

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ

MAGICAL THEORY
OF PARTICLE PHYSICS

2018

Bc. "HERMIONA" RADKA SOCHOROVÁ
Bc. "RON" LUKÁŠ HOLUB
Bc. "HARRY" JAKUB CIMERMAN

Predhovor

V rámci príprav na štátnice sme sa my traja dohodli, že si všetky otázky rozdelíme, pečivo výpracujeme a nakoniec aj navzájom skontrolujeme. Predsa len hľadať na poslednú chvíľu materiály z rôznych zdrojov nie je podľa nášho gusta.

Na projekte sme začali pracovať už vo februári. Vytvorili sme si templaty na jednotlivé otázky, vybrali sme, kto bude písť ktorú otázku a postupne sme ich vo voľnom čase začali vypracovať. Taktiku sme mali veľmi dobrú: každú otázku niekto vypracoval a niekto iný skontroloval, upravil gramatiku a štylistiku. Každý z nás teda po skončení práce mal tretinu otázok naučenú perfektne, vďaka tomu že ich písal, tretinu už mal prečítanú a ostávalo sa doučiť poslednú tretinu.

Všetko išlo ako po masle a 23. mája sme mali všetky otázky spracované, skontrolované a napísané a mohlo sa ísť do tlačiarne. Viac ako tri mesiace práce, množstvo hodín strávených hľadaním zdrojov, prekladaním, písaním, čítaním a kontrolovaním a na konci toho všetkého jeden päťstostranový dokument.

Sme tiež veľmi radi, že sa nám podarilo napísať celý dokument československy. O úrovni vedy v krajinе predsa hovorí aj množstvo odborného materiálu v danom jazyku.

Ak náhodou používaš tento dokument, myslí na to, že nás táto práca stála hromadu času a nervov a tak by neuškodilo aspoň podakovať. Ak v práci nájdeš nejakú chybu alebo nejasnosť, neváhaj nás kontaktovať, aby sme text opravili a ďalej vylepšili.

Príjemné čítanie

Radka

Lukáš

Jakub

jakub.cimerman(at)gmail.com

Obsah

I Subatómová fyzika	17
1 Častice a ich vzájomné interakcie	19
1.1 Zadanie	19
1.2 Štandardný model	19
1.2.1 História	19
1.2.2 Prehľad	20
1.3 Elementárne častice a ich klasifikácia	20
1.3.1 Elementárne fermióny	20
1.3.2 Elementárne bozóny	21
1.4 Fundamentálne interakcie	22
1.4.1 Elektromagnetická interakcia	22
1.4.2 Slabá interakcia	26
1.4.3 Silná interakcia	31
1.4.4 Gravitačná interakcia	37
1.5 Vlastnosti leptónov a hadrónov	37
1.6 Symetrie a zákony zachovania	39
1.7 Súradnicové sústavy v subjadrovej fyzike	46
1.8 Kinematické premenné	49
2 Štruktúra hadrónov	53
2.1 Zadanie	53
2.2 Kvarkový model	53
2.2.1 Stručná história	53
2.2.2 Kvarkový model	54
2.2.3 Čažké kvarky (s,c,t,b)	60
2.2.4 Experimenty ukazujúce na kompozitnú štruktúru atómového jadra a nukleónov	65
2.2.5 Partónový model	69
2.2.6 Jety	71
3 Prechod jadrového žiarenia látkou	73
3.1 Zadanie	73
3.1.1 Účinný prierez	73

3.1.2	Účinný prierez v kvantovej teórii poľa	77
3.1.3	Typické hodnoty účinných prierezov	77
3.1.4	Interakcie žiarenia s hmotou	78
3.1.5	Protónová terapia a Braggov pík	81
3.1.6	Pozitrónová emisná tomografia	83
4	Vlastnosti jader	85
4.0.1	Zadanie	85
4.1	Struktura atomového jádra	85
4.1.1	Historie	85
4.2	Základní definice	86
4.3	Hyperjádra	87
4.3.1	Exotická jádra	88
4.3.2	Dvojitě magická jádra	88
4.3.3	Vysoko vzbuzené stavy	88
4.4	Antijádra	89
4.5	Poloměr jader	89
4.5.1	Měření poloměru jader	89
4.6	Náboj atomových jader, rozložení náboje a hmoty v jádře	94
4.6.1	Měření náboje v jádře	95
4.7	Hmotnost a vazbová energie	96
4.7.1	Nukleonová vazbová energie	97
4.7.2	Měření hmotnosti jader	100
4.7.3	Tabulka nuklidů	102
4.8	Způsoby uvolňování energie	104
4.8.1	Jaderná fúze	104
4.8.2	Štěpení těžkých atomových jader	105
4.8.3	Anihilace	107
4.9	Spin, izospin, parita jádra	107
4.9.1	Parita	108
4.9.2	Izospin (Izotopický spin)	109
4.9.3	Magnetický dipólový moment jádra	110
4.9.4	Elektrický kvadrupolový moment	111
5	Fenomenologické modely jader	113
5.1	Zadanie	113
5.2	Jaderné síly	113
5.3	Coulombická bariéra	115
5.4	Mezonová teorie jaderných sil (Yukawův potenciál)	115
5.4.1	Yukawova teorie	116
5.5	N-N potenciál	117

5.6	Deuteron	118
5.6.1	Vazebná energie	119
5.6.2	Spin a parita deuteronu	119
5.6.3	Spinová závislost silné interakce	120
5.6.4	Magnetický dipólový moment deuteronu	120
5.6.5	Kvadrupólový moment deuteronu	121
5.7	Klasifikace jaderných modelů	121
5.7.1	Proč používáme modely atomových jader?	121
5.8	Kapkový model jádra	122
5.9	Jednočásticové modely atomových jader	126
5.9.1	Model Fermi-Diracova plynu	126
5.10	Slupkový model jádra	129
5.11	Zobecněný model jádra	132
5.11.1	Optický model	134
6	Rádioaktívne premeny jadier	135
6.1	Zadanie	135
6.2	Rádioaktívne rady	135
6.3	Rádioaktívny zákon	136
6.4	Rádioaktívna rovnováha	139
6.5	Tvorba rádionuklidov	141
6.6	Rozpad α	142
6.7	Rozpad β	146
6.8	Fermiho teória beta rozpadu	148
6.9	Rozpad γ	151
6.10	Energetika γ rozpadu	152
6.11	Výberove pravidla	154
6.12	Vnútorná konverzia elektrónov	155
6.13	Jadrový izomer	156
6.14	Transuránové prvky	157
7	Teorie jaderných procesů	159
7.1	Zadanie	159
7.2	Historický přehled studia jaderných reakcí	159
7.3	Základní pojmy	160
7.3.1	Různé procesy	160
7.3.2	Základní definice	160
7.3.3	Zákony zachování	161
7.4	Energie reakce, energie rozpadu	161
7.4.1	Prahová energie	162
7.4.2	Srážkový diagram hybností	163

7	Výtěžky reakcí, účinný průřez	165
7.5.1	Interakce v terčíku	166
7.6	Reakce s nabitémi částicemi	166
7.7	Reakce s neutrony	167
7.8	Reakce s fotony	168
7.9	Klasifikace jaderných reakcí	168
7.10	Mechanismy jaderných reakcí	169
7.10.1	Srovnání úhlových rozdělení	170
7.10.2	Princip detailní rovnováhy	170
7.10.3	Model složeného jádra	172
7.10.4	Přímé jaderné reakce	173
7.10.5	Modely jaderných reakcí	174
7.10.6	Optický model	174
8	Využitie jadrovej fyziky, astrofyzika	177
8.1	Zadanie	177
8.2	Aplikácie jadrovej fyziky	177
8.2.1	Jadrová energia	177
8.2.2	Nukleárna magnetická rezonancia	178
8.2.3	Výroba a využitie rádionuklidov	179
8.2.4	Dátovacie metódy	180
8.3	Kozmické žiarenie	181
8.3.1	Primárne kozmické žiarenia	181
8.3.2	Sekundárne kozmické žiarenie	182
8.3.3	Pôvod kozmického žiarenia	183
8.3.4	Detekcia kozmického žiarenia	185
8.4	Radiačné pásy zeme	186
8.4.1	Vonkajší (elektrónový) Van Allenov pás	186
8.4.2	Vnútorný (protónový) Van Allenov pás	187
8.5	Jadrové procesy v hviezdach	187
8.5.1	Protón-protónový cyklus	188
8.5.2	CNO cyklus	188
8.6	Neutrínová astronómia	189
8.7	Vznik chemických prvkov	190
8.8	Neutrónové hviezdy	191
II	Experimentálne metódy jadrovej a subjadrovej fyziky	193
9	Zdroje častic	195
9.1	Přehled	195

