

Bakalářská práce
**Kalorimetr pro studium rozpadu beta v experimentu
SuperNEMO**

Petr Navrátil

18. září 2007

Abstrakt

Platnost teorie je možné ověřit pouze experimentem, a ten by nám měl přinést i přesnou hodnotu hmotnosti neutrin. Požadavky přesnosti neutrinových experimentů překračují aktuální možnosti a je proto nutné hledat nové alternativy nebo vylepšovat současně používanou techniku. Právě tímto směrem se tato práce ubírá. Pokouší se zhodnotit detektory NEMO-3 a SuperNEMO a navrhnout jejich možná vylepšení. Dále hledá alternativní řešení konstrukce kalorimetrů detektorů.

Abstract

The only way to validate theory go throw experiment as well as measurement of neutrino's mass. Actual demands cross over capabilities of nowadays techniques. So we have to find some other techniques or to improve experiments already used. This paper tries to evaluate NEMO-3 and SuperNEMO detector and identifies possibilities to enhance them. Another aim is to look for a construction alternatives of detector calorimeter.

Klíčová slova

Dvojný beta rozpad
NEMO-3
kalorimetry
sběr světla

Keywords

Double beta decay
NEMO-3
calorimeters
light collection

Obsah

Použité značení	f
Úvod	1
1 Fyzika neutrin a dvojného rozpadu	2
1.1 Standardní model	2
1.1.1 Elementární částice	2
1.1.2 Základní interakce	3
1.2 Neutrino	4
1.2.1 Vlastnosti neutrin	4
1.2.2 Oscilace	5
1.3 β rozpad	7
1.4 $\beta\beta$ rozpad	8
1.4.1 Rozpad $\beta\beta\nu\nu$	8
1.4.2 Rozpad $0\nu\beta\beta$	10
1.5 Shrnutí	11
2 Charakteristiky detektorů	12
2.1 Citlivost	12
2.2 Odezva	12
2.3 Rozlišení	13
2.4 Časové charakteristiky	13
2.5 Detekční účinnost	14
3 Experimentální metody	15
3.1 Nepřímé metody	16
3.1.1 Geochemická metoda	16
3.1.2 Radiochemická metoda	16

3.2	Přímé metody	17
3.2.1	Měření s aktivním vzorkem	17
3.2.2	Trekové detektory	17
3.3	Zhodnocení	17
4	NEMO-3	19
4.1	Konstrukce	20
4.2	Části detektoru	21
4.2.1	Zdroj	21
4.2.2	Kalorimetr	22
4.2.3	Treková část	24
4.3	Zhodnocení	25
5	Další experimenty	28
5.1	Konkurence	28
5.2	Experiment SuperNEMO	29
6	Požadavky kalorimetru SuperNEMO	31
6.1	Energetické rozlišení	31
6.2	Zpětný rozptyl	31
6.3	Radiační čistota	32
6.4	Časová stálost	32
6.5	Cena	32
7	Zlepšení parametrů	34
7.1	Statistické fluktuace	34
7.1.1	Fano faktor	34
7.1.2	Práce na produkci nosiče a kvantová účinnost	35
7.2	Ostatní fluktuace	36
7.3	Zhodnocení	36
8	Součásti kalorimetrů	37
8.1	Scintilátory	37
8.1.1	Organické scintilátory	37
8.1.2	Anorganické scintilátory	41
8.1.3	Detekce se scintilátory	43
8.2	Světlovody	47

8.3	Fotonásobiče	47
8.3.1	Zhodnocení scintilačních jednotek	50
8.4	Polovodiče	51
8.4.1	Druhy polovodičů	52
8.4.2	Detekce s polovodiči	53
8.4.3	Zhodnocení polovodičových detektorů	54
9	Konstrukční alternativy	58
9.1	Phoswich	58
9.2	Systém scintilátor – fotodioda	58
9.3	Světelné koncentrátoři	59
9.3.1	»Humří oko«	59
9.3.2	Fresnelovy čočky	59
9.3.3	Dielektrický koncentrátor	60
9.3.4	Zhodnocení světelných koncentrátorů	63
9.4	Světelná čidla	63
9.4.1	Fotonásobič s polovodičovou anodou	63
9.4.2	SiPM	63
	Závěr	65
	Literatura	i

Použité značení

<i>Symbol</i>		<i>význam</i>
a, b, c, \dots	A, B, C, \dots	konstanty
N_A		Avogadrova konstanta
k		Boltzmannova konstanta
\hbar		Diracova konstanta
e		elementární náboj
π		Ludolfovo číslo
h		Planckova konstanta
c		rychlost světla
a, b, c, \dots	A, B, C, \dots	proměnné
$\delta(x)$		Diracova delta funkce v proměnné x
$\vartheta(x)$		Heavisideova theta funkce v proměnné x
$\langle \varphi $		bra
$ \psi\rangle$		ket
$\langle \varphi \psi \rangle$		braket
$\langle \alpha; \beta \rangle$		uzavřený interval od α do β
$\langle \alpha; \beta \rangle$		zleva uzavřený, zprava otevřený interval od α do β
$(\alpha; \beta)$		zleva otevřený, zprava uzavřený interval od α do β
$(\alpha; \beta)$		otevřený interval od α do β
$\langle X \rangle$		střední hodnota veličiny X

Úvod

Fyzika neutrin hraje jedinečnou roli při objasňování vlastností slabé interakce. Navíc studium neutrin přináší nové »přísady« budoucím teoretickým popisům fyziky elementárních částic. Ačkoliv naše chápání interakcí neutrin prošlo obrovským vývojem, několik důležitých otázek ještě nebylo zodpovězeno. Tu, zda je neutrino hmotné se již podařilo vyřešit.

Standardní model částicové fyziky předpokládal, že neutrina jsou nehmotná. Až výsledky průkopnického neutrinového experimentu, vedeného R. Davisem na konci šedesátých let, byly prvními náznaky »ne-standardně modelového« chování neutrin. V sérii klasických experimentů se slunečními neutrinami, založených na radiochemických metodách bylo s velkou přesností potvrzeno, že na Zem dopadá oproti předpokladům mnohem méně slunečních neutrin.

Vysvětlení přišlo s experimentem SNO, při kterém byl měřen nejen úbytek slunečních elektronových neutrin, ale i tok ostatních neutrin. Neutrina z ${}^8\text{B}$ byla měřena pomocí reakce $\nu + d \rightarrow p + n + \nu'$, která je možná pro všechny typy neutrin. Experimentálně bylo zjištěno, že celkový tok neutrin s energiemi většími 5 MeV odpovídá standardním modelem Slunce odvozené hodnotě. Byl změřen tok elektronových neutrin a stejně tak mionových a tauonových. Výsledky jednoznačně potvrdily, že elektronová neutrina při svém pohybu od Slunce mění vůni, oscilují.

Potvrzení oscilací neutrin je potvrzením jejich nenulové hmotnosti a výzvou je její přesné zjištění. Fyzika dále nerozhodla, jestli je neutrino diracovskou nebo majoranovskou částicí a je třeba ještě rozluštit, jestli neutrina při slabých interakcích interagují ve vlastních stavech, či nikoli.

Právě v těchto otázkách by nám měl pomoci experiment a je otázka jak jej provést. Kolaborace NEMO se rozhodla pro přímou metodu měření elektronů dvojného beta rozpadu s použitím scintilátorů a fotonásobičů. Tato technika je poměrně stará, fotonásobiče zůstaly posledními vakuovými prvky jaderné instrumentace. Možná i díky tomu je umíme vyrábět kvalitně a za rozumnou cenu. Nemá však cenu se bránit vývoji. Scintilátory ve spojení s polovodičovými světelnými čidly představují velkou perspektivu a pokud se podaří vyřešit problémy se sběrem světla, získáme velmi kvalitní detektory s vynikajícími parametry.

Přehled

Dělení kapitol sleduje osnovu. Nejprve se budeme zabývat fyzikou neutrin, beta rozpadu jednoduchého a dvojného dvouneutrinového i bezneutrinového. V druhé kapitole zavedeme důležité charakteristiky pro popis detektorů. Ve třetí si představíme několik metod zkoumání dvojného beta rozpadu a k nim se vážící experimenty. Ve čtvrté kapitole se zaměříme na experiment NEMO-3, v následujících kapitolách nastíníme další vývoj s důrazem na experiment SuperNEMO. V posledních třech kapitolách se zamyslíme nad technickým řešením detektorů a zlepšení jejich charakteristik. Budeme se zabývat konstrukčními alternativami kalorimetrů.

Kapitola 1

Fyzika kolem neutrin a dvojného rozpadu

1.1 Standardní model

Standardní model je teoretickou konstrukcí vyvinutou vědci zabývajícími se fyzikou vysokých energií k popisu elementárních částic a jejich interakcí. Není fyzikální teorií, v prvé slova smyslu, tudíž neumožňuje pochopit, popsat a předpovědět vše, co se děje ve skutečném subatomovém světě. Nicméně za svůj život zaznamenal řadu úspěchů, objasnil dosud známé fundamentální reakce a přispěl k pochopení hmoty. Předpověděl existenci nových částic a vysvětlil jakými procesy vznikají.

Částice se ve standardním modelu rozdělují na kvarky a leptony a interakce mezi nimi jsou zprostředkovány intermediálními bosony.

1.1.1 Elementární částice

Standardní model rozděluje elementární částice podle symetrií. Ke každé částici existuje antičástice se stejnou hmotností m , dobou života, avšak s opačným elektrickým nábojem q , což označujeme jako symetrii mezi hmotou a antihmotou. Částice navzájem interagují pomocí základních interakcí z části 1.1.2 na následující straně.

Intermediální bosony jsou nositeli základních interakcí. Například nehmotné fotony jsou prostředníkem elektromagnetické interakce. Bosony W^+ , W^- a Z^0 jsou hmotnými prostředníky slabé interakce. Gluon g , který ještě nebyl experimentálně ověřen, by měl být nositelem silné interakce. Gravitonu přisuzujeme gravitační interakci.

Fermiony jsou částicemi, ze kterých jsou vytvořeny hmotné objekty. Tato skupina je dále rozdělena na dvě rodiny elementárních částic, a to *kvarky* a *leptony*.

Leptony

Podle standardního modelu jsou leptony částice s poločíselným spinem interagující jen prostřednictvím elektromagnetické, slabé a gravitační interakce. Doposud bylo objeveno dvanáct leptonů, z nichž je šest částic a stejný počet antičástic, šest je nabitých a šest neutrálních. V tabulce 1.1 na následující straně jsou uvedené jejich vlastnosti.

Pro leptonové číslo L platí vztah

$$L = L_e + L_\mu + L_\tau, \quad (1.1)$$

kde L_e je elektronové leptonové číslo, L_μ je mionové leptonové číslo a L_τ je tauonové leptonové číslo.

označení i	Lepton jméno	hmotnost $\frac{m(i)}{\text{MeV}}$	střední doba života $\frac{T(i)}{\text{s}}$	náboj $\frac{q_i}{e}$	kvantová čísla			
					L_e	L_μ	L_τ	$L(i)$
e^-	elektron	0,51099	∞	-1	1			1
e^+	pozitron			1	-1			-1
μ^-	mion	105,658	$2,197 \cdot 10^{-6}$	-1		1		1
μ^+	mion			1		-1		-1
τ^-	taunon	1776,99	$290,6 \cdot 10^{-15}$	-1			1	1
τ^+	taunon			1			-1	-1
ν_e	elektronové neutrino	0	∞	0	1			1
$\bar{\nu}_e$	elektronové antineutrino				-1			
ν_μ	mionové neutrino	0	∞	0		1		1
$\bar{\nu}_\mu$	mionové antineutrino						-1	
ν_τ	taunové neutrino	0	∞	0			1	1
$\bar{\nu}_\tau$	taunové antineutrino							

Tabulka 1.1: Skupina leptonů a jejich vlastnosti. L_e je elektronové leptonové číslo, L_μ je mionové leptonové číslo, L_τ je tauonové leptonové číslo a L označuje leptonové kvantové číslo určené vztahem (1.1). Data jsou použita z [32].

1.1.2 Základní interakce

Ve fyzice rozlišujeme čtyři základní interakce. Standardní model předpokládá, že interakce jsou zprostředkovány intermediálními částicemi.

Slabá jaderná je nejméně intenzivní. Je výběrovou interakcí, působí na částice s nenulovou vůní. Vůně je vlastností leptonů a kvarků, každá generace částic má různou vůni a dohromady jich je šest. Interakce má velmi krátký dosah a s tím souvisí nenulová hmotnost intermediálních částic. Je zodpovědná za procesy, jako jaderný beta rozpad, termojadernou syntézu ve Slunečním jádře a hraje důležitou roli při výbuchu supernov.

Silná jaderná je nejintenzivnější. »Stará se« o stabilitu atomového jádra. Je výběrovou intrakcí, působí jen na částice s nenulovým barevným nábojem. Barvu mají kvarky a gluony, jsou tři.

Elektromagnetická zodpovídá za elektrické a magnetické jevy. Je výběrovou interakcí a působí na částice s nenulovým elektrickým nábojem. Dosah interakce je nekonečný.

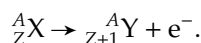
Gravitační nemá vliv na jevy subatomové fyziky. Její vliv pocítujeme nejvíce v makrosvětě. Teorie gravitační interakce není zahrnuta ve Standardním modelu.

Cílem standardního modelu je umět popsat všechny fyzikální jevy týkající se fyziky jaderných a elektromagnetických interakcí a zahrnout dosažené experimentální výsledky.

Přes svůj nesporný úspěch při objevování intermediálních bosonů W a Z^0 se zdá, že standardní model potřebuje »dodělat«. Ve své současně podobě není schopen předpovídat hmotnosti fermionů a neumí ani vysvětlit, proč existují generace elektronů, mionů, tauonů a jejich neutrin. Právě studium vlastností neutrin je jednou z cest, která může vést k »nové« fyzice, fyzice za standardním modelem.

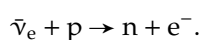
1.2 Neutrina

Neutrino zavedl Wolfgang Pauli v roce 1930, aby objasnil spojitost energetického spektra elektronů emitovaných při jaderném beta rozpadu



Pokud by při tomto rozpadu interagovaly pouze dvě částice, podle zákonů zachování energie a hybnosti by muselo být naměřeno diskrétní spektrum. Výsledkem však bylo spektrum spojitě. Pauli to vysvětlil tím, že při reakci vzniká kromě elektronu také, kvůli zachování zákona elektrického náboje, neutrální částice a nazval ji *neutrinem*. Ta odnáší část energie a hybnosti, proto je možné naměřit spojitě spektrum. Aby částice neporušovala zákon zachování momentu hybnosti, přisoudil jí spin $\frac{1}{2}$. Klidová hmotnost této částice měla být velmi malá, avšak nikoli nutně nulová.

Neutrina byla experimentálně detekována v roce 1956 při pokusu na jaderném reaktoru v Savannah River Site. Frederick Reines a Clyde Cowan pozorovali ve vodní nádrži umístěné v blízkosti jaderného reaktoru reakci



1.2.1 Vlastnosti neutrin

Důležitým hlediskem fyziky neutrin je jejich klidová hmotnost. Horní odhady klidových hmotností neutrin jsou uvedené v tabulce 1.2. Netušíme proč jsou neutrina tak lehčí oproti »nabitým« leptonům a můžeme se jen domnívat, že tento rozdíl je odrazem nějaké symetrie. Jedním z řešení by mohlo být, že, narozdíl od ostatních fermionů, neutrina jsou Majoranovskými částicemi.

Neutrino		hmotnost
označení	jméno	$\frac{m(i)}{\text{keV}}$
ν_e	elektronové	$3 \cdot 10^{-3}$
ν_μ	mionové	190
ν_τ	tauonové	$18,9 \cdot 10^3$

Tabulka 1.2: Horní odhady hmotností neutrin. Data jsou použita z [32].

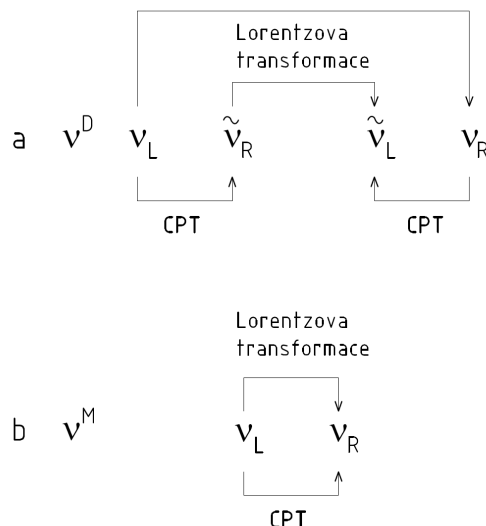
Pokud je neutrino hmotnou Majoranovskou částicí, potom je možné uvažovat dvojný bezneutrinový beta rozpad a jeho hledání je výzvou experimentální fyzice. Jestliže má neutrino nenulovou klidovou hmotnost, potom vyvstává otázka, zda je vlastním stavem slabé interakce nebo superpozicí jiných, vlastních stavů operátoru hmotnosti.

Koncept částic a antičástic v sobě zahrnuje Diracova rovnice. A prvním kandidátem na antičástici byl pozitivní elektron – pozitron. Zatímco elektron a pozitron se liší svými elektromagnetickými vlastnostmi, u neutrálních částic není jasné, čím by se částice měla lišit od antičástice. Bylo zjištěno, že neutrální piony mají shodné částice s antičásticemi. Naopak neutrální kaony mají odlišné částice od antičástice. Koncept částic shodných se svými antičásticemi byl zaveden Majoranem v roce 1937. Proto částice shodné se svými antičásticemi nazýváme Majoranovskými a částice, které mají odlišné antičástice, nazýváme Diracovskými.

Diracův
kon-
cept

Majoranův
kon-
cept

Rozdíl Diracovských a Majoranovských částic vyplývá z jejich rozdílných transformačních vlastností. Slabá interakce vyžaduje, aby stavy neutrin byly popisovány chirálními projekcemi. Neutrino tak může být levotočivé nebo pravotočivé. Budiž hmotné levotočivé neutrino ν_L . Budeme věřit, že platí CPT invariance. Potom k neutrinu ν_L existuje i jeho CPT symetrický obraz, tedy obraz v němž zaměníme částice za antičástice, prohodíme levotočivé za pravotočivé a obrátíme chod času, a tím je pravotočivé antineutrino $\bar{\nu}_R$. Lorentzovou transformací ν_L obdržíme pravotočivé neutrino ν_R . Tento obraz může a nemusí být shodnou částicí s CPT symetrickým obrazem stejného neutrina ν_L . Pokud tomu tak není, ν_R



Obrázek 1.1: Čtyři odlišné stavy Diracovského neutrína v části **a** a dva rozlišitelné stavy Majoranovského neutrína v části **b**.

má ještě vlastní CPT symetrický obraz \tilde{v}_L , jak je zobrazeno v části **a** obrázku 1.1. Dohromady dostáváme čtyři rozdílné stavy odpovídající jedné hmotnosti a definici z předchozího odstavce musíme změnit.

Definice. Zmíněný kvadruplet stavů označujeme Diracovským neutrínem.

Pokud je pravotočivé neutrino získané jako obraz Lorentzovy transformace shodné s obrazem CPT symetrie neutrína ν_L , existují pouze dva stavy se shodnou hmotností.

Definice. Tyto dva stavy představují Majoranovské neutrino.

1.2.2 Oscilace neutrin

Podle teoretických propočtů bychom měli na Zemi pozorovat mnohem více slunečních neutrin, než experimentálně registrujeme. Jako východisko tohoto problému může posloužit oscilace neutrin, tedy proces při kterém neutrino mění svou identitu. Oscilace by však nebyly možné, kdyby neutrino byla nehmotná.

Neutrino se produkuje a interaguje ve stavech ν_e , ν_μ a ν_τ , které jsou vlastními stavy slabé interakce, avšak šíří se jako směs vlastních stavů operátoru hmotnosti ν_1, ν_2, ν_3 . Existence oscilací neutrin vyžaduje netriviální míchání mezi vlastními stavy slabé interakce a stavy operátoru hmotnosti. Navíc každý ze stavů ν_1, ν_2 a ν_3 má jinou hmotnost m_1, m_2 a m_3 , proto se šíří prostorem s rozdílnými frekvencemi. Platí

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 \mathbf{U}_{\alpha i}^\dagger |\nu_i\rangle, \quad (1.2)$$

kde $\alpha \in \{e, \mu, \tau\}$.

Příklad (Dvoukomponentní přiblížení). Budeme se zabývat oscilací elektronového a mionového neutrína. Hmotnost v bázi slabé interakce je udána výrazem

$$-L_M = m_{\nu_e \nu_e} \bar{\nu}_e \nu_e + m_{\nu_\mu \nu_\mu} \bar{\nu}_\mu \nu_\mu + m_{\nu_e \nu_\mu} (\bar{\nu}_e \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \nu_e).$$

Protože je $-L_M$ symetrický, diagonalizujeme ho substitucí

$$\begin{aligned} \nu_e &= \cos \theta \nu_1 + \sin \theta \nu_2, \\ \nu_\mu &= -\sin \theta \nu_1 + \cos \theta \nu_2. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Vlastní hodnoty L_M jsou

$$m_i = \frac{1}{2} \left(m_{\nu_e \nu_e} + m_{\nu_\mu \nu_\mu} \pm \sqrt{(m_{\nu_e \nu_e} - m_{\nu_\mu \nu_\mu})^2 + 4m_{\nu_e \nu_\mu}^2} \right), \quad i \in \hat{2}.$$

Podle (1.2) budou neutrína ν_e s hmotností m_e a ν_μ s m_μ , jež jsou vlastními stavy slabých interakcí, různými kombinacemi hmotných neutrin ν_1 a ν_2 . Budou se transformovat

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}.$$

Částice ν_1 s hmotností m_1 a ν_2 s m_2 nejsou vlastními stavy slabých interakcí, ale jsou vlastními stavy operátoru hmotnosti L_M .

ν_1, ν_2 se vyvíjejí v čase podle předpisu

$$|\nu_1(t)\rangle = e^{-iE_1 t} |\nu_1(0)\rangle, \quad |\nu_2(t)\rangle = e^{-iE_2 t} |\nu_2(0)\rangle, \quad (1.4)$$

kde $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}$.

Budeme chtít určit časový vývoj vlnové funkce neutrína ν_e . Pokud v čase $t_0 = 0$ vytvoříme svazek elektronových neutrin, dosazením časového vývoje (1.4) do (1.3) dostaneme

$$|\nu_e(t)\rangle = \cos \theta |\nu_1(t)\rangle + \sin \theta |\nu_2(t)\rangle = \cos \theta e^{-iE_1 t} |\nu_1(0)\rangle + \sin \theta e^{-iE_2 t} |\nu_2(0)\rangle. \quad (1.5)$$

Musíme vyjádřit $|\nu_1(0)\rangle, |\nu_2(0)\rangle$ pomocí $|\nu_e(0)\rangle$ a $|\nu_\mu(0)\rangle$. Vyjdeme ze substitučních vztahů a provedeme několik jednoduchých matematických úprav. Získané výsledky dosadíme do (1.5)

$$|\nu_e(t)\rangle = \left(\cos^2 \theta e^{-iE_1 t} + \sin^2 \theta e^{-iE_2 t} \right) |\nu_e(0)\rangle + \sin \theta \cos \theta \left(e^{-iE_2 t} - e^{-iE_1 t} \right) |\nu_\mu(0)\rangle$$

Pravděpodobnost, že neutrino ν_e vytvořené v čase $t = 0$ je ve stavu $|\nu_\mu\rangle$ v čase τ je dána

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \left| \langle \nu_\mu(0) | \nu_e(\tau) \rangle \right|^2 = \frac{1}{2} \sin^2(2\theta) \left(1 - \cos \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{2p} \tau \right) \right)$$

Bez újmy na obecnosti jsme funkce ν_e a ν_μ normovali na jedničku. Pokud bychom tento předpoklad neučinili, pravděpodobnost $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ bychom dělili normami funkcí ν_e a ν_μ . Dále jsme použili Eulerova vzorce, součtového vzorce $\cos(\alpha - \beta) = \cos(\alpha)\cos(\beta) + \sin(\alpha)\sin(\beta)$ a předpokládali jsme, že $p \gg m_i$, kde $i \in \hat{2}$.

Doplňková pravděpodobnost $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$, tedy, že původně elektronové neutrino bude v čase τ opět neutrino elektronové

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta) \left(1 - \cos \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{2p} \tau \right) \right)$$

Vidíme, že pravděpodobnosti se vyvíjejí v čase, respektive s uraženou dráhou — oscilují. Vzhledem k periodičnosti funkce kosinus, po uběhnutí jisté dráhy λ se pravděpodobnost bude opakovat. Tuto délku nazveme oscilační délkou. Určíme ji jednoduše z podmínky

$$2\pi = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p} \lambda.$$

Odtud

$$\lambda = 4\pi \frac{p}{|m_2^2 - m_1^2|} = 4\pi \frac{p}{\Delta m_{12}^2}. \quad (1.6)$$

Vidíme, že z neutrinových experimentů můžeme získat pouze rozdíly čtverců hmotností $\Delta m_{ij}^2 = |m_j^2 - m_i^2|$, nelze pomocí nich změřit hodnoty hmotností neutrin.

Experimenty s oscilacemi neutrin

Atmosférická neutrina jsou vytvářena interakcemi kosmického záření v horních vrstvách atmosféry. Vznikají zde piony a kaony a ty se následně rozpadají na ν_e a ν_μ , jedno elektronové neutrino připadá ne dvě mionová a jejich energie jsou řádově GeV. Typickým zástupcem je experiment

Super-Kamiokande. Čerenkovův detektor umí rozeznat vůni neutrin a antineutrin, jejich energii a zenitový úhel. Pozorování úbytku ν_μ na zenitovém úhlu ukazuje na změny vůně ν_μ . Nastavením zenitového úhlu vybíráme rozdílné délky drah neutrin, proto lze analýzou úhlového spektra určit s velkou přesností parametr Δm^2 . Jelikož nepozorujeme elektronová neutrina, zdá se, že přechod $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ je dominantním oscilačním módem.

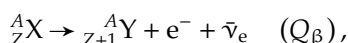
Přeměny solárních neutrin lze zaměnit zkoumáním oscilací *reaktorových neutrin* a pozorováním mizení ν_e při přeměnách $\nu_e \rightarrow \nu$.

Braidwood použije reaktory s celkovým výkonem 3,6 GW postavené poblíž Braidwoodu ve Spojených státech. Kolaborace počítá s postavením čtyř identických detektorů, dvou 270 m a dvou 1510 m vzdálených od reaktorů. Ty budou umístěny symetricky kolem spojnice reaktorů. Jako terč slouží Gd aktivovaný scintilátor tvaru koule průměru 5,2 m obklopený olejovým štítem. Každý detektor je sledován tisícovkou fotonásobičů. Všechny detektory budou umístěny na dně 180 m hlubokých šachet, zakrytých ekvivalentem 450 m vodního sloupce.

Daya Bay by měl využívat čínské reaktory v Daya Bay a Ling Ao. K dosavadním čtyřem reaktorům mají přibýt další dva, celkový výkon by pak dosáhl 17 GW. Projekt předpokládá vybudovat šest detektorů, vždy pár blízkých, mezilehlých a vzdálených detektorů. Terčem bude opět Gd aktivovaný scintilátor. Hmotnost válcových detektorů nebyla doposud stanovena, ale předpokládá se v rozmezí 20 t až 60 t. Terč bude obklopat absorbátor gama záření a celý systém bude uložen ve vodě, která poslouží jako Čerenkovův detektor.

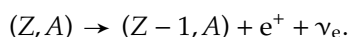
1.3 Beta rozpad

Teorii jaderného beta rozpadu zformuloval Enrico Fermi. Interpretoval ho rovnicí



Q_β označuje maximální dosažitelnou energii při beta rozpadu.

