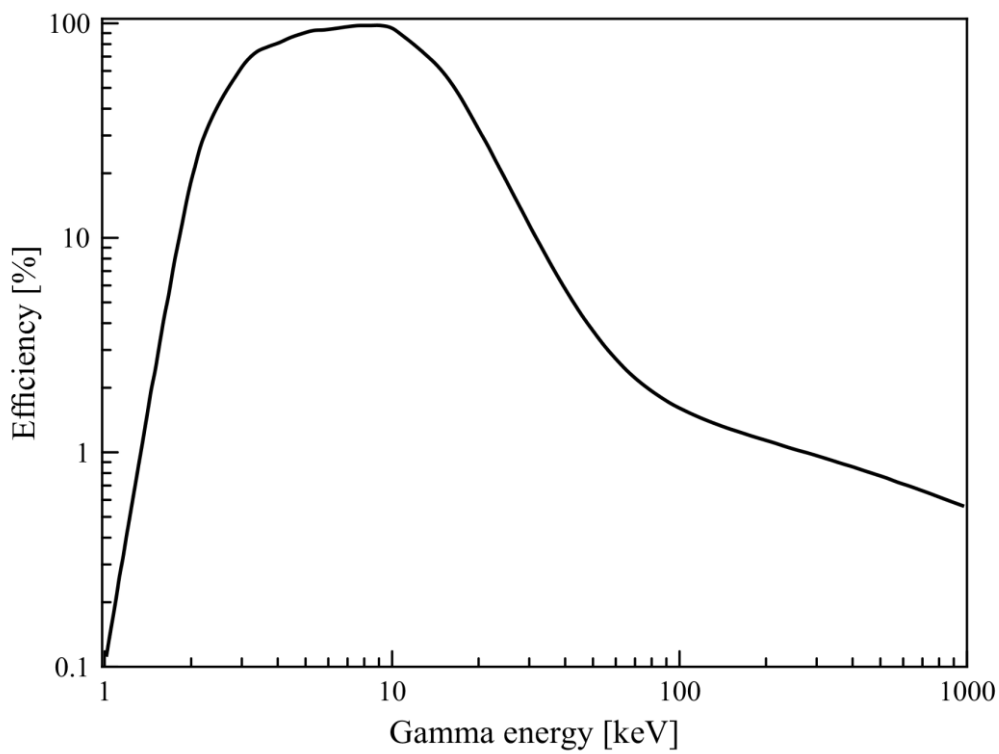
Pro praktický design detektoru jsou tři klíčové vlastnosti – plocha diody, temný (tepelný) proud a kapacita. Kapacita, pokud je to možné, musí být co nejmenší, plocha diody co možná největší a předpětí v závěrném směru co nejmenší. Velká plocha diody je velmi žádoucí, jelikož poskytuje více prostoru pro dopad fotonů, na druhou stranu však čím větší je plocha, tím vyšší je temný proud a kapacita. Předpětím fotodiody v závěrném směru lze zvýšit velikost hradlové oblasti a kapacita se tím významně sníží. Režim předpětí v závěrném směru se nazývá fotovodivý režim.

Kapacita použité PIN diody X100-7 jako funkce předpětí v závěrném směru byla měřena podle laboratorního protokolu převzatého z [35] (bylo zvoleno cenově dostupné řešení s použitím proudového operačního zesilovače namísto komerčního předzesilovače a levného zařízení pro sběr dat tvořeného kartou Arduino) Výsledky pro pokojovou teplotu jsou na Obr. 17 (str. 39). Hodnota temného proudu podle datového listu [37] je $6 \cdot 10^{-8}$ A až $5 \cdot 10^{-9}$ A pro stejný napěťový interval.

Kapacita použité PIN diody dosahuje hodnoty 50 pF pro nejvyšší předpětí. Pokud použijeme vzorec pro deskový kondenzátor, je-li aktivní plocha 100 mm^2 a relativní permitivita křemíku 11,7, můžeme odhadnout tloušťku hradlové vrstvy na $210 \text{ }\mu\text{m}$ při předpětí 30 V. S takovou tloušťkou křemíku lze odhadnout hodnotu absorpce γ -záření na 81 % při 10 keV, 0,9 % při 100 keV a 0,3 % při 1000 keV podle on-line kalkulačky [36], která je v souladu s hodnotami uvedenými v katalogovém listu [35] (viz Obr. 18). Ačkoliv se účinnost pro gama záření s energií ve stovkách keV pohybuje pouze kolem jednoho procenta, je možné tento detektor použít v experimentu, který je popsán v následující kapitole.



Obrázek 17: Snímač kapacity jako funkce reverzního předpětí



Obrázek 18: Účinnost jako funkce energie γ -záření



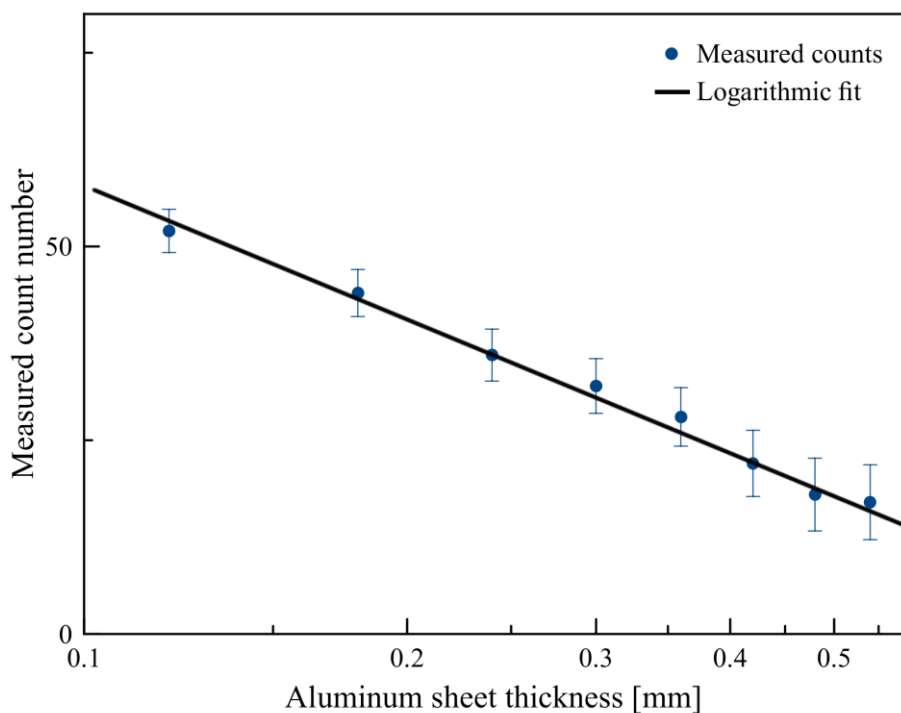
Obrázek 19: Sestava pro měření koeficientu absorpce

U detektorů částic je také důležitou veličinou tzv. mrtvá doba (deadtime). Mrtvá doba je definována jako doba po každé detekci částice, během které systém není schopen zaznamenat další částici. Mrtvá doba detektoru byla měřena pomocí osciloskopu. Detektor Typu 5 má na výstupu TTL signál LOW v okamžiku detekce částice. Šířka pulsu t je asi $50 \mu\text{s}$ a lze ji nastavit pomocí pull-up rezistoru. Tato nekompensovatelná hodnota musí být považována za mrtvou dobu, protože všechny fyzikální procesy v samotné diodě PIN probíhají na kratších časových škálách.

9.2. Laboratorní cvičení

Na Obr. 19 je znázorněno uspořádání experimentu pro měření polotloušťky a absorpčního koeficientu materiálů. Byl použit standardní laboratorní zdroj záření, využívající radioaktivního izotopu Stroncina-90, který prochází beta rozpadem na yttrium-90 s rozpadovou energií $0,546 \text{ MeV}$. Mezi zdroje a čidlo *PocketGeiger Type 5* (Obr. 16) bylo poté postupně přidáváno hliníkové stínění. Detektor byl umístěn co nejbližší zdroji, tak aby ponechal pouze prostor pro hliníkové destičky.

Demonstrační čítač, který je třetí iterací projektu PhysDuino [38], je popsán na internetových stránkách autorů [39] (Obr. 19). Po zvolenou dobu (např. jednu minutu) počítá pulsy z detektoru a po jedné minutě se počítadlo zastaví, což je indikováno rozsvícenou desetinnou tečkou. Po resetování lze měření provést znovu. Do dráhy částic se přidají hliníkové plechy stejné šířky. Počet pulzů lze současně přenášet přes USB do počítače, což může urychlit zpracování dat.



Obrázek 20: Počet naměřených průletů částic jako funkce tloušťky hliníkové destičky pro β -částice o energii 0,546 MeV.

Po prvním měření bez zdroje záření, díky kterému bylo možné určit aktivitu pozadí (která byla při následujících měřeních odečítána), byly postupně mezi zdroj a detektor přidávány úzké hliníkové plíšky stejné šířky 0,065 mm. Naměřená data (Obr. 20) byla proložena exponenciální křivkou $y = Ae^{-Bx}$ s parametry $A = 74,41$, $B = 2,644 \text{ mm}^{-1}$. Parametr B má význam koeficientu lineárního útlumu $\mu = 0,26 \pm 0,02 \text{ cm}^{-1}$. Pro polotloušťku dostáváme hodnotu

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = 2,7 \text{ cm.}$$

S vypočtenou chybou je hodnota polotloušťky $2,7 \pm 0,2 \text{ cm}$ nebo $100 \pm 10 \text{ mg/cm}^2$ a koeficient hmotnostního útlumu $10 \pm 1 \text{ cm}^2/\text{g}$. Přehledová studie [40] uvádí hodnoty mezi 110–160 mg/cm^2 pro polotloušťku a 7–9 cm^2/g pro hmotnostní koeficient útlumu pro částice β o energii 546 keV v hliníku. V rámci vypočtených chyb jsou vypočtené hodnoty v souladu se studií.