9.2	Zdroje elektronů	197
9.2.1	Beta rozpad	197
9.2.2	Vnitřní konverze	197
9.2.3	Augerovy elektrony	198
9.3	Zdroje těžkých nabitych častic	199
9.3.1	Alfa rozpad	199
9.3.2	Spontánní štěpení	200
9.4	Zdroje neutronů	201
9.4.1	Radioizotopické neutronové zdroje	201
9.4.2	Neutrony produkované v reakcích s nabitymi česticemi	202
9.4.3	Spalační neutronové zdroje	202
9.4.4	Spontánní štěpení	202
9.5	Zdroje záření γ	203
9.5.1	Gamma přechody následující beta rozpad	203
9.5.2	Vyzařování při anihilaci	204
9.5.3	Záření gamma následující jaderné reakce	204
9.5.4	Brzdné záření	205
9.5.5	Zdroje častic - Petráček	206

10 Urýchľovače nabitych častíc 213

10.1	História	214
10.2	Zdroje častíc na urýchľovanie	216
10.3	Injekcia častíc do storage ringu	217
10.4	Zrážače	218
10.5	Lineárne urýchľovače	219
10.5.1	Elektrostatické lineárne urýchľovače	219
10.5.2	Vysokofrekvenčné lineárne urýchľovače	221
10.6	Kruhové urýchľovače	222
10.6.1	Cyklotrón	223
10.6.2	Synchrocyclotron	224
10.6.3	Izochrónny relativistický cyklotrón	224
10.6.4	Betatron	225
10.6.5	Mikrotrón	226
10.6.6	Synchrotron	228
10.6.7	Synchrotronové žiarenie	229
10.7	Fokuzácia a fázovanie	230
10.7.1	Slabá fokuzácia	230
10.7.2	Silná fokuzácia	230
10.7.3	Magnety v urýchľovačoch	231
10.7.4	Fázovanie	231
10.8	Laserové plazmové urýchľovače	232

10.9	Najvýznamnejšie urýchlovače	233
10.9.1	LHC	233
10.9.2	SPS	236
10.9.3	Tevatron	236
10.9.4	RHIC	236
11	Registrácia a detekcia ionizujúceho žiarenia	239
11.1	Druhy detektorov ionizujúceho žiarenia	239
11.2	Tienenie, kolinácia a filtrácia detekovaného žiarenia	241
12	Detektory žiarenia	245
12.1	Všeobecné vlastnosti detektorov	245
12.1.1	Zjednodušený model detektoru	245
12.1.2	Vyhodnotenie odozvy detektoru	246
12.1.3	Energetické rozlíšenie	246
12.1.4	Detekčná účinnosť	249
12.1.5	Mŕtva doba	250
12.2	Plynové detektory	251
12.2.1	Ionizačné komory	253
12.2.2	Proporcionálne komory	254
12.2.3	Geiger-Müllerove detektory	254
12.3	Scintilačné detektory	256
12.3.1	Organické scintilátory	257
12.3.2	Anorganické scintilátory	260
12.4	Polovodičové detektory	260
12.5	Kalorimetre	263
12.6	Čerenkovove detektory	265
12.6.1	Spracovanie signálu	267
12.6.2	Fotonásobiče	268
12.7	Dráhové komory	268
12.7.1	Jadrové fotoemulzie	269
12.7.2	Hmlové komory	269
12.7.3	Bublinkové komory	270
12.7.4	Iskrové komory	271
12.7.5	Detektor prechodového žiarenia	272
13	Koincidenčné systémy	275
13.1	Stručný úvod	275
13.2	Beta-gama koincidenčný detektor	277
13.3	Metóda potláčania Comptonovského rozptylu	278
13.4	Gama-gama koincidenčný detektor - PET	279

13.5 Meranie absolútnej aktivity pomocou koincidencii	279
13.6 Sumačný koincidenčný mód	281
13.7 Párový koincidenčný spektrometer	281
14 Polohovo citlivé detektory	285
14.1 Proporcionálne polohovo citlivé detektory	285
14.1.1 Proporcionálna trubica	285
14.1.2 Mnohovláknové proporcionálne čítače	285
14.1.3 Mikrostripová plynová komora	287
14.2 Polovodičové polohovo citlivé detektory	289
14.2.1 Pásikový polovodičový polohový detektor	289
14.2.2 Mikrostripové polovodičové polohové detektory	290
14.2.3 Pad alebo Pixlový detektor	290
14.2.4 Driftové polovodičové detektory	291
14.2.5 Nábojovo viazaná štruktúra (CCD)	293
14.2.6 Priestorové rozlíšenie detektorov	297
14.3 TPC - časovo projekčná komora	298
14.4 TOF - time of flight detektor	300
15 Systémy pre ukladanie a spracovanie signálu z detektorov	303
15.1 Elektronika a príklady jednoduchých detekčných systémov	303
15.2 Signálna integrácia	305
15.3 Elektronický šum	305
15.4 Tvarovanie pulzu	306
15.5 Konverzia analógu na digitál	307
15.6 Trigger system	308
15.7 DAQ	308
15.8 Mŕtva doba DAQ	309
15.9 Jednoduchý T/DAQ systém	310
15.10 Multi-level trigger	310
15.11 Tok dát na ALICE	311
15.12 ALICE trigger, DAQ a HLT	311
15.13 Worldwide LHC Computing Grid (WLCG) - 20.6.2005	313
III Jaderná spektroskopie	315
16 Spektroskopia žiarenia gama	317
16.1 Okienko do histórie	317
16.2 Interakcie gama žiarenia s hmotou	317
16.2.1 Fotoelektrický jav	318
16.2.2 Comptonov rozptyl	320

16.2.3	Produkcia páru	322
16.2.4	Koherentný rozptyl	322
16.3	Detektory gama žiarenia	323
16.3.1	Porovnávacie charakteristiky detektorov	323
16.3.2	Scintilačné detektory	324
16.3.3	Polovodičové detektory	326
16.3.4	Detektorové systémy	328
16.4	Spektrum gama žiarenia	330
16.5	Spektrometria vysokoenergetického gama žiarenia	332
16.6	Aplikácie spektroskopie gama žiarenia	333
16.6.1	Aktivačná analýza	333
16.6.2	Materiálový výskum na zväzku iónov	334
16.6.3	Röntgenová difrakčná kryštálografia	334
16.6.4	Štúdium štruktúry jadier, jadrových premien a jadrových reakcií	335
17	Spektroskopie záření alfa	337
17.0.1	δ - elektrony	338
17.0.2	Ztráty energie ionizací - Bethe-Blochova formule	339
17.0.3	Dosah těžkých nabitych častic	341
17.0.4	Braggova křivka	343
17.0.5	Chování štěpných fragmentů	343
17.0.6	Hadrony s vysokou energií - hadronová sprška	344
17.1	Detektory těžkých nabitych častic	344
17.1.1	Scintilační detektory	344
17.1.2	Hadronové kalorimetry	346
17.1.3	Kompenzační kalorimetrum	346
17.2	Aplikace spektrometrie těžkých nabitych častic	346
17.2.1	Produkce supertěžkých prvků	346
17.2.2	Detekce supertěžkých prvků v GSI Darmstadt	347
17.2.3	Mapa supertěžkých prvků	349
17.2.4	Chemická analýza jednotlivých atomů	349
17.2.5	Studium horké a husté hmoty pomocí produkce nabitych častic	349
17.2.6	Two Arm Photon Spectrometer	350
17.2.7	Kolektivní toky nukleonů	351
17.2.8	Závislost kolektivních toků na rapiditě	351
17.2.9	Aplikace v materiálovém výzkumu - rozptyl, kanálování, reakce iontů,	352
17.2.10	Pružný rozptyl iontů	352
17.2.11	Reakce iontů s jádry	352
17.2.12	Modifikace a opracování materiálů	352

18 Spektroskopie záření beta a elektronová spektroskopie	355
18.1 Interakce lehkých nabitych částic s hmotou	355
18.1.1 Ionizační ztráty energie	356
18.1.2 Bethe-Blochova formule	356
18.1.3 Pružný rozptyl	360
18.1.4 Brzdné záření	361
18.1.5 Celkové ztráty energie	364
18.1.6 Dosah elektronů v látce, pohlcení	365
18.1.7 Elektromagnetická kaskáda (sprška)	366
18.1.8 Ultrarelativistické energie	367
18.1.9 Úhlové a energetické rozdělení fotonů brzdného záření	367
18.1.10 Výkon brzdného záření	367
18.1.11 Absorbce záření β	368
18.1.12 Synchrotronové záření	368
18.1.13 Čerenkovovo záření	369
18.1.14 Přechodové záření	371
18.2 Detektory a spektrometry lehkých nabitych částic	371
18.2.1 Plynem plněné detektory	372
18.2.2 Kanálkový elektronový zesilovač (channeltron)	373
18.2.3 Polovodičové detektory	373
18.2.4 Elektrostatické a magnetické spektrometry	374
18.2.5 Základní charakteristiky elektronových spektrometrů	375
18.2.6 Elektrostatické spektrometry	375
18.2.7 Magnetické spektrometry	376
18.2.8 Magnetický transportér a křemíkový detektor	376
18.2.9 Vysokoenergetická fyzika - dileptonové spektrometry	376
18.2.10 Použití detektorů Čerenkovova záření	377
18.3 Aplikace spektroskopie lehkých nabitych částic	377
18.3.1 Studium konverzních elektronů	378
18.3.2 Studium elektronů a pozitronů z rozpadu β	378
18.3.3 Určování hmotnosti neutrin	380
18.3.4 Využití párových spektrometrů pro hledání rozpadů exotických částic	380
18.3.5 Studium di-leptonových párů ve vysokoenergetické fyzice	381
18.3.6 Spektroskopie energetických ztrát elektronů s vysokým rozlišením	383
19 Spektroskopie neutronů	385
19.1 Interakce neutronů	385
19.1.1 Interakce pomalých neutronů	386
19.1.2 Interakce rychlých neutronů	387
19.1.3 Pružný rozptyl	387
19.1.4 Koherentní rozptyl - difrakce na mříži	388