Zatímco volný proton je stabilní, jádra podstupují pozitronový rozpad, proton se rozpadá na neutron

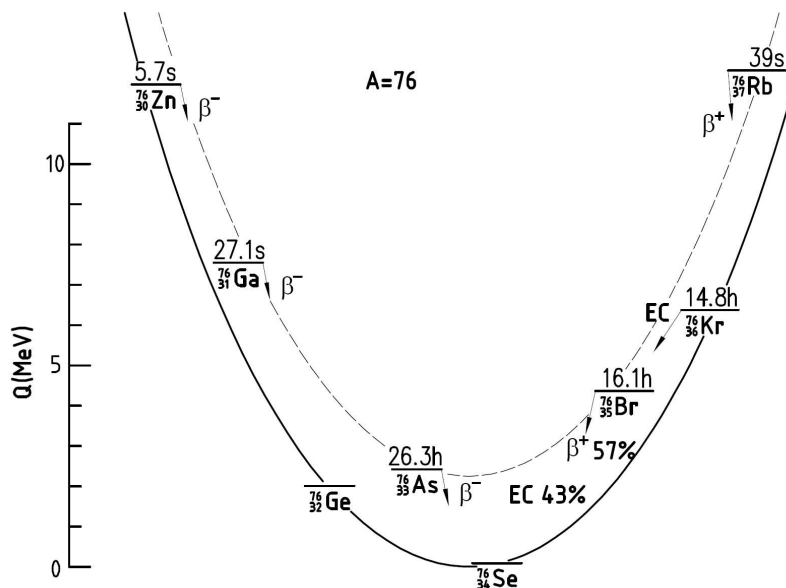


O stabilitě jádra lze rozhodnout zobrazíme-li závislost atomové hmotnosti M izotopu s hmotnostním číslem A a protonovým Z právě na protonovém čísle Z . Tuto závislost lze v blízkosti jejího minima popsat parabolou

$$M(Z, A) = c + \frac{2b_1}{A^2} \left(\frac{A}{2} - Z \right)^2 + \frac{b_2}{A^{\frac{1}{3}}} + m_e Z + \delta, \quad (1.7)$$

kde c je konstanta, koeficient symetrie energie b_1 má přibližnou hodnotu 50 MeV a koeficient Coulombovy energie b_2 je přibližně 0,7 MeV. Člen $m_e Z$ představuje hmotnost vázaných elektronů, jejich vazbovou energii vzhledem k její velikosti zanedbáme. Poslední člen δ popisuje jaderné párování, tedy vzrůst vazby, jakmile se nukleony zpárují a jejich výsledný moment hybnosti je nulový. Představuje korekční člen a jeho hrubý odhad pro licho–lichá jádra činí $\frac{12}{\sqrt{A}}$ a pro sudo–sudá jádra $-\frac{12}{\sqrt{A}}$. Pro jádra s lichým počtem nukleonů je roven nule. Takže jádro s lichým A má obvykle stabilní jediný izotop. Jádra s hodnotou protonového čísla menší než má stabilní izotop se rozpadají s emisí elektronu, zatímco jádra s větším Z se rozpadají elektronovým záchytem nebo s emisí pozitronu, anebo oběma kanály současně.

1.4 Dvojný beta rozpad



Obrázek 1.2: Energie jader s hmotnostním číslem $A = 76$. Naznačené paraboly spojují sudo–sudá a lichó–lichá jádra. ^{76}Ge a ^{76}Se jsou stabilní vůči jednoduchému beta rozpadu, nicméně ^{76}Ge se může rozpadat dvojným beta rozpadem

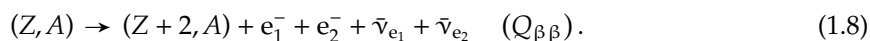
S použitím obrázku 1.2 se vrátíme ke komentáři vzorce (1.7). Jádra se sudým A , díky párovému členu δ vytvářejí dvě paraboly. Jedna odpovídá sudo–sudým jádrům a druhá výše posazená odpovídá lichó–lichým jádrům. K danému A pak běžně existují dvě sudo–sudá jádra, která jsou stabilní k elektronovému i pozitronovému rozpadu a stejně tak k elektronovému záchytu. Jelikož tyto jádra nemají stejnou hmotnost, těžší se rozpadá na lehčí, při kterém se protonové číslo zmenší o dva. Tento proces nazýváme dvojným beta rozpadem.

1.4.1 Dvouneutrinový dvojný beta rozpad

Maria Goeppert–Mayerová předpověděla v roce 1935 dvouneutrinový dvojný beta rozpad. Tento rozpadový kanál teoreticky povoluje standardní model a označujeme ho $2\nu\beta\beta$. Je možný jak $\beta^-\beta^-$ rozpad, stejně tak $\beta^+\beta^+$.

$\beta^-\beta^-$ rozpad v 2ν módu je charakterizován současnou přeměnou dvou neutronů ve dva protony v jádře atomu, přičemž dojde k emisi dvou elektronů a dvou elektronových antineutrin. Můžeme též interpretovat, že došlo najednou ke dvěma beta rozpadům.

Zapisujeme rovnici

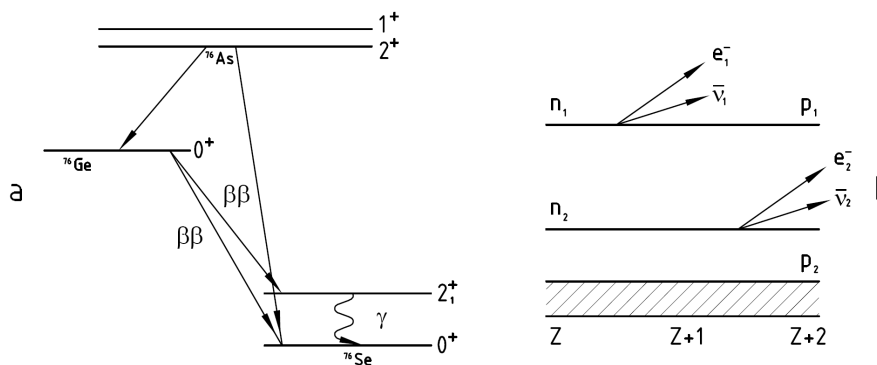


Jeho provedení je vázáno splněním podmínky

$$M(Z, A) > M(Z + 2, A),$$

s požadavkem, aby jednoduchý beta rozpad nemohl proběhnout, tedy $M(Z, A) < M(Z + 1, A)$ nebo byl nějakým způsobem znevýhodněn.

Jako příklad typického diagramu energetických stavů jádra, na obrázku 1.3 na následující straně v části a, bylo vybráno ^{76}Ge . Rozpad $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se} + 2e^- + 2\bar{\nu}$ by měl probíhat podle diagramu z obrázku 1.3 v části b, kde stav přechodného lichó–lichého jádra je virtuální. Tento diagram představuje takzvaný dvounukleonový mechanismus dvojného beta rozpadu.



Obrázek 1.3: Stavy podílející se na dvojném rozpadu ^{76}Ge v části **a**. Naznačeny jsou hlavní rozpadové větve. V části **b** je zobrazeno schéma rozpadu $2\nu\beta\beta$ v dvounukleonovém mechanismu.

Jsou možné tři rozpadové módy, při kterých protonové číslo klesá o dva za emise dvou neutrin.

$\beta^+\beta^+$ **rozpad** je podobný proces. Jen namísto elektronů a antineutrin jsou emitovány pozitrony a elektronová neutrina. Rovnice rozpadu je

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + e_1^+ + e_2^+ + \nu_{e_1} + \nu_{e_2} \quad (Q_{\beta\beta}). \quad (1.9)$$

Proběhne pokud platí $M(Z, A) > M(Z - 2, A) + 4m_e$.

»Elektronový záchyt« popsaný rovnicí

$$(Z, A) + e^- \rightarrow (Z - 2, A) + e^+ + \nu_{e_1} + \nu_{e_2} \quad (1.10)$$

s podmínkou $M(Z, A) > M(Z - 2, A) + 2m_e + B_e$, kde B_e je vazebná energie elektronu.

»Dvojný elektronový záchyt« probíhající podle rovnice

$$(Z, A) + e_1^- + e_2^- \rightarrow (Z - 2, A) + \nu_{e_1} + \nu_{e_2}, \quad (1.11)$$

když $M(Z, A) > M(Z - 2, A) + 2B_e$, kde e_1 a e_2 jsou atomem vázané elektrony vazbovou energií B_e .

Známe jedenáct kandidátů rozpadu (1.8), při kterých díky energii reakce větší 2 MeV zbývá dostatek na kinetickou energii vznikajících leptonů. Máme jediného kandidáta na rozpad (1.9). Je jím $^{124}\text{Xe} \rightarrow ^{124}\text{Te}$, s energií reakce větší než 1 MeV. Pravděpodobnost rozpadu klesá úměrně s Q a možnost pozorovat rozpady (1.9) až (1.11) jsou tak na hony vzdálené. Tudíž svou pozornost soustředíme na dvojný beta rozpad, při kterém se Z zvětšuje o dva.

I tak je tento proces velice vzácný a teoreticky bylo vypočteno, že k němu dochází řádově jednou za $(10^{18} - 10^{24})$ roků. Poločas rozpadu $T_{\frac{1}{2}}(\beta\beta)$ je udán vztahem

$$T_{\frac{1}{2}}(\beta\beta) = \frac{\ln 2}{a_{2\nu} F_{2\nu} |M_{2\nu}|^2},$$

kde $a_{2\nu}$ je konstanta pro korekci rozměru a platí $a_{2\nu} \approx 2 \cdot 10^{-22} \text{ rok}^{-1}$, $F_{2\nu}$ je fázový činitel úměrný jedenácté mocnině energie reakce $Q_{\beta\beta}$ a $M_{2\nu}$ je jaderný maticový element. Největší nejistotu do výpočtu poločasu vnáší ne příliš spolehlivě určené hodnoty maticových elementů $M_{2\nu}$. V tabulce 1.3 na následující straně je uvedeno několik izotopů, u kterých byl pozorován dvojný beta rozpad, spolu s experimentálně získanými poločasy $T_{\frac{1}{2}}^{(\beta\beta)}$.

Pro počet beta rozpadů $N_{2\nu}$ za jeden rok dostáváme formuli

$$N_{2\nu} = \ln 2 \frac{n N_A}{T_{\frac{1}{2}}^{(\beta\beta)}}, \quad (1.12)$$

kde n je látkové množství vzorku a $T_{\frac{1}{2}}^{(\beta\beta)}$ je poločas rozpadu.

Kandidát k	rozpad l	energie reakce $\frac{Q_{\beta\beta}(l)}{\text{MeV}}$	izotopické zastoupení $\frac{n(k)}{\%}$	fázový faktor $F_{2\nu}(l) \cdot 10^3$	poločas $\frac{T_{\frac{1}{2}}^{(\beta\beta)}(l)}{\text{rok}}$
^{48}Ca	$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	4,271	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$\simeq 140$	$\simeq 4,0 \cdot 10^{19}$
^{76}Ge	$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	2,039	7,8	$\simeq 0,5$	$\simeq 1,4 \cdot 10^{21}$
^{82}Se	$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	2,995	9,2	$\simeq 15$	$\simeq 0,9 \cdot 10^{20}$
^{96}Zr	$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	3,350	2,8	$\simeq 70$	$\simeq 2,1 \cdot 10^{19}$
^{100}Mo	$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	3,034	9,6	$\simeq 33$	$\simeq 8,0 \cdot 10^{18}$
^{116}Cd	$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	2,802	7,5	$\simeq 28$	$\simeq 3,3 \cdot 10^{19}$
^{128}Te	$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	0,868	31,7	$\simeq 2,8 \cdot 10^{-3}$	$\simeq 2,5 \cdot 10^{24}$
^{130}Te	$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	2,533	34,5	$\simeq 16$	$\simeq 0,9 \cdot 10^{21}$
^{136}Xe	$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	2,479	8,9	$\simeq 16$	
^{150}Nd	$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	3,367	5,6	$\simeq 400$	$\simeq 7,0 \cdot 10^{18}$
^{124}Xe	$^{124}\text{Xe} \rightarrow ^{124}\text{Te}$	0,822	0,10		

Tabulka 1.3: Experimentálně »zajímavé« izotopy, v nichž probíhá ke dvojnému beta rozpadu. Data jsou použita z [6, 163] a z [32].

Příklad. Mějme jeden kilogram molybdenu ^{100}Mo . Vypočteme ke kolika dvojným beta rozpadům dojde za jeden rok. Nejdříve vypočteme látkové množství molybdenu $n(^{100}\text{Mo})$

$$n(^{100}\text{Mo}) = \frac{N}{N_A} = 1000 \text{ u} \frac{m(^{100}\text{Mo})}{A(^{100}\text{Mo}) \text{ u}} = \frac{1000 m(^{100}\text{Mo})}{A(^{100}\text{Mo})}$$

$$n(^{100}\text{Mo}) = \frac{1000 \cdot 1}{95,94}$$

$$n(^{100}\text{Mo}) = 10,42 \text{ mol} \simeq 10 \text{ mol.}$$

Dosadíme do (1.12).

$$N_{2\nu}(^{100}\text{Mo}) = \ln 2 \frac{n(^{100}\text{Mo}) N_A}{T_{\frac{1}{2}}^{(\beta\beta)}(^{100}\text{Mo})}$$

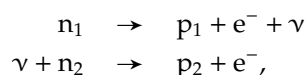
$$N_{2\nu}(^{100}\text{Mo}) \simeq \frac{0,693 \cdot 10 \cdot 6,022 \cdot 10^{23}}{8,0 \cdot 10^{18}} = 5 \cdot 10^5.$$

Na hodnoty $N_{2\nu}$ má velký vliv čistota použitých vzorků. Velmi malé množství nečistot s přirozenou radioaktivitou může počet $N_{2\nu}$ změnit až o několik řádů.

1.4.2 Bezneutrinový dvojný beta rozpad

V roce 1939 Wolfgang Furry konstatoval, že rozpady (1.8) až (1.11) nejsou jedinými možnými a předpověděl dvojný beta rozpad, při němž by nebyla emitována neutrína.

Zabývejme se Racahovou řadou



která by se uskutečnila, pokud by neexistoval rozdíl mezi ν_e a $\bar{\nu}_e$. Tedy pokud by neutrino bylo Majoranovskou částicí. Podle této řady je možný další rozpadový kanál a to bezneutrinový mód dvojného

beta rozpadu, označovaný $0\nu\beta\beta$, lišícího se od (1.8) až (1.11) nepřítomností neutrin v koncovém stavu. Dostáváme přechod, při kterém se protonové číslo zvětší o dva, tedy se přemění dva neutrony na protony a emitují se dva elektrony. Schématicky reprezentujeme rovnicí

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + e_1 + e_2. \quad (1.13)$$

Neutrino emitované v prvním kroku Racahovy řady a v druhém kroku absorbované je jen virtuální. Nicméně z 1.13 vidíme, že se nezachovává leptonové číslo

$$0 \neq 1 + 1 = 2.$$

Poločas rozpadu $T_{\frac{1}{2}}^{(0\nu)}$ je dán vztahem

$$T_{\frac{1}{2}}^{(0\nu)} = \frac{\ln 2}{a_{0\nu} F_{0\nu} \eta^2 |M_{0\nu}|^2}, \quad (1.14)$$

kde $a_{0\nu}$ je konstanta pro korekci rozměru, pro níž platí $a_{0\nu} \simeq 5 \cdot 10^{-17} \text{ rok}^{-1}$, $F_{0\nu}$ je fázový činitel úměrný páté mocnině energie reakce $Q_{\beta\beta}$, pro η platí vztah $\eta = \frac{m_\nu}{m_e}$, kde m_ν je efektivní hmotnost rekombinovaných neutrin a m_e je hmotnost elektronu a konečně $M_{0\nu}$ je jaderný maticový element.

Vidíme, že pozorováním bezneutrinového dvojného beta rozpadu můžeme odhadnout hmotnost neutrina účastnícího se procesu. Ovšem, jako ve dvouneutrinovém dvojném beta rozpadu, i zde je zdrojem nepřesností maticový element $M_{0\nu}$.

1.5 Shrnutí

Pozorování rozpadu $0\nu\beta\beta$ by posloužilo jako přesvědčivý a nevyvratitelný důkaz toho, že

- neutrino je Majoranovskou částicí, tedy neutrina a jejich antičástice jsou shodná

a potvrdilo by se, že

- neutrina mají konečnou nenulovou klidovou hmotnost.

Nicméně existence tohoto procesu porušuje zákon zachování leptonového čísla, a je tudíž neslučitelný se standardním modelem. Takže

- nenulová hmotnost neutrina je náznakem nové fyziky za standardním modelem.

Kapitola 2

Charakteristiky detektorů

Nyní si popíšeme důležité charakteristiky detektorů.

2.1 Citlivost

Definice. *Citlivost* je schopností detektoru produkovat signál použitelný pro zpracování, při průchodu objektu detekce.

Každým detektorem není možné detekovat každý objekt, použití daného typu detektoru je závislé na charakteristikách měřených objektů, tedy hlavně na typu a energii objektu. Naštěstí pro náš experiment, lze použít »elektrický detektor«, tedy převádějící informaci z detektoru na elektrický impuls.

Schopnosti detektorů jsou vymezeny následujícími faktory.

Účinný průřez reakce detekovaného objektu s prostředím citlivé oblasti detektoru . V našem případě se bude jednat o účinný průřez reakce elektronu ve scintilátoru.

Hmota detektoru v sobě zahrnuje několik dalších faktorů. Jednak je to objemová velikost, tvar a dále hustota.

Okolí detektoru je zaprvé hmota bezprostředně obklopující detektor. Pokud je citlivá oblast detektoru kapalná, musí se uzavřít do nádoby, která jednak snižuje propustnost detekovaných objektů a navíc může samovolně nebo průchodem detekovaných objektů generovat nechtěné záření, které ovlivňuje výsledky měření. S tím souvisí i čistota vzdálenějšího okolí detektoru.

Šum je všudypřítomný a nepříjemný faktor při měření. Detektor vydá signál, i když do něj nevstoupí žádný objekt k detekci. Odtud plynou problémy s detekcí objektů, na které detektor reaguje odezvou srovnatelnou se šumovým »signálem«.

2.2 Odezva

Při měření energetických spekter bychom se měli zabývat funkcí odezvy detektoru pro typ detekovaných objektů.

Definice. *Funkce odezvy* je spektrem výšek pulsů pozorovaných detektorem, když ho ostřelujeme monoenergetickým svazkem detekovaných objektů.

V ideálním případě by jí měla být Diracova delta funkce, takže pro měření energie určité hodnoty bychom dostali signál s jedinou amplitudou.

Funkce odezvy pro danou energii je určena rozdílnými interakcemi, kterým měřené objekty podléhají. Mějme kupříkladu elektron vstupující do detektoru dostatečné tloušťky k jeho zastavení. Předpokládejme, že elektrony ztrácí energii jen srážkami s atomy detektoru. Je jasné, že spektrem amplitud bude Gaussián. Ve skutečnosti má odezva tvar píku, odpovídajícímu pohlcení veškeré kinetické energie K elektronu, s »ocasem« úměrným nižším energiím. Hlavním viníkem deformace píku je zpětný rozptyl, tedy proces, kdy elektron opustí detektor vstupní částí, přičemž odevzdá jen část kinetické energie. Dalším parazitním procesem jsou radiační ztráty, při kterých elektron sice předá celou kinetickou energii, avšak během tohoto procesu se vytváří záření, které může uniknout vstupem nebo výstupem detektoru.

Popis
ode-
zvy

Funkce odezvy se liší podle detekovaných objektů, jejich energií a podle použitého detekčního prostředí.

Definice. Pokud použijeme detektor mající funkci odezvy $R(E)$, závislou na energii E , k měření objektů s energetickým spektrem $S(E)$, bude odezvou detektoru konvoluce

$$D(E) = (R * S)(E) = \int S(\tilde{E}) R(E - \tilde{E}) d\tilde{E}.$$

Mnoho detektorů poskytuje informaci nejen o přítomnosti objektů detekce, ale i o jejich energii. To může nastat, pokud je množství vytvořených ionizací úměrné energii, kterou detekovaný objekt odevzdá citlivé oblasti detektoru. Pokud je citlivá oblast dostatečně velká, aby zde detekovaný objekt předal veškerou energii, potom je množství ionizací mírou energie.

Odezvou elektrických detektorů je proudový signál. Počet nábojových nosičů vytvořených objekty detekce se poté odráží ve výšce signálu. Byli bychom rádi, kdyby byla odezva detektoru lineární, ačkoliv to není nezbytně nutné. Značně by se zjednodušil přepočít výšek pulsů na energie detekovaných objektů.

Obecně odezva detektoru není lineární pro celý rozsah energií, a závisí na typu detekovaných objektů a jejich energii. Nicméně na jistých intervalech energií určitého typu částic ji za lineární považovat můžeme.

2.3 Energetické rozlišení

Je nejdůležitější charakteristikou detektorů používaných k měření energie.

K jeho definici potřebujeme znát odezvu detektoru na monoenergetické záření, která pro nějaký smyšlený detektor vypadá jako odezva na obrázku 2.1 na následující straně. Na tomto obrázku je zobrazena šířka píku v půlce jeho výšky, v angličtině full width at half maximum, zkráceně FWHM, a její definice je již v podstatě obsažena v názvu. Je to celá šířka píku odezvy v poloviční úrovni jeho maximální hodnoty. Předpokládáme, že pozadí při získávání odezvy je zanedbatelné nebo bylo odstraněno.

Definice. Energetickým rozlišením detektoru míníme šířku píku Δ v polovině jeho výšky.

Je to vlastně nejmenší rozdíl energií, které jsme od sebe schopni rozlišit. Energie od sebe vzdálené méně než Δ již rozpoznat nedovedeme.

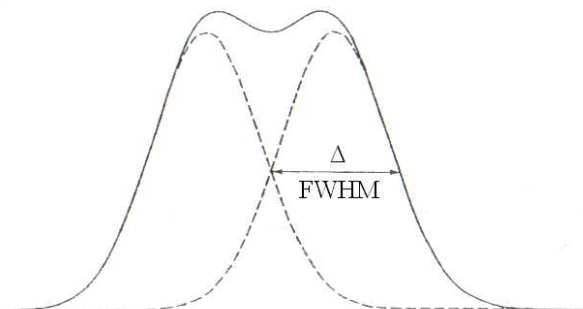
Definice. Šířku píku v polovině jeho výšky Δ dělenou pozicí těžiště píku odezvy nazýváme *relativním energetickým rozlišením* a označujeme R . Takže

$$R = \frac{\langle \text{šířka píku v polovině jeho výšky} \rangle}{\langle \text{pozicí těžiště píku odezvy} \rangle} = \frac{\Delta}{h_0}. \quad (2.1)$$

Relativní rozlišení je funkcí energie předané detekovanými objekty, tedy energie deponované v detektoru, a je lepší, čím větší energii detektoru předáváme.

2.4 Časové charakteristiky

Velmi důležitou charakteristikou detektoru je časové rozlišení.



Obrázek 2.1: Odezva detektoru na monoenergetické záření se započtením fluktuací od statistického šumu představující gaussian $G(t) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}}$. Na obrázku je dále demonstrován pojem šířka píku v polovině jeho výšky.

Definice. Časové rozlišení je čas, který detektor potřebuje k tomu, aby zformoval signál.

Je určující pro časové vlastnosti detektoru. Detektor s dobrými časovými vlastnostmi rychle formuje ostrý puls. Nicméně trvání signálu je taktéž důležitým parametrem.

Definice. Dobu, během které nemůže být zaznamenána další událost, označujeme *mrtvou dobou*.

Během ní je detektor buď necitlivý nebo by byl druhý signál složen s prvním.

2.5 Detekční účinnost

Rozdělujeme na dva druhy, a to absolutní detekční účinnost a vnitřní detekční účinnost.

Definice. Absolutní detekční účinnost je určena poměrem počtu pulsů zaznamenaných detektorem k počtu »vyzáření« zdrojem.

Závisí na geometrii detektoru a pravděpodobnosti interakce detekovaných objektů uvnitř detektoru.

Definice. Vnitřní detekční účinnost je určena poměrem počtu pulsů zaznamenaných detektorem k počtu »záření«, které vstoupilo do detektoru.

Závisí na druhu detekovaných objektů, jejich energii a materiálu detektoru.

Kapitola 3

Experimentální metody

Nepřímé metody Přímé měření emitovaných částic

Geochemické Radiochemické Aktivní vzorek Pasivní vzorek

Měření energií částic Měření energií a trajektorií částic

Obrázek 3.1: Rozdělení metod zkoumání dvojného beta rozpadu.

První experiment hledající dvojný beta rozpad byl proveden v roce 1948 za použití Gaiger–Müllerova počítače. V tomto experimentu byl zjištěn poločas rozpadu $T_{\frac{1}{2}}(^{124}\text{Sn}) > 3 \cdot 10^{15}$ roků. Mezi lety 1948 a 1965 byla provedena dvacítká experimentů s citlivostí na poločas rozpadu v rozmezí $(10^{16} - 10^{19})$ roků. Několikrát se myslelo, že dvojný beta rozpad byl objeven, ale novější citlivější experimenty to vyvrátili. Výjimkou byl geochemický experiment z roku 1950, ve kterém byl dvouneutrinový dvojný beta rozpad ^{130}Te opravdu objeven. Citlivost na dvojný rozpad prošla na přelomu šedesátých a sedmdesátých let raketovým vývojem, E. Fiorini s kolektivem uskutečnili experiment s Ge(Li) detektorem a stanovili limit bezneutrinového dvojného rozpadu $T_{\frac{1}{2}}(^{76}\text{Ge}) > 5 \cdot 10^{21}$ roků. Experiment s ^{48}Ca a ^{82}Se používající koronový detektor v magnetickém poli a plastové scintilátory provedla skupina vědců vedená C. Wu. Dosáhli úchvatného poločasu $3,1 \cdot 10^{21}$ roků. Během dalších let byly provedeny velmi citlivé geochemické experimenty a $2\nu \beta\beta$ rozpad byl potvrzen u ^{128}Te , ^{130}Te a ^{82}Se . Obrovským úspěch skončil experiment skupiny M. Moeho. Za použití časové projekční komory byl poprvé přímým měřením prokázán dvouneutrinový dvojný beta rozpad. Během devadesátých let byl dvouneutrinový beta rozpad pozorován pro různá jádra v mnoha experimentech. Navíc byla limit pro bezneutrinový dvojný rozpad zvýšena na 10^{25} roků.

Historie

Metody pozorování dvojného rozpadu rozdělujeme na nepřímé, do nichž zapadají geochemické a radiochemické metody. Přímé metody jsou založeny na dvou rozdílných experimentálních přístupech. Pokud zdroj současně slouží jako detektor, jedná se o metodu s aktivním vzorkem. O metodě s pasivním vzorkem mluvíme, pokud je zdroj od vzorku oddělen.

Rozdělení
metod

3.1 Nepřímé metody

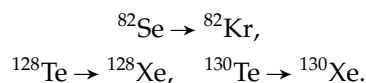
Jsou založené na detekci izobarů ($A, Z + 2$) vzniklých dvojným beta rozpadem jader (A, Z). Pravděpodobnost $\beta\beta$ rozpadu se určí počtem mateřských a dceřiných jader a dobou měření τ , za kterou se dceřiná jádra vytvářela

$$\lambda = \frac{N(A, Z + 2)}{N(A, Z)\tau}.$$

3.1.1 Geochemická metoda

Detekují se jádra ($A, Z + 2$) ve velmi starých minerálech obsahujících velká množství mateřských jader.