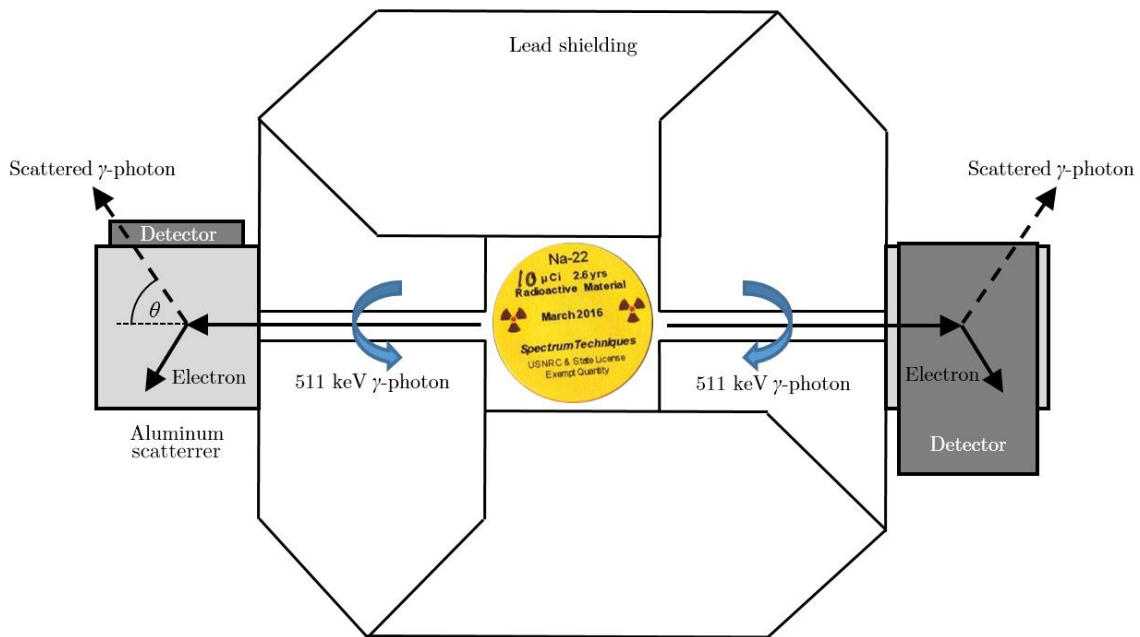
9.3. Demonstrace kvantové provázanosti

Popsaný experiment je moderní realizace klasického experimentu Wu a Shaknova [41], ve kterém demonstrovali úhlovou korelaci gama fotonů emitovaných z anihilace elektronu s pozitronem a následně rozptýlených podle Comptonova rozptylu.

Během anihilace elektronu a pozitronu jsou dva gama fotony o energii 511 keV emitovány v opačných směrech kvůli zákonu zachování hybnosti (Obr. 21). Z kvantové teorie víme, že jejich spiny jsou vzájemně posunutý o $\pi/2$. Tyto dva fotony, které jsou výsledkem anihilace, tvoří jeden kvantový systém, ve kterém jsou navzájem kvantově provázány („zapleteny“). Podle našeho názoru je nejlepším popisem tohoto fenoménu citát A. Wheelera [42]: *„Podle teorie párů, je-li jeden z těchto fotonů polarizován v jedné rovině, pak je foton, který odchází v opačném směru se stejnou hybností lineárně polarizován v kolmé rovině.“* (teorie párů, na kterou Wheeler odkazuje, je teorie elektron-pozitronu od P. A. M. Diraca).

Stav polarizace fotonů může být měřen Comptonovým rozptylem. V tomto nepružném rozptylu fotonu nabitou částicí (obvykle elektronem) existují dvě kritéria. Za prvé, snížení energie (zvýšení vlnové délky) fotonu, a za druhé změna směru šíření částice o úhel θ . V tomto případě se používají dva hliníkové bloky jako Comptonovy rozptylovače a dva polovodičové detektory jsou umístěny laterálně, aby zachytili záření rozptýlené v úhlu kolem 90° , protože průřez pro tuto interakci závisí na relativním uspořádání spinů dvou interagujících částic. V tomto případě se jedná o spin příchozího fotonu a spin elektronu v hliníkových blocích. Tato vlastnost je základem Comptonovy polarimetrie.

Stav zapletených fotonů zajišťuje, že se úhlová korelace projevuje s různými rychlostmi počítání ve vztahu k relativní poloze detektorů. Jeden detektor je udržován v pevné poloze, zatímco druhý je umístěn paralelně k prvnímu detektoru a následně je umístěn kolmo. Dva detektory jsou provozovány v koincidenčním režimu pro detekci pouze fotonových párů vytvořených stejnou anihilací. Větší počet impulzů se měří, když jsou dva detektory umístěny kolmo a menší počet, když jsou umístěny paralelně. Poměr mezi dvěma rychlostmi počítání by měl mít hodnotu rovnou dvěma, v závislosti na realizaci.



Obrázek 21: Schéma experimentální sestavy kvantově provázaných γ -fotonů - detektory v kolmé konfiguraci.

Pro entanglované fotony Pryce a Ward [43] vypočítali očekávané azimutální rozložení rozptýlených kvant. Opačně nasměrované paprsky vyzařovaného záření vycházející ze zdroje sodíku-22 a následně pak narážejí na rozptylovače ze železa. Optimální poloha detektorů je pro úhel rozptylu 82° (pro který Comptonův efekt vykazuje optimální citlivost na polarizaci pro gama paprsky o energii 511 keV, podrobnosti viz [43]).

Dva detektory jsou provozovány v koincidenčním režimu pro detekci pouze fotonových párů generovaných stejnou anihilací. Kvantový popis dvou kvantově zapletených gama fotonů poskytuje poměr zaznamenaných koincidencí s detektory umístěnými rovnoběžně a kolmo a platí:

$$\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}} = 2,82.$$

Skutečné hodnoty získané experimentováním jsou závislé na geometrii systému. V experimentu Wu-Shaknova [41] byla naměřená hodnota $R_{\perp}/R_{\parallel} = 2,04 \pm 0,08$.

9.4. Předběžné přípravy

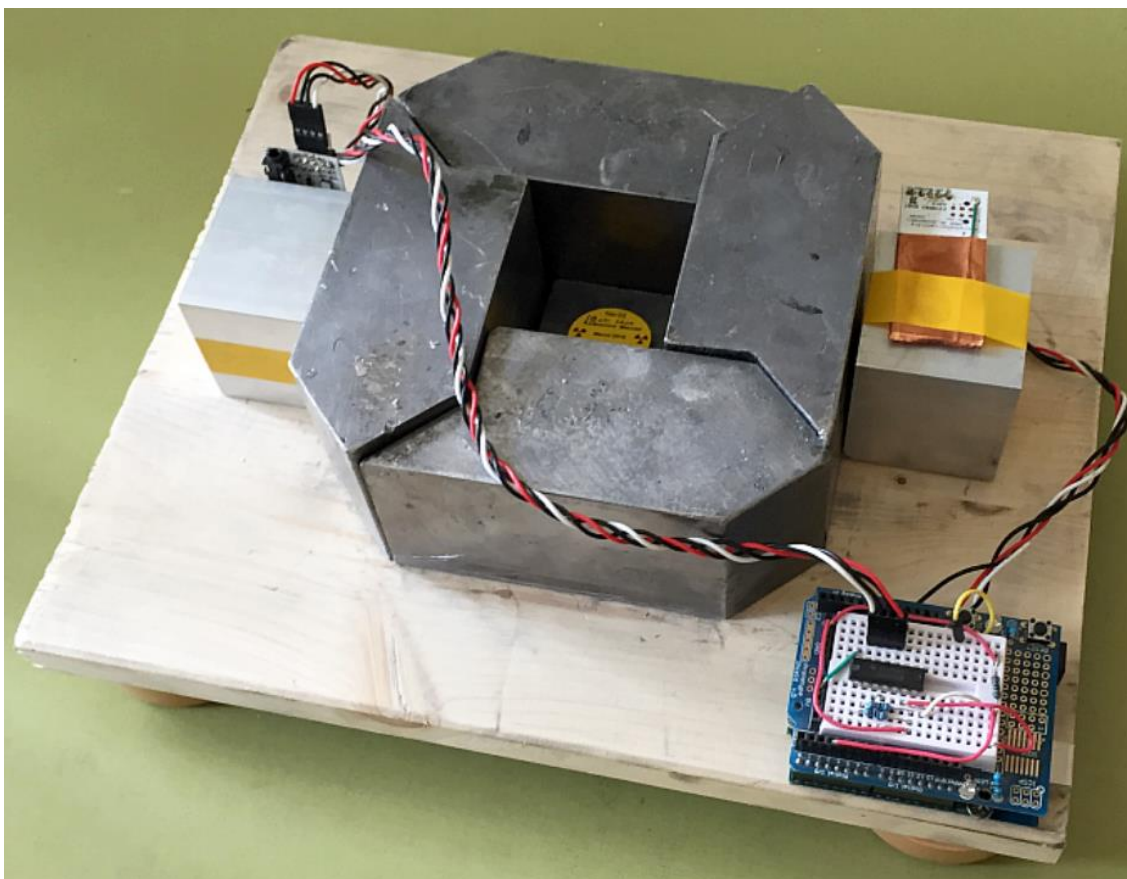
Experiment popsaný v tomto článku byl inspirován nízkonákladovým řešením popsáním v publikaci Scientific American [44], kde byly jako detektory použity Geiger-Müllerovy trubice.