19.1.5 Nepružný rozptyl	389
19.1.6 Radiační záchyt neutronů (n, γ)	389
19.1.7 Štěpení atomových jader	390
19.1.8 Jaderné reakce	390
19.1.9 Účinné průřezy	391
19.1.10 Absorbční účinný průřez	391
19.1.11 Některé významné reakce s neutrony	392
19.1.12 Tříšťivé reakce, hadronová sprška	392
19.2 Detektory a spektrometry neutronů	392
19.2.1 Detektory pomalých neutronů	393
19.2.2 Krystalové difrakční spektrometry a interferometry	394
19.2.3 Mechanické monochromátory \Rightarrow TOF měření	394
19.2.4 Detektory rychlých neutronů	394
19.2.5 Detektory a spektrometry založené na pružném rozptylu neutronů	395
19.2.6 Neutronový spektrometr založený na odražených protonech	395
19.2.7 TOF spektrometry \Rightarrow měření pomocí doby letu	396
19.2.8 Aktivační detektory neutronů	396
19.2.9 Indukované štěpení a emulze	397
19.2.10 Detekce neutronů II	397
19.2.11 Základní parametry jednotlivých reakcí	397
19.2.12 Detekce založená na rozptylu neutronů	399
19.2.13 Detekce založená na jaderných reakcích s neutrony	399
19.2.14 Neutronové scintilační detektory	399
19.2.15 Polovodičové detektory neutronů	400
19.2.16 Ostatní techniky detekce neutronů	400
19.2.17 Neutronová aktivační fólie	400
19.2.18 Spektrometrie rychlých neutronů	401
19.3 Aplikace spektroskopie neutronů	401
19.3.1 Neutronová difraktometrie	402
19.3.2 Tříšťivé (spalační) reakce jako intenzivní zdroj neutronů	403
19.3.3 Účinné průřezy pro ADTT (Accelerator Driven Transmutation Technologies) systémy a astrofyziku	403
19.3.4 Studium reakce (n, γ) na ^{151}Sm	404
19.3.5 Produkce neutronů v tříšťivých reakcích a srážkách protonů a těžkých iontů	404
19.3.6 Získaná experimentální data	405
20 Spektroskopie neutrín	407
20.1 Interakce neutrín	407
20.1.1 Detekční metody	408
20.2 Detektory neutrín	410
20.2.1 Radiochemické detektory	410

20.2.2 Detektory vyplněné vodou a využívající detekci Čerenkovova záření	411
20.2.3 Detektory využívající těžkou vodu	412
20.2.4 Detektory využívající scintilační materiál	413
20.2.5 Detektory vysokoenergetických neutrín	413
20.2.6 Detektor ANTARES ve Středomoří	413
20.2.7 AMANDA - Neutrinový detektor pod ledem, IceCube	414
20.2.8 Rozptyl neutrina na elektronu	414
20.3 Aplikace spektroskopie neutrín	414
20.3.1 Studium slunečních neutrín	415
20.3.2 Studium neutrín ze supernov	415
20.3.3 Neutrina z kosmického záření	416
20.3.4 Studium oscilací neutrín	416
20.3.5 Sluneční neutrina	417
20.3.6 Měření reaktorových antineutrín	417
20.3.7 Neutrina z urychlovačů	418
20.3.8 Urychlovač - detektor experiment	418
20.3.9 Sekundární kosmické záření	418
20.3.10 Geoneutrina	418
20.3.11 Reliktní neutrina	418
21 Rozpadové schémy	421
21.1 Základné vlastnosti	421
21.2 Vetvená premena	422
21.3 Ukážka rozpadových schém	423
21.4 Rozpadové schémy niektorých rádionuklidov	424
21.4.1 Tríčum ^3H	424
21.4.2 Pozitronové rádionuklidy	424
21.4.3 Technécium	425
21.4.4 Európium	425
21.5 Výberové pravidlá	425
22 Základné charakteristiky spektrometrov	429
22.1 Magnetický spektrometer	429
22.2 Elektrostatický spektrometer	431
22.3 Scintilačný spektrometer	433
22.4 Polovodičový spektrometer	435
22.5 Kryštálový spektrometer	435
23 Mössbauerova spektroskopie	439
23.0.1 Jak eliminovat zpětný ráz?	442
23.1 Mössbauerův jev	442

23.2 Použití Mössbauerova jevu	445
23.2.1 Magnetické pole v místě jádra	445
23.3 Elektrické pole v krystalu	446
23.4 Dopplerův efekt druhého řádu	447
23.5 Experimentální uspořádání Mössbauerova spektrometru	447
23.6 Části Mössbauerova spektrometru	449
23.6.1 Pohybové zařízení	449
23.6.2 Zářič a absorbér	450
23.6.3 Detekční soustava	450
23.7 Shrnutí	451
24 Dopplerov jav v spektroskopii	453
24.1 Teória okolo Dopplerovho javu	453
24.1.1 Klasický Dopplerov jav	453
24.1.2 Relativistický Dopplerov jav	454
24.2 Dopplerovské rozšírenie	454
24.3 Nasýtená absorpčná spektroskopia	455
24.4 Využitie metód založených na Dopplerovom posune	456
24.4.1 Metóda zoslabenia Dopplerovho posunu	457
24.4.2 Teórie zastavenia	458
24.4.3 Metóda vzdialenosťi doletu spätného rázu	459
25 Charakteristiky jadrových stavov	461
25.1 Náboj a notácia	461
25.2 Polomer atómových jadier	461
25.3 Hmotnosť atómových jadier	463
25.4 Väzbová energia jadra	463
25.5 Parita, moment hybnosti, spin a celkový moment hybnosti	464
25.6 Jadrový elektrický a magnetický moment	465
25.6.1 Magnetický dipolový moment jadra	465
25.6.2 Elektrický kvadrupolový moment jadra	466
25.7 Určenie spinových hladín a multipolarity prechodu	469
25.8 Určovanie pravdepodobnosti prechodu z doby života hladín	470
25.9 Určenie pravdepodobnosti prechodu pomocou Coulombovského budenia	470
25.10 Štúdium stavov s veľmi vysokým spinom - spiny až $I\hbar \geq 40\hbar$	470
25.11 Superdeformované stavy	471
25.12 Gigantické rezonancie	472
Literatúra	473

Čast I

Subatómová fyzika

Kapitola 1

Častice a ich vzájomné interakcie

1.1 Zadanie

Čästice a jejich vzájemné interakce Interakce mezi elementárními částicemi, Vlastnosti elementárnych čästic, Klasifikace elementárních čästic, Hadrony, Leptony, Antičästice, Symetrie a zákony zachování, Standardní model, Zákony zachování energie a hybnosti, Souřadné soustavy v subjaderné fyzice, Transformace kinematických veličin mezi soustavami, Mandelstamovy proměnné, Kinematické proměnné – rapidita, pseudorapidita, Feynmanova proměnná, Bjorkenova proměnná

1.2 Štandardný model

1.2.1 História

V roku 1960 navrhol Sheldon Glashow teoretickú možnosť ako skombinovať elektromagnetickú a slabú interakciu do jednotnej teórie. O sedem rokov neskôr doplnili Steven Weinberg a Abdus Salam navrhnutý teoretický model o Higgsov mechanizmus, ktorý priamo determinuje hmotnosti elementárnych čästíc popísaných v rámci štandardného modelu. Špeciálne ide hlavne o hmotnosti W a Z bozónov a fermiónov. Higgsov mechanizmus takisto vysvetľuje, akým spôsobom "získavajú" hmotnosť kvarky a leptóny.

Po objave slabých neutrálnych prúdov v CERNe, spôsobených výmenou Z bozónov sa elektroslabá teória stala široko akceptovanou. Glashow, Salam a Weinberg, tvorcovia tejto teórie, následne dostali v roku 1979 Nobelovú cenu za fyziku. Neskôr, v r. 1981 boli experimentálne objavené bozóny W a Z. Experimentálne boli určené ich hmotnosti, pričom tieto boli v dobrej zhode s predpoveďami poskytnutými Štandardným modelom.