Kandidáti dvojného beta rozpadu musejí splňovat geologické a chemické požadavky. Především sledovaný nuklid musí být v hornině v dostatečné koncentraci. Dceřiná jádra se nenacházela v hornině před jejím formováním a jejich koncentrace se mění pouze v důsledku $\beta\beta$ rozpadu, tedy se nesmí měnit například jeho vypařováním. Stáří horniny lze určit z geologického okolí měřeného vzorku. Všechny výše uvedené podmínky splňují selenové a telurové rudy. Metoda tak prokázala existenci dvojných beta rozpadů



S nízkou statistickou významností byl potvrzen i rozpad jádra ${}^{96}\text{Zr}$.

Výhodou metody je, že dceřiné produkty se hromadí extrémně dlouhou dobu. Doba měření τ tak odpovídá stáří horniny. Velkou nevýhodou je nemožnost rozlišit módy rozpadu $2\nu\beta\beta$ a $0\nu\beta\beta$, takže

$$\lambda_{\beta\beta} = \lambda_{2\nu\beta\beta} + \lambda_{0\nu\beta\beta}.$$

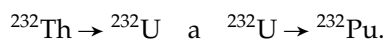
Typickým představitelem metody je

Inghramův a Reynoldsův experiment provedený v roce 1949 s telurovou rudou starou $1,5 \cdot 10^9$ roků, u které byl zjištěn anomální obsah ${}^{130}\text{Xe}$. Poločas rozpadu byl stanoven $T_{\frac{1}{2}}({}^{130}\text{Te}) = 1,4 \cdot 10^{21}$ roků.

3.1.2 Radiochemická metoda

K detekci dceřiných jader se využívá jejich radioaktivity. Experimenty používající tuto metodu jsou členěny do tří fází. Nejprve je potřeba důkladně vyčistit vzorek. Druhá fáze spočívá v hromadění dceřiných produktů. Probíhá dobu τ , zpravidla několik let. Nakonec dojde k detekci dceřiných produktů.

Kandidáty použitelnými touto metodou jsou rozpady



Dceřiné produkty se detekují snadněji než inertní plyny. Není proto nutná tak dlouhá doba měření a objem vzorku jako v geochemických experimentech. Odpadají neurčitosti s určením stáří horniny a počáteční koncentrace dceřiných produktů. Nedochozí k rozptylu dceřiných produktů během miliónů let. Nevýhodou je obdobně jako u předchozí metody nemožnost rozlišit módy rozpadu $2\nu\beta\beta$ a $0\nu\beta\beta$.

Levine měřil v roce 1950 6 let starý vzorek UO_3 . Hledal alfa částice s energií $K(\alpha) = 5,5$ MeV z rozpadu s poločasem $T_{\frac{1}{2}}({}^{238}\text{Pu}) = 88$ roků. Nicméně žádnou alfa částici nezaregistroval, poločas dvojného beta rozpadu pak určil relací $T_{\frac{1}{2}}({}^{238}\text{U}) > 6 \cdot 10^{18}$ roků.

Turkevich v roce 1991 tuto hodnotu zpřesnil. Stanovil $T_{\frac{1}{2}}({}^{238}\text{U}) = (2,0 \pm 0,6) \cdot 10^{21}$ roků.

3.2 Přímé metody

3.2.1 Měření s aktivním vzorkem

Samotný detektor obsahuje kandidáty dvojného beta rozpadu, někdy se této technice říká kalorimetrická.

Mnoho navrhovaných experimentů na bezneutrinový dvojný beta rozpad používají aktivní ^{76}Ge detektor. Dobrá detekční účinnost a vysoké energetické rozlišení tyto detektory předurčuje k úspěšným měřením.

Heidelberg–Moscow, experiment běžící nepřetržitě od srpna 1987 do listopadu 2003 v podzemní laboratoři Gran Sasso. Používal v té době největší, nejsilnější a nejčistší zdroj dvojného beta rozpadu a dosáhl rekordně nízkého pozadí. Byl proveden s pěti krystaly super čistého germania typu p obohacený izotopem ^{76}Ge , který současně sloužil jako detektor dvojného rozpadu.

Poločas rozpadu se určoval vzorcem

$$T_{\frac{1}{2}}^{(0\nu)} \sim a\varepsilon \sqrt{\frac{M\tau}{Rb}},$$

kde a označuje stupeň obohacení, nejdůležitější parametr tohoto experimentu, použitý vzorek představoval ekvivalent 1,2 t přírodního Ge. Dále ε je detekční účinnost, která činí téměř 100%, M je hmotnost vzorku, τ doba měření, R relativní energetické rozlišení, v experimentu lepší než 0,2% a b je měrná aktivita pozadí, které bylo naměřeno $0,113 \text{ Bq}^{-1} \text{ kg}^{-1}$.

Lze použít i krystaly CdTe. Experimenty používající tento typ polovodiče mohou být provozovány za »pokojové« teploty, nicméně energetické rozlišení by bylo lepší, pokud by byl krystal ochlazován na -20°C .

Další třídu experimentů hledající bezneutrinový dvojný beta rozpad tvoří kryogenní bolometry. Využívá se skutečnost, že tepelná kapacita diamagnetických a dielektrických krystalů je při nízkých teplotách úměrná třetí mocnině teploty. Takže malé množství energie uvolněné částicí v detektoru vytvoří dostatek tepla, které lze detekovat teplotními čidly. Jediným aktuálně provozovaným experimentem založeným na této nové metodě je

CUORICINO, tedy »malé CUORE«. Detekuje dvojný rozpad ^{130}Te , při němž se uvolní energie 2530 keV. Zastoupení požadovaného izotopu je 33%, takže přírodní směs není nutné obohacovat. Teplota je měřena speciálními termistory. Celková hmotnost vzorku je 40,7 kg. Experiment je umístěn v laboratoři Gran Sasso ve hloubce 3,5 km vodního ekvivalentu.

3.2.2 Měření s neaktivním vzorkem a měření energie a trajektorie emitovaných částic

Schopnost rekonstruovat stopu částice nabízí možnost účinně potlačit pozadí. Kalorimetrické experimenty musí mít dostatečně dobré energetické rozlišení, aby mohli odlišit signálové píky s podobnou energií pocházející od pozadí. Navíc se při měření trajektorií s pasivním vzorkem nemusíme omezovat na jistou skupinu izotopů, jelikož měření energie se provádí nezávislým kalorimetrem.

Experiment NEMO-3 založený na této technice si představíme v následující kapitole.

3.3 Zhodnocení

- V tabulce 3.1 na následující straně jsou uvedené výsledky několika uskutečněných a probíhajících experimentů.

i	Experiment	metoda	izotop	zastoupení $\frac{\eta(i)}{\%}$	energie reakce $\frac{Q_{\beta\beta}(i)}{\text{keV}}$	poločas rozpadu $\frac{T_{\frac{1}{2}}^{(0\nu)}(i)}{\text{rok}}$	hmotnost $\frac{m_\nu(i)}{\text{eV}}$
1	Bernatovitz	geochemická	^{128}Te	34	867	$> 7,7 \cdot 10^{24}$	(0,1 – 4)
2	CUORICINO	bolometr	^{130}Te	33,8	2530	$> 2 \cdot 10^{24}$	(0,2 – 1,0)
3	Elegant IV	aktivní vzorek	^{48}Ca	0,19	4271	$> 1,4 \cdot 10^{22}$	(7 – 14)
4	Heidelberg–Moscow	aktivní vzorek	^{76}Ge	7,8	2039	$> 1,9 \cdot 10^{25}$	(0,12 – 1)
5	NEMO-3	měření treků	^{82}Se	9,2	2995	$> 1 \cdot 10^{23}$	(1,3 – 3,6)
6			^{100}Mo	9,6	3035	$> 4,6 \cdot 10^{23}$	(0,7 – 1,2)

Tabulka 3.1: Výsledky bezneutrinových dvojných rozpadů.

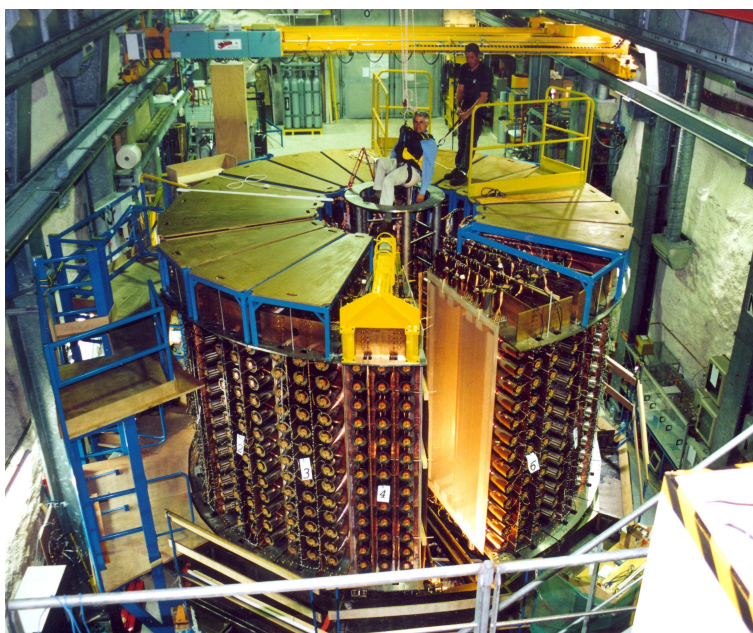
- Velkou nevýhodou nepřímých metod je nemožnost odlišit módy dvojného beta rozpadu.
- Experimenty s aktivním vzorkem mají vyšší energetické rozlišení a lepší detekční účinnost než experimenty s pasivním vzorkem, nejsou však tak citlivé na odlišení bezneutrinového módu a nejsou schopny tak dobře rozeznat pozadí.

Kapitola 4

NEMO-3

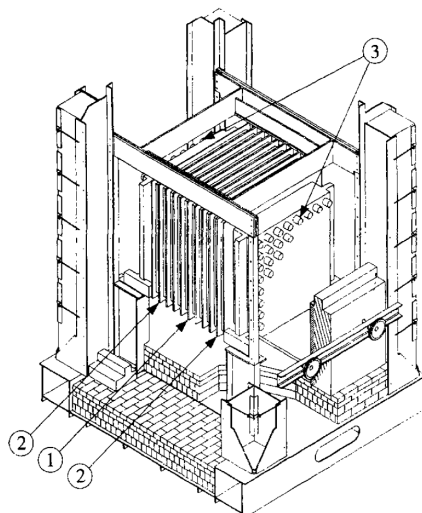
Kolaborace NEMO, jejíž název je zkratkou Neutrino Ettore Majorana Observatory, se zabývá experimenty zkoumající bezneutrinový dvojný beta rozpad od roku 1989. Do roku 1997 byly vyrobeny a provozovány dva prototypy detektorů NEMO-1 a NEMO-2. Zkratka v těchto dvou experimentech znamenala Neutrino Experiment with Molybdaenum. Od roku 1994 do roku 2001 kolaborace vyvíjela a konstruovala velký detektor dvojného beta rozpadu NEMO-3. Detektor nyní pracuje v podzemní laboratoři Fréjus.

Hlavním cílem experimentu NEMO-3 je prokázat existenci bezneutrinového dvojného beta rozpadu u několika izotopů. S tím je spojen záměr určit efektivní hmotnost elektronového neutrina v řádech desetin elektronvoltů, a to prostřednictvím poločasu rozpadu $T_{\frac{1}{2}}^{(0\nu)}$ ze vzorce (1.14).



Obrázek 4.1: Detektor NEMO-3 v srpnu 2001.

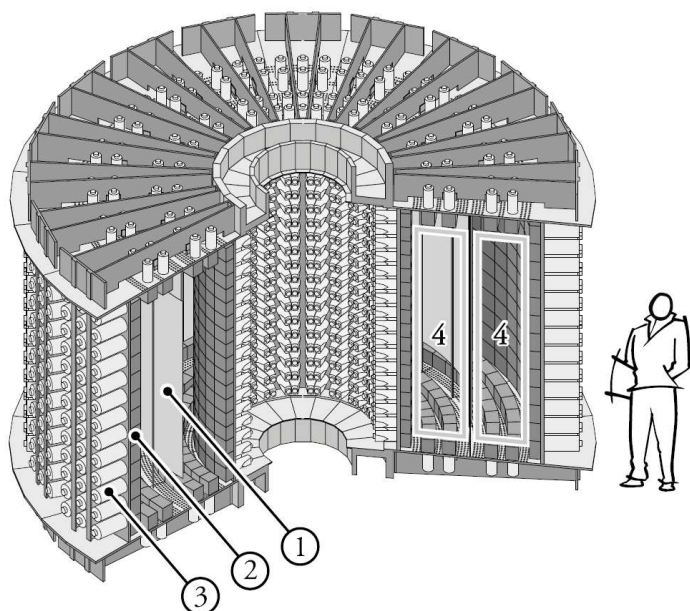
Detektor NEMO-3 je založen na detekci dvou elektronů z dvojného beta rozpadu prostřednictvím trekové a kalorimetrické části. Funkčně se shoduje s předchůdcem NEMO-2, liší se však konstrukčně. Byly redukovány účinky radioaktivního pozadí a detektor může pojmout až deset kilogramů měřeného vzorku.



Obrázek 4.2: Detektor NEMO-2. 1 — prostřední rám s kovovou fólií; 2 — deset rámců trekové části, každý s 2×32 buňkami; 3 — stěny se scintilátory.

4.1 Konstrukce detektoru

Detektor má válcový tvar a je rozdělen na dvacet identických segmentů. Podle těchto segmentů je rozdělen i vzorek, který se v jednotlivých segmentech liší. Má tvar válcové plochy o průměru 3,1 m s výškou 2,5 m a je $(30 - 60) \text{ mg cm}^{-2}$ tlustý. Plocha vzorku rozděluje trekovou část detektoru na dvě koncentrické, dohromady čítající 6180 trekových buněk. Tyto buňky jsou 2,7 m dlouhé a pracují jako plynové detektory v Geiger-Müllerově oblasti při tlaku směsi etylalkoholu v heliu 102,025 kPa, s parciálním tlakem etylalkoholu 4 kPa.



Obrázek 4.3: Řez detektorem NEMO-3. 1 — fólie se vzorkem; 2 — plastový scintilátor; 3 — fotonásobič s nízkou radioaktivitou; 4 — treková část.

Měření energie a doby letu je záležitostí kalorimetrické části. Ta pokrývá téměř celou plochu trekové části, tvoří ji válec vnitřního prstence a vnější válec. Na jeden sektor připadají dvě řady po sedmnácti detekčních jednotkách vnitřního prstence, vnější válec tvoří třináct detekčních jednotek ve třech řadách.

Další část kalorimetru je umístěna v podlaze a stropu v prostorech mezi trekovými buňkami. Ve vnitřní i vnější části oddělené vzorkem je v podlaze i stropě jednoho sektoru stejný počet detekčních jednotek a to dvanáct. Takže kalorimetr se skládá dohromady z 1940 jednotek, které sestávají z bloků scintilátorů a k nim připojených fotonásobičů.

Aby bylo možné určovat elektrický náboj částic, tedy je identifikovat, je detektor obklopený cívkou vytvářející magnetické pole paralelní s osou válcové plochy vzorku o intenzitě $2,5 \cdot 10^{-3}$ T. Takto je činěno hlavně kvůli identifikaci elektron–pozitronových párů s energiemi (1 – 10) MeV produkovaných vysokoenergetickým gama zářením z neutronového záchytu. Identifikaci páru elektron pozitron provedeme proměřením drah v trekové části detektoru a poté je můžeme vyloučit z kalorimetrických měření. Podobně identifikujeme i další částice, detektor NEMO–3 rozpoznává nízkoenergetické elektrony, pozitrony a alfa částice vznikající přirozenou radioaktivitou.



Obrázek 4.4: Detektor NEMO–3 a jeho ochranný štít.

Detektor je chráněn štítem složeného z dvacet centimetrového obalu železa s nízkou radioaktivitou. Ten slouží k zachycení gama záření a tepelných neutronů. Ke zpomalení rychlých a k zachycení tepelných neutronů jsou vně železného obalu nádrže s borovou vodou a úplně na na povrchu bloky ze dřeva.

4.2 Funkční části detektoru

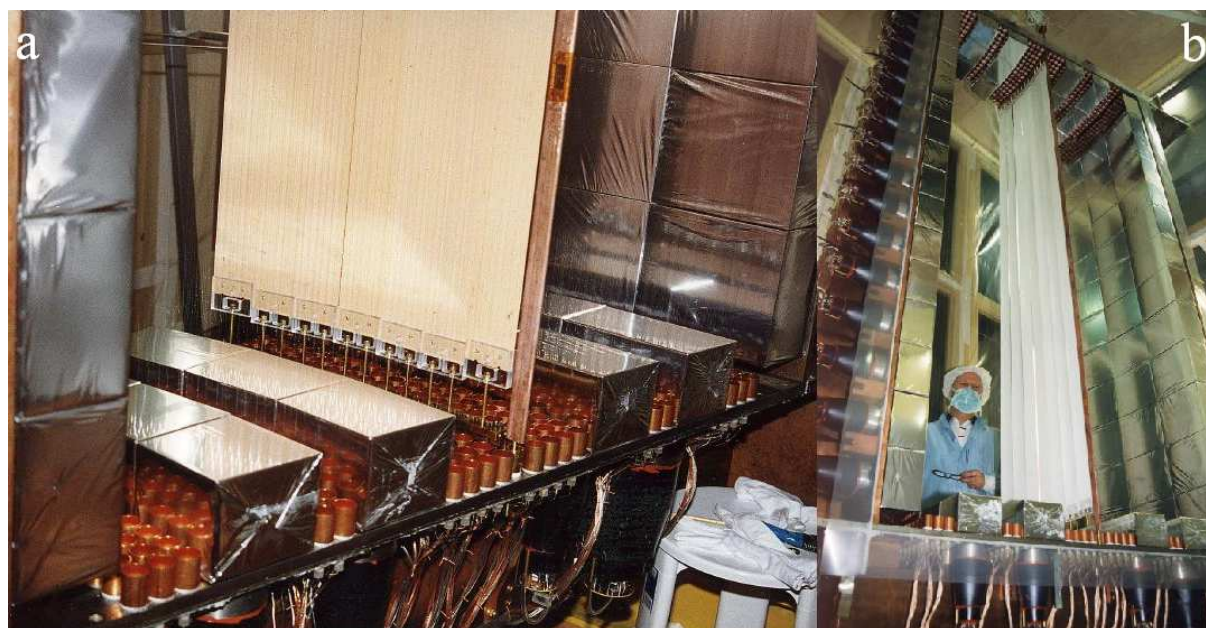
Oddělení vzorku, »dodavatele« dvojného beta rozpadu, a detektoru je jedním z hlavních rysů experimentu NEMO–3. Takováto konstrukce umožňuje zkoumat hned několik izotopů projevujících se dvojným beta rozpadem. Problémem potom je umět rozlišit bezneutrinové rozpady od jednotlivých vzorků. Konstrukce dále umožňuje zkoumat pozadřové jevy.

4.2.1 Zdroj dvojného beta rozpadu

Výběr izotopů, které jsou použity ke zkoumání dvojného beta rozpadu podléhal několika kritériím. Byly to především energie reakce $Q_{\beta\beta}$, jaderné maticové elementy $M_{0\nu}$ pro bezneutrinový dvojný beta rozpad a $M_{2\nu}$ pro neutrinový dvojný beta rozpad. Dalším kritériem bylo pozadí v energetické oblasti kolem $Q_{\beta\beta}$ a možnosti redukce radioaktivity u kandidátů na přípustnou hodnotu. A konečně i zastoupení kandidáta v přírodní směsi, tedy dostupnost vzorku.

Výběr vzorků založený pouze na jaderném maticovém elementu M_{0v} není možný, protože výpočty maticových elementů jsou značně nejisté. Limitujícím kritériem na energii reakce $\beta\beta$ je produkce gama záření s energií 2,615 MeV pocházející z rozpadu ^{208}Tl . Je proto nutné kandidáty vybírat s energií reakce vyšší. Dalším klíčovým kritériem bylo zastoupení v přírodním vzorku. Byli vybráni kandidáti, jejichž zastoupení bylo alespoň 2%. Pět izotopů splnilo dvě poslední kritéria. Byly to izotopy ^{116}Cd , ^{28}Se , ^{100}Mo , ^{96}Zr a ^{150}Nd . Díky vylepšení procesů obohacování izotopů, mohl být přidán i další izotop, který nesplňoval kritériem dvouprocentního zastoupení v přírodní směsi. Byl to ^{48}Ca s »úchvatnou« hodnotou energie reakce 4272 keV. Ke zkoumání dvouneutrinového dvojného beta rozpadu byl přidán ^{130}Te .

Ke studiu bezneutrinového dvojného beta rozpadu je v detektoru dvanáct sektorů s izotopem molybdenu a dva sektory se selenem. Pro studium dvouneutrinového rozpadu bylo do dvou sektorů umístěno ^{130}Te , kadmium v jednom sektoru a neodym, zirkonium a vápník společně v jednom sektoru. Dále je v detektoru umístěna fólie bez vzorku k měření pozadí experimentu a k měření pozadí v energetické oblasti kolem 3 MeV je ve třech sektorech umístěna měď a přírodní telur, který díky velkému obsahu izotopu ^{130}Te umožňuje zkoumat dvojný beta rozpad.



Obrázek 4.5: V části a je zobrazeno připevnění fólie se vzorkem. V jeho blízkosti vidíme kalibrační trubici. V části b je zobrazena montáž fólie.

Energie reakcí, zastoupení a hmotnosti jednotlivých izotopů použitých v detektoru NEMO-3 jsou uvedeny v tabulce 4.1 na následující straně a pohled na hodnoty energie reakce a zastoupení nám dává odpověď na to, proč se projekty NEMO soustředí zrovna na izotop ^{100}Mo . Schématické zobrazení rozdělení vzorků v detektoru NEMO-3 je na obrázku 4.6 na následující straně.

4.2.2 Kalorimetrická část

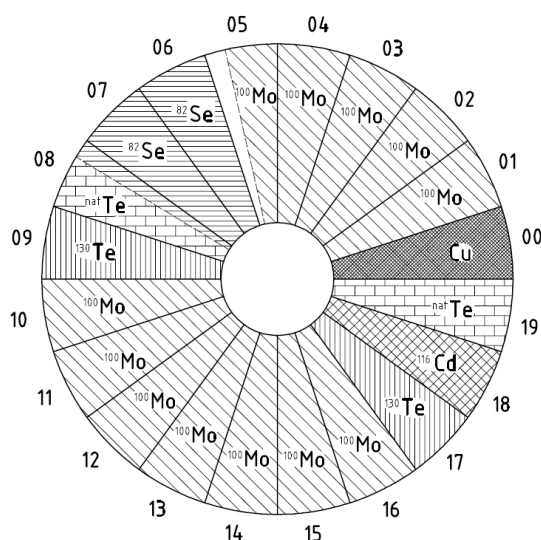
Kalorimetr detektoru NEMO-3 sestává z 1940 detekčních jednotek. Každá je složena ze scintilátoru, světlovodu a fotonásobiče.

Scintilátory byly použity plastické, z důvodu vyloučení zpětného rozptylu a jejich »radiočistotě«. Bloky scintilátorů jsou připevněny na nezávislé konstrukci. Tvar bloků se liší podle umístění v sektoru aby optimálně vyplnily »interiér« detektoru. Celkem je použito sedm druhů. V podlaze a stropu jsou čtyři druhy bloků, které zvětšují objem s poloměrem a jsou od vnitřní části k vnější označeny L1 až L4. Vnitřní stěnu tvoří stejné bloky IN. Vnější stěna je složena ze tří řad. Bloky prostření řady mají označení EC a krajní bloky EE. Obložení scintilátorovými bloky je ukázáno na obrázku 4.7.

Všechny bloky mají shodnou tloušťku 10 cm a je optimalizována pro co možná nejvyšší účinnost detekce

Izotop i	použití	hmotnost $\frac{m(i)}{\text{kg}}$	energie reakce $\frac{Q_{\beta\beta}(i)}{\text{MeV}}$	zastoupení $\frac{\eta(i)}{\%}$		
^{100}Mo	$0\nu\beta\beta$	6,9	3,0348	9,6		
^{82}Se		0,93	2,9952	9,2		
Cu	$2\nu\beta\beta$	0,62	2,5289	33,8		
^{nat}Te		0,61				
^{130}Te		0,45				
^{116}Cd		0,4				
^{150}Nd		$36,5 \cdot 10^{-3}$			3,3671	5,6
^{96}Zr		$9,43 \cdot 10^{-3}$			3,35	2,8
^{48}Ca		$6,99 \cdot 10^{-3}$			4,272	0,187

Tabulka 4.1: Vlastnosti a hmotnosti izotopů použitých jako zdroj dvojného beta rozpadu v experimentu NEMO-3.

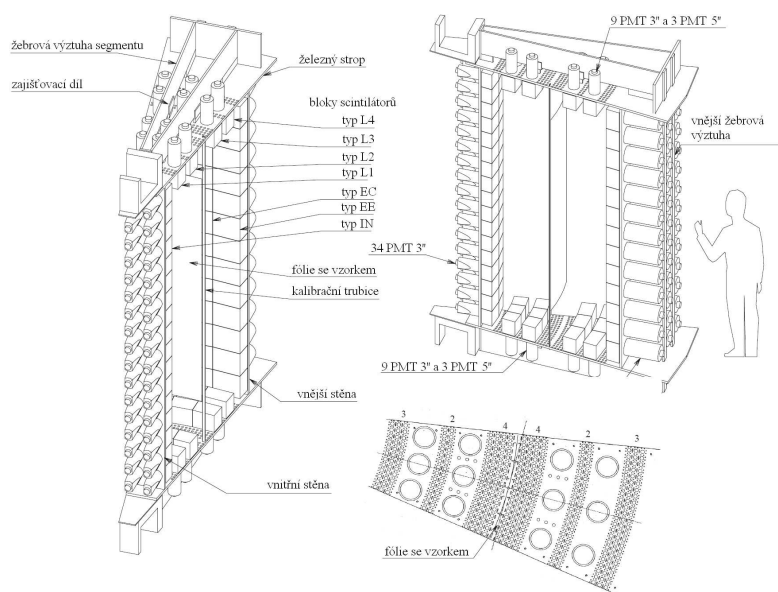


Obrázek 4.6: Takzvaný »NEMO-3 camembert«, tedy rozdělení vzorků do dvaceti sektorů detektoru NEMO-3.

gama záření bez velkého snížení transparence pro scintilační fotony. Byl použit tříšložkový organický scintilátor, konkrétně plastový scintilátor p-terfenyl s posunovačem POPOP v polystyrénu. Hmotnostní zastoupení jednotlivých složek se liší podle umístění scintilátorového bloku v detektoru. Scintilátory umístěné v podlaze a stropu mají hmotnostní zastoupení polystyrénu 98,75%, p-terfenylu 1,2% a POPOPu 0,05%, ve stěnách detektoru jsou použity scintilátory s hmotnostním zastoupením polystyrénu 98,49%, p-terfenylu 1,5% a POPOPu 0,01%.

Konstrukce detektoru předpokládá relativní energetické rozlišení pro elektrony s kinetickou energií $T = 1$ MeV hodnoty lepší než 6,2%. Měřením byl potvrzen předpoklad, rozlišení pro bloky IN je 5,1, pro bloky EC a EE 5,5. Aby energetické rozlišení bylo co možná největší, bylo vyrobeno více scintilátorových bloků, než bylo potřeba. Bloky byly proměřeny a vybrány kusy s nejlepšími parametry. Se scintilátory byly prováděny testy. Byla zjišťována světelná propustnost, která činila průměrně 75% a byla vždy vyšší než 70% pro světlo vlnové délky 420 nm. Dále se určovala »radiočistota«. Aktivita ^{208}Tl ve scintilátoru byla 60krát nižší než u použitých fotonásobičů, které se projevují velmi nízkou radioaktivitou, u ^{214}Bi byla dokonce 430krát nižší.