Pro generování entanglovaných γ -fotonových párů byl v našem případě vybrán komerčně dostupný diskový zdroj využívající izotop sodíku-22, o aktivitě 10 μCi (370 kBq). Pro tento zdroj je dávkový příkon ve vzdálenosti cca 30,5 cm kolem 1 $\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$.

Z bezpečnostních důvodů se přidává stínění vyrobené z olova. Olovo má střední hodnotu tloušťky 0,42 cm pro gama paprsky 500 keV, takže z praktických důvodů byla zvolena vrstva olova o tloušťce pěti centimetrů. Pak je dávkový ekvivalent v 10 cm 0,44 $\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ a 0,07 $\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ ve vzdálenosti 25 cm. Stínění bylo zkonstruováno za použití standardních komerčně dostupných šípových olověných cihel o průměru 5 cm. Tyto cihly jsou lehce skládatelné a zároveň poskytují velmi dobré stínění před nežádoucími účinky radiace. Jejich nevýhodou je vysoká hmotnost a toxicita olova. Problém toxicity vyřeší vhodný obal.

9.5. Konstrukce zařízení

Experimentální uspořádání je znázorněno na Obr. 21 a 22. Jako zdroj záření byl použit sodík-22 s poločasem rozpadu 2,6 roku, z důvodu příhodného typu rozpadu a vhodné intenzity zářiče. Silnější zářič by vyžadoval lepší stínění, zatímco slabší zase delší dobu experimentu. Tento zářič je běžně dostupný a nespadá do kategorie tzv. významných zdrojů ionizujícího záření, takže pro jeho pořízení není nutné žádné speciální povolení (viz. vyjádření Státního úřadu pro jadernou bezpečnost v příloze D). Do olověného stínění byly na protilehlých stranách vyvrtány dva otvory o průměru 8 mm, na kterých byly našroubovány dvě 5 cm hliníkové kostky sloužící jako Comptonovy rozptylovače. Dva senzory typu *PocketGeiger Type 5* (stejný typ jako na Obr. 16) byly umístěny nad kostkami a připojeny v koincidenčním obvodu, tzn. jsou zaznamenávány pouze částice, které prošly oběma detektory zároveň. Je použit dostupný integrovaný obvod MH7400, na jehož výstupy jsou přivedeny TTL výstupy detektorů. Výstup je pak znegován



Obrázek 22: Experimentální sestava pro zapletené γ -fotony – realizace

(protože obvod 7400 obsahuje hradla NAND) a výstup je zaveden do digitálního vstupu karty Arduino. Následně je počet pulzů odeslán do PC přes USB port, který emuluje sériové připojení. Celé zařízení je napájeno pouze z USB portu, protože karta Arduino umožňuje využít napětí z USB portu pro napájení TTL logiky detektorů.

9.6. Výsledky

Nejprve bylo nutné provést měření bez zdroje gama záření, protože i záření pozadí může vyvolat falešné koincidence. Během prvního desetihodinového cyklu bylo zaznamenáno 82 koincidence v důsledku pozadí, což odpovídá 0,14 koincidence za minutu (CPM). Tato hodnota byla poté odečtena od dat měřených se zdrojem záření gama. Odhadneme-li chybu měření jako $\sigma = \sqrt{N}$, kde N je počet koincidence. Dostáváme 82 ± 9 koincidence, nebo také $0,14 \pm 0,05$ CPM pro hodnoty pozadí.

Dále byly měřeny dva desetihodinové cykly se zdrojem gama záření, jeden s kolmou polohou detektorů a jeden s rovnoběžnou. Pro kolmou polohu jsme dostali (s korekcí na koincidence způsobené pozadím) 294 ± 17 koincencí a pro rovnoběžnou polohu 156 ± 12 koincencí s relativní odchylkou v obou případech kolem 8%.

Konečná hodnota vyjadřující poměr zaznamenaných koincencí pak vychází:

$$\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}} = 1,9 \pm 0,2.$$

kde jsme absolutní odchylku určili z odchylky relativní a vypočteného poměru koincencí. Naměřené hodnoty jsou velmi vzdálené hodnotám, které obdrželi Wuová a Shankov, ale jsou plně srovnatelné např. s hodnotami z experimentů Bleuera a Bradta [45] $R_{\perp}/R_{\parallel} = 1,9 \pm 0,3$, nebo s hodnotami z experimentů od Vlasova a Dzhelepova [46] (podle odkazu ve [47]) $R_{\perp}/R_{\parallel} = 1,7 \pm 0,2$. Tyto rozdíly jsou způsobeny různou geometrií a materiály používanými jako Comptonovy rozptylovače.

I když se podle datového listu [37] může zdát, že PIN dioda není nejlepším senzorem pro detekci ~ 500 keV γ -fotonů, výsledky jsou v souladu s hodnotami publikovanými v minulosti. Na druhou stranu, PIN-diodový detektor je ve srovnání s Geiger-Mülleorvými trubicemi nebo fotonásobiči mnohem levnější a konstrukčně jednodušší.

Závěr

V této práci byly uvedeny základní informace o jevu kvantové provázanosti, současně s nejvýznamnějšími experimenty na poli tohoto jevu. V praktické části je uveden článek, od teoretických příprav a laboratorních experimentů, až po vlastní konstrukci demonstračního zařízení. Moderní polovodičové detektory představují zajímavou a cenově dostupnou alternativu k běžně používaným detektorům beta a gama záření. Díky jednoduchému připojení (výstup jako TTL pulsy) mohou být využity s jakýmkoliv čítačem. Práce je napsána co nejpodrobněji, aby pro možné zájemce posloužil jako návod na sestavení. Cílem této práce bylo sestavit zařízení, kterým je možné demonstrovat jev kvantové provázanosti. Jelikož výsledky jsou relativně srovnatelné s výsledky jiných experimentů, lze říci že byl cíl této práce splněn. Tento přístroj je tedy možné využít při výuce na vysoké i střední škole v rámci výuky kvantových jevů. Žáci tak získají lepší představu o tomto jevu a lépe mu porozumí.

Protože popis konstrukce tohoto experimentu s použitím polovodičových detektorů nebyl dosud v literatuře publikován, byl připraven článek, který je uveden v příloze A této práce. Tento článek je publikován v časopisu *European Journal of Physics*.

Seznam použité literatury

- [1] *EPR paradox a Bellův teorém - podle článku Johna G. Cramera zpracoval: Jiří Svršek*. *Natura* [online]. [cit. 2018-07-16]. Dostupné z: <http://natura.baf.cz/natura/1998/12/9812-8.html>
- [2] ŠLÉGR, Jan. *Částice a pole*. Hradec Králové: Gaudeamus, 2017. ISBN 978-80-7435-670-4.
- [3] Žije, či nežije Schrödingerova kočka? – 21století.cz. *21století.cz – VĚDA KTERÁ VÁS BUDE BAVIT* [online]. Copyright © 21století.cz. All Rights Reserved. [cit. 2018-07-16]. Dostupné z: <https://21století.cz/2016/10/06/zije-ci-nezije-schrodingerova-kocka/>
- [4] REICHEL, Jaroslav. VŠETIČKA, Martin. ****Schrödingerova kočka :: MEF. Fyzika :: MEF* [online]. Copyright © 2006 [cit. 2018-07-16]. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/740-schrodingerova-kocka>
- [5] Schrödingerova kočka: Myšlenkový pokus i paradox rozbíjející argumenty kvantové mechaniky | REFRESHER.cz. *REFRESHER – Hlas moderní generace* [online]. Copyright © 2011 [cit. 2018-07-16]. Dostupné z: <https://refresher.cz/33966-Schrodingerova-kocka-Myslenkovy-pokus-i-paradox-rozbijeci-argumenty-quantove-mechaniky>
- [6] KULHÁNEK, Petr. *Kvantová provázanost mnohačasticového systému - ALDEBARAN BULLERIN* [online]. © Copyright Aldebaran Group for Astrophysics [cit. 2018-07-16]. Dostupné z: https://www.aldebaran.cz/bulletin/2018_16_epr.php.
- [7] GREENE, Brian. *Elegantní vesmír: superstruny, skryté rozměry a hledání finální teorie*. Přeložil Luboš MOTL. V Praze: Paseka, 2013. ISBN 978-80-7432-314-0.
- [8] Einstein-Podolsky-Rosen. *The Information Philosopher - dedicated to the new information philosophy* [online]. [cit. 2018-11-17]. Dostupné z: <http://www.informationphilosopher.com/solutions/experiments/EPR/>
- [9] EPR Paradox in Physics - Definition and Explanation. *ThoughtCo.com is the World's Largest Education Resource* [online]. [cit. 2018-11-17]. Dostupné z: <https://www.thoughtco.com/epr-paradox-in-physics-2699186>
- [10] JEDLIČKA, Petr. *Testování Bellových nerovností - aktuální výsledky pokusu z října 2015 na Delftské technické univerzitě*. *Sciencemag.cz* [online]. [cit. 2018-11-17]. Dostupné z: <https://sciencemag.cz/wp-content/uploads/2016/04/PetrJedlicka-TestovaniBellovychnerovnosti.pdf>