Teória silnej interakcie získala svoju modernú podobu v rokoch 1973 – 74, kedy experimenty potvrdili, že hadróny sú zložené zo zlomkovo nabitych kvarkov.

1.2.2 Prehľad

Štandardný model fyziky častíc je zjednotený súbor teoretických poznatkov zahrňujúci väčšinu známych elementárnych častíc. V rámci modelu je možné zjednoteným spôsobom (zjednotou matematickou formuláciou) popísať tri zo štyroch fundamentálnych interakcií: silnú, slabú, a elektromagnetickú. Štandardný model predstavuje relativistickú kvantovú teóriu vyhovujúcu zároveň princípom špeciálnej teórie relativity i kvantovej mechaniky. Gravitačná interakcia a teda ani všeobecná teória relativity nie sú v modeli zahrnuté. Fundamentálnymi objektmi vystupujúcimi v tejto teórii sú polia v časopriestore. Štandardný model bol vypracovávaný postupne. Jeho základy boli položené začiatkom 20. storočia. Súčasná formulácia bola dokončená v 70-tych rokoch po experimentálnom potvrdení existencie kvarkov. Táto teória je v dobrom súlade so súčasnými experimentálnymi údajmi. Zahrnuje však 18 voľných parametrov, ktorých hodnotu nepredpovedá. Hodnota týchto parametrov je určená výhradne na základe experimentálnych výsledkov. Nepopisuje taktiež gravitáciu, tmavú hmotu či tmavú energiu.

Štandardný model je kalibračná teória silných ($SU(3)$) a elektroslabých ($SU(2) \times U(1)$) interakcií s kalibračnou grupou nazývanou tiež Štandardný model symetrickej grupy $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$.

V nasledujúcej časti si povieme o elementárnych časticach a interakciach medzi nimi.

1.3 Elementárne častice a ich klasifikácia

Pod pojmom elementárna častica alebo fundamentálna častica rozumieme časticu, ktorej subštruktúra je neznáma, a teda nie je známe, či je zložená z iných častíc. Tieto častice môžou byť rozdelené do dvoch skupín: elementárne fermiony a bosony.

1.3.1 Elementárne fermióny

Do tejto skupiny patria kvarky a leptony, ktoré tvoria hmotu okolo nas preto ich mozme nazvať aj časticami hmoty. Rozdelenie týchto častic je nasledovne, pozri tabuľku (1.1).

Leptony								
1. generacia			2. generacia			3. generacia		
Meno	Naboj	MeV/c^2.	Meno	Naboj	MeV/c^2.	Meno	Naboj	MeV/c^2.
Elektron	-1 e	0.511	Mion	-1 e	105.7	Tau	-1 e	1780
El.neutrino	0	nezn.	Mion neutrino	0	nezn.	Tau neutrino	0	nezn.
Kvarky								
Meno	Naboj	MeV/c^2.	Meno	Naboj	MeV/c^2.	Meno	Naboj	MeV/c^2.
Up	2/3 e	1.9	Charm	2/3 e	1320	Top	2/3 e	172700
Down	-1/3 e	4.4	Strange	-1/3 e	87	Bottom	-1/3 e	4240

Obr. 1.1: Tabuľka fermionov

Vsetky elementárne fermiony sú častice s poločíselným spinom (1/2), antisymetrickou vlnovou funkciou, splňaju Pauliho vylučovací princíp a ich správanie určuje Fermi-Diracovo rozdelenie, ktoré je

$$f(\epsilon_i) = \frac{1}{e^{(\epsilon_i - \mu)/kT} + 1}, \quad (1.1)$$

kde k je Boltzmannova konštanta, T je absolútna teplota, ϵ_i je energia jedno-časticoveho stavu i a μ je celkový chemický potenciál (pre $T=0$ to je fermiho energia).

Nabité **leptóny** (e^- , μ^- , τ^-) interagujú elektromagnetickou a slabou interakciou zatiaľ co neutrálne leptony (neutrina) interagujú iba slabou interakciou. Leptony neinteragujú silnou interakciou!

Kvarky interagujú silnou, slabou a elektromagnetickou interakciou. Každý kvark nesie jeden z troch farebných nábojov silnej interakcie (green, red, blue). Izolované kvarky neboli nikdy v prírode pozorované a vyskytuju sa len vo viazanych stavoch zvaných **hadrony**, ktoré majú neutrálny farebný náboj. Existujú stovky rôznych druhov hadrónov, niektoré sú takmer stabilné a niektoré (známe ako rezonancie) majú extrémne krátku životnosť. Stupeň stability závisí hlavne od hmotnosti hadrónu. Hadrony možeme rozdeliť na baryony a mezony.

- **Baryóny** sú zložené čästice, ktoré obsahujú 3 kvarky a majú polovičný spin, napr. (proton-udd, neutron-udd, Λ -uds). Baryón, ktorý obsahuje jeden alebo viac strange kvarkov, ale žiadny charm, bottom alebo top kvark, sa nazýva hyperón. Keďže silné interakcie si zachovávajú zvláštnosť (strangeness), hyperóny sa nemôžu rozpadnúť silnou interaktiou avšak zúčastňujú sa silnej interakcie (to znamena, že možu vzniknúť silnou interakciou). Rozpadajú sa niekolko-nasobnou slabou interakciou, ktorá mení ich strangeness, povecsine na proton alebo neutron a ine čästice (slaba interakcia podivnosť nezachovava).
- **Mezony** sú zložené z jedného kvarku a jedného antikvarku a výsledný mezon musí byť bezfarebný. Všetky mesóny sú nestabilné, pričom najdlhšia životnosť trvá len niekoľko stotín mikrosekúnd. Nabité mezóny sa rozpadajú na elektróny a neutrína (ako možu sa rozpadnúť aj na ine mezóny ale tie sa potom tiež rozpadnú až do výsledného skonca na leptonoch). Nenabité mezóny sa môžu rozpadnúť na fotóny. Obe tieto rozpady naznačujú, že farebný náboj už nie je vlastnosťou vedľajších produktov. Rozlisujú sa mezóny skalarne (spiny kvarku a antikvarku sú orientovane opacne, takže výsledný spin mezonu je $s = 0$) a mezóny vektorové (spin kvarku a antikvarku majú rovnaky smer, takže výsledný spin mezonu je $s = 1$). Mesóny sa zaraďujú medzi bosony, keďže majú celocisleny spin avšak nie medzi elementárne bosony.

1.3.2 Elementárne bozóny

Sú to čästice, ktoré zprostredkúvajú základné interakcie; foton pre elektromagnetickou interakciu, bosony W^\pm , Z^0 pre slabu interakciu a gluony pre silnu interakciu. Tieto čästice majú celocisleny spin, symetricku vlnovu funkciu, nesplňajú Pauliho vylúcovací princip, a ich správanie je riadene Bose-Einsteinovou statistikou, ktoré ma tvar

$$f(\epsilon_i) = \frac{1}{e^{(\epsilon_i - \mu)/kT} - 1}. \quad (1.2)$$

Do tejto skupiny patria aj Higgsov boson, ktorý má spin = 0 a ktorý je zodpovedný za hmotnosť čästíc.

1.4 Fundamentálne interakcie

Este nez pristupime k jednotlivemu popisu jednotlivych interakcií, uvedieme tabulkou, v ktorej su zakladne charakteristiky fundamentalnych interakcií, obrazok 1.2

Interaction	Gravitational	Electroweak		Strong	
		Weak	Electromagnetism	Fundamental	Composite
Posobi na:	Hmota-energia	Flavour	Elektricky náboj	Farebny náboj	
Na aku časticu:	Vsetky	Kvark, lepton	Elektricky nabite cast.	Kvark, gluon	Hadron
Mediatorom je:	Graviton?	Z, W+-	foton	Gluon	Mezon
Relativná sila	10^{-38}	10^{-5}	10^{-2}	1	Nepouzitelné
Rozsah posobenia	infinity	$\sim 10^{-18} \text{ m}$	infinity	$\sim 10^{-15}$	

Obr. 1.2: Tabulka interakcií

1.4.1 Elektromagnetická interakcia

Prvou interakciou, ktorou sa budeme zaoberať, je elektromagnetická interakcia, ktorá posobi medzi časticami s nenulovým elektrickým nábojom. Mediatorom tajte interakcie je fotón, čo je vektorova častice (spin = 1).

Opis tejto interakcie zacneme najprv z klasickeho hladiska. V klasickom elektromagnetisme sa elektromagnetické pole riadí sadou rovnic známých ako Maxwellovy rovnice

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{B} &= \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned} \tag{1.3}$$

Prvá rovnica opisuje, ako sú elektrické polia vyvolané nábojmi. Druhá rovnica hovorí, že neexistuje nič také ako magnetický monopol. Tretia rovnica opisuje indukciu elektrických polí zmenou magnetických polí a štvrtá rovnica opisuje generovanie magnetických polí elektrickými prúdmi a indukciu magnetických polí casovou zmenou elektrických polí.