Vybrané scintilátorové bloky byly na bočních stranách obaleny pěti vrstvami 70 μm tlustým teflonovým



Obrázek 4.7: Vyplnění sektoru scintilátorovými bloky s detailem scintilátorových bloků, fotonásobičů a fólie se vzorkem. L4, L3, . . . IN označují tvary scintilátorových bloků.

pásem ke zlepšení sběru světla. Poté byl celý blok, kromě oblasti kontaktu se světlovodem, opatřen fólií Mylar, která chrání blok od všudypřítomného světla, ale zlepšuje i světelnou odrazivost scintilátoru při minimálních energetických ztrátách vstupujících elektronů.

Jako světlovod mezi scintilátorovým blokem a fotonásobičem byl použit polymetyl metakrylát. Ten také slouží k oddělení trekové části detektoru a tudíž k ochraně fotonásobičů proti parám hélia. Propustnost pro světlo vlnových délek rozsahu (380 – 420) nm činí 98%.

Vývoj fotonásobičů pro NEMO–3 začala ve spolupráci s různými výrobci v roce 1992. Důraz byl kladen na čistotu použitých materiálů. Výběrovým kritériem byla hmotnostní aktivita nečistot ve skle, která měla dosahovat u ^{40}K maximální hodnotu $1,7 \text{ Bq kg}^{-1}$, u ^{214}Bi $0,83 \text{ Bq kg}^{-1}$ a u ^{208}Tl $0,17 \text{ Bq kg}^{-1}$. Nakonec byla vybrána společnost Hamamatsu, jejíž sklo bylo stonásobně až tisícinásobně čistší.

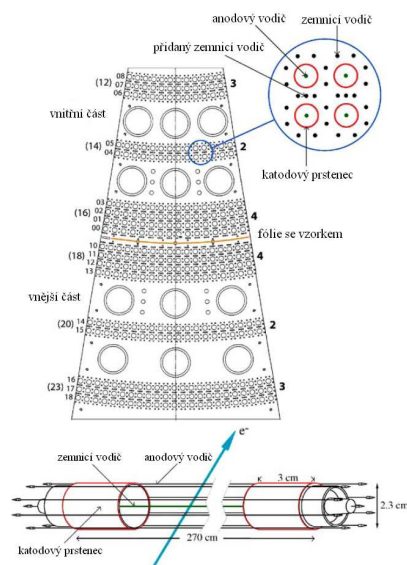
Na scintilátorové bloky IN, L1, L2 a L3 byly nasazeny fotonásobiče R6091 o hmotnosti 230 g s třípalcovou plochou fotokatodou a dvanácti dynodami. Scintilátorové bloky EE a EC byly spojeny k fotonásobičům R6594 se hmotností 385 g, s hemisférickou fotokatodou a deseti dynodami. Tudíž byla i potřeba dvou druhů světlovodů s různými tvary.

S fotonásobiči byly prováděny testy, během nichž byly ověřovány vlastnosti deklarované výrobcem. Relativní energetické a časové rozlišení bylo měřeno pro energii 1 MeV a byly zjištěny hodnoty 4% energetického a 250 ps časového rozlišení. Byla taktéž zkoumána linearita odezvy v oblasti energií (0 – 12) MeV, symetrie a stejnoměrnost.

4.2.3 Treková část

Treková část detektoru NEMO–3 je tvořena vrstvami svislých trekových buněk. Buňka má tvar osmihranného hranolu s »průměrem« 3 cm. Tento tvar je určen osmi zemnicími vodiči symetricky obklopující anodový vodič a katodový prstenec. Kromě krajních buněk, každý pár zemnicích vodičů sdílí dvě buňky, aby se minimalizoval jejich počet. Navíc mezi vrstvami buněk je uprostřed sdíleného páru přidán jeden zemnicí vodič. Všechny zemnicí vodiče jsou vyrobeny z nerezavějící oceli, mají průměr 50 μm a jsou dlouhé 2,7 m. Vodiče jsou nataženy mezi železnou konstrukcí podlahy a stropu sektoru detektoru. Na obou koncích buňky jsou katodové prstence délky 3 cm a průměru 2,7 cm. Anodový vodič probíhá středem buňky a středem katodového prstence, zatímco zemnicí vodiče jsou vedeny vně prstence. Konstrukce jedné trekové buňky a její průřez spolu s průřezem celého jednoho sektoru detektoru

NEMO-3 je ukázán na obrázku 4.8.



Obrázek 4.8: Podélný průřez sektorem detektoru NEMO-3 s detailem čtyř trekových buněk. Geiger-Müllerova buňka. Na průřezu sektorem vidíme uspořádání vrstev buněk. Dohromady máme devět vrstev řazených »4 - 2 - 3«. Vrstvy jsou značeny od fólie k okrajům 00 až 08 ve vnitřní části detektoru a 10 až 18 ve vnější části.

Trekové buňky pracují v Geiger-Müllerově oblasti, jsou naplněné plynou směsí hélia a etylalkoholu. Anodové vodiče pracují pod napětím 1800 V.

Průletem nabitě částice Geiger-Müllerovou buňkou se v ionizovaném plynu vytvoří šest elektronů na jeden centimetr dráhy částice. V důsledku nehomogenity pole uvnitř buňky tyto elektrony driftují k anodě rychlostí závislou na vzdálenosti od anody. Pokud jsou v blízkosti anody, driftují průměrnou rychlostí $2,3 \text{ cm } \mu\text{s}^{-1}$, jsou-li vzdálené anodě driftují průměrně jen $1 \text{ cm } \mu\text{s}^{-1}$. Z časů, ze které elektrony dodriftují k anodě se určuje příčná pozice částice. V Geiger-Müllerově buňce je lavina elektronů vznikající primární ionizací v důsledku velké intenzity elektrického pole v oblasti anody dostatečně urychlena k tomu, aby excitovala atomy hélia a molekuly etylalkoholu, ty se deexcitují vyzářením fotonů. Tyto fotony mohou dopadnout na anodu a vyrazit elektron. Následkem je šířením Geiger-Müllerova výboje podél anody ke koncům rychlostí $(6 - 7) \text{ cm } \mu\text{s}^{-1}$. Příchod výboje ke konci anodového vodiče je detekován katodou. Doba šíření výboje určuje podélnou pozici částice.

Simulacemi drah nabitých částic byla zhodnocena jako neoptimálnější konfigurace se čtyřmi vrstvami trekových buněk, řazených za fóliemi, následovaná mezerou, poté dvěma vrstvami, další mezerou a před stěnami scintilátorových bloků třemi vrstvami buněk. Dohromady devíti vrstvami buněk se dvěma mezerami pro podlahové a stropní bloky scintilátorů. Čtyři vrstvy za fólií byly voleny kvůli preciznímu určení výchozího bodu trajektorie detekovaných částic, zatímco ostatní vrstvy slouží k určení tvaru trajektorií částic.

Rekonstrukce celé dráhy částice až k fólii se vzorkem je provedena prostřednictvím časového propojení zásahů Geiger-Müllerových buněk. Událost dvojného beta rozpadu identifikujeme pokud se nám, ještě před jeho hlubší analýzou, podaří shromáždit dva zásahy kalorimetrů spolu se dvěma rekonstruovanými trajektoriemi, které identifikujeme jako elektronové.

4.3 Zhodnocení experimentu NEMO-3

Detektor je v provozu od 14. února 2003 a projekt byl prohlášen úspěšným.

- V roce 2004 bylo zachyceno již 140000 dvouneutrinových beta rozpadů kandidátů ^{100}Mo , ^{82}Se , ^{96}Zr ,



Obrázek 4.9: Kompletní detektor NEMO-3.

^{116}Cd a ^{150}Nd .

- Po 389 dnech provozu nebyl detekován bezneutrinový dvojný beta rozpad.
- Bylo dosaženo energetické rozlišení 8% pro částice s energií 3 MeV.
- Předběžná mez poločasu bezneutrinového dvojného rozpadu byla po 216 dnech stanovena pro ^{100}Mo a ^{82}Se

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu \beta\beta} (^{100}\text{Mo}) > 3,5 \cdot 10^{23} \text{ rok}$$

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu \beta\beta} (^{82}\text{Se}) > 1,9 \cdot 10^{23} \text{ rok}$$

a odtud lze odvodit hodnoty efektivních hmotností neutrina

$$m_{\nu} (^{100}\text{Mo}) < (0,7 - 1,2) \text{ eV}$$

$$m_{\nu} (^{82}\text{Se}) < (1,3 - 3,6) \text{ eV}.$$

- Úroveň pozadí od radonu byla přibližně desetinásobně překročena oproti předpokladům. Proto byl zkonstruován čistící systém, takzvaná »radonová fabrika«, který je spuštěn od srpna 2004.
- Po pěti letech provozu s čistícím systémem by měly být dosaženy limity

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu \beta\beta} (^{100}\text{Mo}) > 4 \cdot 10^{24} \text{ rok}$$

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu \beta\beta} (^{82}\text{Se}) > 8 \cdot 10^{23} \text{ rok}$$

a efektivní hmotnosti neutrina

$$m_{\nu} (^{100}\text{Mo}) < (0,2 - 0,35) \text{ eV}$$

$$m_{\nu} (^{82}\text{Se}) < (0,65 - 1,8) \text{ eV}.$$

Sektor	stripy	zastoupení $\frac{\eta}{\%}$	hmotnosti		
			$\frac{m_1}{g}$	$\frac{m_2}{g}$	$\frac{m_3}{g}$
00	7 s ^{nat} Cu(M)		620,8	620,8	620,8 ^{nat} Cu
01	5 s ^{enr} Mo(M)	95,14	424,21	423,22	401,76 ¹⁰⁰ Mo
	2 s ^{enr} Mo(C)	95,14	176,22	145,08	137,72 ¹⁰⁰ Mo
02	7 s ^{enr} Mo(M)	1 a 2: 96,81	186,44	186,06	179,76 ¹⁰⁰ Mo
		3 až 7: 98,51	434,88	434,4	426,94 ¹⁰⁰ Mo
03	7 s ^{enr} Mo(M)	98,9	697,32	696,47	686,29 ¹⁰⁰ Mo
04	7 s ^{enr} Mo (M)	97,9	614,63	614,14	600,05 ¹⁰⁰ Mo
05	2 s ^{enr} Mo (M)	1 a 2: 98,20	188,27	187,89	184,14 ¹⁰⁰ Mo
		3: 96,66	109,22	90,07	86,89 ¹⁰⁰ Mo
	3 s ^{enr} Mo (C)	4: 98,20	108,76	90,16	88,34 ¹⁰⁰ Mo
		5: 95,80	87	70,85	67,73 ¹⁰⁰ Mo
	1 s ^{enr} Nd ₂ O ₃ (C)	6: 91,0	56,68	40,18	36,55 ¹⁵⁰ Nd
	$\frac{1}{2}$ s ^{enr} ZrO ₂ (C)	57,3	11,57	7,15	ITEP: 4,10 ⁹⁶ Zr
57,3		14,94	9,27	INR: 5,31 ⁹⁶ Zr	
$\frac{1}{4}$ s ^{enr} CaF ₂ (C)	73,1	18,516	9,572	6,997 ⁴⁸ Ca	
$\frac{1}{4}$ bez vzorku					
06	7 s ^{enr} Se (C)	97,02	455,67	385,31	373,80 ⁸² Se
07	7 s ^{enr} Se (C)	96,82	535,04	460,65	446,03 ⁸² Se
08	2 s ^{enr} Se (C)	1: 97,95	73,58	63,24	61,31 ⁸² Se
		2: 97,02	62,78	52,82	51,25 ⁸² Se
	5 s ^{nat} TeO ₂ (C)	3 až 7: 33,8	346,44	189,19	63,94 ¹³⁰ Te
09	7 s ^{enr} TeO ₂ (C)	89,4	380,86	255,77	228,61 ¹³⁰ Te
10	7 s ^{enr} Mo (C)	1 a 2: 95,14	205,9	170,14	161,51 ¹⁰⁰ Mo
		3 až 6: 96,66	414,68	339,94	327,92 ¹⁰⁰ Mo
		8: 36,3	102,91	84,73	81,45 ¹⁰⁰ Mo
11	7 s ^{enr} Mo (C)	6: 35,1	107,88	89,44	84,92 ¹⁰⁰ Mo
		ostatní: 96,66	614,12	503,73	485,93 ¹⁰⁰ Mo
12	7 s ^{enr} Mo (C)	95,14	728,25	601,59	571,89 ¹⁰⁰ Mo
13	7 s ^{enr} Mo (C)	2 a 4: 98,95	213,73	177,74	175,46 ¹⁰⁰ Mo
		ostatní: 96,20	508,93	420,9	404,1 ¹⁰⁰ Mo
14	7 s ^{enr} Mo (C)	98,95	735,11	608,07	601,00 ¹⁰⁰ Mo
15	7 s ^{enr} Mo (C)	96,2	753,85	627,59	602,62 ¹⁰⁰ Mo
16	7 s ^{enr} Mo (C)	1, 2, 4, 7: 95,14	391,64	318,97	302,79 ¹⁰⁰ Mo
		3 a 5: 96,20	217,74	181,23	174,0 ¹⁰⁰ Mo
		6: 35,3	102,35	84,49	80,34 ¹⁰⁰ Mo
17	7 s ^{enr} TeO ₂ (C)	89,4	375,52	252,01	225,29 ¹³⁰ Te
18	7 s ^{enr} Cd (M)	93,2	491,18	434,42	404,89 ¹¹⁶ Cd
19	7 s ^{nat} TeO ₂ (C)	33,8	547,18	301,89	102,04 ¹³⁰ Te

Tabulka 4.2: Vlastnosti stripů zdrojů dvojného beta rozpadu v experimentu NEMO-3 podle sektorů. η je zastoupení $\beta\beta$ aktivního vzorku v obohaceném materiálu. Hmotnost m_1 udává celkovou hmotnost materiálu ve fólii, m_2 je hmotnost zkoumaného prvku ve fólii a m_3 je hmotnost izotopu rozpadajícího se dvojným beta rozpadem.

Kapitola 5

Další experimenty

5.1 Konkurence

Hon po bezneutrinovém dvojném rozpadu neskončil. Světové kolaborace představili v mnoha případech již druhé generace svých detektorů. Zde jich je popsáno jen několik.

Jedinou přímou metodu s kryogenním bolometrem představuje projekt

CUORE, jenž je rozšířením existujícího experimentu CUORICINO. Bude měřit energii uvolněnou při $\beta\beta$ rozpadu ^{130}Te v krystalu TeO_2 . Zařízení je chlazené na teplotu 10 mK a energie rozpadu bude zaznamenána vzrůstem teploty krystalu o několik desítek mK. Tato teplota může být velmi přesně změřena a uvažuje se o dosažení energetického rozlišení až 0,2%. CUORE se bude skládat z devatenácti částí, každá čítající 52 krystalů. Celková hmotnost TeO_2 bude 780 kg.

Zástupcem přímé metody je i americký projekt

Majorana. Užívá ověřenou technologii germaniových detektorů ke studiu $0\nu\beta\beta$ rozpadu. Velký germaniový krystal, obohacený na 86% ^{76}Ge bude použit jako zdroj i detektor. V počáteční konfiguraci by měl obsahovat 180 kg Ge ve 171 segmentech polovodičů typu n, rozdělených do tří ultračistých kryostatů, každý o 57 krystalech. Celé zařízení bude chráněno pasivním a aktivním štítem s nízkým podílem kontaminací a bude umístěné pod zemí. Technika germaniových detektorů je zvládnuta a mělo by být dosaženo vynikajícího energetického rozlišení 0,16% vylučující »znečištění« $0\nu\beta\beta$ rozpadového signálu od dvouneutrinového. Prosazení dalších požadovaných efektů brání použití čistých materiálů a technické řešení experimentu. Užití Ge detektorů navíc umožňuje potlačit pozadí tvarovou diskriminací signálu.

GERDA. Evropský konkurent projektu Majorana. Ke studiu $0\nu\beta\beta$ též používá detektoru obohaceného ^{76}Ge . Je však menším projektem a liší se hlavně technikou potlačení pozadí. Detektor bude umístěn v lázni kapalného dusíku nebo Ar, která poslouží jako scintilátor k odstranění vnějšího i vnitřního pozadí.

Jedinou »Přímou« konkurencí NEMO je projekt

MOON. Využívá stejnou metodu měření $0\nu\beta\beta$ rozpadu. Plánuje použít ^{100}Mo na tenké fólii. Bude se jednat o detektor s velkou granularitou, při váze detektoru 1 t lokalizuje místo rozpadu objemu 10^{-9} celkového objemu detektoru. Toho docílí použitím scintilátorových vláken s plochou průřezu 4 mm.

5.2 Experiment SuperNEMO

SuperNEMO je detektor bezneutrinového dvojného rozpadu. Objektem detekce budou elektrony z reakce (1.8)

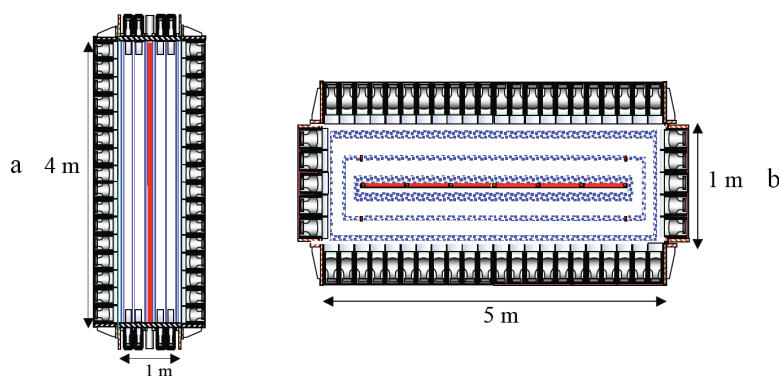


jejichž energie jsou řádově jednotky MeV.

SuperNEMO pokračuje směrem nastaveným experimentem NEMO–3, bude zachováno konstrukční řešení ve smyslu přímé metody s měřením energie a trajektorie emitovaných částic. Je aktuálně ve vývoji, nicméně již nyní známe některé jeho parametry.

Bude mít všechny charakteristiky předchůdce NEMO–3. Vzorek, kalorimetr a treková část bude oddělena, díky tomuto uspořádání bude účinně filtrovat pozadí. Měřením doby letu, schopností rozeznat elektrony a pozitrony, měření jejich energie a úhlového rozdělení, rozliší jednotlivé procesy dvojného beta rozpadu. Manipulace se vzorkem je díky jeho oddělení mnohem jednodušší. Je možné vzorek přidávat, odstranit nebo mít několik různých vzorků v jednom detektoru.

Celý detektor bude obsahovat přinejmenším 100 kg izotopu vybraného pro svou způsobilost ke dvojnému beta rozpadání. Zdroj rozpadu bude rozdělen po 5 kg do dvaceti modulů, které budou sestaveny na povrchu a poté přemístěny do podzemní laboratoře. Každý modul bude obsahovat $4 \times 3 \text{ m}^2$ fólie se vzorky plošné hustoty 40 mg cm^{-2} . Pět modulů vytvoří supermodul se společným ochranným obalem. Taková konstrukce navíc umožní spouštět jednotlivé supermoduly postupně, jak budou zkompletovány. Není nutné čekat až bude celý detektor hotov.



Obrázek 5.1: Průřez detektorem SuperNEMO. V části a boční pohled, v části b půdorys.

V roli neznámé X z rovnice (5.1) jsou zatím dva izotopy známé z NEMO–3. Budeme detekovat ${}^{150}\text{Nd}$, při jehož rozpadu se uvolňuje 3,365 MeV nebo ${}^{82}\text{Se}$ s energií 2,995 MeV. ${}^{150}\text{Nd}$ je preferován pro příznivé hodnoty fázového faktoru, který dosazujeme při výpočtu poločasu rozpadu do (1.14), a z hlediska radioaktivity nečistot. Zatím jsou problémy s jeho obohacováním.

Dráhy elektronů lze měřit trekovými buňkami pracující jako plynový detektor v Geiger–Müllerově oblasti nebo pomocí časové projekční komory. Takto bude možné rozpoznat alfa částice od ${}^{150}\text{Nd}$ a ${}^{82}\text{Se}$. Nejpravděpodobněji bude trekovou část tvořit 3000 trekových buněk rozmístěných po obou stranách fólie se vzorkem.

O uspořádání kalorimetru není rozhodnuto. Naplánovány jsou studie, neboť je nezbytné dosáhnout jistého zdokonalení. Ideální by bylo dosáhnout zlepšení energetického rozlišení při zvýšení detekční účinnosti gama záření. Detektor by byl schopný měřit vlastní nečistoty a veškeré vnější pozadí. Jednou z možností je uspořádání podle NEMO–3, ve kterém měl každý fotonásobič vlastní scintilátorový blok, v tomto případě by detektor pojmul tisícovku scintilátorů s fotonásobiči. Je uvažována i možnost, kdy by několik scintilátorových bloků sdílelo jeden fotonásobič, potřeba fotonásobičů by se snížila přibližně na sto kusů.

Detektor a jeho ochranný štít se může projevovat jen velmi nízkou radioaktivitou, je proto nutné použíté

materiály vybírat s opatrností. Nutnost snížit povolené limity motivuje k výzkumu nových fotocitlivých prvků, velkým znečištětelem je totiž sklo fotonásobičů. Veškerá elektronika bude muset být uložena vně ochranného obalu detektoru. Ochranný štít musí efektivně zastavit gama záření a neutrony od zdrojů v laboratoři. Předpokládá se použít nádrží s borovou vodou, ale uvažuje se i o aktivním štítu ke snížení vlivu vysokoenergetických mionů.

- Předpokládá se dosažení meze poločasu bezneutrinového dvojného rozpadu

$$T_{\frac{1}{2}}^{(0\nu\ \beta\beta)} > 10^{26} \text{ roků},$$

odtud by vyplynula efektivní hmotnost neutrina

$$m_{\nu} < 50 \text{ meV}.$$

- První modul by měl být spuštěn v roce 2010, celý detektor by měl začít fungovat o dva roky později.

Kapitola 6

Požadavky kalorimetru SuperNEMO

Klíčovými parametry detektoru SuperNEMO jsou

- Energetické rozlišení
- Zpětný rozptyl
- Radiační čistota
- Časová stabilita, konstantní charakteristiky
- Cena

Některé byly řešeny již v projektu NEMO-3.

6.1 Energetické rozlišení

Cílem SuperNEMO je dosáhnout relativního energetického rozlišení lepšího než

- 7% pro elektrony s energií 1 MeV a
- 4% pro 3 MeV elektrony.

Simulace prokázaly, že energetické rozlišení má významný vliv na tvar energetického spektra. Ten se projevuje obzvláště u spektra bezneutrinového dvojného rozpadu, kterým je hrot nad energií $Q_{\beta\beta}$. Čím je energetické rozlišení horší, tím je hrot »tupější« a rozmazaný. Událost, která by měla být detekována je zamítnuta jako pozadí.

Energetické rozlišení tedy hraje nejdůležitější roli pro detekci dvojného beta rozpadu. Kvůli jeho zlepšení se dokonce uvažuje o rozdělení vzorku do několika tenčích fólií majících plošnou hustotu 10 mg cm^{-2} . Geiger-Müllerovy buňky by potom byly umístěny i mezi těmito fóliemi.

6.2 Zpětný rozptyl

Elektron je zpětně rozptýlen, pokud po průchodu kalorimetrickou částí vstoupí do scintilátoru, kde zanechá část své energie a po několikanásobném odrazu se vrací zpět do kalorimetrické části. Je s tím spjato několik efektů.

- Elektron vracející se do kalorimetrické části neodevzdal celou svoji energii. Může ji deponovat kdekoli v kalorimetru. Znamená to, že detekovaná energie pro tuto trajektorii může nabývat hodnot od nuly až po plnou hodnotu. Výhody detektoru s dobrým energetickým rozlišením jsou zmařeny.
- Odražený elektron »zapálí« Geiger–Müllerovu buňku, čímž zvýší šum detekované události a jeho trajektorii si můžeme splést s trajektorií druhého elektronu dvojného rozpadu.
- Elektron může vstoupit znovu do kalorimetru a vytvořit další zásah. V nejhorším případě můžeme stopu druhého elektronu ztratit a tento zásah odraženého elektronu zaměnit se zásahem druhého elektronu rozpadu. Analýza trajektorií by měla tuto chybu odhalit.

Pokud při události vzniká odražený elektron musíme ji zamítnout.

6.3 Radiační čistota

Podle původu rozdělujeme pozadí na vnější a vnitřní.

Vnější zahrnuje kosmické záření, fotonové záření a neutrony vycházející ze stěn laboratoře a částí detektoru. Kupříkladu data z experimentu NEMO–2 a simulace Monte Carlo předpovídaly, že vlivy tohoto pozadí budou za pět let provozu NEMO–3 nulové.

Vnitřní je způsobováno vlastnostmi vzorku. Nelze se vyhnout pozadí pocházející od 2ν $\beta\beta$ rozpadu vzorku. Tento druh vnitřního pozadí není kompletně odstranitelný z důvodu konečné hodnoty energetického rozlišení. Dalšími zdroji jsou radioaktivní nečistoty obsažené ve vzorku. Energie β^- rozpadu jader ^{214}Bi a ^{208}Tl jsou poměrně vysoké a pokud překročí energii uvolňovanou $\beta\beta$ rozpadem, vytvářejí tato jádra velmi komplikující pozadí.

Izotopy použité v experimentu SuperNEMO budou obohacovány v Rusku. Bude vyžadována úroveň čistoty několika μBq na jeden kg izotopů, konkrétně

- pro ^{214}Bi 10 $\mu\text{Bq kg}^{-1}$ a
- pro ^{208}Tl 1 $\mu\text{Bq kg}^{-1}$.

Díky úsilí ruských a amerických vědců jsou tyto hodnoty dosažitelné. Odpovídají přibližně dvacetinásobnému zlepšení oproti experimentu NEMO–3.

6.4 Časová stálost

Protože detektor bude pracovat dlouhou dobu, zřejmě několik let, je potřeba, aby použité materiály nezestárly. Pokud by se během doby měření měnily charakteristiky scintilátorů a fotonásobičů a jejich následkem energetické rozlišení, mělo by to fatální důsledky na měření energetického spektra.

Měření provedená kolektivem A. Artikova a popsána v [23] jasně prokázala stárnutí u poluvinylnolue-
nových scintilátorů renomovaného výrobce. Světelný výtěžek se během čtyř let snížil přibližně o 30%, což odpovídá ročnímu úbytku výtěžku 7,5%.

6.5 Cena

Je globálním měřítkem experimentu. Díky velkorysosti si můžeme dovolit použít čistý vzorek. Stejně tak budeme moci použít dražší a kvalitnější techniku z materiálů vytvářející nicotné pozadí a s dobrou časovou stálostí. Velmi hrubě odhadovaná cena je

- 20 až 30 milionů Amerických dolarů.

Tedy přibližně

- 420 až 620 milionů Korun českých.

Není to málo a snad je to dostatečné množství na vyřešení problémů s energetickým rozlišením.

Kapitola 7

Zlepšení parametrů

Množství parazitních jevů způsobuje fluktuace odezvy a tudíž zkreslení energetického rozlišení detektoru. Tyto fluktuace jsou způsobovány nestálými provozními vlastnostmi detektoru během měření, náhodným šumem použité přístrojové techniky a statistickým šumem pocházejícím z diskretnosti samotné měřené veličiny. Posledně jmenovaný jev má v jistém smyslu největší vliv, nedá se totiž nijak potlačit.