- [11] CEJNAR, Pavel. DUŠEK, Miloslav. *Bellovy nerovnosti a jejich experimentální testy*. Kvantové hlavolamy V. Vesmír 77, 393, 1998/7 [online]. [cit. 2018-11-18]. Dostupné z: <https://vesmir.cz/cz/casopis/archiv-casopisu/1998/cislo-7/kvantove-hlavolamy-v.html#tpozn2>
- [12] *Forgotten women in science: Chien-Shiung Wu* | Cosmos. *Cosmos - The science of everything* [online]. [cit. 2018-11-18]. Dostupné z: <https://cosmosmagazine.com/physics/forgotten-women-in-science-chien-shiung-wu>
- [13] *Základní fyzikální charakteristiky elementárních částic* [online] [cit. 2018-11-18]. Dostupné z: http://artemis.osu.cz/mmfiz/jm/jm_2_4_2.htm#parita
- [14] *Famous Biographies & TV Shows* [online]. [cit. 2018-11-18]. Dostupné z: <https://www.biography.com/people/chien-shiung-wu-053116>
- [15] WU, C. S.; AMBLER, E.; HAYWARD, R. W.; HOPPES, D. D.; HUDSON, R. P. (1957). *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*. *Physical Review*. 105 (4): 1413–1415. doi:10.1103/PhysRev.105.1413.
- [16] Chien-Shiung WU. *Scientific Women* [online]. Copyright © [cit. 2018-11-18]. Dostupné z: <https://www.scientificwomen.net/women/wu-chien-shiung-94>
- [17] KRÁLOVÁ, Magda. *Comptonův jev* | Eduportál Techmania. *Eduportál | Eduportál Techmania* [online]. Copyright © Techmania Science Center, o.p.s. [cit. 2018-11-24]. Dostupné z: <https://edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/fyzika/kvanta/comptonuv-jev>
- [18] *Comptonův jev* [online]. [cit. 2018-11-24]. Dostupné z: <https://kof.zcu.cz/st/dp/horsky/html/2compton.html>
- [19] ULLMANN, Vojtěch. *Jaderná a radiační fyzika*. Ostrava: Ostravská univerzita v Ostravě, Fakulta zdravotnických studií, 2009. ISBN 978-80-7368-669-7. (dostupné online z: <http://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika6.htm>)
- [20] REICHEL, Jaroslav. VŠETIČKA, Martin. *Záření alfa* :: MEF. *Fyzika* :: MEF [online]. Copyright © 2006 [cit. 2018-11-24]. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/803-zareni-alfa>
- [21] KRÁLOVÁ, Magda. *Záření alfa* | Eduportál Techmania. *Eduportál | Eduportál Techmania* [online]. Copyright © Techmania Science Center, o.p.s. [cit. 2018-11-24]. Dostupné z: <https://edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/fyzika/atomy-castice/prirozena-radioaktivita/zareni-alfa>
- [22] REICHEL, Jaroslav. VŠETIČKA, Martin. *Záření beta* :: MEF. *Fyzika* :: MEF [online]. Copyright © 2006 [cit. 2018-11-24]. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/804-zareni-beta>

- [23] KUPKA, Karel, Jozef KUBINYI a Martin ŠÁMAL. *Nukleární medicína*. 6. vydání (2. vydání v Nakladatelství P3K). V Praze: P3K, 2015. ISBN 978-8087343-54-8.
- [24] ULLMANN, Vojtěch. PUCHÁLKOVÁ, Zdenka. ULLMANNOVÁ, Ludmila. *Radiační ochrana při práci se zdroji ionizujícího záření v nukleární medicíně*. [online]. [cit. 2018-11-24]. Dostupné z: <http://astronuklfyzika.wz.cz/RadOchrana.htm>
- [25] REICHEL, Jaroslav. VŠETIČKA, Martin. *Záření gama :: MEF. Fyzika :: MEF* [online]. Copyright © 2006 [cit. 2018-11-24]. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/805-zareni-gama>
- [26] BENEŠ, Jiří, Pravoslav STRÁNSKÝ a František VÍTEK. *Základy lékařské biofyziky*. 2., přeprac. vyd. Praha: Karolinum, 2007. ISBN 978-80-246-1386-4.
- [27] *Detekce ionizujícího záření*. WikiSkripta. [online]. [cit. 2018-12-15]. Dostupné z: https://www.wikiskripta.eu/w/Detekce_ionizuj%C3%ADc%C3%ADho_z%C3%A1%C5%99en%C3%AD
- [28] ULLMANN, Vojtěch. *Jaderná a radiační fyzika*. Ostrava: Ostravská univerzita v Ostravě, Fakulta zdravotnických studií, 2009. ISBN 978-80-7368-669-7. (dostupné online z: <http://astronuklfyzika.cz/DetekceSpektrometrie.htm>)
- [29] Radiobiologie / 1.5.5 Veličiny používané v radiační ochraně. Radiobiologie | Obsah [online]. Dostupné z: <http://fbmi.sirdik.org/1-kapitola/15/155.html>
- [30] *Havárie v Černobylu*. [online]. [cit. 2018-12-15]. Dostupné z: <http://ucivozs.sweb.cz/cernoby11.html>
- [31] REICHEL, Jaroslav. VŠETIČKA, Martin. *Jaderné reakce uvolňující energii :: MEF. Fyzika :: MEF* [online]. Copyright © 2006 [cit. 2019-1-5]. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/813-jaderne-reakce-uvolnujici-energii>
- [32] ULLMANN, Vojtěch. *Jaderná a radiační fyzika*. Ostrava: Ostravská univerzita v Ostravě, Fakulta zdravotnických studií, 2009. ISBN 978-80-7368-669-7. (dostupné online z: <http://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika6.htm#Absorbce>)
- [33] *Následky výbuchu v Černobylu: Sarkofág kolem reaktoru č. 4 zachránil Evropu před radiací* – G.cz. G.cz – Internetový magazín bez zábran [online]. Copyright © 2015 [cit. 2019-1-5]. Dostupné z: <https://g.cz/nasledky-vybuchu-v-cernobylu-sarkofag-kolem-reaktoru-c-4-zachranil-evropu-pred-radiaci/>
- [34] Radiation Watch UK - Features & Specs. Radiation Watch UK [online]. Copyright © Copyright 2016 Radiation Watch UK. All rights reserved. [cit. 2017-9-3]. Dostupné z: <http://www.radiation-watch.co.uk/fullfeatures>

- [35] REYNOLDS, Neal D., Cristian D. PANDA a John M. ESSICK. Capacitance-voltage profiling: Research-grade approach versus low-cost alternatives. *American Journal of Physics* [online]. 2014, 82(3), 196-205 [cit. 2019-07-24]. DOI: 10.1119/1.4864162. ISSN 0002-9505. Dostupné z: <http://aapt.scitation.org/doi/10.1119/1.4864162>
- [36] X-Ray attenuation & absorption calculator(on-line). <http://webdocs.gsi.de/~stoe-exp/web-programs/x-rayabsorption/index.php>. Last visited on 2017-09-03.
- [37] First Sensor PIN PD Data Sheet (on-line). Version 26-11-13. [https://www.first-sensor.com/cms/upload/datasheets/X100-7 SMD 501401.pdf](https://www.first-sensor.com/cms/upload/datasheets/X100-7-SMD-501401.pdf). Last visited on 2017-09-03.
- [38] KUBÍNOVÁ, Štěpánka. ŠLÉGR, Jan. *Physics demonstrations with the Arduino board*. *Physics Education* [online]. 2015, 50(4), 472-474 DOI: 10.1088/0031-9120/50/4/472. ISSN 0031-9120. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0031-9120/50/i=4/a=472?key=crossref.d545b9c81b19662b467e61d13f4067f8>
- [39] KUBÍNOVÁ, Štěpánka. ŠLÉGR, Jan. *PhysDuino - Low cost system for school experiments in physics* [online]. Dostupné z: <http://lide.uhk.cz/prf/ucitel/slegrjal/physduino/>. Last visited on 2017-06-27.
- [40] ŞEN, Mürsel. ÇALIK, Engin Abdullah. *Calculation of half-value thickness for aluminum absorbers by means of fractional calculus*. *Annals of Nuclear Energy* [online]. 2014, 63, 46-50. DOI: 10.1016/j.anucene.2013.07.023. ISSN 03064549. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0306454913003782>
- [41] WU, C. S. SHAKNOV, I. 1950. *The angular correlation of scattered annihilation radiation*. *Phys. Rev.* 77: 136.
- [42] WHEELER, J. A. 1946. *Polyelectrons*. *Annals of the New York Academy of Sciences* 48: 219-238.
- [43] PRYCE, M. H. L. WARD. J. C. *Angular Correlation Effects with Annihilation Radiation*. *Nature* [online]. 1947, 160(4065), 435-435. DOI: 10.1038/160435a0. ISSN 0028-0836. Dostupné z: <http://www.nature.com/articles/160435a0>
- [44] MUSSER, George. *How to Build Your Own Quantum Entanglement Experiment*. *Scientific American Blog Network - Scientific American Blog Network* [online]. Dostupné z: <https://blogs.scientificamerican.com/critical-opalescence/how-to-build-your-own-quantum-entanglement-experiment-part-1-of-2/>. Last visited on 2017-06-27.