Z druhej a tretej Maxwellovej rovnici sa navýse da ukazat, že polia \vec{E} a \vec{B} možu byť prepisane nasledovne

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \nabla \times \vec{A} \\ \vec{E} &= -\nabla \varphi - \frac{\partial}{\partial t} \vec{A}, \end{aligned} \tag{1.4}$$

kde funkcia \vec{A} sa nazýva vektorový elektromagnetický potencial a funkcia φ je skalarny elektromagnetický potencial. Skalarny a vektorový potencial sú urcene hustotami elektrickeho náboja a prudu prostredníctvom rovnic, ktoré dostaneme zo zvysných dvoch Maxwellovych rovnic, keď do nich dosadime \vec{B} a \vec{E} vyjadrene cez dane potencialy. Co je vsak doležitejsie je to, že tieto potenciali nie sú urcene jednoznačne. A tak možme z potencialu \vec{A} prejsť na potencial

$$\vec{A} \rightarrow \vec{A} + grad(\Lambda). \tag{1.5}$$

Toto mozme urobit preto lebo rotacia gradientu akejkolvek vektorovej funkcie je vzdy nula, takze nase \vec{B} sa vobec nezmeni. Nasledne aby sa nezmenil ani skalarny potencial tak aj ten musi prejsť z φ na

$$\varphi \rightarrow \varphi - \frac{\partial}{\partial t} \Lambda \quad (1.6)$$

. Touto transformaciou poli sa nezmeni ani \vec{B} ani \vec{E} . Uvedena transformacia elmag potencialov (oboch sucasne!) sa nazýva **kalibracna transformacia**.

Preco sme to ale vlastne cele robili a zaviedli sme taketo potencialy? Odpovedou napriklad je, ze kvantova mechanika castice v elmag. poli je opisana Schrodingerovou rovnicou, v ktorej vystupuju elmag potencialy a nie elmag polia. Nahradenie elmag potencialov elmag. poliami by tu bolo znacne komplikovane a neprirodzene. Navyse kvantova teoria samotneho elmag. pola, tzv. kvantova elektrodynamika, je zalozena na tzv. kvantovani klasickej teorie. K tomuto kvantovaniu je potrebne mat sformulovanu klasicku elektrodynamiku v lagrangeovskom alebo hamiltonovskom formalizme. Pre oba tieto formalizmy su elmag. potencialy ovela vhodnejsie a prirodzenejsie ako elmag. polia.

Problémy klasického elektromagnetismu nastaly ked Einstein publikoval teoriu fotoelektrického javu, v ktorej predpoklada, že svetlo se nešírí ako vlnenie elektromagnetického pola, ale može existovať ve forme častic, diskrétnich kvant, neskôr nazývaných fotony. Einsteinova teoria fotoelektrického javu bola v sulade s predstavami, ktoré sa objavily v navrhnutom riešení Maxe Plancka v roku 1900. Vo svojej práci Planck predpokládal, že elektromagnetické vyzarovanie telies prebiehá cez diskrétné kvanta, což vedie ku konečnej celkovej energii. Tato predstava bola v priamom protiklade s klasickým pohľadom na svetlo ako spojitu vlnu. Planckova a Einsteinova teorie následne viedly ku kvantovej mechanike, ktorá bola formulovaná v roce 1925. Na jej základe bola okolo roku 1940 dokončena nová kvantovo-mechanická teorie elektromagnetismu; kvantová elektrodynamika („QED“) a je jednou z nejpresnejších fyzikálnich teorií.

Kvantová elektrodynamika je nauka o pohybe elektrických nábojov (nabitých telies) v obecne premenných elektromagnetických poliach. Klasická elektrodynamika studuje elektodynamické interakcie medzi makroskopickými telesami, kvantová elektrodynamika interakcie medzi mikro-objektmy. QED popisuje interakciu ziarenia s hmotou (fotoelektrický jav, Comptonov rozptyl, brzdné ziarenie), elektromagnetické interakcie medzi nabitými elementárními částicami, reakce fotonov. Kvantová elektrodynamika vznikla ako teoria interakcie elektromagnetického pole a pole popisujúceho elektrony a pozitrony.

A podme teraz na samotny matematicky aparát QED. Tento bude trochu dlhsí ako tie dalsie dva a to len preto aby som demostroval silu tych kalibracnych transformacii. Zacneme velmi z lahka a to tym, ze si napiseme Diracov lagrangian pre diracovu volnu casticu (kde $c=h=1$).

$$\mathcal{L}_D = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (1.7)$$

Pomocou Euler–Lagrange rovnice pohybu pre pole, ktorá ma tvar

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \psi)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi} = 0, \quad (1.8)$$

sme schopny dostat Diracovu rovnicu v tvare

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0. \quad (1.9)$$

Toto je pohybova rovnica pre volny elektrony. V pripade pozitronu by sme dostali

$$\bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu + m) = 0. \quad (1.10)$$

Z tychto dvoch rovnic (ked ich scitame a vynasobime $\bar{\psi}, \psi$) mozme odvodiť rovnicu kontinuity (spojitosti) pre 4-vektor prudu

$$\partial_\mu j^\mu = 0, \quad (1.11)$$

kde $j = e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$. Toto odvodenie bolo na klasickej hladine, v kvantovom pripade by to bolo uplné to iste len akurat by to musela byt normalne usporiadana nabojova hustota. Pre vacsie detaily ohladom tohto usporiadania pozri (<http://sophia.dtp.fmph.uniba.sk/peterp/QEDA.pdf>).

Ako som uz spominal toto odvodenie bolo len pre volnu diracovu casticu, ktora s nicim neinteragovala. Teraz vsak budeme chciet aby s nasim nabitym polom ψ interagovalo nejake dalsie pole. Ako ale pridat nejake dalsie pole tak aby sme nenarusili celu tuto konstrukciu? Mozme si vsimnut, ze fyzikálne veličiny ako hustota náboja ($\bar{\psi}\psi$) alebo prúd ($\bar{\psi}\gamma^\mu$) su invariantne ak pridame lokalnu fazu $\Lambda(x)$ do pola ψ .

$$\begin{aligned} \psi(x) &\rightarrow e^{iq\Lambda(x)}\psi(x) \\ , \bar{\psi}(x) &\rightarrow e^{-iq\Lambda(x)}\bar{\psi}(x), \end{aligned} \quad (1.12)$$

tato transformacia sa nazyva lokalna U(1) kalibracna transformacia. Kebyze tuto transformaciu aplikujeme na clen $\bar{\psi}\partial_\mu\psi$ zistime, ze nie je invariantny pre tuto transformaciu pretoze derivacia (∂_μ) sa pod touto U(1) symetriou netransformuje invariantne.

$$\bar{\psi}\partial_\mu\psi \rightarrow (\bar{\psi}e^{-iq\Lambda(x)})\partial_\mu(e^{iq\Lambda(x)}\psi) = \bar{\psi}(\partial_\mu + iq\Lambda(x))\psi \neq \bar{\psi}\partial_\mu\psi. \quad (1.13)$$

Aby sme vyriesili nekovariantnosť derivacie a spravili tak lagrangian kalibracne invariantny, musime zaviesť kalibracne pole A_μ a to nasledovne

$$D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu, \quad (1.14)$$

kde ako uz vieme A_μ sa musi transformovať ako $A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu\Lambda(x)$. D_μ sa nazyva kovariantna derivacia a je invariantna pod lokalnymi kalibracnymi trasnformaciami, co vlastne znamena

$$\bar{\psi}D_\mu\psi = \bar{\psi}(\partial_\mu - iqA_\mu)\psi \rightarrow \bar{\psi}e^{-iq\Lambda(x)}(\partial_\mu - iq(A_\mu + \partial_\mu\Lambda(x)))e^{iq\Lambda(x)}\psi = \bar{\psi}D_\mu\psi. \quad (1.15)$$

Ked teraz do lagrangianu pre volnu casticu vložime tuto kovariantnu derivaciу namiesto normalnej parcialnej derivacie ($\partial_\mu \rightarrow D_\mu$) a vykoname na nom kalibracnu transformaciu vsetkych poli

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow e^{iq\Lambda(x)}\psi, \\ \bar{\psi} &\rightarrow e^{-iq\Lambda(x)}\bar{\psi}, \\ A_\mu &\rightarrow A_\mu + \partial_\mu\Lambda(x), \end{aligned} \quad (1.16)$$

tak dostaneme lagrangian, ktorý možme napisat tvare

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi + q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu. \quad (1.17)$$

Ako možme vidieť, tento lagrangian pozostava z povodneho Diracovho lagrangianu pre volnu casticu a noveho interakcneho členu medzi polom castice a novym kalibracným polom. Symbol q znaci elektrický naboj castice. Tento lagrangian uz obsahuje to co sme chceli akurat nie je kompletny a to z toho dôvodu, že mu chýba kinetický člen pre pole A_μ . Tento člen sa da ľahko dostať z Procovho lagrangianu, ten použijeme preto lebo pole A_μ musí reprezentovať vektorovú casticu

$$\mathcal{L}_{Proc} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m^2A_\mu A^\mu. \quad (1.18)$$

Člen, ktorý obsahuje hmotnosť nie je kalibracné invariantný a preto položime hmotnosť tohto pola rovnu nule. Ako uz viete alebo ste zistili z nazvu toto pole A_μ bude reprezentovať foton. A teraz možme písť lagrangian pre kvantovú elektrodynamiku

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi + q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (1.19)$$

Vložením tohto lagrangianu do Euler-Lagrangeovej rovnice pohybu pre pole, dostaneme

$$\begin{aligned} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi &= q\gamma^\mu A_\mu \psi \\ \partial_\mu F^{\mu\nu} &= q\bar{\psi}\gamma^\nu\psi = qj^\nu \end{aligned} \quad (1.20)$$

Prvá rovnica je Diracova rovnica pre casticu v elektromagnetickom poli a druhá rovnica je súbor Maxwellových rovníc so zdrojom j^ν , ktorý pochadza z Diracovej rovnice.