Fluktuace

7.1 Statistické fluktuace

Statistické fluktuace jsou důsledkem nespojitosti náboje Q vytvářeného v detektoru pohlcením záření. Náboj Q je totiž složen z diskretního množství nosičů náboje, označíme jej N . Ve scintilátorech jsou to vytvořené fotony, u světločivných prvků sebrané fotoelektrony. Vliv statistického šumu na tvar odezvy můžeme odhadnout předpokladem, že tvorba náboje Q je statistický proces říditý se Poissonovým rozdělením. Pokud je $\langle N \rangle$ střední počet nosičů náboje, pak \sqrt{N} je jeho směrodatnou odchylkou a charakterizuje fluktuace $\langle N \rangle$ pocházející od statistického šumu. Byl-li jediným zdrojem fluktuací statistický šum a počet vytvářených nábojů je velké číslo, lze předpokládat, že odezva bude mít tvar gausiánu z obrázku 2.1 na straně 14 s předpisem

$$G(h) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(h-h_0)^2}{2\sigma^2}},$$

kde parametrem σ zprostředkujeme díky vztahu

$$\Delta = 2,355\sigma \quad (7.1)$$

závislost tvaru gausiánu na šířce píku v polovině jeho výšky. Parametr A je plocha odezvy a h_0 pozice středu píku.

Je-li odezva detektoru lineární, pro střední amplitudu platí $h_0 = kN$, s konstantou úměrnosti k . Směrodatná odchylka je potom $\sigma = k\sqrt{N}$ a podle vztahu (7.1) šířka píku v polovině jeho výšky je $\Delta = 2,355k\sqrt{N}$. Dosadíme-li do definičního vztahu relativního rozlišení (2.1) dostáváme limit od statistických fluktuací

$$R = \frac{2,355k\sqrt{N}}{kN} = \frac{2,355}{\sqrt{N}}. \quad (7.2)$$

Vidíme, že R závisí pouze na počtu nosičů náboje a čím více se jich v detektoru vytvoří, tím bude rozlišení lepší.

7.1.1 Fano faktor

Přesná měření ukázala, že energetické rozlišení některých typů detektorů je třikrát až čtyřikrát menší než předpokládaný limit (7.2). To by mohlo znamenat, že procesy vedoucí k vytváření jednotlivých

nosičů náboje nejsou nezávislé a počet vytvořených nosičů N nelze popisovat Poissonovým rozdělením. Byl proto zaveden Fano faktor F , který má kvantifikovat odchylky pozorovaných statistických fluktuačních počtu nábojových nosičů od Poissonova rozdělení.

Definice. Fano faktor je poměrem kvadrátů pozorované odchylky počtu nosičů náboje N ke směrodatné odchylce předpovězené Poissonovým rozdělením, tedy

$$F = \left(\frac{\langle \text{pozorovaná odchylka počtu nosičů náboje } N \rangle}{\langle \text{směrodatná odchylka předpovězená Poissonovým rozdělením} \rangle} \right)^2 = \left(\frac{\tilde{\sigma}_N}{\sigma_N} \right)^2 = \frac{\tilde{\sigma}_N^2}{\sigma_N^2}.$$

Pro korigované energetické rozlišení se započtením statistických fluktuačních potom dostaneme s použitím (7.1) a několika úprav

$$\tilde{R} = \frac{\tilde{\Delta}}{h_0} = \frac{2,355\tilde{\sigma}}{h_0} = \frac{2,355k\tilde{\sigma}_N}{kN} \frac{\sigma_N}{\sigma_N} = \frac{2,355k\sqrt{FN}}{kN} = 2,355\sqrt{\frac{F}{N}}. \quad (7.3)$$

Pro polovodičové detektory a Geiger–Müllerovy a proporcionální počítače je Fano faktor podstatně menší než jedna, pro scintilační detektory je roven přibližně jedné.

Vidíme, že pokud chceme dosáhnout relativního rozlišení lepšího než 4% musíme vytvořit alespoň 3408 nosičů náboje.

7.1.2 Práce na produkci nosiče a kvantová účinnost

Pokud zavedeme pojem

Definice. práce na produkci nosiče předpisem

$$w = \frac{\langle \text{absorbovaná energie} \rangle}{\langle \text{počet vytvořených nosičů} \rangle}$$

v konkretizované podobě

$$w = \frac{E}{N}, \quad (7.4)$$

lze ji prostřednictvím definičního vztahu (7.4) zahrnout do (7.3)

$$\tilde{R} = 2,355\sqrt{\frac{Fw}{E}}.$$

Práce na produkci nosiče je velmi dobrou charakteristikou detekčních materiálů. Na jejím základě můžeme posuzovat o detekčních schopnostech materiálu. Jedním z vhodných materiálů jsou scintilátory, jejich práce na produkci fotonu jsou uvedené v tabulkách 8.7 na straně 55, 8.9 na straně 57 a 8.9 na straně 57.

S prací na produkci nosiče poté tak trochu souvisí pojem

Definice. kvantová účinnost světločivného prvku definovaná předpisem

$$\eta(\lambda) = \frac{\langle \text{počet vytvořených nosičů} \rangle}{\langle \text{počet vstupujících fotonů vlnové délky } \lambda \rangle}.$$

Jeden z nejdůležitějších parametrů světločivných čidel. Vyjadřuje kvalitu konverze kvant fotonů na elektrony. Čím větší bud práce na vytvoření nosiče w , tím méně se jich vytvoří a světločivný prvek bude mít malou kvantovou účinnost. Musíme také zohlednit závislost na vlnové délce, proto hledáme takovou vlnovou délku λ , pro kterou je kvantová účinnost η nejlepší. Říkáme, že světločivný prvek spektrálně přizpůsobujeme zdroji.

7.2 Ostatní fluktuační

Další zdroje fluktuační se budou skládat s neodstranitelnou statistickou fluktuační a dohromady složí celkovou fluktuační měřicího systému, charakterizujeme ji šířkou píku Δ_{Σ} . V některých případech můžeme měřit fluktuační pocházející od jednotlivých komponent systému. Záměnou detektoru za generátor pulsů a změřením odezvy zbylé části systému určíme fluktuační pocházející od elektronického šumu. Je-li v systému několik symetrických a nezávislých zdrojů fluktuační, pak statistická teorie říká, že celková odezva systému se tvarem blíží gausiánu. Gausián je proto používán jako odezva systémů s mnoha různými faktory podílejícími se na celkovém energetickém rozlišení. Odchylky se sčítají, proto čtverec celkové šířky píku v polovině jeho výšky je dán součtem kvadrátů šířek píků v polovině jejich výšky jednotlivých zdrojů fluktuační

$$\begin{aligned}\Delta_{\Sigma}^2 &= \langle \text{šířka píku statistická} \rangle^2 + \langle \text{šířka píku kalibrační} \rangle^2 + \langle \text{šířka píku šumová} \rangle^2 + \dots \\ &= \Delta_s^2 + \Delta_c^2 + \Delta_n^2 + \dots\end{aligned}\quad (7.5)$$

Šířku píku započítávající chyby měřicí aparatury, mezi něž patří tepelný a elektronický šum, určuje konstanta,

$$\Delta_n = \tilde{a}.$$

Energetické rozlišení se započtením chyb měřicí aparatury je potom

$$R_n = \frac{\Delta_n}{E} = \frac{\tilde{C}_1}{E}.$$

Tento člen vymezuje schopnosti nízkoenergetických detekčních jednotek.

Šířka píku Δ_c od chybné kalibrace, nehomogenit a nelinearity scintilátorů, fotonásobičů a AD převodníků, závisí lineárně na energii.

$$E \sim \Delta_c = \tilde{C}_2 E.$$

Parciální energetické rozlišení R_c , ve kterém jsou započteny jen výše uvedené vlivy je konstantní.

$$R_c = \frac{\Delta_c}{E} = \tilde{C}_2.$$

Tento člen nabývá na významu při měření vysokých energií.

Pro energetické rozlišení reálného detektoru platí vztah

$$\frac{\Delta_E^2}{E} = \frac{\tilde{C}_1^2}{E} + \tilde{C}_2^2 E + \tilde{C}_3^2 = \frac{C_1}{E} + C_2 E + C_3,$$

který dostaneme dosazením jednotlivých šířek píků do (7.5) a jednoduchou úpravou.

7.3 Zhodnocení

Za předpokladu, že odezva detektoru je lineární lze relativní energetické rozlišení zlepšit

- použitím detekčních materiálů s malou prací na tvorbu nosičů
- zvolit světločivné prvky s velkou kvantovou účinností
- vybrat detekční materiály s »velkým« Fano faktorem

Dále je vhodné použít měřicí přístroje s nízkým šumem.

Kapitola 8

Součásti kalorimetrů

V této kapitole popíšeme základní stavební kameny kalorimetrů. Uvedeme si jejich vlastnosti a charakteristiky.

Nejprve se budeme zabývat scintilačními detekčními jednotkami

Definice. *Scintilační detekční jednotka* je zařízení určené k měření energie záření a částic. Skládá se ze scintilátoru, fotocitlivého zařízení a elektroniky, potřebné ke zpracování výstupního signálu. Mezi scintilátor a fotocitlivé zařízení se obvykle vkládá světlovod.

8.1 Scintilátory

Definice. Materiál schopný produkovat scintilační fotony nazveme *scintilátorem*.

Nejstarším z rodiny scintilačních detektorů je spintariskop. U něj byly záblesky stínítka pokrytého vrstvou ZnS počítány okem pomocí mikroskopu. Spintariskop byl použit v roce 1909 v experimentu s rozptylem alfa částic na tenkém stínítku, ve kterém Rutherford objevil atomové jádro. Byl využit i při měření doletové křivky alfa částic emitovaných radioaktivním poloniem ^{210}Po ve vzduchu a »podílel se« též na objevu umělé radioaktivity. Poslední dny slávy si spintariskop užíval při Cockroft – Waltonově pokusu. Při rozbití jádra lithia protonem byly sledovány dvě vyletující alfa částice a jejich koincidence byly sledovány pomocí dvou stínítek, mezi nimiž byl umístěn lithiový terčík. V roce 1941 použil Kerbs k počítání scintilací fotocitlivého GM detektoru, avšak výsledky nebyly optimální. Za první prakticky využitelný scintilační detektor považujeme ten, který v roce 1944 v Los Alamos National Laboratory zkonstruovali Curran a Baker. Světelné záblesky byly detekovány fotonásobičem.

Historie
scin-
tilačních
de-
tek-
torů

První
scin-
tilační
de-
tek-
tor

8.1.1 Organické scintilátory

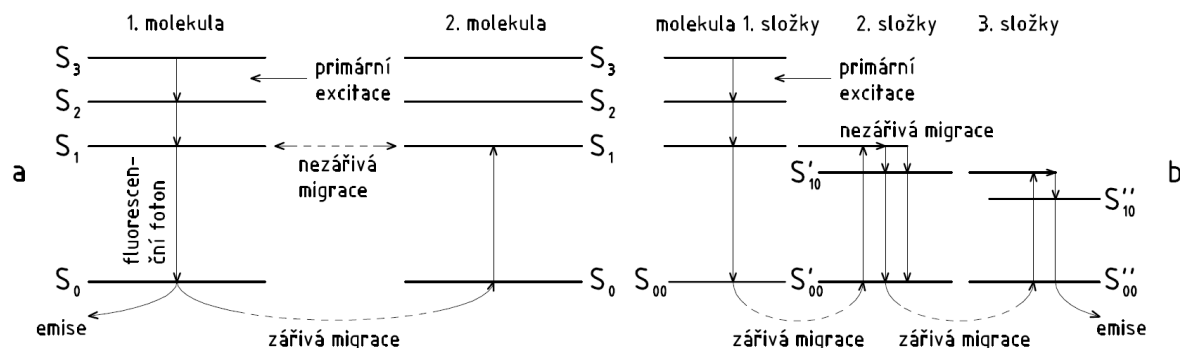
Absorpcí ionizujícího záření ve scintilátoru dojde k excitaci a ionizaci molekul, dva díly absorbované energie se spotřebují na excitaci, zbytek na ionizaci. Následkem je vytváření fotonů, obecně náležejících do ultrafialové až viditelné části spektra. Tento proces nazýváme luminiscencí. U organických scintilátorů je projevem molekulárních struktur odvozených od benzenového jádra. Luminiscence je následkem deexcitace π elektronů, které zprostředkovávají vazby mezi atomy a jejichž populace v organických scintilátorech činí přibližně 15%. Má-li molekula součet spinů elektronů roven nule, nachází se v singletovém stavu, pokud je celkový spin roven jedné, je v tripletovém stavu. Energetické singletové hladiny označujeme S_{ij} , podobně značíme i tripletové stavy T_{ij} . Indexem i označujeme excitační stav, jeho vedlejší vibrační hladiny rozlišujeme indexem j . Energie tripletových stavů je vždy nižší než energie stejně indexovaného singletového stavu. Při excitaci dochází k přechodu π elektronu ze stavu základního do excitovaného, tento proces nazýváme primárním scintilačním procesem. Dodáním energie vyšší než nejvyšší excitační se π elektron odtrhne od molekuly.

Scintilace
or-
ga-
nických
scin-
tilátorů

Primární
scin-
tilační
pro-
ces

Jako sekundární scintilační proces označujeme deexcitaci π elektronů, ke které dochází buď přímým sestupem z vyšších excitovaných stavů do základního stavu S_{0j} nebo kaskádě přes nižší excitované hladiny. Bylo prokázáno, že na luminiscenci se podílejí jen přechody ze stavů S_{10} do S_{0j} . Při tomto sestupu nemusí být nutně vyzářen foton, v takovém případě se deexcitační energie převede na teplo a mluvíme o nezářivém přechodu. Ostatně všechny jiné přechody jsou nezářivé.

Sekundární
scintilační
proces



Obrázek 8.1: Migrace excitační energie. V části a je schématicky zobrazena migrace v jednosložkovém systému, v části b zobrazena migrace ve vícesložkovém systému.

Existují tři druhy luminiscence s odlišnou dobou vysvícení a rozdílnou vlnovou délkou vyzářených fotonů.

Fluorescence je nejrychlejším luminiscenčním procesem s nejkratší vlnovou délkou fotonů. Počet zářivých deexcitací exponenciálně klesá s dobou vysvícení v řádu ($10^{-8} - 10^{-9}$) s. Tato doba je podstatně delší než perioda molekulárních vibrací, proto všechny molekuly ještě před vyzářením fotonu dosáhnou tepelné rovnováhy. A také proto všechny zářivé přechody vycházejí ze stavu S_{10} . Spektrum vlnových délek má maxima odpovídající přechodům mezi stavem S_{10} a vibračními hladinami S_{0j} .

Fosforescence je přechodem mezi metastabilním stavem nacházejícím se pod hladinou S_{10} do některého ze základních stavů S_{0j} . Metastabilního stavu dosáhnou některé π elektrony, když nezářivě spadnou ze stavu S_{10} . Delší doba života metastabilního stavu ovlivňuje dobu vysvícení, která je v tomto případě o čtyři řády delší oproti vysvícení fluorescence. Nižší energie metastabilního stavu má za následek prodloužení vlnových délek vyzařovaných fotonů.

Zpožděná fluorescence. Při tomto procesu se dodání tepelné nebo jiné energie π elektron vrátí z metastabilního stavu na hladinu S_{10} . Spektrum vlnových délek je shodné s fluorescenčním spektrem, avšak doba vysvícení je řádu 10^{-6} s.

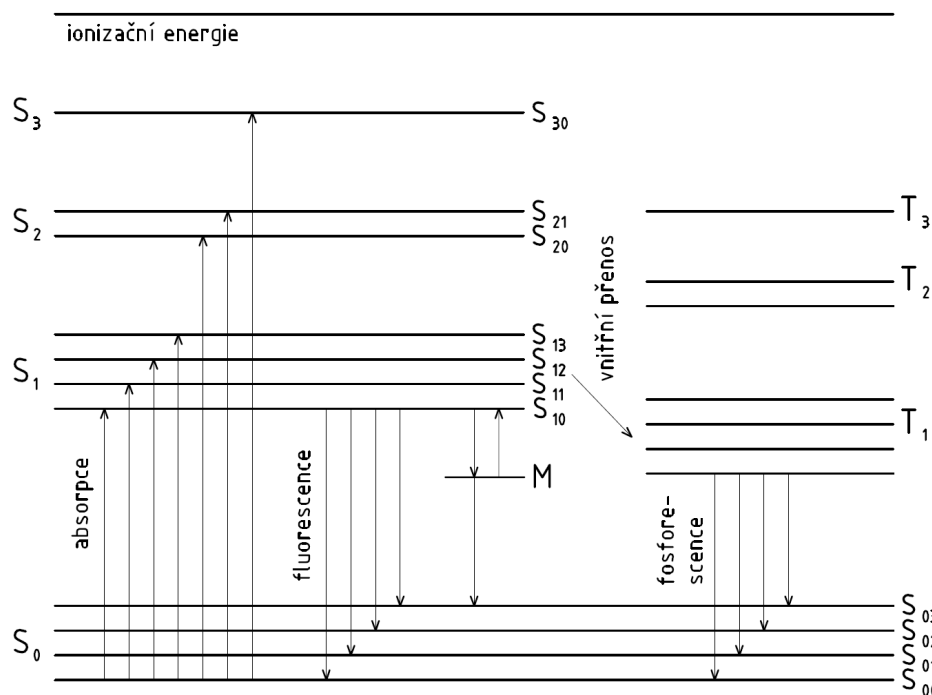
Ionizační zhášení je proces, při kterém dochází k likvidaci excitací z primárního scintilačního procesu silně zastoupenými vysoce ionizovanými molekulami první složky scintilátoru. Při interakci částic s malou energií a s doletem ve scintilátoru menším než 10^{-5} m je pozorován *povrchový zhášecí jev*. Ten může být příčinou úniku excitační energie mimo scintilátor. Povrchové zhášení může také vzniknout oxidací povrchu scintilátoru, kdy toto narušení vede k odlišným optickým vlastnostem povrchové vrstvy scintilátoru.

Ionizační
zhášení

Druhy organických scintilátorů

Dělíme je podle počtu složek.

Jednosložkové zahrnují čistě organické krystaly jako antracen $C_{14}H_{10}$, trans-stilben $C_{14}H_{12}$, a quarterferyl $C_{24}H_{18}$. Dále sem patří čistý roztok xylen nebo plast styren.



Obrázek 8.2: Excitované energetické stavy π elektronů v organickém scintilátoru.

Pro vícesložkové scintilátory platí, že složka s největším objemovým zastoupením má nejvyšší energie excitovaných singletových stavů, takže každá následující složka má menší objemové zastoupení a nižší energie excitovaných stavů. Dále se dělí na

dvousložkové, mezi něž patří kapalný p-terfenyl v toluenu, plast p-terfenyl v polystyrénu a krystalický antracen v naftalenu, a

třísložkové jsou kapalné, například p-terfenyl s posunovačem 1, 4-di-(2-(5 fenyloxazolyl))-benzen, mající sumární vzorec $C_{24}H_{16}N_2O_2$ a nazývajícím se POPOP, v toluenu, a plastové, k nimž řadíme p-terfenyl s 1, 4-di-(2-(5 fenyloxazolyl))-benzenem v polystyrénu.

Charakteristiky organických scintilátorů

Konverzní účinnost S je definována poměrem střední energie vyzářených luminiscenčních fotonů E_f k absorbované energii záření E . K excitaci π elektronů se spotřebuje část pE absorbované energie, z dříve zmíněného získáme $p = \frac{2}{3}, 15 = 0, 1$. Pokud je E^* střední excitační energie a q součinitel ztrát vyzářených fotonů, potom

$$S = \frac{E_f}{E} = \frac{pqE_f}{E^*} = pq \frac{E_{10}}{E^*} \frac{E_f}{E_{10}} = \frac{pqCE_f}{E_{10}},$$

kde E_{10} je energie prvního singletového stavu a označili jsme $C = \frac{E_{10}}{E^*}$. Tento vztah platí v jednosložkovém systému, ve dvousložkovém systému musíme provést úpravu

$$S^{(ab)} = \frac{f^{(ab)} pq^{(b)} CE_f^{(b)}}{E_{10}^{(a)}},$$

kde $f^{(ab)}$ je součinitel migrace energie z první na druhou složku. U tříložkového systému musíme navíc přidat součinitele migrace z první na třetí složku a z druhé na třetí složku, takže

$$S^{(abc)} = \frac{f^{(ab)} f^{(ac)} f^{(bc)} p q^{(c)} C E_f^{(c)}}{E_{10}^{(a)}},$$

Luminiscenční odezva L na různé druhy záření definujeme jako energii, vyzářenou scintilačními fotony po absorpci částice mající energii E . Platí tedy

$$L = SE$$

Diferenciální luminiscenční odezva $\frac{dL}{dr}$ definovaná odezvou, připadající na element dráhy dr částice ve scintilátoru. Pokud je S konstantní, pak

$$\frac{dL}{dr} = S \frac{dE}{dr} \quad (8.1)$$

a experimentálně byl tento vztah ověřen pro slabě ionizující částice s malou brzdou schopností $\frac{dE}{dr}$, kupříkladu pro elektrony s energií větší než 125 keV. Experimentálními pozorováními těžkých nabitých částic jako protonů a alfa částic, ale též elektronů s energií menší než 125 keV nebyla pozorována úměrnost mezi $\frac{dE}{dr}$ a $\frac{dL}{dr}$. Vysvětlujeme to tím, že diferenciální konverzní účinnost $\frac{dL}{dE}$ není energeticky nezávislá, platí

$$\frac{dL}{dE} = S(E)$$

a s rostoucí brzdou schopností klesá. Birks tento jev zohlednil a (8.1) upravil na

$$\frac{dL}{dr} = \frac{S}{1 + C \frac{dE}{dr}} \frac{dE}{dr}.$$

Vysvětlil jej ionizačním zhašením, již zmíněným v této kapitole v části 8.1.1.

Časový průběh vysvícení souvisí s exponenciálním »rozpadem« excitovaných stavů, který probíhá s krátkou časovou konstantou. Dobu primárního excitačního procesu zanedbáváme, protože je o několik řádů menší. Pokud je rozpadová konstanta zářivého procesu $c_f^{(d)}$ a nezářivého $c_i^{(d)}$ jediné složky systému, pro rychlost deexcitací platí

$$-\frac{dn^{(d)}}{dt} = (c_f^{(d)} + c_i^{(d)}) n^{(d)}. \quad (8.2)$$

Řešením této diferenciální rovnice a počáteční podmínkou, že v čase $t = 0$ je ve stavu $S_{10}^{(a)} n_0^{(a)}$ molekul jediné složky systému, získáme řešení

$$n^{(d)}(t) = n_0^{(d)} e^{-(c_f^{(d)} + c_i^{(d)})t}$$

a konstantu

$$\tau^{(d)} = \frac{1}{c_f^{(d)} + c_i^{(d)}}$$

označujeme časovou konstantou vysvícení scintilátoru.

Zvětšení rozměrů scintilátoru vede k samoabsorpci, tu zohledníme přidáním členu $a^{(d)}$ a rovnice (8.2) přejde na tvar

$$-\frac{dn^{(d)}}{dt} = \left((1 - a^{(d)}) c_f^{(d)} + c_i^{(d)} \right) n^{(d)}.$$

Časová konstanta vysvícení je v tomto případě

$$\tilde{\tau}^{(d)} = \frac{1}{(1 - a^{(d)}) c_f^{(d)} + c_i^{(d)}} = \frac{\tau^{(d)}}{1 - a^{(d)} c_f^{(d)} \tau^{(d)}}$$

a u scintilátorů velkých tlouštěk se může tato hodnota několikanásobně lišit.

Časový průběh vysvícení dvousložkového scintilátoru závisí na rychlosti deexcitace první složky, na době migrace excitací na druhou složku a na rozpadové konstantě druhé složky. Do výpočtu vysvícení první složky musíme přičíst konstantu $c^{(de)}$ vyjadřující rychlost nezářivé migrace z první na druhou složku, diferenciální rovnice má tvar

$$-\frac{dn^{(d)}}{dt} = \left(c_f^{(d)} + c_i^{(d)} + c^{(de)} \right) n^{(d)}$$

a s počáteční podmínkou $n^{(d)}(0) = n_0^{(d)}$ má řešení

$$n^{(d)}(t) = n_0^{(d)} e^{-\frac{t}{\tau^{(d)}}},$$

s časovou konstantou

$$\tau^{(d)} = \frac{1}{c_f^{(d)} + c_i^{(d)} + c^{(de)}}.$$

Při výpočtu průběhu vysvícení druhé složky budeme předpokládat, že v čase $t = 0$ nejsou molekuly druhé složky excitovány. Excitace se děje zářivou migrací $a^{(de)}c_f^{(d)}$, se součinitelem migrace mezi první a druhou složkou $a^{(de)}$ nebo nezářivou migrací $c^{(de)}$. Deexcitace probíhá rychlostmi $c_f^{(e)}$ zářivě a nezářivě $c_i^{(e)}$. Získáváme diferenciální rovnici

$$\frac{dn^{(e)}}{dt} = \left(a^{(de)}c_f^{(d)} + c^{(de)} \right) n^{(d)} - \left(c_f^{(e)} + c_i^{(e)} \right) n^{(e)},$$

jejímž řešením je

$$n^{(e)}(t) = A e^{-\frac{t}{\tau^{(e)}}} - e^{-\frac{t}{\tau^{(d)}}}, \quad (8.3)$$

kde

$$A = \frac{n_0^{(d)} \left(a^{(de)}c_f^{(d)} + c^{(de)} \right)}{c_f^{(d)} + c_i^{(d)} + c^{(de)} - c_f^{(e)} - c_i^{(e)}} \quad \text{a} \quad \tau^{(e)} = \frac{1}{c_f^{(e)} + c_i^{(e)}}.$$

Časový průběh vyzáření fotonů druhou složkou dvousložkového systému má tedy exponenciální náběh s kratší časovou konstantou $\tau^{(d)}$, v čase $t > 0$ nabývá maxima a poté exponenciálně klesá s delší časovou konstantou $\tau^{(e)}$. Podstatně se liší od časového průběhu jednosložkového scintilátoru, u kterého má maximum v čase $t = 0$ a exponenciálně klesá s časovou konstantou $\tau^{(d)}$.

8.1.2 Anorganické scintilátory

Následkem vzájemného působení atomů periodicky uspořádaných k mřížce krystalu, energetické stavy elektronů vytvářejí energetické pásy. Nejvyšší pás se nazývá vodivostní a pod ním ležící valenční pás odděluje zakázaný pás. V zakázaném pásu se nacházejí excitované a fononové hladiny.

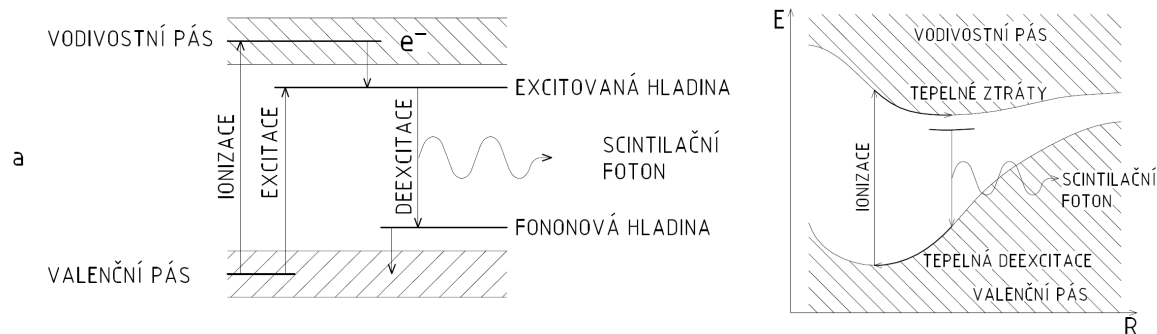
Zobrazením valenčního a vodivostního pásu jako závislosti potenciální energie na vzdálenosti elektronu od jádra atomu zjistíme, že oba pásy vytvářejí potenciální jámy s minimální energií odpovídající rovnovážné poloze elektronu. Elektrony ve valenčním pásu mají polohu minimální energie blíže jádru. Absorpce záření dochází k ionizaci a excitaci valenčních elektronů. Excitací vznikají slabě vázané páry elektron – díra, takzvané excitony. Elektron zaujímá stav v zakázaném pásu, těsně pod pásem vodivostním. Při ionizaci se elektrony uvolňují z iontových vazeb, opouštějí valenční pás, ve kterém vznikají díry, a vstupují do pásu vodivostního, přičemž podle Franck – Condonova principu zaujímají stejnou radiální polohu. Ionizované elektrony ve vodivostním pásu mají jistý přebytek energie. Pokud je teplota krystalu dostatečně nízká, snaží se svého přebytku zbavit, při tom klesají do rovnovážné polohy odpovídající minimální energetické úrovni vodivostního pásu.