- [45] BLEULER, E. BRADT, H. L. 1948. *Correlation between the states of polarization of the two quanta of annihilation radiation*. Phys. Rev. 73: 1398.
- [46] VLASOV, Dzhelepov. *Doklady Akad. Nauk*. 69, No. 6, 777 (1949)
- [47] FAGG, L. W. HANNA, S. S. *Polarization Measurements on Nuclear Gamma Rays*. Rev. Mod. Phys. 31, 711 - Published 1 July 1959

Seznam použitých obrázků a tabulek

- Obr. 1 - Zdroj:
http://fyzika.jreichl.com/data/Mikro_2kvantovka_soubory/image105.jpg
- Obr. 2 - Převzat z: ŠLÉGR, Jan. *Částice a pole*. Hradec Králové: Gaudeamus, 2017. ISBN 978-80-7435-670-4. (Strana 72)
- Obr. 3 - Zdroj: <https://vesmir.cz/cz/casopis/archiv-casopisu/1998/cislo-7/kvantove-hlavalamy-v.html#tpozn2&gid=1&pid=1>
- Obr. 4 - Zdroj:
<http://www.informationphilosopher.com/solutions/experiments/EPR/EP R-4.png> - upraveno
- Obr. 5 - Zdroj: <https://vesmir.cz/cz/casopis/archiv-casopisu/1998/cislo-7/kvantove-hlavalamy-v.html#tpozn2&gid=1&pid=1>
- Obr. 6 - Převzat z: ŠLÉGR, Jan. *Částice a pole*. Hradec Králové: Gaudeamus, 2017. ISBN 978-80-7435-670-4. (Strana 32)
- Obr. 7 - Zdroj: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/quantum/imgqua/Compdat.gif> (upraveno)
- Obr. 8 - Zdroj: <http://astronuklfyzika.wz.cz/RadioaktRozpad.gif>
- Obr. 9 - Převzat z: ŠLÉGR, Jan. *Částice a pole*. Hradec Králové: Gaudeamus, 2017. ISBN 978-80-7435-670-4. (Strana 95, upraveno)
- Obr. 10 - Zdroj: <http://astronuklfyzika.cz/DozimetrTLD-OSL.gif>
- Obr. 11 a) - Zdroj: <http://cds.cern.ch/record/43894/files/obj-de-020.jpeg>
- Obr. 11 b) - Zdroj:
https://en.wikipedia.org/wiki/Gargamelle#/media/File:Leptonic_event_in_Gargamelle_bubble_chamber.jpg
- Obr. 12 - Zdroj: <http://astronuklfyzika.cz/Detekce1.gif>
- Obr. 13 - Zdroj: <http://astronuklfyzika.cz/DetektorG-M.gif> (upraveno)
- Obr. 14 - a) Zdroj: <http://astronuklfyzika.cz/DetektorScintilacni.gif>
b) Převzat z: ŠLÉGR, Jan. *Částice a pole*. Hradec Králové: Gaudeamus, 2017. ISBN 978-80-7435-670-4. (Strana 95, upraveno)
- Obr. 15 - Zdroj: <http://astronuklfyzika.cz/DetektorGeLi.gif> (upraveno)
- Obr. 16 - Zdroj: https://www.first-sensor.com/cms/upload/datasheets/X100-7_SMD_501401.pdf

Tab. 1 - Zdroj: ŠLÉGR, Jan. *Částice a pole*. Hradec Králové: Gaudeamus, 2017. ISBN 978-80-7435-670-4. (Strana 97)

http://fyzikalnisuplik.websnadno.cz/fyzika/rad_tabulka.pdf

Tab. 2 - Převzato z: ŠLÉGR, Jan. *Částice a pole*. Hradec Králové: Gaudeamus, 2017. ISBN 978-80-7435-670-4. (Strana 101)

Entangled γ -photons — classical laboratory exercise with modern detectors

Jakub Hetfleiš¹, Jindřich Lněnička², Jan Šlégr^{1,2}

¹Department of Physics, Faculty of Science, University of Hradec Králové
Náměstí Svobody 301, Hradec Králové

²Alois Jirásek Grammar School
T. G. Masaryka 590, Litomyšl

E-mail: jan.slegr@uhk.cz

March 2017

Abstract. This paper describes the application of modern semiconductor detectors of γ and β radiation, which can be used in an undergraduate laboratory experiments and lecture demonstrations as a replacement for Geiger-Müller tubes. Unlike GM tubes, semiconductor detectors do not require a high voltage power source or shaping circuits. The principle of operation of semiconductor detectors is shortly discussed, and classical experiments from nuclear physics are described, ranging from the measurements of linear and mass attenuation coefficient to entangled γ -photons demonstration.

1. Introduction

Experiments from nuclear physics are particularly popular at all levels of physics teaching. For the detection of beta and gamma radiation, the Geiger-Müller detectors are commonly used. The construction of these detectors for laboratory exercises has some drawbacks – high voltage is required for their operation, and there is a need for the output pulse shaper. For these reasons, it does not seem likely either to replace Geiger-Müller detectors in schools with scintillation detectors because photomultipliers also require high voltage (and are priced much above the Geiger-Müller detectors).

An interesting alternative are recently emerging semiconductor detectors. Their principle is similar to photo-diodes. An electric signal in the semiconductor is generated by ionization – incident radiation quanta transfer sufficient energy to form electron-hole pairs. For most widely used silicon this energy is around 3.6 eV. Silicon also has high charge mobility and good mechanical stability, making it very convenient for the construction of ionizing particle detector.

Japanese company Radiation Watch [1], which was the first to use semiconductor detectors in wrist watches, offers several types of ready-made modules that use semiconductor detectors. In addition to the module, which can be connected to a

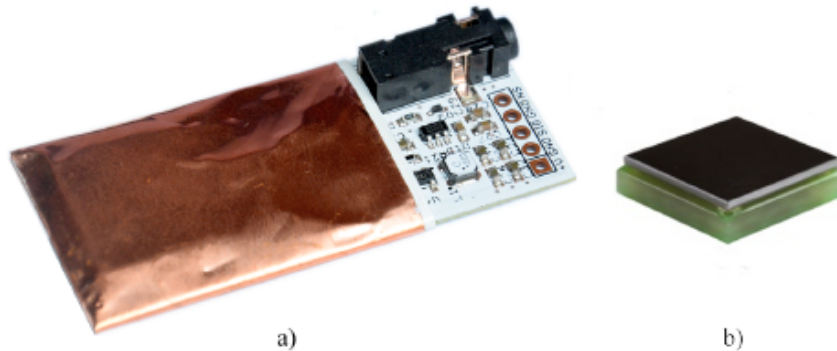


Figure 1. a) PocketGeiger Type 5 semiconductor beta and gamma particle detector. Real size ca. $2.5'' \times 1''$, b) X100-7 SMD PIN diode, to scale.

smart mobile phone via jack connector (the impulses are cleverly transmitted as a sound signal the connector of the mobile phone is designed to connect a microphone; particles are counted and equivalent dose calculated by phone application), there is also an interesting module that can be powered with 3 to 9 volts and its outputs are TTL pulses corresponding the detected particles. It is designated *PocketGeiger Type 5* (Fig. 1a) and uses X100-7 SMD PIN diode manufactured by the company First Sensor [4] with 100 mm^2 active area and light blocking black epoxy encapsulant (Fig. 1b).

2. Principle of operation

When designing a radiation detector, any form of elementary excitation can be used. One may think that simple photo-resistor can act as a radiation detector, but this is not the case – thermally generated dark current is much higher than the signal generated by the ionizing radiation. This problem can be solved by cooling, or in most cases by applying a reverse bias to PN-junction.

The principle of doping of semiconductors and formation of a PN-junction is well known. Thermal diffusion drives holes and electrons across the junction, electrons diffuse from the N to the P-region, leaving a net positive space charge in the N-region and building up a potential. A similar process applies for the holes. Reverse bias means that externally applied voltage increases the potential barrier, hindering the charge transfer across the junction and the width of the depletion region increases with the reverse bias. Since the depletion region is a volume with an electric field, it can be used as a more sensitive radiation detector.

In most cases, the avalanche photodiodes or PIN diodes are used. Avalanche photodiodes are solid state detectors with internal amplification similar to proportional counters. Charge carriers are accelerated sufficiently to form additional electron-hole pairs. Under the influence of the electric field, the electron drifts and gains sufficient energy for ionization, i.e., for the formation of additional electron-hole pairs. The secondary electrons and holes can also ionize and form additional electron-hole pairs

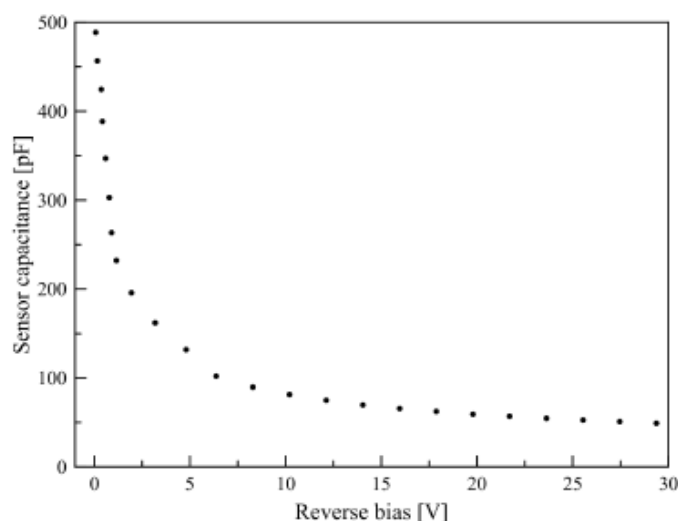


Figure 2. Sensor capacitance as function of reverse bias.

and so on. The combined multiplication of electrons and holes leads to a sustained avalanche.

PIN diodes are diodes with a wide, undoped intrinsic semiconductor region between a P-type semiconductor and an N-type semiconductor region (the intrinsic "I" region is flooded with charge carriers from the P and N regions). This is the volume where electron-hole pairs can be generated by an incident photon. Some photo-detector devices, such as PIN photodiodes and phototransistors (in which the base-collector junction is a PIN diode), use a PIN junction in their construction.