Povedzme si teraz nejaké vlastnosti a výsledky QED. Veľkosť tejto interakcie je charakterizovaná konštantou jemnej struktury

$$\alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{e^2}{\hbar c} \quad (1.21)$$

Grafickou reprezentáciou procesov QED sú Feynmanove diagramy. Najčastejsie používane a najjednoduchšie sú diagramy na tkz. stromovej úrovni (three-level approximation), co sú diagramy odpovedajúce prvemu prispevku poruchovej teórie. Keďže QED je prototypom kvantovej teórie pola je charakterizovaná dvomi doležitými vlastnosťami: kalibracnou invarianciou, co sme si už povedali a renormalizovateľnosťou.

Vo všetkých výpočtoch QED vystupujú divergentné členy. Aby sme im zabránilí v divergovani, bolo objavené, že je možné preddefinovať hmotnosť a náboj. Akéosi, holé "hmotnosti" m_0 a náboje e_0 (nemerateľné hodnoty) je vždy možné prenásobiť bezrozmerným členom tak, aby sme dostali fyzikálnych veličín m a e , ktoré už sú určené z experimentu. Ďalším dôležitým bodom pri renormalizácii je to, že väzbové konštanty (ako napr. α) v skutočnosti nie sú konštantami, ale závisí na škále energie, na ktorých sa vykonávajú experimenty.

Jedným z najznámejších triumfov teórie kvantovej elektrodynamiky je presná predpoveď elektrónového faktora g_s , ktorý vystupuje v spinovom magnetickom dipolovom momente

$$\vec{\mu}_s = -g_s\mu_B \frac{\vec{S}}{\hbar}. \quad (1.22)$$

Z Diracovej rovnice vychadza ze $q_s = 2$. Avsak experimentalne sa ukazalo, ze to nie je presne 2 ale 2.00231930436182. Vidime, že tato hodnota je len o dvetisícinu väčšie ako hodnota z Diracovej rovnice. Malá korekcia je známa ako *anomálny magnetický dipólový moment elektrónu*. Vyplýva to z interakcie elektrónov s virtuálnymi fotónmi v kvantovej elektrodynamike.

1.4.2 Slabá interakcia

Slaba interakcia je mechanizmus interakcie medzi sub-atómovými časticami, ktorý spôsobuje rádio-aktívny rozpad. Mozme ho nazvati tkz. pomaly rozpad, pretoze vznik a rozpad castic pod vplivom silnej interakcie prebieha v casoch radovo rovnych alebo kratsich ako 10^{-22} s , zatiaľ co doby zivota castic rozpadajúcich sa pod vplivom slabej interakcie su omnoho kratsie nez 10^{-13} s . Najznamejsim prikladom je β rozpad nutronu alebo mionu.

$$\begin{aligned} n &\rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad s \quad \tau \approx 881 \text{ s} \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad s \quad \tau \approx 2.2 \times 10^{-6} \text{ s} \end{aligned} \quad (1.23)$$

Prva teoria β rozpadu pochadzala od Fermiho a pocitala so stvor-fermionovym vertexom

$$\mathcal{L}_{int}^{Fermi} = -G(\bar{\psi}_p \gamma^\mu \psi_n)(\bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_{\bar{\nu}}) + h.c. \quad (1.24)$$

Avsak ukazalo sa, že pri beta premene može dochadzat k procesom, v ktorých sa mení spin (Gamow-Teller prechod). Nasledne este niekolko experimentov ukazalo že dochadza k naruseniu parity. Fermiho lagrangian nieco take nemal v sebe. Preto trebalo vymysliet nieco viac, co bude v súlade s experimentalnymi pozorovaniami. Po zobrazi do uvažy vtedajších výsledkov nadobudol interakčný lagrangian takýto tvar

$$\mathcal{L}_{int}^{\beta} = -\frac{G_\beta}{\sqrt{2}} [\bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_n] [\bar{\psi}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\bar{\nu}}] + h.c. \quad (1.25)$$

kde $G_\beta = 1.136 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$. Tento lagrangian uz v sebe ma zakodovane to, že slabá interakcia podstupuje celkovemu naruseniu parity. Pre elektrony to znamena, že su takmer vsetko lavo-tocive a anti-neutrino su naopak pravo-tocive.

Približne v tom case, ked vznikala tato teoria bol objavy muon, ktorý bolo mozne popisať takymto lagrangianom

$$\mathcal{L}_{int}^{\mu} = -\frac{G_\mu}{\sqrt{2}} [\bar{\psi}_{\nu_\mu} \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \psi_\mu] [\bar{\psi}_e \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_e}] + h.c. \quad (1.26)$$

kde $G_\mu = 1.16639 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$. Vidime, že pre rozne rozpady castic, ktorých polcasy rozpadu su velmi odlišne, hodnoty vazbovych konstant G_β a G_μ su velmi podobne. Tato skutočnosť viedla k myslenie, že procesy nukleonov s leptonmi a leptonov so sebou samych su riadene rovnakov silou (Tiomno-Wheeler triangle). A tak vznika teoria od Feynmana a Gell-Manna, ktorá bola velmi dolezita vo vyvoji slabej interakcie a ktora bola vo tvare tkz. current-current form of weak interaction

$$\mathcal{L}_{int}^w = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} J^\rho J_\rho^+ \quad (1.27)$$

kde, $G_F = G_\mu$ a prud J_ρ pozostava z leptonovej a hadronovej casti

$$J_\rho = \bar{\psi}_{\nu_e} \gamma_\rho (1 - \gamma_5) \psi_e + \bar{\psi}_{\nu_\mu} \gamma_\rho (1 - \gamma_5) \psi_\mu + J_\rho^{hadron}. \quad (1.28)$$

K tomu aby sme mohli previazať minimalne rozdiely medzi G_F a G_β zavedieme parametrizaciu cez. tkz Gabibbo uhol

$$\cos(\theta_C) = \frac{G_\beta}{G_F} = 0.974 \quad (1.29)$$

V tomto štádiu sa takáto parametrizácia môže javiť trochu umelá, pretože nie je jasné, prečo by mal byť určitý uhol vhodný na opis jednoduchého faktu, že $G_\beta < G_F$. Ozajstna sila tejto parametrizacie sa prejaví ked sa budu uvazovať procesy pri ktorých dochadza ku zmene podivnosti (strangeness). Pretože hlavnou podstatou tohto uhlia je vyjadriť silu slabej interakcie pri procesoch, ktore zachovavaju alebo nezachovavaju podivnosť. Ukazuje sa, že pre procesy, ktore nezachovavaju podivnosť je tato sila rovna $G_F \sin(\theta_C)$ zatiaľ co pre podivnosť zachovavajuce procesy to je $G_F \cos(\theta_C)$. Vzhľadom k tomu, že θ_C je číselne malý, možno usudzovať, že úloha Cabibbo uhlia spočíva v potlačovaní slabých procesov, ktoré menia podivosť, v pomere k tým, ktoré zachovávajú podivosť, avšak tieto procesy nie sú zakazane. Tieto poznatky boli z vacsej miere zistene empiricky z experimentov a vtedy sa aj zaviedli dve vyberove pravdila, ktorymi sa slaba interakcia riadi