Volné elektrony jsou zachytávány kationty, dochází k rekombinaci páru elektron – díra. Návratem elektronu do valenčního pásu je vyzářen foton, elektron však zůstává ve vibračním stavu, označovaném *fonon*. Přebytek energie ztrácí tepelně, přičemž přechází na nejnižší energetickou úroveň valenčního

Scintilace anorganických scintilátorů

Čisté mono-kryštalické anorganických halogenů

Odtud nutnost chlazení



Obrázek 8.3: Pásový model energetických stavů elektronů v monokrystalu. V části b je graficky zobrazen valenční a vodivostní pás v podobě závislosti potenciální energie na vzdálenosti elektronu od jádra atomu.

pásu. Emisní a absorpční spektra krystalu se liší, rekombinační energie je menší než ionizační, a krystal je tudíž transparentní vůči vlastním scintilacím.

Přítomnost aktivátorů ovlivňuje sekundární proces, primární je shodný s neaktivovanými krystaly. Aktivátory narušují pásovou strukturu, vytvářejí aktivátorová centra, jejichž základní i excitovaný stav leží v zakázaném pásu čistého krystalu. Základní stav je ve spodní polovině a excitovaný je v polovině horní a normálně tyto stavy nejsou obsazeny. Elektron je ze základního stavu přitážen dírou valenčního pásu, vzniká kationt aktivátoru, který dále přitahuje a zachycuje volné elektrony vodivostního pásu, zachycuje excitony a může absorbovat i fotony ultrafialového záření. Těmito procesy se aktivátor excituje, při deexcitaci emituje foton, jehož energie je menší než šířka zakázaného pásu, takže krystal je pro tento foton transparentní. Nicméně přenos energie k aktivátorovým centrům prodlužuje scintilační proces a tedy dosvit. Navíc nežádoucí nečistoty dále narušují pásovou strukturu vytvářením energetických pastí umístěných těsně pod vodivostním pásem. Ty zachycují vodivostní elektrony a pokud záchyt trvá dlouhou dobu snižuje se luminiscenční účinnost a dochází k takzvanému zhášení luminiscence nečistotami.

Aktivované
krystal

Druhy anorganických scintilátorů

Díky vyššímu efektivnímu protonovému číslu oproti organickým scintilátorům jsou vhodné pro detekci a spektrometrii fotonů. Rozdělujeme je do tří skupin.

Čisté monokrystaly zahrnují alkalické halogeny NaI a CsI scintilující jen při ochlazení na teplotu kapalného dusíku. Monokrystaly CsF, CsF₂, CaWO₄, CdWO₄ a Bi₄(GeO₄)₃, zkráceně BGO, již nevyžadují chlazení, díky vysokému efektivnímu protonovému číslu jsou jako stvořené k detekci fotonů.

Monokrystaly aktivované příměsí jsou nejvíce prověřeny praxí. Řadíme sem hlavně alkalické halogeny aktivované těžkými kovy Tl, Eu, Na, In a Pb. Nevyžadují chlazení. Nejlépe si vede NaI (Tl), který má nejlepší energetické rozlišení pro fotony a lze jej vyrobit ve velkých blocích s rozměry řádově decimetrů. Další monokrystaly jsou aktivovány prvky s menším efektivním protonovým číslem, patří sem Y₃Al₅O₁₂ (Ce) a YAlO₃ (Ce). Dobře poslouží jako náhrada organických scintilátorů při detekci beta záření v těžkých provozních podmínkách.

Polykrystaly, tuhé roztoky a vzácné plyny s dusíkem. Poslední skupinu reprezentují především sirníky ZnS samoaktivovaný přebytkem Zn a CdS samoaktivovaný Cd nebo aktivované těžkými kovy Ag nebo Cu. Dalšími jsou plynové scintilátory Ar, Ne, Kr, Xe a N₂.

NaI má při chlazení na teplotu 77 K konverzní účinnost 25%.

NaI (Tl) má nechlazený konverzní účinnost jen asi 10%. Navíc je konverzní účinnost funkcí koncentrace aktivátoru. Maximální účinnosti je dosahováno pro rozmezí koncentrací $(1 - 4) \cdot 10^{-3} \text{ mol mol}^{-1}$.

Luminiscenční odezva L je funkcí teploty. V okolí 298 K dosahuje plochého maxima, teplotní součinitel luminiscenční odezvy pro teploty (298 – 418) K činí $-0,2 \text{ \% K}^{-1}$, při teplotách nižších 298 K klesá světelný výtěžek až třikrát rychleji.

Za normálních podmínek leží maximum luminiscenčního spektra v rozmezí vlnových délek (410 – 420) nm, při teplotě 100 K se jeho poloha přesune na 435 nm.

Díky malé nelinearitě, hlavně pro fotony s nízkou energií, a dosahovaným energetickým rozlišovacím schopnostem je možné použít linearizované závislosti luminiscenční odezvy L na deponované energii E .

Velkou nevýhodou tohoto scintilátoru je hygroskopičnost, takže musí být hermeticky pouzdřen.

Časový průběh scintilační luminiscence se skládá z exponenciálního náběhu s časovou konstantou 60 ns, který nezávisí na koncentraci aktivátoru a druhu detekované částice. Exponenciální dosvit s časovou konstantou 230 ns závisí na koncentraci aktivátoru, druhu detekované částice a má výraznou teplotní závislost. S klesající teplotou se tato časová konstanta prodlužuje, při teplotě 154 K již trvá celou vteřinu. Při vysokých koncentracích Tl je kromě této pomalé složky pozorována i rychlá složka s časovou konstantou 12 ns.

CsI (Tl) má závislost luminiscenční odezvy L na deponované energii E podobnou NaI (Tl).

Není hygroskopický.

BGO. Jeho relativní luminiscenční účinnost vztažená k NaI(Tl) je (10 – 16) %. Teplotní koeficient luminiscenční odezvy L je konstantní v širokém rozsahu teplot a činí $-(1,7 - 1,5) \text{ \% K}^{-1}$. Není jej proto možné použít v prostředích, kde se mění teplota.

Poloha maxima luminiscenčního spektra je 480 nm.

Závislost L na deponované energii E u fotonového záření je hlavně v oblasti nízkých energií poměrně divoká, proto se BGO používá hlavně pro »energetické« fotony, kde lze závislost luminiscenční odezvy považovat za lineární funkci deponované energie E .

Charakteristiky anorganických scintilátorů

Konverzní účinnost S zavádíme díky podobnosti scintilačního procesu v aktivovaném anorganickém scintilátoru s dvousložkovým organickým, kdy aktivátor ztotožníme s druhou složkou organického scintilátoru, pomocí vztahu

$$S^{(de)} = \frac{f^{(de)} q^{(e)} n_e E_e^{(d)}}{n_p E_w},$$

kde $f^{(de)}$ je součinitel migrace energie k aktivátoru, $q^{(e)}$ součinitel ztrát vyzářených fotonů, n_e počet vytvořených excitonů s energií $E_e^{(d)}$ a n_p počet vytvořených párů elektron – díra, kdy pro vznik jednoho páru se spotřebuje energie E_w .

Luminiscenční spektrum. Jeho tvar závisí na koncentraci aktivátoru a na teplotě scintilátoru. Nejčastěji se udává vlnová délka maxima emisního spektra.

Doba dosvitu. Vzhledem k analogii aktivovaných scintilátorů s dvousložkovými organickými, časová závislost počtu emitovaných fotonů v jedné scintilaci má exponenciální náběh k maximu i dosvit a časové konstanty jsou určeny rozpadovými konstantami obou složek scintilátoru. Formálně je časová závislost počtu scintilací shodná s (8.3). Navíc je její tvar formován koncentrací aktivátoru, teplotou a druhem detekovaného záření.

8.1.3 Detekce se scintilátory

Parazitní jevy ve scintilátorech

K energetickým ztrátám dochází při průchodu elektronu ochranným pouzdrem scintilátoru nebo reflektoru. V případě vysokoenergetických elektronů se těmito ztrátami nemusíme příliš zabývat. Velkou roli však začínají hrát v případě detekce elektronů s nízkými energiemi.

Oba nechtěné procesy, zpětný rozptyl i radiční ztráty, můžeme ovlivnit složením scintilátoru. Četnost těchto procesů je úměrná hmotnostnímu číslu použitého scintilátoru a to tak, že pokud použijeme k detekci elektronů se stejnou energií scintilátor s menším a větším hmotnostním číslem A , bude četnost nechtěných procesů menší v prvním případě. Proto se k detekci elektronů používají hlavně plastické scintilátory a antracen. V tabulce 8.1 jsou uvedeny pravděpodobnosti zpětného rozptylu a lze snadno vypočítat, že četnost zpětného rozptylu se snižuje se zvyšováním kinetické energie T elektronů.

j	i	1	2	3	4
	Scintilátor	plast	antracen	NaI(Tl)	CsI(Tl)
	kinetická energie $\frac{T_j}{\text{MeV}}$	relativní četnost $\frac{p_{ij}}{\%}$			
1	0,25	8	9	45	49
2	0,50	5,3	5,1	41	45
3	0,75	4	3,8	39,1	43
4	1,00	3,2	2,9	37,5	41,9
5	1,25	3	2,6	36,4	40,4

Tabulka 8.1: Relativní četnosti zpětně rozptýlených elektronů pro různé materiály a typy materiálů scintilačních detektorů. Pozorujeme, že četnost zpětného rozptylu se snižuje se zvyšováním kinetické energie K elektronů, avšak se zvyšuje s rostoucím hmotnostním číslem scintilátoru. Data jsou použita z [9, 343].

Dimenzování scintilátorů

Velikost scintilační oblasti je určena dosahem elektronů a scintilačních fotonů. Pokud chceme aby byly ve scintilátoru pohlceny všechny elektrony s kinetickými energiemi až po maximální hodnotu K_{\max} , musíme délku scintilační oblasti L »nastavit« podle empirických vzorců

$$L = 4,07 \frac{K^{1,38}}{\rho},$$

pro energie K z intervalu (0,15MeV;0,8MeV) a

$$L = \frac{5,42K - 1,33}{\rho}$$

pro energie intervalu (0,8 MeV;3 MeV). ρ je hustota scintilátor. Kinetickou energii dosazujeme vždy v jednotkách MeV. Použití těchto vzorců pro obecná prostředí je vázáno podmínkou, že v látce dochází jen k ionizačním ztrátám.

Příklad. Dosah elektronů s kinetickou energií 2,995 MeV z rozpadu ^{82}Se v typickém plastovém scintilátoru s hustotou 1032 kg m^{-3} je $1,44 \cdot 10^{-2} \text{ m}$.

Zeslabování scintilačních fotonů probíhá ve scintilátoru podle exponenciálního zákona. Bude-li v jistém průřezu scintilátoru počet scintilačních fotonů směřujících stejným směrem N_0 , po průchodu tloušťky l scintilátoru se počet zredukuje na hodnotu

$$N = N_0 e^{-\mu l},$$

kde μ je součinitel zeslabení, který je charakteristikou prostředí, nicméně závisí na energiích scintilačních fotonů, tedy $\mu \sim \mu(E)$.

Rozměry scintilátoru jsou poměrně přesně stanoveny. Minimální délku určuje dosah elektronů L . Maximální délka scintilátoru je stanovena součtem dosahu elektronů L s »dosahem« scintilačních fotonů, kterou získáme dosazením koeficientu μ pro fotony s maximální možnou energií a teoreticky určeným počtem fotonů v průřezu ve vzdálenosti L od začátku scintilátoru.

Tvar scintilátorů

Z jistých výzkumů vyplynulo, že scintilátory pravidelných tvarů, byť s dokonalou vnitřní odrazivostí, nejsou schopné sebrat celý světelný výtěžek. Proto jsou preferovány scintilátory nepravidelných tvarů. Skupina charkovských vědců se pokusila se systémem scintilátor – fotodiody najít optimální tvar scintilátoru. Ten navíc musel splňovat podmínky

- použitelnost tvaru scintilátoru při vyplňování detektoru a
- jednoduchost výroby tvaru.

Válcový scintilátor nesplňuje první podmínku, ačkoli jeho produkce by byla jednoduchá. Při jejich použití ve velkých detekčních systémech by vznikalo mnoho prázdných míst. Naopak trojboké a šestiboké hranoly vyplňují prostor bez mezer, avšak nedají se tak jednoduše vyrobit. Kompromisem je v takovém případě hranol se čtvercovou podstavou, splňující obě podmínky.

Dalším problémem je zjištění pozice výstupu. Z hlediska sběru světla se pozice výstupu může zásadně lišit. Je dobré její velikost přizpůsobit velikosti plochy používaného světločivného prvku. Plocha světločivného prvku je určující, ať použijeme fotonásobič nebo fotodiodu. Proto je logické jako výstup vybrat nejmenší plochu scintilátoru.

Zde je také vhodné zmínit Lambertův zákon pro ideální šíření v odrazivých materiálech. Podle tohoto zákona maximální hodnota sběru světla odpovídá případu, kdy je výstup umístěn na povrchu scintilátoru tak, že počet ploch, které nejsou kolmé na výstupní plochu je maximální a úhel odklonu je minimální.

Podle řečeného, výstup na jedné z šesti stran pláště krychlového scintilátoru není optimální, pouze dvě strany jsou rovnoběžné a ostatní čtyři jsou kolmé. Nejoptimálnější pozicí se jeví umístění na plochu, která vznikne useknutím jednoho vrcholu tak, že vzniklá plocha je rovnoběžná s tělesovou úhlopříčkou. V takovém případě bude na tuto plochu koncentrováno světlo odražené od ostatních stěn. Nicméně ukrojená plocha je trojúhelník a, jak v případě fotonásobičů, tak fotodiody, značná její část bude nevyužita. Optimálnějšími tvary jsou tak pyramidy spojené základnou s useklým vrcholem. Z hlediska výroby jsou výhodnější dva podobně spojené kužely.

Posledně zmíněný tvar nabízí při zvoleném objemu nejlepší energetické rozlišení. S tím je spojen fakt, že optimální tvar musí mít minimální střední vzdálenost všech bodů k ploše fotocitlivého prvku a navíc musí nabízet dobré podmínky sběru světla. Tyto podmínky jsou splněny jen pro kulový scintilátor.

Z výše zmíněného, lze vyvodit principy pro hledání tvaru a rozměrů scintilátoru.

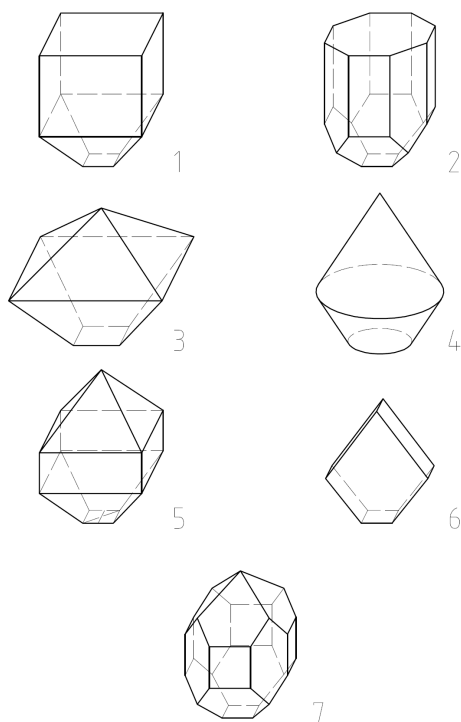
- Scintilátor by měl být tvarován, aby se do něj dala vetknout koule.
- Rozměry scintilátoru definující jeho tvar musejí být voleny, aby se tvar scintilátoru přibližoval kouli.

Složitější tvary scintilátorů se vyrábějí velice těžce. Nicméně při spektroskopii se odmění vynikajícími parametry, ačkoliv z nich nelze vytvářet velké detektory.

K ověření zmíněných principů byl proveden experiment se sedmi tvary z obrázku 8.4 o objemu 10 cm^3 . Měření byla provedena ve speciálním spektrometrickém zařízení. Výsledky jsou prezentovány tabulkou 8.2 na následující straně a neoptimálnějšími výsledky se projevuje sedmý tvar. Dalším významným hráčem je první tvar, tedy scintilátor tvaru hranolu, jehož spodní část je komolým jehlanem. Jeho spektrometrické charakteristiky jsou jen o 7% horší, je však jednoduše vyrobitelný oproti sedmému tvaru, navíc je použitelný k vytváření velkých »mozaikových« detektorů. Byl proto vybrán jako základní.

A s tímto novým »etalonem« se prováděly další testy. Především se testoval vliv délky na světelný výtěžek. Byl studován scintilátor se základnou $10 \times 10 \text{ mm}$. Výsledky zobrazuje tabulka 8.3.

Závislost světelného výtěžku na velikosti plochy průřezu ukazuje tabulka 8.4 na straně 47.



Obrázek 8.4: Různé tvary testovaných scintilátorů se stejným objemem.

Tvar <i>i</i>	výtěžek	rozlišení $\frac{\eta_i}{\%}$
1	2859	6,2
2	2865	6,2
3	2839	6,3
4	2901	6,0
5	2919	5,9
6	2867	5,9
7	2925	5,8

Tabulka 8.2: Světelný výtěžek a energetické rozlišení testovaných scintilátorů se stejným objemem.

<i>i</i>		1	2	3	4	5	6	7
Délka	$\frac{l_i}{\text{mm}}$	10	20	30	40	50	60	70
výtěžek	$\frac{\eta_i}{\%}$	1,315	1,31	1,30	1,28	1,20	1,15	1,00

Tabulka 8.3: Světelný výtěžek testovaných scintilátorů s různými délkami.

Sběr scintilačních fotonů

Sběr scintilačních fotonů je technický problém a byl vyřešen užitím reflektorů. Scintilátory plní totiž nejen funkci jakéhosi konvertoru energie ionizujícího záření na energii scintilačních fotonů, ale současně by měl tyto fotony soustřeďovat, pokud možno beze ztrát, na fotocitlivý prvek.

Scintilační fotony vyletují izotropně z míst svého vzniku, ležících na dráze detekované částice. Nejčastěji je fotocitlivý prvek opticky připojován k podstavě scintilátoru. Potom můžeme sebrat jen část scin-

i	Plocha průřezu $\frac{S_i}{\text{mm}}$	výtěžek $\frac{\eta_i}{\%}$
1	10 × 10	1,00
2	15 × 15	0,95
3	20 × 20	0,86
4	25 × 25	0,71
6	30 × 30	0,65
6	35 × 35	0,54
7	40 × 40	0,45

Tabulka 8.4: Světelný výtěžek testovaných scintilátorů s různými plochami průřezu.

tilačních fotonů, odpovídající poměru plochy kontaktu k celkovému obsahu scintilátoru. Pokryjeme-li ostatní stěny scintilátoru reflektujícím materiálem, scintilační fotony se budou odrážet zpět do scintilátoru a po několika odrazech projde foton kontaktní plochou. Téměř všechny scintilační fotony budou zachyceny fotocitlivým prvkem. Tento princip lze použít ve scintilátorech jež jsou transparentní pro vlastní scintilační fotony, tedy pro vícesložkové organické a aktivované anorganické scintilátory.

Pokud je n_s index lomu materiálu scintilátoru, n_e index lomu obklopujícího okolí scintilátoru a scintilační foton dopadá na rozhraní pod úhlem α větším než mezním úhlem

$$\alpha_m = \arcsin \frac{n_e}{n_s},$$

dojde k takzvanému totálnímu odrazu. Rozhraním do prostředí neprojde žádný foton, tedy plných 100% se odrazí zpět do scintilátoru.

Reflexní materiály se musí projevovat časově stálou a pokud možno vlnově nezávislou odrazivostí v oboru emise scintilátoru, tedy pro vlnové délky 350 nm až 550 nm. Dobrymi reflektory jsou leštěné povrchy kovů, ještě lépe odráží difúzní reflektory, nejčastěji práškové oxidy hořčíku nebo hliníku. U krystalů NaI(Tl) se reflektor MgO umísťuje do mezery mezi pouzdro a krystal scintilátoru. Někdy se povrch opatří jen speciálním bílým lakem.

8.2 Světlovody

Světlovody se v kalorimetrech používají ze dvou důvodů

- Ochrana fotonásobiče. Světlovod může sloužit jako tepelný štít, bariéra radioaktivnímu pozadí nebo stínění proti silnému magnetickému poli.
- Změna geometrie výstupu scintilátoru na vstup fotopravku. Zejména pokud potřebujeme použít velký scintilátor a napojit k němu fotocitlivý prvek s malým vstupem nebo jinak tvarovaným vstupem.

Je dobré si uvědomit, že každý odraz je spojen s energetickými ztrátami světelného svazku. Použitím reflektoru s odrazovým koeficientem 0,8 bude mít svazek po desátém odrazu jen přibližně desetinu počáteční intenzity, přesně $0,8^{10} = 0,107$.

8.3 Fotonásobiče

Fotokatody pracují na principu fotoefektu. Při tomto jevu scintilační foton vyrazí elektron, který je emitován do vakua. K takovému jevu dochází, pokud má foton energii alespoň rovnou vazebné energii

elektronu v materiálu fotokatody. Její velikost určuje dlouhovlnnou mez spektrální charakteristiky. Horní mez je určena propustností vstupního okénka fotonásobiče. Borosilikátová skla propouštějí záření s vlnovou délkou delší než 300 nm, speciální skla, jako Pyrex, mají krátkovlnnou absorpční hranu kolem 185 nm. Tavený křemen a MgF_2 má tuto hranu ještě »kratší« a navíc tyto materiály neobsahují radioaktivní kontaminanty. Ve scintilační technice se používá nejčastěji konstrukce s fotokatodou čelně napařenou na vstupní okénko.

Na tvaru spektrální charakteristiky fotonásobiče se podílí absorpční spektrum fotokatody a její tloušťka. Dále se ukazuje, že vlastnosti fotokatod závisí na vlnové délce absorbovaného záření a teplotě. Vážným problémem ovlivňujícím energetické rozlišení celého detekčního systému je nehomogenita sběru fotoelektronů. Nejproblematictější částí katody jsou její okraje, kde dochází k narušení sběru elektronů na první dynodu násobícího systému a způsobující až 20% ztráty citlivosti. Proto je vhodné použít scintilátorů s plochou fotokatody větší než je výstupní plocha scintilátoru, případně vložit mezi scintilátor a fotokatodu světlovod. Ke zmenšení vlivů nehomogenity je také důležitá »geometrie« fotonásobiče.

Proud fotokatody je zesilován díky sekundární emisi, při níž primární elektron s nadprahovou kinetickou energií při dopadu na povrch kovu s nízkou výstupní prací vyvráží do vakua více než jeden sekundární elektron. Na jednom stupni fotonásobiče dochází k proudovému zesílení

$$\delta = cU^s, \quad (8.4)$$

kde c je konstanta, U je potenciál, s kterým byl urychlen primární elektron a s součinitel sekundární emise. Konstanty c a s jsou materiálovými konstantami. Číslo δ vlastně udává střední počet vyražených sekundárních elektronů. Několikerým opakováním sekundární emise, je možné počáteční proud katody zesílit až 10^8 násobně.

Násobící systém fotonásobiče je složen obvykle z deseti až čtrnácti stupňů. Dynody se obvykle opatřují povlakovou vrstvou z materiálu s vysokým součinitelem sekundární emise s . Nejčastěji to jsou SbCs, BeO na substrátu BeCu, méně často se používá AgMn aktivovaný O a Cs.

Povlak	SbCs	BeO	AgMn
c	0,2	0,16	0,025
s	0,7	0,7	1
δ	5,023	4,019	2,5

Tabulka 8.5: Konstanta c a součinitel sekundární emise s pro několik povlakových vrstev. Zesílení je počítáno z 8.4 pro typický urychlovací potenciál $U = 100$ V. Data jsou použita z [8].

Povlak SbCs oproti BeO mají větší zesílení δ s větší stabilitou, lepší teplotní součinitel a hysterezní vlastnosti. BeO povlaky jsou zase charakterizovány lepší linearitou odezvy na velkém rozsahu. Mohou být provozovány i při vysokých teplotách.

Pokud jsou stupně n dynodového násobícího systému identické, charakterizovány součinitelem sběru g a na každém stupni použijeme stejný urychlovací potenciál U , pro celkové zesílení násobícího systému platí

$$\Delta = (g\delta)^n = (cgU^s)^n,$$

kde jsme dosadili 8.4. Pokud je navíc mezidynodový potenciál získán rovnoměrným dělením vysokého napětí V mezi katodou a anodou fotonásobiče, takže $U = \frac{V}{n+1}$, lze psát

$$\Delta = \left(cg \left(\frac{V}{n+1} \right)^s \right)^n = \frac{g^n c^n V^{sn}}{(n+1)^{sn}}.$$

Temným proudem označujeme elektrický proud protékající fotonásobičem, i když fotokatoda nebyla ozářena. Je způsoben termickou emisí elektronů z fotokatody, méně se na něm podílí i termická emise první dynody. Její velikost určuje plocha fotokatody a výstupní práce materiálu fotokatody. Pro materiály, u nichž je spektrální citlivost více posunuta do infračervené oblasti je při dané teplotě temný proud větší. Statistické fluktuace temného proudu spolu se statistickými fluktuacemi kvantové účinnosti vedou ke zkrácení rozlišovací účinnosti fotonásobiče. Temný proud zmenšíme

spektrálním přizpůsobením scintilátoru a fotonásobiče. Nenecháme zbytečně přesahovat dlouhovlnnou hranici spektrální citlivosti fotokatody. Této možnosti se ve scintilační technice využívá nejčastěji.

Chlazení fotokatody nebo celého fotonásobiče vede k podstatnému snížení temného proudu

Integrálním efektem termické emise je temný proud, diskrétní podobou termoemise jsou temné impulsy. Odpovídají termické emisi jednotlivých fotonů zatemněnou fotokatodou. Amplitudy temných impulsů se vyjadřují ve fotoelektronových ekvivalentech, přičemž jeden fotoelektronový ekvivalent odpovídá velikosti impulsu vytvořeném jedním fotoelektronem. Podle amplitud rozdělujeme spektrum pozadřových impulsů na čtyři intervaly

Amplitudy impulsů $< 0,5$ fotoelektronového ekvivalentu vysvětlujeme statistickým charakterem zesilovacího procesu násobícího systému. Vznikají též následkem tepelné emise elektronů z dynod a přispívají k nim rovněž elektrony uvolněné z dynod nárazem iontů vznikajících při nedokonalém vakuu ve fotonásobiči. Objevují se v pozadí i signálu.

Amplitudy impulsů $\langle 0,5; 2 \rangle$ fotoelektronového ekvivalentu vznikají jako následek tepelné emise fotokatody. Jejich příčinou je přítomnost radioaktivních materiálů ve fotonásobiči. Částečně je lze odstranit chlazením.

Amplitudy impulsů $\langle 2; 15 \rangle$ fotoelektronového ekvivalentu mezi něž patří následné impulsy a impulsy způsobované radioaktivitou materiálu v okně fotonásobiče. První zmíněné vznikají ionizací zbytkových plynů ve fotonásobiči elektrony původního pulsu. Pokud iont dopadne na fotokatodu, je pravděpodobné, že dojde ke emisi více než jednoho následného parazitního elektronu, a vznikne tudíž impuls s velkou amplitudou. Vznikají jak za signálními, tak pozadřovými impulsy.