For the practical design of the detector, the key features are the diode area, dark (thermal) current, and capacitance. The capacitance has to be as low as possible, the diode area as large as possible, and the reverse bias leakage current as small as possible. A large diode is desirable to provide more area for photons to strike, but the larger the diode area, the higher the dark current and capacitance becomes. By reverse biasing the photodiode, the depletion region is increased, and the capacitance is significantly reduced. The reverse biased mode of operation is called the photoconductive mode.

The capacitance of the X100-7 PIN diode as a function of reversed bias was measured according the protocol adopted from [2] (the low-cost solution was chosen, using current-to-voltage op-amp circuit instead of commercial current preamplifier and inexpensive data acquisition (DAQ) device). Results for ambient temperature are in Fig. 2. The value of dark current according to datasheet [4] is $6 \cdot 10^{-8}$ A to $5 \cdot 10^{-9}$ A for the same voltage interval.

This sensor capacitance reaches 50 pF for the highest reverse bias. Considering a capacitance of planar capacitor, an active area of 100 mm^2 and a relative permittivity of the silicon 11.7, the thickness of the depletive zone is estimated around $210 \mu\text{m}$ at a

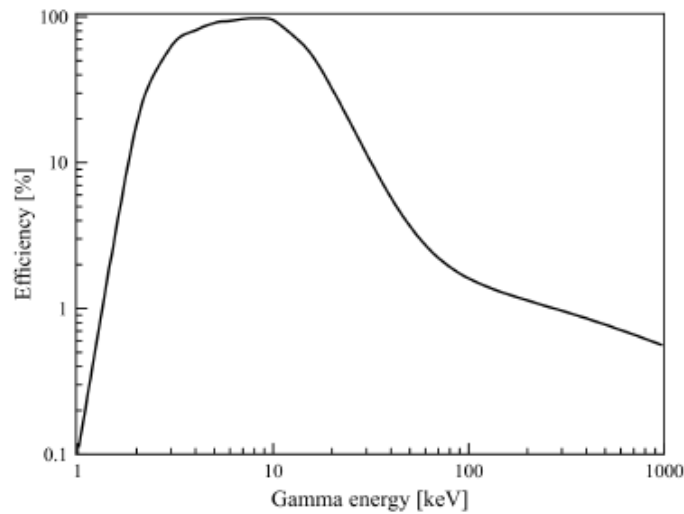


Figure 3. Sensor efficiency as function of gamma ray energy.

reverse bias of 30 V. With such a silicon thickness, the γ -absorption is estimated around 81 % at 10 keV, 0.9 % at 100 keV and 0.3 % at 1000 keV according to on-line calculator [3], which is in agreement with values given in datasheet [4] (see fig. 2). Even though the efficiency in hundreds of keV energy range is only around one percent, it is possible to carry out the experiment described in part 4 with this detector.

For particle detectors, the dead time is an important quantity dead time is defined as the time after each event during which the system is not able to record another event. Dead time of the detector was measured using an oscilloscope. Type 5 detector outputs negative (LOW) signal when the particle has been detected. Pulse width t is about 50 μ s and can be adjusted with pull-up resistor. This uncompensable value has to be regarded as dead time, because all physical processes in the PIN diode itself progress on shorter time-scales.

3. Laboratory exercises and lecture demonstrations

In Fig. 3, the arrangement of the experiment for measuring the half-width and the absorption coefficient of materials is shown. Standard laboratory Strontium-90 radioactive isotope was used, which undergoes β^- decay into yttrium-90, with a decay energy of 0.546 MeV. Aluminum shielding was then added between the source and PocketGeiger Type 5 sensor from Fig. 1. Detector is as close as possible to the source, leaving space just for aluminum sheets.

The demonstration counter, which is the third iteration of the project PhysDuino [5], is described on the website of the authors [6]. For a selected period of time (e.g., one minute), it counts pulses from the detector, and then after one minute, the counter stops,

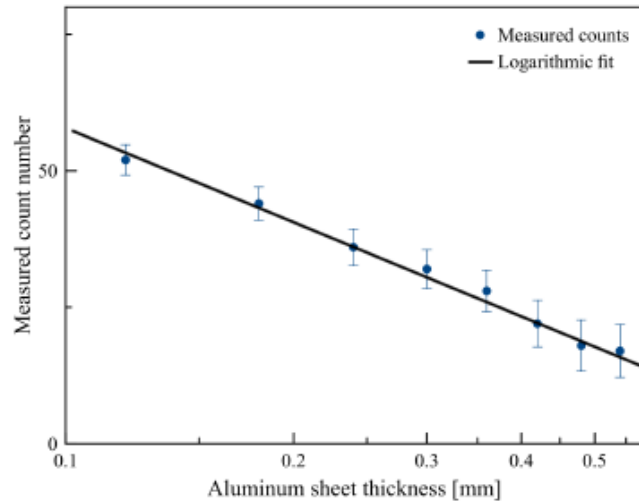


Figure 4. Count number as function of aluminum sheet thickness for 0.546 MeV β particles.

which is indicated by a lighted up decimal point. After resetting, the measurement can be done again and into the path of the particles aluminum sheets of the same width are added. The number of pulses can be simultaneously transmitted via USB to a computer, which can speed up data processing.

Thin aluminum sheets were gradually added between the ^{90}Sr sample and detector. The exponential curve $y = Ae^{-Bx}$ was fitted to data with parameters $A = 74.41$, $B = 2.644 \text{ mm}^{-1}$. Parameter B has the meaning of linear attenuation coefficient $\mu = 0.26 \pm 0.02 \text{ cm}^{-1}$. For half-value thickness we have

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = 2.7 \text{ cm}.$$

With calculated error, the value of half-value thickness is $2.7 \pm 0.2 \text{ cm}$ or $100 \pm 10 \text{ mg/cm}^2$ and mass attenuation coefficient of $10 \pm 1 \text{ cm}^2/\text{g}$. Review study [7] gives values between $110 - 160 \text{ mg/cm}^2$ for half width and $7 - 9 \text{ cm}^2/\text{g}$ for mass attenuation coefficient of 546 keV beta particles in aluminum. So within calculated errors, these values are in accordance.

4. Entangled γ -photons demonstration

Described experiment is a rendition of a classical experiment by Wu and Shaknov [8], in which they demonstrated the angular correlation of gamma photons emitted from the annihilation of electron and positron and subsequently scattered by a Compton scatterer.



Figure 5. Set-up for absorption coefficient measurements.

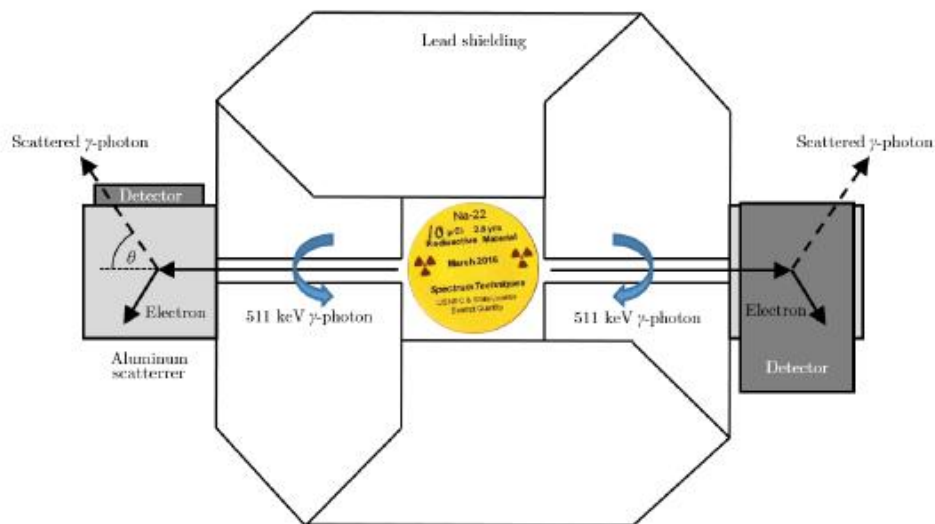


Figure 6. Scheme of experimental set-up for entangled γ -photons – detectors in perpendicular configuration

During the annihilation of the electron and positron two gamma photons of 511 keV are emitted in opposite directions due to the conservation of momentum (see fig. 6). From the quantum theory, we know that they have spin phased out by $\pi/2$. These two photons that result from the annihilation form a single quantum system, in which they are entangled one to another. In our opinion the best description of this phenomenon comes from Wheeler: "According to the pair theory, if one of these photons is polarized in one plane, then the photon that goes off in the opposite direction with equal momentum is linearly polarized in the perpendicular plane." [9] (the *pair theory* that Wheeler refers to is the theory of electron-positron of P. A. M. Dirac).

The polarization state of photons can be measured by Compton scattering. In this inelastic scattering of a photon by a charged particle, usually an electron, there is a)

decrease in energy (increase in wavelength) of the photon, and b) change of the direction of propagation by the angle θ . In this case, two aluminum blocks are used as Compton scatterers, and two semiconductor detectors are placed laterally to capture the radiation scattered at around 90° angle, because the cross section for this interaction depends on the relative alignment of the spins of the two interacting particles, in this case the spin of the incoming photon and the spin of electron in aluminum blocks. This property is the basis for Compton polarimetry.