- Procesy, v ktorých sa zmenila podivnosť viac ako o jednotku, sú veľmi silno potlačené:
 $\Xi \rightarrow n + \pi^-$ kde $\Delta S = 2$ a B.R. je 1.9×10^{-5}
- Druhe pravidlo je $\Delta S = \Delta Q$, ktore plati pre semileptonove rozpady. Majme vseobecn rozpad:

$$h_i = h_f + \text{lepton pair}.$$

Plati $\Delta S = S(h_f) - S(h_i)$ a $\Delta Q = Q(h_f) - Q(h_i)$. Vsimnime si ze tieto hodnoty nie sú v absolutnej hodnote. Dobrym prikladom je naprieklad takyto rozpad:

$$\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}_e \quad \text{kde } \Delta S = \Delta Q = 1$$

takze, tento rozpad je ovela castejsi ako naprieklad rozpad

$$\Sigma^+ \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad \text{kde } \Delta S = 1 \neq \Delta Q = -1$$

Tieto pravidla sa pouzili aj na tvorbu prveho tvaru hadronoveho prudu, ktory obsahoval zatiaľ len 3 kvarky, menovite u, d, s. Takze ked zahrnieme vsetky tieto myslienky tak celkovy prud mozme pisat ako

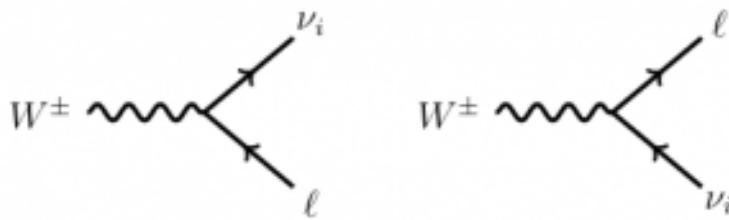
$$J_\rho = \bar{\psi}_{\nu_e} \gamma_\rho (1 - \gamma_5) \psi_e + \bar{\psi}_{\nu_\mu} \gamma_\rho (1 - \gamma_5) \psi_\mu + \bar{\psi}_u \gamma_\rho (1 - \gamma_5) (\psi_d \cos(\theta_C) + \psi_s \sin(\theta_C)) \quad (1.30)$$

Avšak tento problem mal stale problemy popisovať nejake procesy, v ktorich vychadzali divergentne cleny v rozptylovych amplitudach. Zdrojom všetkých ľažkostí, ktoré vznikajú v tomto Fermiho modely, je dimenzionalita príslušnej vazbovej konštanty G_F . A preto bolo zase potrebne nejako upravit vtedajsiu teoriu aby zrusila tieto divergencie. Formálne sa dá zbaviť rozmernej vazbovej

konštanty a to tak, ak sa pôvodná interakcia "prúd x prúd" nahradí spojením slabého prúdu J_ρ s nejakým vektorovým poľom

$$\mathcal{L}_{int}^w = \frac{g}{2\sqrt{2}}(J_\mu W^{+\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}). \quad (1.31)$$

Teraz je konšanta g bezrozmerná, co sme chceli. Pole W_μ musí byť komplexné, pretože je spojené s nabitým prúdom. Vektorove pole W_μ propaguje slabu interakciu fermionov a preto W^+ a W^- označujeme ako intermedialne bozony slabej interakcie so spinom 1. Navyše vieme, že slaba interakcia je kratko dosahova, co znamena ze tento W^\pm boson musi byt velmi hmotny. Vertex je nazornený na obrazku 1.3.



Obr. 1.3: Všeobecný rozpad W bosonu na leptonový par.

Porovnaním predosnej teorie s touto dostavame, že plati

$$\frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}. \quad (1.32)$$

Kedze, W bozony su nositelmi elektrickeho naboja tak je s nimi mozna aj elektromagneticke interakcia. Postup odvodenia interakcie W bosonu z fotonom si opiseme len slovne.

Kedze W boson je hmotna vektorova castica tak musi splnat spravanie popisane Procovym lagrangianom. V tomto lagrangiane transformujeme polia a derivacie pomocou lokalnej kalibracnej transformacie presne tak isto ako v pripade elektromagnetickej interakcie. Ked sa obmedzime na cleny, ktorych dimenzia nebude vyzsia ako 4 tak po par upravach dostaneme, že interakcny lagrangian medzi W a fotonom ma tvar $\mathcal{L}^{em} = \mathcal{L}_{WW\gamma} + \mathcal{L}_{WW\gamma\gamma}$. Takze nas celkovy interakcny lagrangian ma tvar

$$\mathcal{L}^{ew} = \mathcal{L}^w + \mathcal{L}^{em} = \mathcal{L}_{CC} + \mathcal{L}_{fermion}^{em} + \mathcal{L}_{WW\gamma} + \mathcal{L}_{WW\gamma\gamma}.$$

Aj ked bol tento model navrhnutý, aby sa zbavil predoslych divergencii z Fermiho modelu, pri spojeni elektrickej a slabej interakcie nam vznikli procesy, v ktorých sa objavuju dalsie divergentne cleny.

Velky progres vo vyvoji prisiel, ked sa aplikovali poznatky plynuce zo studie Yang-Mills teorie zalozenu na ne-Abelovskej kalibracnej symetrii. Ukažalo sa ze tato symetria moze zrusiť nejaké neziaduce divergencie. Dôkladný odvodenie perturbatívnej renormalizácie zalozenu na ne-Abelovskej kalibracnej symetrii, ktorá zahrňa Higgsov mechanizmus pre generovanie hmoty, bolo odvodene Hooft-om v roku 1971. Rozhodujúcim momentom bol experimentálny objav slabeho neutrálneho prúdu v roku 1973, ktorý jasne ukázal, že kalibracny model, ktorý zahŕňa neutrálny vektorový

bozón, može byť použitý na opis realného sveta. Tento model bol nasledne vylepsovany az nako-nieč dospel do tvaru, navrhnutého Weinberg-om, Salam-om a Glashow-om, zvaný ako standartný model elektroslabej interakcie.

Tento model je založený na ne-Abelovskej $SU(2) \times U(1)$ kalibracnej grupe. Prislusnymi kalibracnymi bozonmy sú 3 W bosony izospinu z $SU(2)$ grupy (W_1, W_2, W_3) a B bozon slabého-nabojia z $U(1)$ grupy. Všetky tieto polia sú bezhmotné. Az ich vzajomna kombinácia bude davať už nam znamené W^\pm, Z^0, γ bozony, hmotnosť týchto častic (okrem γ), vyplýva zo spontanneho narusenia symetrie, ktorá je zakladom tzv. Higgsovoho mechanizmu, ktorý je založený na existencii jednej skalarnej, neutralnej a spin=0 častice - Higgsov bozon. Vyseledný lagrangian bude vo všeobecnom tvare nasledovný

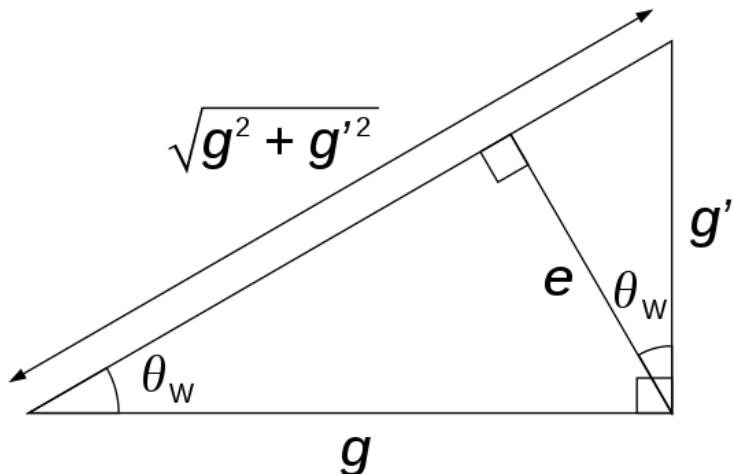
$$\mathcal{L}_{ew} = \mathcal{L}_K + \mathcal{L}_N + \mathcal{L}_C + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_{HV} + \mathcal{L}_{WWV} + \mathcal{L}_{WWVV} + \mathcal{L}_Y, \quad (1.33)$$

kde \mathcal{L}_K je kinetický člen pozostavajúci z kvadratických členov, ktoré zahrňajú dynamické členy a hmotnostné členy, \mathcal{L}_N a \mathcal{L}_C sú členy, ktoré obsahujú neutralny a nabity prud. Ich komponenty obsahujú interakcie medzi fermionmy a bozonmy, \mathcal{L}_H obsahuje interakcie Higgs three-point and Higgs four-point self interaction, \mathcal{L}_{HV} obsahuje interakcie Higgsa s W,Z bozonom, \mathcal{L}_{WWV} obsahuje three-point self interakciu W,Z, γ bozonov, \mathcal{L}_{WWVV} obsahuje four-point self interakciu W,Z, γ bozonov a \mathcal{L}_Y obsahuje Yukawovskú interakciu medzi fermionmy a Higgsom.