Amplitudy impulsů ≥ 15 fotoelektronového ekvivalentu jsou následkem průchodu vysokoenergetického kosmického záření okénkem fotonásobiče.

Druhy fotokatod

Rozdělujeme několik typů fotokatod s emisí fotoelektronů v rozmezí vlnových délek 350 nm až 500 nm.

Klasická Sb-Cs, označovaná S11, citlivá v ultrafialové až viditelné oblasti.

Bialkalické Cs-K-Sb, Cs-Rb-Sb nejcitlivější v modré oblasti viditelného spektra. Díky nízkému šumu nahradily typ S11.

Vysokoteplotní bialkalická Na-K-Sb vykazuje malou termickou emisi a je proto vhodná k použití i při »vysokých« teplotách až do 150°C. Její oblast citlivosti je podobná s předchozím typem.

Multialkalická Na-K-Sb-Cs, označovaná S20. Má monotónní spektrální charakteristiku začínající v ultrafialové oblasti a končící na začátku infračervené oblasti. Pro snížení termoemise je potřeba chlazení.

Ag-O-Cs, označovaná S1. Její spektrální charakteristika dosahuje až 1100 nm, ale není monotónní, vyznačuje se dvěma maximy pro vlnové délky 350 nm a 800 nm. Při jejím použití je nutné použít chlazení.

Ga-As, Ga-As aktivované Cs nebo In s plochou spektrální charakteristikou a je použitelná až pro záření vlnových délek 900 nm.

K-Br, Cs-I s dlouhovlnnou hranou jen 200 nm a nejsou proto určeny pro viditelnou oblast.

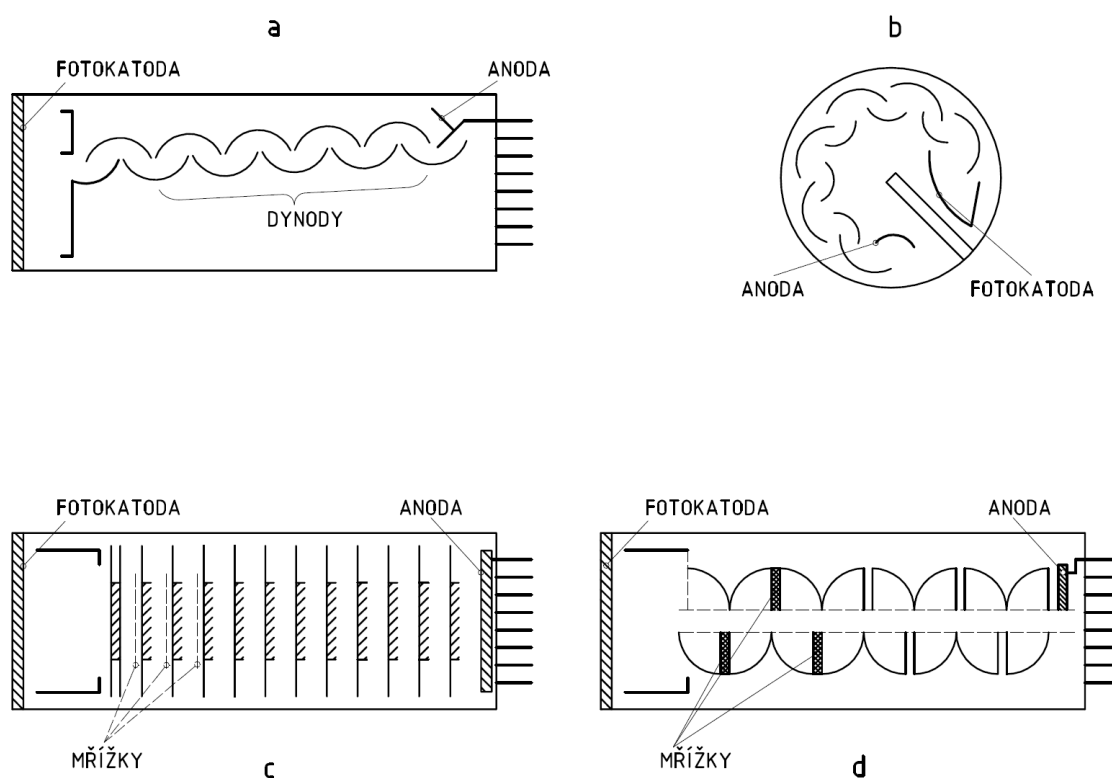
Rb-Te, Cs-Te s dlouhovlnnou hranou 350 nm. Podobně jako předchozí typ nejsou citlivé pro viditelné záření.

Druhy násobicích systémů

Podle geometrie uspořádání dynodového násobicího systému rozdělujeme fotonásobiče na

fokusované a to buď lineární nebo kompaktní. Jsou řešeny jako elektronový optický systém. Vyznačují se krátkou dobou průchodu signálu s malým rozptylem a prudkým náběhem signálu odezvy na úzký vstupní impuls. Proto se tento typ používá nejčastěji pro časová měření.

Nefokusované mají mezi dynody mřížky, které jsou elektricky spojené s dynodou s vyšším potenciálem a mají tak docílit větší homogenity elektrického pole a zlepšit tak zesílení systému. Dráhy elektronů nejsou tak dobře definovány jako u předchozího typu a mají tudíž horší časové vlastnosti. Existují v žaluziové nebo krabičkové modifikaci.



Obrázek 8.5: Uspořádání dynodových násobicích systémů. V části a je zobrazen lineárně fokusovaný systém, v části b kompaktní fokusovaný systém. Část c zobrazuje nefokusovaný žaluziový, část d nefokusovaný krabičkový systém.

8.3.1 Zhodnocení scintilačních jednotek

- Odezva detektoru závisí na materiálu scintilátoru a jeho fyzických vlastnostech, tedy tvaru, ale hlavně tloušťce.
- K detekci elektronů se z hlediska linearity odezvy detektoru jeví jako nejperspektivnější organické scintilátory. Mají totiž na širokém intervalu energií počínaje nízkými energiemi, tuto odezvu lineární.
- Organické scintilátory jsou díky ceně stále nejpoužívanější, i když lepší parametry mají krystalické scintilátory.

Druhou, ne méně důležitou, skupinou detektorů v kalorimetrických experimentech jsou polovodičové detektory.

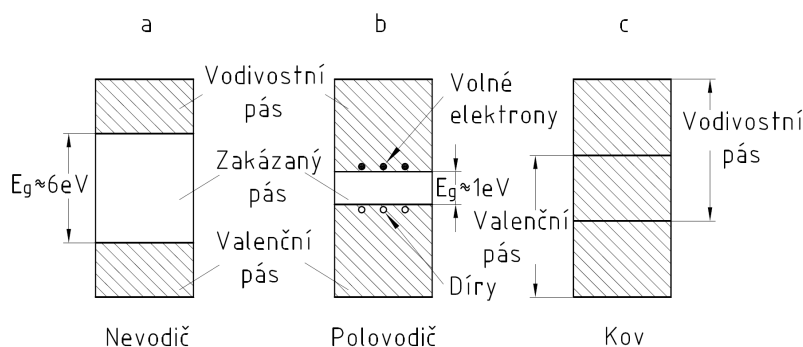
8.4 Polovodiče

Z názvu lze usuzovat, že se v těchto detektorech užívají polovodičové materiály, nejčastěji krystaly křemíku a germania. Fungují obdobně jako plynové detektory, nicméně detekčním médiem je pevný materiál polovodiče. Průchodem ionizujícího záření se vytvářejí páry elektron – díra a ty jsou »sbírány« elektrickým polem. Průměrná energie na vytvoření páry je desetinásobně nižší než energie potřebná k ionizaci vzduchu.

Vodivost je vytvářena páry elektron – díra, které jsou vytvářeny teplem. Při ustavení podmínek bude koncentrace elektronů, respektive děr n úměrná teplotě T .

$$n = \sqrt{\frac{\text{počet stavů vodivostního pásu} \times \text{počet stavů valenčního pásu}}{e^{\frac{E_g}{2kT}}}} = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2kT}},$$

kde E_g je šířka zakázaného pásu při teplotě 0 K a k je Boltzmannova konstanta.



Obrázek 8.6: Pásová struktura nevodiče v části a, polovodiče v části b a kovu v části c.

Přiložením elektrického pole s intenzitou E elektrony a díry začnou driftovat rychlostmi

$$v_e = \mu_e E, \quad v_d = \mu_d E, \quad (8.5)$$

když μ_e je pohyblivost elektronů a μ_d je pohyblivost děr. Pohyblivosti jsou funkcí teploty T a intenzity E . Při standardní teplotě jsou pohyblivosti pro intenzity menší než 10^3 V cm^{-1} konstantní, pro intenzity ($10^3 - 10^4$) V cm^{-1} jsou úměrné $E^{-\frac{1}{2}}$ a pro intenzity vyšší než 10^4 V cm^{-1} jsou úměrné E^{-1} . Od pohyblivosti se odvíjí proud v polovodiči. Pokud je ρ hustota náboje a v jeho rychlost, pro hustotu proudu J platí

$$J = \rho v = env = en(v_e + v_d) = en(\mu_e + \mu_d)E.$$

S využitím znalosti, že proud je tvořen elektrony i děrami, v posledním kroku jsme dosadili (8.5).

Elektrony se rekombinují s dírami sestupem z vodivostního pásu do prázdné pozice ve valenčním pásu za současné emise fotonu. Tento proces nazýváme přímou rekombinací a je opakem procesu vytváření elektron – děrových párů. Protože je při tomto procesu nutné dodržet zákon zachování energie, je velice vzácný. Teoretické propočty říkají, že pokud by byl tento proces jediným, nosiče náboje by žily téměř vteřinu, což nebylo experimentálně potvrzeno. Nejdlejší doby života byly řádově stovky nanosekund, což znamená, že v polovodičích se uplatňují další procesy.

Určující mechanismus je spojen s rekombinačními centry vytvářenými nečistotami. Ty narušují energetickou strukturu vytvářením energetických úrovní uprostřed zakázaného pásu. Tento nový stav může ukořistit elektron z vodivostního pásu a během jeho zadržení zachytit i díru, čímž dojde k anihilaci. Existence těchto nečistot hraje důležitou roli při detekci záření, neboť zkracují dobu, po kterou zůstávají nosiče náboje volné. Tato doba by měla být ideálně delší než čas potřebný k sebrání veškerého náboje, pokud se tak nečiní, nábojové ztráty snižují energetické rozlišení. Druhý proces, na kterém se podílejí nečistoty, jsou záchyty na pastích. Některé nečistoty zachycují jen jeden druh nábojových nosičů. Tato centra zachytí elektron nebo díru a pustí je po určité charakteristické době. Pokud elektrony tráví v pasti

Přímá
re-
kom-
bi-
nace

Anihilace
re-
kom-
binačním
cen-
t-
rem

Záchyty
na
pastích

dlouhou dobu, řádově srovnatelnou s dobou sběru, náboj je ztracen a projeví se to na energetickém rozlišení. K vytváření energetických stavů v zakázaném pásu přispívají též defekty krystalové mřížky. Tyto defekty, čítající vakanci, umístění atomu mimo mřížku a dislokaci, při které je přemístěna celá řada atomů, vznikají při růstu krystalu nebo mohou být způsobeny teplotním šokem, plastickou deformací, tlakem a bombardováním zářením.

Přidání jistých příměsí může vlastnosti polovodičových materiálů zlepšit. Rozdíl mezi těmito »nečistotami« a nečistotami vytvářející rekombinační centra a pasti je v umístění vytvářené energetické hladiny v zakázaném pásu. Výše zmíněné nečistoty vytvářejí energetické hladiny hluboko, uprostřed zakázaného pásu, zatímco příznivě působící nečistoty vytvářejí »mělké« energetické hladiny poblíž valenčního nebo vodivostního pásu. Elektrony a díry v takových pozicích jednodušeji přecházejí do valenčního nebo vodivostního pásu a nejsou proto poutány po dlouhou dobu.

8.4.1 Druhy polovodičů

Vlastní polovodiče mají ve všech uzlových bodech krystalové mřížky stejné atomy. V případě křemíku a germania má mřížka diamantovou strukturu, takže kovalentní vazby s okolními atomy obstarávají čtyři elektrony vnější obalové slupky atomu. Vlastnosti intrinsického Si a Ge jsou uvedené v tabulce 8.6. Odtud můžeme také vytušit, proč je nutné Ge detektory chladit, zpravidla tekutým N₂. Je totiž nutné zvýšit odpor a snížit proud tekoucí detektorem stejně s doprovázejícím šumem, který při 300 K dominuje nad užitečným signálem.

Polovodič Vlastnost	p	²⁸ ₁₄ Si	⁷³ ₃₂ Ge
relativní atomová hmotnost	$A_r(p)$	23,09	72,60
hustota	$\frac{\rho(p, 300 \text{ K})}{\text{kg m}^{-3}}$	2330	5330
počet atomů	$\frac{N(p)}{\text{m}^{-3}}$	$4,96 \cdot 10^{28}$	$4,41 \cdot 10^{28}$
relativní dielektrická konstanta	$\epsilon_r(p)$	12	16
šířka zakázaného pásu	$\frac{E_g(p, 77 \text{ K})}{\text{eV}}$ $\frac{E_g(p, 300 \text{ K})}{\text{eV}}$	1,154 1,115	0,730 0,665
intrinsická objemová hustota	$\frac{n_i(p, 300 \text{ K})}{\text{m}^{-3}}$	$1,5 \cdot 10^{16}$	$2,4 \cdot 10^{19}$
intrinsický měrný odpor	$\frac{r_i(p, 300 \text{ K})}{\Omega \text{ m}}$	2300	0,47
pohyblivost elektronů	$\frac{\mu_e(p, 77 \text{ K})}{\text{m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ V}^{-1}}$ $\frac{\mu_e(p, 300 \text{ K})}{\text{m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ V}^{-1}}$	2,1 0,135	3,6 0,39
pohyblivost děr	$\frac{\mu_d(p, 77 \text{ K})}{\text{m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ V}^{-1}}$ $\frac{\mu_d(p, 300 \text{ K})}{\text{m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ V}^{-1}}$	1,1 0,048	4,2 0,19
energie k vytvoření páru elektron – díra	$\frac{w(p, 77 \text{ K})}{\text{eV}}$ $\frac{w(p, 300 \text{ K})}{\text{eV}}$	3,76 3,62	2,96
Fano faktor	$F(p)$	0,084 až 0,143	0,058 až 0,129

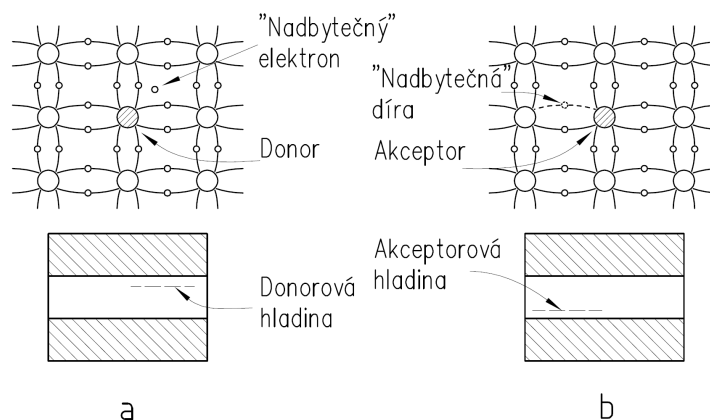
Tabulka 8.6: Vlastnosti intrinsického křemíku a germania. Data jsou použita z [8, 138]

Polovodiče typu n vzniknou nahrazením atomů polovodiče atomy náležející V. skupině periodické soustavy prvků, říkáme jim *donory*. Čtyři elektrony z pěti elektronů poslední orbity zprostředkují kovalentní vazbu s okolními atomy polovodiče. Pátý elektron je slabě vázán a tudíž potřebuje malou energii, aby opustil svou pozici a stal se vodivostním elektronem. Elektrony jsou tak v tomto typu polovodičů majoritními nosiči, díry jsou minoritními nosiči.

Polovodiče typu p obsahují příměsí z III. skupiny. Majoritními nosiči jsou díry. Atomy příměsí jsou vázány pouze třemi vazbami, jedna kovalentní vazba není nasycena, vzniká vakance. Pokud ji zaplní elektron z valenčního pásu, je jen slabě vázán.

Akceptorová příměs vytváří v zakázaném pásu energetickou hladinu, která leží těsně nad valenčním pásem, jak je ukázáno v obrázku 8.7.

Kompenzované polovodiče, v nichž je koncentrace donorů a akceptorů shodná v celém objemu. Elektrony donorů zachytávají akceptorové příměsi. Jeho vlastnosti se blíží vlastnostem vlastních polovodičů.



Obrázek 8.7: V části **a** byla přidána donorová nečistota a vytvořila polovodič typu n. Nečistota předala krystalu elektron a přidala donorovou hladinu do zakázaného pásu. V části **b** byla přidána akceptorová nečistota. Vznikl tak polovodič typu p, vznikla díra a akceptorová hladina v blízkosti valenčního pásu.

8.4.2 Detekce s polovodiči

Polarizací p – n přechodu v závěrném směru nemohou majoritní nosiče driftovat, jsou z přechodové oblasti odsávány a proud přechodem neprochází. Vzniká ochuzená oblast vhodná k detekci. Elektrony a díry vznikající interakcí záření v poli migrují a vytvářejí proudový signál.

Germaniové detektory

Germaniové detektory jsou pro svou hodnotu protonového čísla preferovány k detekci fotonů. Účinný průřez reakce fotonů je téměř 60krát větší než pro Si.

Lithiem driftované germanium. První detektory, které poskytovali dostatečně tlustou citlivou oblast k detekci fotonů, byli vyrobeny z lithiem kompenzovaného germania, označujeme Ge(Li). V dnešní době lze dosáhnout tloušťky kompenzované vrstvy (10 – 15) mm, přičemž koaxiální geometrie je nejvýhodnější. Li se nechá driftovat od povrchu válcového krystalu germania typu p, vytvoří se válcová slupka kompenzované oblasti. Uprostřed zůstává necitlivá oblast typu p.

Kvůli velké pohyblivosti Li iontů v Ge i za pokojové teploty, je Ge(Li) detektory nutné neustále chladit kapalným dusíkem. Krystal je nutné uzavřít do kryostatu.

Citlivost detektoru je omezena tloušťkou Li kontaktu a okénka kryostatu, limitem je obvykle 30 keV. Planární detektory se zlatými kontakty mají tento limit jen několik keV.

Super čisté germanium. Vývoj technologie výroby polovodičů umožnil vytvořit krystaly super čistého germania s koncentracemi nečistot menšími než 10^{10} cm^{-3} . Detektory tohoto typu mají výhodu, že je není nutné chladit stále, stačí jen během detekce.

Vlastní polovodičové detektory se konstruují a provozují stejně jako Ge(Li). Velmi tenké vstupní okénko lze vytvořit iontovou implantací a snížit citlivost pod 10 keV. Tyto detektory také více odolávají radiačnímu poškození.

8.4.3 Zhodnocení polovodičových detektorů

- Vynikající kvantová účinnost implikuje dobré energetické rozlišení.
- Velkým problémem germaniových detektorů je nutnost chlazení.

i	Jméno	hustota $\frac{\rho_i}{\text{kg m}^{-3}} \cdot 10^3$	index lomu n_i	teplota vznícení nebo tání $\frac{t_i}{^\circ\text{C}}$	práce na produkci fotonu $\frac{w_i}{\text{eV}}$	světelný výtěžek $\frac{\eta_i}{\%}$	doba vyzáření $\frac{\tau_i}{\text{ns}}$	vlnová délka maxima $\frac{\lambda_i}{\text{nm}}$	poměr $\frac{H}{C}$
1	antracen	1,25	1,62	217	60	100	30	447	0,715
2	stílben	1,16	1,626	125		50	4,5	410	0,858
1	EJ-301 BC-501A	0,847		26		78	3,2	425	1,212
2	EJ-305 BC-505	0,877		47		80	2,5	425	1,331
3	EJ-313 BC-509	1,61		10		20	3,1	425	0,0035
4	EJ-321H BC-517H	0,86		81		52	2	425	1,89
5	BC-517P	0,85		115		28	2,2	425	2,05
6	EJ-325 BC-519	0,875		74		60	4	425	1,73
7	EJ-331 BC-521	0,89		44		60	4	425	1,31
8	EJ-339 BC-523A	0,93		1		65	3,7	425	1,67
9	EJ-335 BC-525	0,88		64		56	3,8	425	1,57
10	BC-533	0,8		65		51	3	425	1,96
11	BC-537	0,954		-11		61	2,8	425	0,99
12	BC-551	0,902		44		40	2,2	425	1,31
13	BC-553	0,951		42		34	3,8	425	1,47
i	Označení	$\frac{\rho_i}{\text{kg m}^{-3}} \cdot 10^3$	n_i	$\frac{t_i}{^\circ\text{C}}$	$\frac{w_i}{\text{eV}}$	$\frac{\eta_i}{\%}$	$\frac{\tau_i}{\text{ns}}$	$\frac{\lambda_i}{\text{nm}}$	poměr $\frac{H}{C}$
		hustota	index lomu	teplota vznícení nebo tání	práce na produkci fotonu	světelný výtěžek	doba vyzáření	vlnová délka maxima	

Tabulka 8.7: Vlastnosti krystalických a kapalných organických scintilátorů. Poměr $\frac{H}{C}$ značí počet vodíkových atomů k počtu uhlíkových atomů. Data jsou použita z [9, 226] a [10, 159].

i	Označení	$\frac{\rho_i}{\text{kg m}^{-3}} \cdot 10^3$	index lomu	teplota vznícení nebo tání	práce na produkci fotonu	světelný výtěžek	doba vyzáření	vlnová délka luminescenčního maxima	součinitel zeslabení	$\frac{H}{C}$ poměr
			n_i	$\frac{t_i}{^\circ\text{C}}$	$\frac{w_i}{\text{eV}}$	$\frac{\eta_i}{\%}$	$\frac{\tau_i}{\text{ns}}$	$\frac{\lambda_i}{\text{nm}}$	$\frac{\mu_i}{\text{cm}}$	
1	EJ-212	1,032	1,581	70		65	2,4	250	423	1,103
2	EJ-204	1,032	1,58	70		68	1,8	160	408	1,107
3	EJ-200	1,032	1,58	70		64	2,1	380	425	1,104
4	EJ-208	1,032	1,58	70		60	3,3	400	434	1,104
5	BC-420	1,032	1,58	70		64	1,5	110	391	1,100
6	EJ-232	1,032	1,58	70		55	1,4	8	370	1,102
7	BC-422Q	1,032	1,58	70		11	0,7	< 8	370	1,102
8	BC-428	1,032	1,58	70		36	12,5	150	480	1,108
9	BC-430	1,032	1,058	70	≈ 100	45	16,8		580	1,108
10	EJ-248	1,049	1,59	100		60	2,2	350	425	0,995
11	BC-436	1,130	1,61	90		52	2,2		425	0,960
12	EJ-240	1,032	1,58	70		41	285	180	428	1,109
13	EJ-256	1,080		60		32	2,1	250	424	1,134
14	BC-454	1,026		60		48	2,2	120	425	1,169
15	EJ-252	1,037		65		46	2,4	200	423	1,098
16	BC-490	1,030		70		55	2,3		425	1,107
17	BC-498	1,032	1,058	70		65	2,4		423	1,103

Tabulka 8.8: Vlastnosti plastických organických scintilátorů. Poměr $\frac{H}{C}$ značí počet vodíkových atomů k počtu uhlíkových atomů. Data jsou použita z [9, 235], [8, 116] a [10, 159].

<i>i</i>	Scintilátor	hustota $\frac{\rho_i}{\text{kg m}^{-3}} \cdot 10^3$	index lomu n_i	práce na produkci fotonu $\frac{w_i}{\text{eV}}$	absolutní lumeniscenční účinnost $\frac{P_i}{\text{MeV}^{-1}} \cdot 10^3$	relativní lumeniscenční účinnost $\frac{P_i}{\%}$	časová konstanta dosvitu $\frac{\tau_i}{\mu\text{s}}$	vlnová délka lumeniscenčního maxima $\frac{\lambda_{\text{max}_i}}{\text{nm}}$	nejkratší vlnová délka $\frac{\lambda_{\text{min}_i}}{\text{nm}}$	relativní výška pulsu	teplotní součinitel lumeniscence $\frac{I_i}{\% \text{K}^{-1}}$	hygroskopičnost
1	NaI	3,67	1,85	25		190	0,06	303				+
2	CsI	4,51			2	220	0,002 (35%), 0,02 (65%)	305	400	0,05		-
3	BaF ₂	4,89			1,4	10	0,0006	220	135			-
4	CdWO ₄	7,9	2,3		15	65	1,1 (40%), 14,5 (60%)	470	450	0,4		-
5	CeF ₃	6,16	1,68		4,4		0,005, 0,027	310, 340		0,04 až 0,05		
6	BGO	7,13	2,15	100	8,2	8	0,3	480	350	0,13	1 - 1,5	-
7	NaI(Tl)	3,67	1,85		38	100	0,23	415	320	1	0,22 - 0,9	+
8	CsI(Tl)	4,51	1,8		65	45	0,68 (64%), 3,34 (36%)	540	565	0,49	0,24 - 0,5	-
9	CsI(Na)	4,51	1,84		39	85	0,46, 4,18	420	420	1,1		+
10	LiI(Eu)	4,08	1,96		11	35	1,4	470	450	0,23		+
11	ZnS(Ag)	4,09	2,36				0,2	450		1,3		-
12	CaF ₂ (Eu)	3,19	1,47		24	50	0,9	435	405	0,5	0,3 - 0,5	-
13	GSO	6,71	1,85		9		0,056 (90%), 0,4 (10%)	440		0,2		
14	YAP	5,37	1,95		18		0,027	370		0,45		
15	YAG	4,56	1,82		17		0,088 (72%), 0,302 (28%)	550		0,5		
16	LSO	7,4	1,82		25		0,047	420		0,75		
17	LuAP	8,4	1,94		17		0,017	365		0,3		
18	Ce(Li)	2,64	1,59		3,5		0,05 až 0,1	400		0,09		-
19	Tb	3,03	1,5		50		3000 až 5000	550				-
20	Ar	1,8				4	0,02	250				-
21	Kr	5,9				20	0,02	330				-

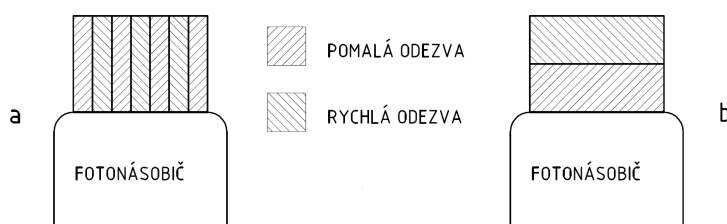
Tabulka 8.9: Vlastnosti anorganických scintilátorů, čistých, aktivovaných monokrystalů, polykrystalů, skleněných scintilátorů a vzácných plynů. Index lomu je dán pro vlnovou délku lumeniscenčního maxima. Absolutní světelná účinnost je udána počtem emitovaných fotonů. Lumeniscenční účinnosti jsou měřeny fotonásobičem s bialkalicovou fotokatodou a relativní účinnost je vztažena k NaI (Tl). Hygroskopické materiály jsou označeny +, nehygroskopické -. Data jsou použita z [9, 235], [10, 159] a [8, 116].

Kapitola 9

Alternativy konstrukce kalorimetrů

9.1 Kombinované scintilátory...

...nebo též phoswiche. Vznikají složením scintilátorů s různými dobami vysvícení, avšak přiložené k jedinému fotonásobiči. Využívají se zejména pokud potřebujeme rozlišit různé částice nebo určit směr letu.