The state of entangled photons ensures that angular correlation manifests itself with different counting rates in relation to the relative position of the detectors. One detector is maintained in a fixed position, while the other is positioned parallel at first and subsequently placed orthogonally. The two detectors are operated in coincidence mode to detect only the photon pairs generated by the same annihilation. The greater count rate is measured when the two detectors are positioned orthogonal and minimum when they are parallel. The ratio between the two counting rates should have a value equal to 2, depending on the realization.

For entangled photons Pryce and Ward [10] calculated the expected azimuthal distribution of scattered quanta. The oppositely directed annihilation radiation beams emerging from the sodium-22 source then impinge iron scatterers. The optimal position of detectors is for a scattering angle of 82° (for which the Compton effect exhibits optimum sensitivity to polarization for 511 keV gamma-rays; for details see [10]).

Two detectors are operated in coincidence mode to detect only the photon pairs generated by the same annihilation. Quantum description of the two quantum-entangled gamma photons yields a maximum ratio for the perpendicular polarization counting rate over the parallel polarization counting rate of

$$\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}} = 2.82.$$

Actual values obtained from experimentation are dependent on the geometry of the system. In Wu-Shaknov experiment [8], the measured value was $R_{\perp}/R_{\parallel} = 2.04 \pm 0.08$.

4.1. Preliminary considerations

The experiment described in this paper was inspired by low-cost solution described in Scientific American [11], where Geiger-Müller tubes were used as a detector.

For the generation of entangled γ -photon pairs the sodium-22 isotope was chosen because 10-microCurie (370 kBq) disk sources are commercially available. For this source, the dose rate at 1 feet distance is around $1 \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$. For safety reasons, the lead shielding is added. Lead has the half-value thickness of 0.42 cm for 500 keV gamma rays so five centimetre thick layer of lead was chosen for practical reasons. Then the dose rate at 10 cm is $0.44 \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ and $0.07 \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ at 25 cm. Shielding was constructed using standard commercially available 5 cm lead bricks which were milled to precise measurements.

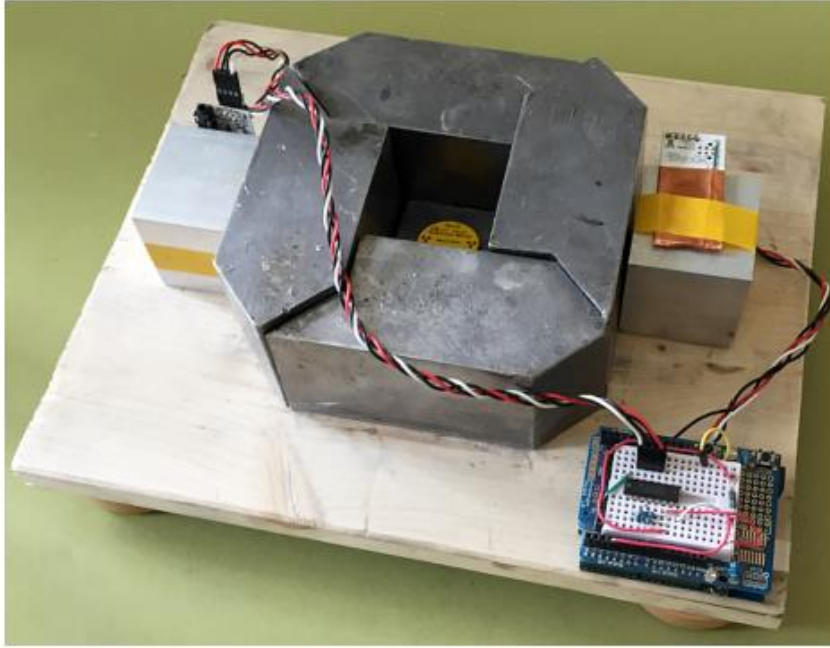


Figure 7. Experimental set-up for entangled γ -photons – realization.

4.2. Construction

The experimental set-up is shown in Fig. 6 and 7. Two 8 mm holes were drilled in lead shielding on opposite sides, where two 5 cm aluminum cubes were screwed as Compton scatterers. Two PocketGeiger Type 5 sensors (as in Fig. 1) were placed over the cubes and connected in coincidence circuit using classical 7400 TTL logic. The output of coincidence circuit is connected to an Arduino digital input and the pulse count is sent to a PC via USB port emulating serial connection.

4.3. Results

During first ten-hour run without the gamma-ray source, 82 coincidences were recorded due to the background, which yields 0.14 counts per minute (CPM). This value was then subtracted from data measured with the gamma-ray source. If we assume the measurement error as $\sigma = \sqrt{N}$, where N is the number of coincidences, we got the value of 82 ± 9 coincidences or 0.14 ± 0.05 CPM for the background.

Then two ten-hour runs were measured with the gamma-ray source, one with the perpendicular position of the detectors and one with the parallel. We got 294 ± 17 (background corrected) coincidences for the perpendicular position and 156 ± 12 for the parallel with a relative error around 8 %.

The final value of $R_{\perp}/R_{\parallel} = 1.9 \pm 0.2$ is far from which was obtained by Wu and Shaknov, but is comparable with those obtained by Bleuer and Brand [13] $R_{\perp}/R_{\parallel} =$

1.9 ± 0.3 or Vlasov and Dzhelepov ([14], according to reference in [12]) $R_{\perp}/R_{\parallel} = 1.7 \pm 0.2$. This variance is due to different geometries and materials used as Compton scatterers.

Although the PIN diode seems not to be the best sensor to detect ~ 500 keV γ -rays scattered by Compton process, results are in agreements with the values published in the past and PIN diode detector are much easier to work with than Geiger-Müller tubes or photomultipliers.

5. Conclusion

Modern semiconductor detectors represent an interesting and affordable alternative to commonly used detectors beta and gamma radiation. Thanks to a simple connection (output by TTL pulses) they can be utilized with any counter. Described demonstration and laboratory experiments can be used at the undergraduate level.

6. Bibliography

- [1] *Radiation Watch UK* (on-line). <http://www.radiation-watch.co.uk/fullfeatures>.
Last visited on 2017-09-03.
- [2] Neal D. Reynolds, N. D.; Panda, C. D.; Essick, J. M.: *Capacitance-voltage profiling: Research grade approach versus low-cost alternatives*. *American Journal of Physics*, Volume 82, Number 3 (2014). DOI: 10.1119/1.4864162
- [3] *X-Ray attenuation & absorption calculator* (on-line).
http://webdocs.gsi.de/stoe_exp/web_programs/x_ray_absorption/index.php.
Last visited on 2017-09-03.
- [4] *First Sensor PIN PD Data Sheet* (on-line). Version 26-11-13.
https://www.first-sensor.com/cms/upload/datasheets/X100-7_SMD_501401.pdf.
Last visited on 2017-09-03.
- [5] Kubínová, Š.; Šlégr, J. *Physics demonstrations with the Arduino board*. *Physics Education*, Volume 50, Number 4 (2015). DOI: 10.1088/0031-9120/50/4/472
- [6] Kubínová, Š.; Šlégr, J. *PhysDuino - Low cost system for school experiments in physics* (on-line).
<http://lide.uhk.cz/prf/ucitel/slegrjal/physduino/>. Last visited on 2017-06-27.
- [7] Şen, M.; Çalık, A. E. Calculation of half-value thickness for aluminum absorbers by means of fractional calculus. *Annals of Nuclear Energy* 63(2014):46-50. January 2014. DOI: 10.1016/j.anucene.2013.07.023
- [8] Wu C. S., and Shaknov, I. 1950. The angular correlation of scattered annihilation radiation. *Phys. Rev.* 77: 136.
- [9] Wheeler, J. A. 1946. Polyelectrons. *Annals of the New York Academy of Sciences* 48: 219-238.
- [10] Pryce, M. H; Ward J. C. Angular Correlation Effects with Annihilation Radiation. *Nature* 160, 435-435 (1947). doi:10.1038/160435a0
- [11] Musser, George: *How to Build Your Own Quantum Entanglement Experiment*. (on-line). Available from <https://blogs.scientificamerican.com/critical-opalescence/how-to-build-your-own-quantum-entanglement-experiment-part-1-of-2/> Last visited on 2017-06-27.
- [12] Fagg, L. W.; Hanna, S. S. Polarization Measurements on Nuclear Gamma Rays *Rev. Mod. Phys.* 31, 711 – Published 1 July 1959
- [13] Bleuler, E., and Bradt, H. L. 1948. Correlation between the states of polarization of the two quanta of annihilation radiation. *Phys. Rev.* 73: 1398.
- [14] Vlasov, Dzhelepov, *Doklady Akad. Nauk.* 69, No. 6, 777 (1949).

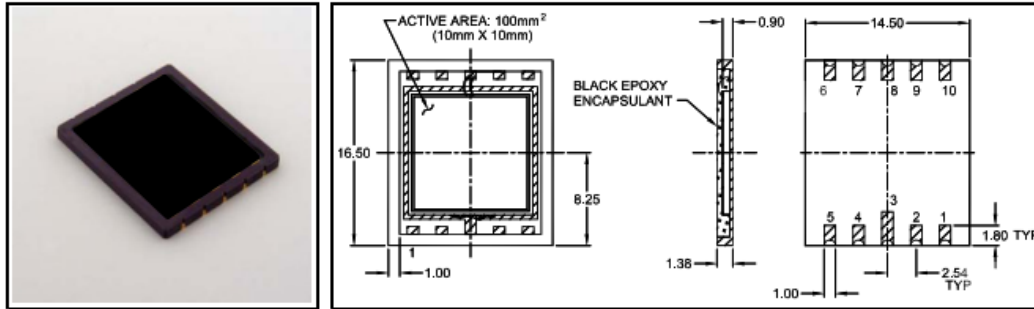
Acknowledgements

This work was supported by the IGS IRP PrF UHK nr. 1905/2016.

Příloha B: Datasheet diody SMD X100-7



First Sensor PIN PD Data Sheet
 Part Description X100-7 SMD
 International / US Order # 501401 / 01-163
 Preliminary version 01-09-11



Features

- 100 mm² PIN detector
- Light blocking encapsulant
- Low dark current
- Low capacitance
- High shunt resistance
- High sensitivity

Description

Square active area PIN photodiode with 100 mm² active area. Ceramic carrier type LCC10 package with light blocking black epoxy encapsulant. Reflow solderable. Non-hermetic.

Application

- Ionizing radiation detector
- Medical equipment
- Personal dosimeter

RoHS

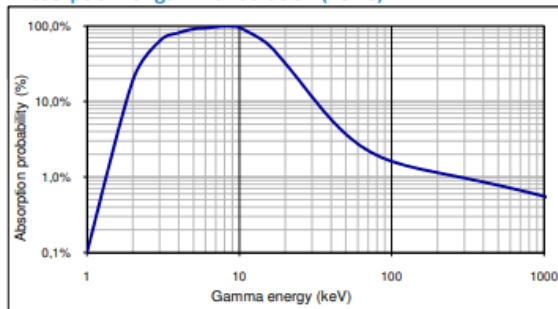
2002/95/EC



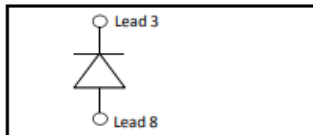
Absolute maximum ratings

Symbol	Parameter	Min	Max	Unit
T_{STG}	Storage temp	-40	100	°C
T_{OP}	Operating temp	-20	70	°C
V_{max}	Max reverse voltage		50	V
I_{PEAK}	Peak DC current		10	mA

Absorption of gamma radiation (23 °C)



Schematic



Electro-optical characteristics @ 23 °C

Symbol	Characteristic	Test Condition	Min	Typ	Max	Unit
	Active area		10 x 10			mm
	Active area		100			mm ²
	Energy range of detectable radiation	Gamma radiation	5		1000	keV
I_D	Dark current	$V_R = 12$ V		5		nA
$T_x(I_D)$	Temperature coefficient	$V_R = 12$ V; change of dark current		13		%/K
C	Capacitance	$V_R = 0$ V; $f = 10$ kHz		500		pF
		$V_R = 12$ V; $f = 10$ kHz		80		pF
t_R	Rise time	$V_R = 12$ V; $E = 10$ keV; $R_L = 50$ Ω			500	ns
	Shunt Resistance	$V_R = 10$ mV		40		MΩ
	Noise current	$V_R = 12$ V		6.1 E-14		A/√Hz
V_{BR}	Breakdown voltage	$I_R = 2$ μA	50	80		V

European, International Sales:



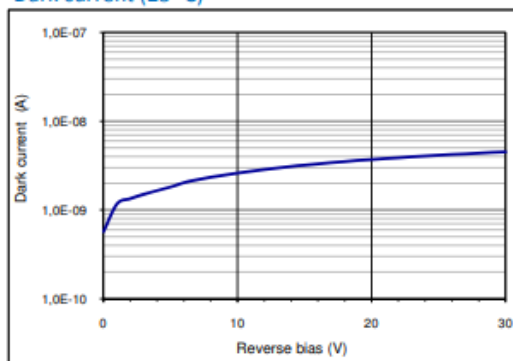
First Sensor AG
 Peter-Behrens-Strasse 15
 12459 Berlin
 Germany
 Phone: +49-30-6399-2399
 Fax: +49-30-6399-23752
 E-Mail: sales.opto@first-sensor.com

USA:

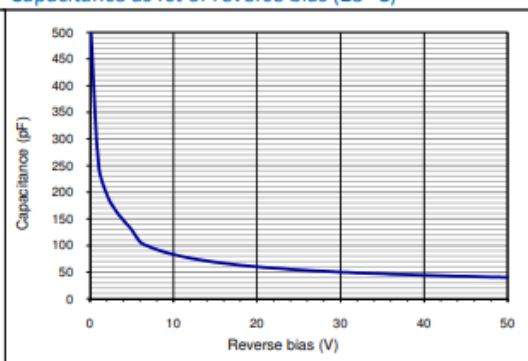


Pacific Silicon Sensor, Inc.
 5700 Corsa Avenue #105
 Westlake Village
 CA 91362 USA
 Phone: +1-818-706-3400
 Fax: +1-818-889-7053
 E-Mail: sales@pacific-sensor.com

Dark current (23 °C)



Capacitance as fct of reverse bias (23 °C)



Package dimension:

Small quantities: Foam pad, boxed (12 cm x 16.5 cm)

Handling:

Please refer to document "Instructions for handling and processing"

Disclaimer: Due to our strive for continuous improvement, specifications are subject to change within our PCN policy according to JESD46C.

European, International Sales:



First Sensor AG
 Peter-Behrens-Strasse 15
 12459 Berlin
 Germany
 Phone: +49-30-6399-2399
 Fax: +49-30-6399-23752
 E-Mail: sales.opto@first-sensor.com

USA:



Pacific Silicon Sensor, Inc.
 5700 Corsa Avenue #105
 Westlake Village
 CA 91362 USA
 Phone: +1-818-706-3400
 Fax: +1-818-889-7053
 E-Mail: sales@pacific-sensor.com

Příloha C: Zdrojový kód pro Arduino

```
int pin_in          = 1;          // digitalni vstup 1
volatile long pulse_count = 0;
long pulses=0;

void setup()
{
  Serial.begin(9600);             // nastaveni serioveho rozhrani

  pinMode(pin_in, INPUT);        // nastaveni pinu na vstup
  digitalWrite(pin_in, LOW);
  attachInterrupt(0, blink, CHANGE); // interrupt pri zmene stavu vstupu
                                     // = prisel TTL puls
}

void loop()
{
  pulses=(pulse_count-1)/2;      // vypocet poctu pulsu

  if      (0<=pulses && pulses<10)   Serial.print("000000");
  else if (10<=pulses && pulses<100)  Serial.print("00000");
  else if (100<=pulses && pulses<1000) Serial.print("0000");
  else if (1000<=pulses && pulses<10000) Serial.print("000");
  else if (10000<=pulses && pulses<100000) Serial.print("00");
  else if (100000<=pulses && pulses<1000000) Serial.print("0");

  Serial.println(pulses);        // odeslani pres seriove rozhrani

  delay(200);
}
```

Příloha D: Vyjádření Státního úřadu pro jadernou bezpečnost

STÁTNÍ ÚŘAD PRO JADERNOU BEZPEČNOST
110 00 Praha 1, Senovážné náměstí 9
Regionální centrum Hradec Králové
500 03 Hradec Králové 3, Piletická 57
TELEFON: 495 211 471, FAX: 495 211 227
ID DATOVÉ SCHRÁNKY: me7aazb E-PODATELNA: podatelna@sujb.cz

Hradec Králové dne: 17.3. 2016
Útvar: Regionální centrum Hradec Králové
Čj.: SÚJB/RCHK/6288/2016
Vyřizuje: Ing. Eva Pravdová
Tel.: 495 211 471
e-mail: eva.pravdova@sujb.cz

Univerzita Hradec Králové
Přírodovědecká fakulta
RNDr. Jan Šlégr, Ph.D.
Katedra fyziky
Náměstí Svobody 331
500 02 Hradec Králové

Vážený pane doktore,

k Vašemu dotazu, který byl přijat podatelnou Regionálního centra Státního úřadu pro jadernou bezpečnost v Hradci Králové dne 16.3.2016 pod č.j. SÚJB//RCHK/6207/2016, sděluji:

Povolení Státního úřadu pro jadernou bezpečnost ani ohlášení činnosti není potřeba pro používání nevýznamných zdrojů ionizujícího záření, což jsou v případě uzavřených radionuklidových zářičů zdroje, jejichž aktivita nepřesahuje desetinásobek zprošťovací úrovně pro příslušný radionuklid, a v případě otevřených radionuklidových zářičů nesmí být jejich aktivita vyšší než příslušná zprošťovací úroveň, uvedená v Tabulce č. 1 Přílohy č. 1 k vyhlášce č. 307/2002 Sb., o radiační ochraně, ve znění pozdějších předpisů.

Konkrétně pro izotop ^{22}Na , který byl předmětem Vašeho dotazu, je stanovená zprošťovací úroveň aktivity 10^6 Bq, což odpovídá 27 μCi . Z toho vyplývá, že nevýznamným zdrojem záření bude v případě radionuklidu ^{22}Na , který je uzavřeným radionuklidovým zářičem, zdroj s aktivitou nižší než 10^7 Bq, což odpovídá 270 μCi . Uzavřený radionuklidový zářič musí být provázen osvědčením, které musí mít náležitosti podle § 82 vyhlášky č. 307/2002 Sb., ve znění pozdějších předpisů. Pokud zdroj takové osvědčení nemá, považuje se bez ohledu na jeho formu za otevřený radionuklidový zdroj. V takovém případě nesmí být aktivita nevýznamného zdroje záření vyšší než uvedená zprošťovací úroveň, což musí být doloženo průvodním listem otevřeného zářiče.

S pozdravem



Ing. Eva Pravdová

**STÁTNÍ ÚŘAD
PRO JADERNOU BEZPEČNOST**
REGIONÁLNÍ CENTRUM
Piletice 57
500 03 Hradec Králové
-3-

Vedoucí Regionálního centra Hradec Králové

Podepsáno elektronicky