Obrázek 9.1: Schemata kombinovaných scintilátorů pro směrovou detekci. Uspořádání z části a vykazuje výraznou schopnost směrové detekce. Kombinovaný scintilátor použitý v části b již nemá tak dobré »směrové vlastnosti«.

9.2 Detekční jednotka složená ze scintilátoru s fotodiodou

Tyto systémy jsou ekvivalentní systémům scintilátor – fotonásobič a jsou směřovány k použití ve spektrometrii. Jejich zavedení bylo motivováno jistými nevýhodami systémů scintilátor – fotonásobič, mezi něž patří velikost a velká spotřeba energie, dále potřeba systém »krmit« vysokým napětím. Tyto faktory vymezují jejich použití ve velkých detekčních systémech. Proto je snaha vytvořit alternativu, systém scintilátor – fotodioda. Nicméně i jejich použití brání množství nevyřešených technických problémů.

Základní problém, je tvar a velikost scintilačního krystalu. Zatímco vstupní povrchy scintilátorů jsou desítky až stovky cm^2 , obsahy citlivých oblastí fotodiod jsou řádově jednotky cm^2 . A se zvětšováním scintilátorů podstatně klesá světelný výtěžek takových systémů. Systémy nábojového zesilovače připojeného k fotodiodě mají značný šum, při použití scintilátorů s objemem větším než 20 cm^3 nelze kvůli šumu dosáhnout rozumného signálu a takový detektor není proto možné použít.

- Díky malým rozměrům fotodiod, je použití konstrukce scintilátor – fotodioda ve velkých detekčních systémech, ve kterých potřebujeme pokrýt scintilátory velkou plochu, nevýhodné. Proto se v takových systémech uchylujeme z finančních důvodů ke »klasické konstrukci«.
- Dalším problémem je, že výstupní signál fotodiody je slabý a tudíž je ho nutné předzesílit.

- Kvůli spektrálnímu přizpůsobení by byla potřeba využívat jiné druhy scintilátorů, než v systémech scintilátor – fotonásobič.

9.3 Světelné koncentrátořy

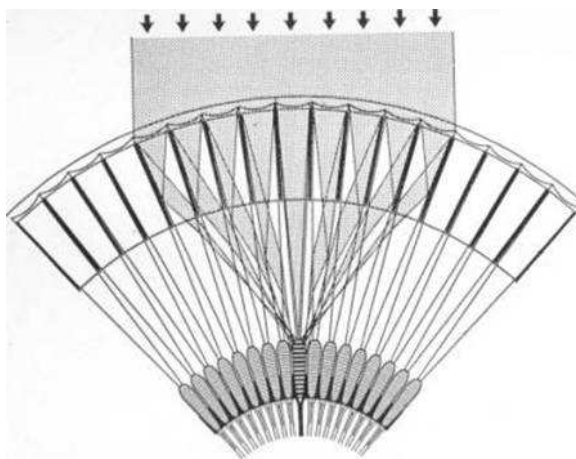
Určitým východiskem systémů scintilátor – fotodiody by mohlo být použití světelných koncentrátořů. Ty by světelný výtěžek scintilátorů koncentrovaly na malou plochu fotodiody.

9.3.1 Vícekanálový světelný koncentrátoř

Technické řešení tohoto světelného koncentrátoř bylo inspirováno okem členovců. Většina členovců má složené oko, které umožňuje jednomu světelnému senzoru sbírat světlo jen z jednoho kanálu. Takové oči mají široké zorné pole, avšak nízké prostorové rozlišení. U členovců pohybujících se v prostředí s malou světelností, tady hlavně u korýšů a nočního hmyzu, se vyvinulo oko, koncentrující do jednoho senzoru světlo z více kanálů, tedy takzvané vícekanálové oko.

Humří oko je založeno na odrazu, nikoliv na lomu. Zrcadla optického systému oka jsou směřována téměř rovnoběžně s přicházejícími světelnými paprsky, proto se většina odráží dovnitř. Optický systém vytváří kulový povrch oka a plochy zrcadel jsou směřovány do středu oka.

Popis
»humřího
oka«



Obrázek 9.2: Schématický náčrt humřího oka.

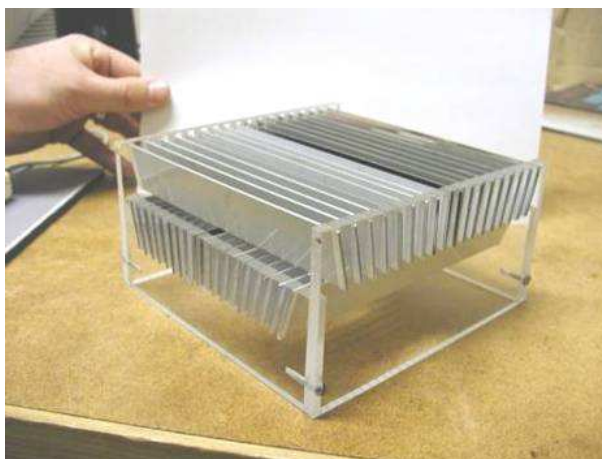
Kvůli zjednodušení konstrukce nebudou zrcadla optického systému tvořit plášť koule, ale budou rovinné. Systém se bude skládat ze dvou vrstev zrcadel tak, že plochy zrcadel první vrstvy jsou kolmé k plochám druhé vrstvy, vytváří se tak systém kanálů. Prodloužené přímky náležející plochám zrcadel budou vycházet z jednoho bodu, nazveme ho *ohniskem systému*. Normálu ploch procházející ohniskem systému nazveme *osou systému*. Každé zrcadlo pak směřuje do ohniska pod jiným úhlem.

Konstrukce
vícekanálového
světelného
kon-
centrátořu

Taková konstrukce koncentruje světlo bodového zdroje do plochy umístěné v polovině vzdálenosti od horní plochy horní vrstvy k ohnisku systému. Zrcadla blízká ose systému odrážejí a tudíž koncentrují menší část světelných paprsků vstupujících do kanálu, zatímco zrcadla kanálů vzdálenějších od osy odrážejí téměř všechny paprsky vstupující do kanálu.

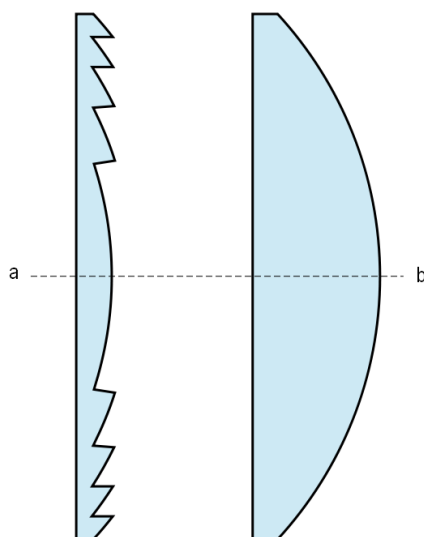
9.3.2 Fresnelovy čočky

Fresnelovy fungují jako spojné čočky. Proto se používají k vytváření širokého světelného svazku v majácích nebo k vytvoření rovnoběžného svazku a následně ke koncentraci v LCD projektorech. Fresne-



Obrázek 9.3: Vyrobené humří oko.

lova čočka se stejnou optickou mohutností jako čočka klasická zabírá podstatně menší objem a to je její velkou výhodou.



Obrázek 9.4: Porovnání klasické a Fresnelovy čočky.

Pro energetické zdroje používané ve vesmíru byla vyvinuta *lehká napjatá Fresnelova čočka*. Tento světelný koncentrátor je vyrobený z tenké »křemíkové gumy«, napnuté ve stojanu tak, že vytváří válcový povrch mající z vnitřní strany zubatou strukturu. Je tak vytvořena podlouhlá Fresnelova čočka s průřezem položeného písmene *D*. Dopadající světlo je koncentrováno do středu podlahy.

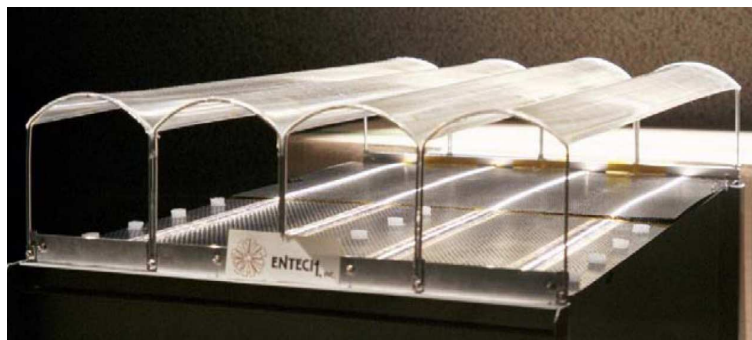
Lehké
na-
pjaté
Fresne-
lovy
čočky

9.3.3 Dielektrický koncentrátor založený na totálním odrazu

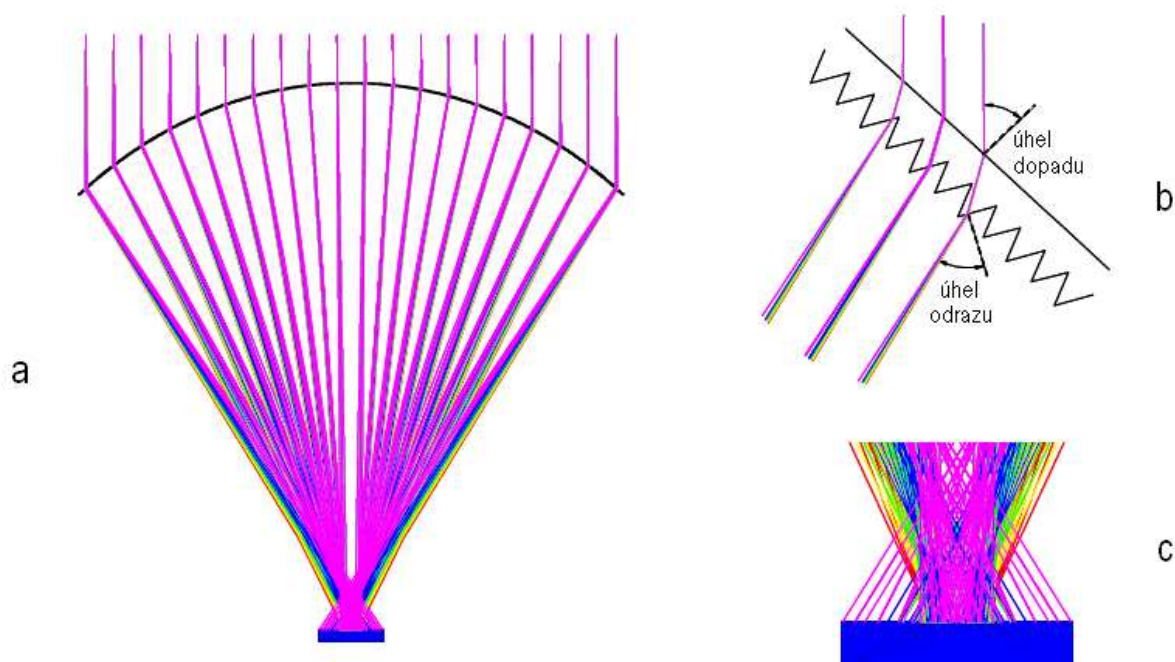
Studie použití monokrystalů, jakožto refrakčního prostředí koncentrátorů pro sluneční kolektory, ukázaly několik výhod nad tradičními odrazovými parabolickými světelnými koncentrátoři. Jejich trumfem je především velký koncentrační poměr a účinnost.

Definice. *Koncentrační poměr koncentrátoru* je poměr plochy vstupního otvoru k ploše výstupního otvoru koncentrátoru.

Prokázalo se, že pevné materiály s velkým indexem lomu vykazující dobré lomové vlastnosti s beztrátovou vnitřní totální odrazivostí a mají největší koncentrační poměr a nejvyšší účinnost. Kon-



Obrázek 9.5: Pole čtyř lehkých napjatých Fresnelových čoček s přijímači.



Obrázek 9.6: Lehká napjatá Fresnelova čočka. Část a zobrazuje refrakci na symetrické čočce, část b je zvětšením čočky a část c ukazuje fokusaci rozloženého světla na fotocitlivý prvek.

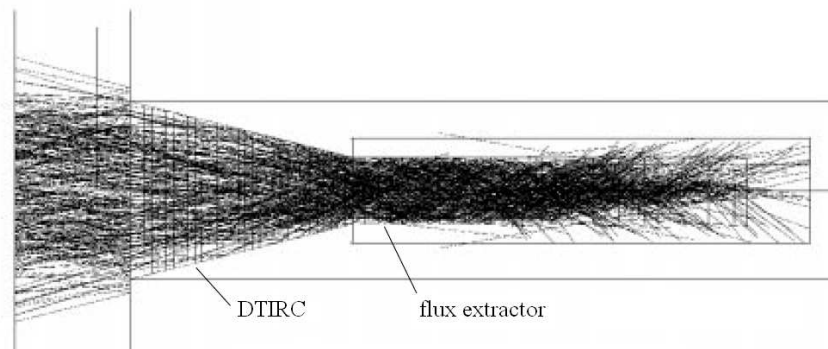
centrátoři užívající tyto materiály byly nazvány dielektrickými koncentrátoři založenými na totálním odrazu. V anglické literatuře se setkáme s pojmem dielectric total internal reflecting concentrator zkracujícím se DTIRC. Dále se ukazuje, že k dosažení dobrých parametrů koncentrátoři je možné použít i jiného než parabolického tvaru, což zjednodušuje výrobu.

Firma Analex Corporation na objednávku National Aeronautics and Space Administration Lewis Research Center se zabývala celým vývojem, tedy konstrukcí, výrobou a testováním, takového koncentrátoři. Nicméně využití měl nalézt jako sekundární tepelný koncentrátoři v leteckém experimentu »Shooting Star«. O tomto projektu pojednává [28].

Sluneční paprsky jsou koncentrovány primárním Fresnelovým koncentrátoři tak, že do dielektrického koncentrátoři vstupují maximálně s polovičním úhlem 22° . Tvar dielektrického koncentrátoři vymezuje podmínka, aby u sekundárních paprsků docházelo ve »flux extraktor« k totálnímu vnitřnímu odrazu. Dielektrický koncentrátoři i »flux extraktor« je vyroben z monokrystalu oxidu zirkonia a kvůli tepelné izolaci je koncentrátoři a extraktor oddělen mezerou. »Flux extraktor« je obklopen pohonem »Shooting Star«.

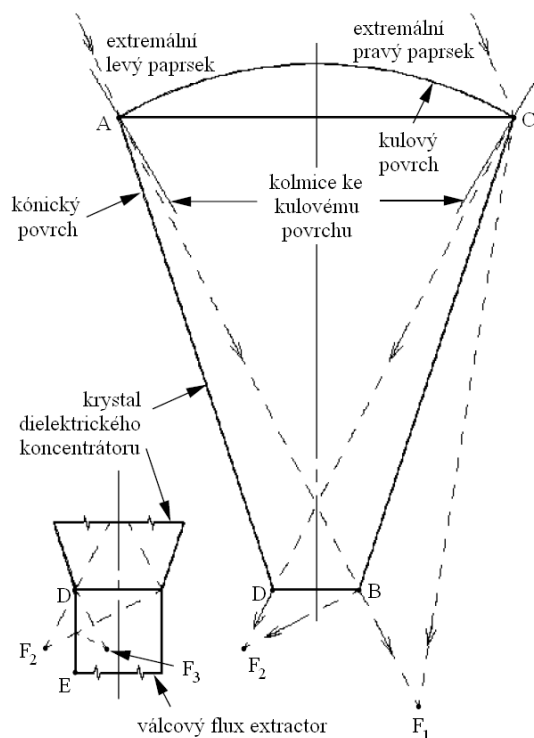
nástin
kon-
strukce
»Sho-
o-
ting
Star«

Použitý dielektrický koncentrátoři má kulovitý vstup, podélný průřez je kónický. Tvar byl vypočten, aby



Obrázek 9.7: Modelované dráhy paprsků v dielektrickém koncentrátoru.

k totálnímu vnitřnímu odrazu docházelo u všech kolmo dopadajících paprsků a definují ho paprsky, které dopadaly pod extrémními úhly do bodů A a C , jak jsou popsány na obrázku 9.8. Pokud by koncentrátor neměl kónický tvar, paprsky by dopadaly do bodu F_1 . Zavedeme-li kónický tvar, paprsky se budou odrážely do bodu F_2 , který je zrcadlovým obrazem F_1 podle přímky BC . A pokud nasadíme válcový »flux extractor«, paprsky se odrazí ještě jednou a to do bodu F_3 , jež je zrcadlovým obrazem F_2 podle přímky DE . Podle těchto extrémálních případů byl určen poloměr kulové části a průměr výstupního otvoru dielektrického koncentrátoru.



Obrázek 9.8: Návrh k určení tvaru dielektrického koncentrátoru.

Použitý tvar není nezbytně ten nejúčinnější ve sběru světla. Je však nejjednodušší na výrobu a navíc má i nejmenší velikost. Parabolický koncentrátor s plochým vstupem má sice maximální účinnost, byl by však podstatně delší a tudíž větší. Po zvážení výrobních nákladů byl upřednostněn tvar s menší účinností.

kompromis

Pro zajištění lepší teplotní kontroly a zvýšení účinnosti se Analex Corporation zajímal o speciální obaly, které vyvíjel a vyhodnocoval. Především to byl antireflexní obal k pokrytí kulovitého vstupu

obaly

pro zvýšení účinnosti. Dále obal zajišťující teplotní stabilitu dielektrického koncentrátoru a obal zabráňující zpětnému úniku infračerveného záření z »flux extraktoru« do dielektrického koncentrátoru, takže zvyšující účinnost. Navíc byly zkoumány obaly s nízkým indexem lomu k přizpůsobení úhlů při vnitřním totálním odrazu.

9.3.4 Zhodnocení světelných koncentrátorů

Nedovolím si hodnotit účinnosti sběru a využitelnosti jednotlivých koncentrátorů.

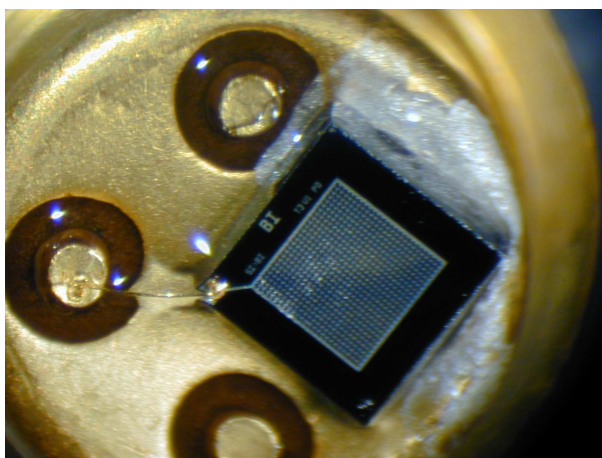
- Pravdou je, že ani jeden ze systémů se velikostně nepřibližuje rozměrům námi vyžadovanými.
- Vícekanálový světelný koncentrátor i dielektrický koncentrátor založený na totálním odrazu jsou schopné koncentrovat nejen kolmé paprsky, ale také šikmo dopadající, z jistého intervalu úhlů.
- Lehké napjaté Fresnelovy čočky se používají ke koncentraci kolmo dopadajících slunečních paprsků. Je jen otevřenou otázkou, zda při koncentraci scintilačních fotonů je tato vlastnost vyložene na škodu.
- Technicky dobře proveditelnou alternativou se jeví dielektrický koncentrátor.
- Pokud by se podařilo světelné koncentrátorů úspěšně uplatnit v praxi, znamenalo by to velkou finanční úsporu, neboť by se snížila potřeba světločivných prvků.

9.4 Světelná čidla

9.4.1 Fotonásobič s polovodičovou anodou

Jedná se o fotonásobič, ve kterém polovodičová dioda slouží jako anoda k zachycení elektronů z fotokatody. Tento systém vyžaduje použití zvláštní geometrie násobícího systému. Je rozdělen na dvě části, anodová fokusační elektroda je blíže fotodiody, druhou část uloženou přibližně uprostřed mezi fotodiodou a fotokatodou tvoří krabičkový systém s různým vstupním a výstupním průměrem, napájený nízkým napětím. Elektrody dohromady vytvářejí elektrické pole, které koncentruje elektrony z velké plochy fotokatody na malou plochu polovodičové fotodiody.

9.4.2 Křemíkový fotonásobič



Obrázek 9.9: Jeden z prvních křemíkových fotonásobičů vyrobený v Itálii.

Křemíkový fotonásobič, z angličtiny silicon photomultiplier, zkráceně SiPM, je »mnohobuněčná« po-

lovodičová fotodioda, ve které buňky sdílejí společný křemíkový podklad. Každá buňka pracuje jako Geiger–Müllerův detektor napájený napětím o 10% - 20% větším než prahové. Takže každý nosič vytvořený fotonem nebo tepelně způsobí vznik Geiger–Müllerova výboje. Ten pokračuje, dokud napětí neklesne pod prahové napětí, díky rezistoru přiloženému na každé buňce s odporem v rozmezí (100 – 200) kΩ.

Každá buňka SiPM pracuje jako Geiger–Müllerův počítáč, jeho výstupní signál nezávisí na počtu fotonů, které jej »zapálí«. Zesílení buňky určuje náboj v něm nahromaděný. Platí pro něj

$$Q = C(V - V_0),$$

s typickou hodnotou kapacity buňky $C = 100$ fF a několikavoltovým rozdílem $(V - V_0)$. Odtud Q buňky činí několik stovek fC a zesílení je 10^6 , takže srovnatelné s vakuovými fotonásobiči. Výstupní signál je součtem signálů jednotlivých »zapálených« buněk. Buňky tak můžeme považovat za digitální zařízení, dohromady pracující jako analogový měřič intenzity světla.

Velikosti buněk jsou v rozmezí (15 – 70) μm, takže se jich vejde sto až 4000 na mm².

rozměry

Výhodami těchto systémů je nízký šum, detekční účinnost shodná s vakuovými fotonásobiči a nízké napájecí napětí. S časovými vlastnostmi je na tom SiPM také poměrně dobře, detekuje deset fotoelektronů za za 30 ps.

výhody

Skupina moskevských vědců tento druh fotonásobiče testovala a v [29] zhodnotila, že SiPM

- je konkurenceschopný se současnými vakuovými fotonásobiči, křemíkovými fotodiodami a hybridními světločivnými prvky.
- se zdají být dobrými kandidáty k použití ve fotodetektorech.

Závěr

Dvojný beta rozpad zůstává nadále palčivým problémem experimentální jaderné fyziky. K jeho úspěšnému změření je stále potřeba podniknout kroky k vylepšení měřicí aparatury. Přidání objektů detekce, tedy zvětšení hmotnosti vzorku je jedna možnost. Nicméně požadavek na čistotu vzorku s sebou nese jisté problémy. Daleko větší problémy však přináší cesta pokoušející vylepšit parametry současných přístrojů. Nyní třeba dovedeme vyrobit scintilátory vynikajících parametrů, nikoliv však levně a ve velkých rozměrech potřebných pro náš experiment.

Tyto cesty nejsou jediné a poslední. Ve všech kalorimetrických experimentech je klíčovým parametrem energetické rozlišení. Několik výzkumných projektů prokázalo, že sběr světla má velký vliv právě na energetické rozlišení a má proto smysl v této oblasti něco podniknout. Několik zajímavých alternativ sběru světla jsme diskutovali. Avšak bez experimentálního ověření tyto diskuse nikam nevedou. Je proto potřeba v této oblasti začít s výzkumem a vývojem.

Literatura

- [1] J. Žáček: *Úvod do fyziky elementárních částic* (Karolinum, Praha 2005)
- [2] I. Úlehla, M. Suk, Z. Trka: *Atomy, jádra, částice* (ACAMEDIA, Praha, 1990)
- [3] T. Mayer–Kuckuk: *Fyzika atomového jádra* (SNTL, Praha 1979)
- [4] H. Haken, H. C. Wolf: *The Physics of Atoms and Quanta* (Springer, Berlin)
- [5] D. Halliday, R. Resnick, J. Walker: *Fyzika, 5. část – Moderní fyzika* (VUTIUM, Brno 2000)
- [6] F. Boehm, P. Vogel: *Physics of Massive Neutrinos* (Cambridge University Press, Cambridge 1992)
- [7] B. Pontecorvo: *Fifty Years of Neutrino Physics: A Few Episodes* (Dubna 1980)
- [8] J. Gerndt: *Detektory ionizujícího záření* (Vydavatelství ČVUT, Praha 1994)
- [9] G. F. Knoll: *Radiation Detection and Measurement* (John Wiley & Sons, New York 1999)
- [10] W. R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* (Springer–Verlag, Berlin and Heidelberg 1987)
- [11] Z. Janout, et al.: *Úlohy z jaderné a subjaderné fyziky* (Vydavatelství ČVUT, Praha 1997)
- [12] R. Arnold, et al.: *Technical design and performance of the NEMO 3 detector* (2004)
- [13] J. Angrik, et al.: *KATRIN Design Report 2004* (2005)
- [14] H. V. Klapdor–Kleingrothaus, I. V. Krivosheina: *Heidelberg - Moscow Experiment. First Evidence for Lepton Number Violation and the Majorana Character of Neutrinos*
- [15] R. Arnold, et al.: *Possible background reductions in double beta decay experiments* (2003)
- [16] R. Arnold, et al.: *First Results of the Search for Neutrinoless Double-Beta Decay with the NEMO 3 Detector* (2005)
- [17] X. Sarazin: *Search for neutrinoless double beta decay with the NEMO-3 detector: first results* (2004)
- [18] P. Adamson: *Expression of Interest in the Super-NEMO double beta decay experiment* (2004)
- [19] C. Marquet: *SuperNEMO* (2006)
- [20] *Nuclear Physics News, Vol. 12, No. 1* (2001)
- [21] Neutrino Scientific Assessment Group: *Recommendations to the Department of Energy and the National Science Foundation on a United States Program in Neutrino-less Double Beta Decay* (2005)
- [22] Neutrino Scientific Assessment Group: *Recommendations to the Department of Energy and the National Science Foundation on a U.S. Program of Reactor- and Accelerator-based Neutrino Oscillation Experiments* (2006)
- [23] A. Artikov, et al.: *Properties of the Ukraine polystyrene–based plastic scintillator UPS 923A* (Kharkov 2005)

- [24] V. P. Semynozhenko, et al.: *Recent progress in development of „CsI(Tl) crystal – Si–photodiode“ spectrometric detection assemblies* (Kharkov)
- [25] B. V. Grinyov, et al.: *Optimization of Assembly Scintillator – Photodiode for X–rays and Low Energy Gamma–rays Detection* (Kharkov)
- [26] A. M. Kudin: *Protective function of the Coating on the Surface of CsI Scintillator* (Kharkov)
- [27] M. J. O’Neill et al.: *Ultra–light stretched Fresnel lens solar concentrator for space power applications*
- [28] J. A. Soules et al.: *Design and Fabrication of a Dielectric Total Internal Reflecting Concentrator and Associated Flux Extractor for Extreme High Temperature Applications* (1997)
- [29] B. Dolgoshein et al. *An advanced study of silicon photomultiplier* (Moscow)
- [30] Wikipedie, otevřená encyklopedie
<http://www.wikipedia.org/>
- [31] ALDEBARAN
<http://www.aldebaran.cz/>
- [32] The NEMO experiment
<http://nemo.in2p3.fr/>
- [33] Saint Gobain–Crystals
<http://www.bicron.com/>
- [34] SCIONIX Netherlands
<http://www.scionix.nl/>
- [35] conVERTER - převody jednotek
<http://www.converter.cz/>

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW, . . .) uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti užití tohoto školního díla ve smyslu §60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne 31. července 2007

.....

podpis