Povedzme si teraz nejaké vlastnosti a výsledky z daného lagrangianu. **Unification condition** - je vzťah, ktorý viaže väzby konstanty slabéj interakcie a elektromagnetizmu. Može byť vyjadrená nasledovne

$$e = g \sin(\theta_W) = g' \cos(\theta_W)$$

kde g je väzba konstanta pre $SU(2)$ grupu, g' je väzba konstanta pre $U(1)$ grupu a θ_W sa vola weak mixing uhol alebo Weinbergov uhol, ktorým spontanne narusenie symetrie rotuje povodne W_3 a B vektorove kalibracne bozony, jeho experimentalna hodnota je $\sin^2(\theta_W) = 0.222 \pm 0.006$. Vyuzitím tohto uhla sa daju dane kalibracne polia nakonbinovať tak, že vznikne Z^0 a γ bozon. Graficky sa ta celá unification condition da znázorní nasledovne, obrázok 1.4.



Obr. 1.4: g -väzba konstanta pre $SU(2)$ grupu, g' je väzba konstanta pre $U(1)$ grupu.

Hmotnosti W^\pm a Z^0 sa daju vyjadriť ako

$$m_W = \left(\sqrt{\frac{\pi\alpha}{G_F\sqrt{2}}} \right) \frac{1}{\sin(\theta_W)} = 80,42 \text{ GeV}/c^2, \quad m_Z = \frac{m_W}{\cos(\theta_W)} = 91.18 \text{ GeV}/c^2$$

Uvedme základne pravidla pre konstrukciu vertexov pre slabé interakcie. V kazdom vertexe musí byt zachovavany elektrický náboj, leptonové číslo a počet kvarkov. Kedze nabité W^\pm bozóny menia náboj kvarku, v slabých vertexoch sa nezachovávajú vône kvarkov. Ich farba ale zostava zachovaná, lebo W bozóny nie su nositeľmi farevného náboja. Je potrebne tiez zmieniť, že slabé interakcie posobiace prostredníctvom W bosonov nemění generáciu leptonov. Slabé interakcie zahrnujúce W bozon sa nazývajú interakcie nabitémi prudmy, naopak slabé interakcie s Z bozonom sa nazývajú interakcie neutrálnymi prudmy. Pravidlá pre vertexy Zqq sú veľmi jednoduché - nemení sa v nich leptonova generácia, kvarková vôna ani farba.

Miesanie kvarkov, Cabibbo uhol, CKM matice Ako sme už spominali pri odvodzovaní lagrangianu v 60. rokoch mimuleho storocia sa ukazali experimenty, kedy doslo k tomu, že sa nezachovala podivnosť. Tie sú sice potlacene oproti tým, co nemenia podivnosť ale aj tak existujú a to bolo treba vysvetliť a popisať. S popisom prisiel Gabibbo, ktorý si vsimol pozoruhodne súvislosti medzi znamymi slabými procesmi. Pre procesy kde sa podivnosť nemení ma efektívna hadronova konstanta hodnotu $G_F \cos(\theta_C)$, pre podivnosť meniac procesy ma tato efektívna konstanta hodnotu $G_F \sin(\theta_C)$. Experimentalne sa určilo, že Gabibbov uhol ma hodnotu $\theta_C = 13.04^\circ$. V rameci dvojgeneračného modelu (u, s, d, c kvarky) je možné take zmiesavanie popisa pomocou realných koeficientov, ktoré je možné suhrnnie zapisať do tvaru matice

$$U_C = \begin{pmatrix} \cos(\theta_C) & \sin(\theta_C) \\ -\sin(\theta_C) & \cos(\theta_C) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{ud} & U_{us} \\ U_{cd} & U_{cs} \end{pmatrix}$$

táto matice popisuje zmiesavanie kvarkov, ktoré sa da napisat nasledovne

$$\begin{pmatrix} \bar{u}, \bar{c} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_C) & \sin(\theta_C) \\ -\sin(\theta_C) & \cos(\theta_C) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

Pre tri generacie je zmiesavanie kvarkov vyjadrené pomocou Cabibbo-Kobayashi-Maskawovou maticou

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

jej elementy sú obecne komplexné (daju sa parametrizovať pomocou troch uhlov Gabibbovoho typu a jednej fazou). Presné vyjadrenie elementov CKM matice patrí k hlavnym aktualnym cielom experimentalnej casticovej fyziky lebo predstavuje jeden zo zasadných testov spravnosti Standartného modelu elektroslabej interakcie.

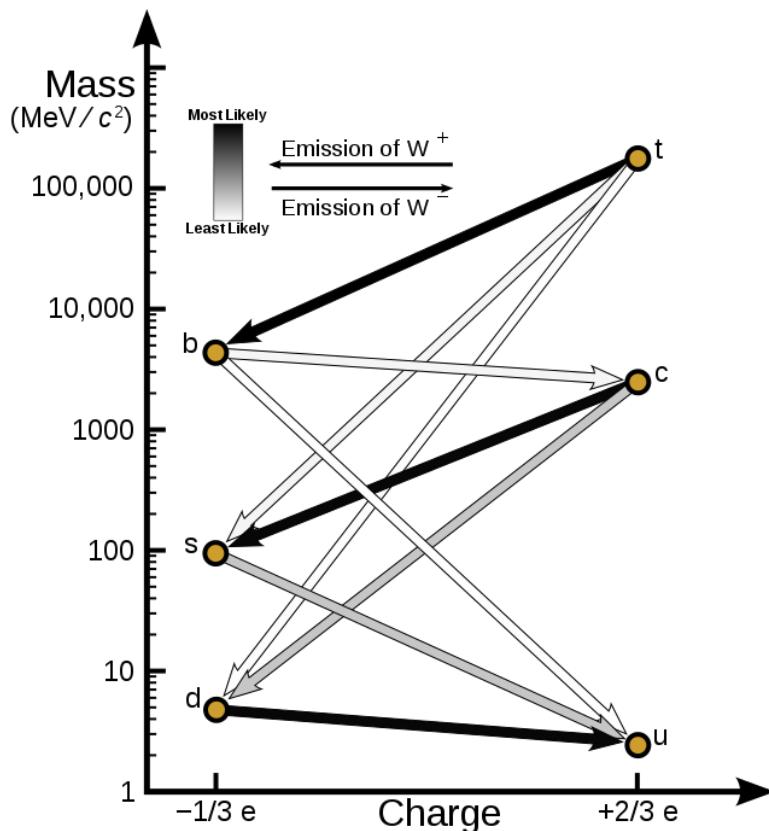
$$\begin{pmatrix} \bar{u} & \bar{c} & \bar{t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0.975 & 0.221 & 0.022 \\ 0.221 & 0.974 & 0.040 \\ 0.009 & 0.039 & 0.999 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Hodnoty CKM matice na diagonale sú skoro rovnake veľké a blízko jednotky čo implikuje napríklad, že t kvark sa s najväčšou pravdepodobnosťou rozpadne na b kvark. Nediagonálne prvky sú zase dosť male.

Obecné platí, že kvark s nabojom $+2/3$ (u, c, t) sa transformuje na kvark s nabojom $-1/3$ (d, s, b) a naopak prostredníctvom nabitého W^\pm bozonu, ktorý mení náboj o jednotku. Tiež platí, že sa kvarky rozpadajú v postupnosti od najviac hmotných po tie najmenej hmotné

$$t \rightarrow b \rightarrow s \rightarrow u \leftrightarrow d$$

Nasledujúci obrazok graficky znázorňuje prechody medzi kvarkmi 1.6



Obr. 1.5: Diagram znazornjujuci prechody možnosti medzi kvarkmi prostredníctvom slabej interakcie a indikacie pravdepodobnosti prechodov, ktoré sú dane CKM maticou.

Obr. 1.6

1.4.3 Silná interakcia

Silná interakcia je sila posobiaca len medzi časticami s nenulovým farebnym nabojom, ktorý obsahujú iba kvarky a nie je preto univerzálna interakcia. Je silná len na malých vzdialenosťach hadronov a jej dosah je približne $10^{-15} m$. Jej prejavmy sú

- jadrove sily medzi nukleonymi v jadre
- sily, ktoré držia kvarky pohromadé v nukleone

- produkcia castic pri vysokoenergetickych zrazkach jadronov

Okrem toho, že silna interakcia nie je univerzalna, cize plati len pre kvarky, tak je aj obmedzena vacsim poctom zakonov zachovania ako ostatne interakcie.

Silnej interakcii prislucha vazbova konstanta, ktorá charakterizuje jej velkosť

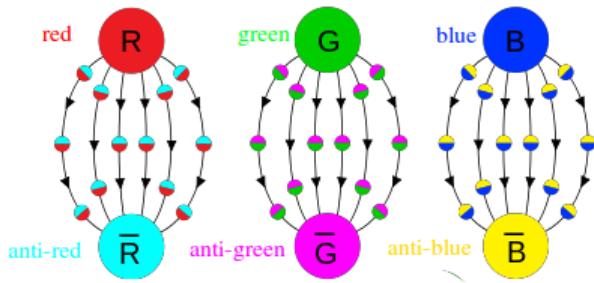
$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi},$$

kde g_s je naboj konstituentneho kvarku. Pre male energie je hodnota tejto konstanty $\alpha \approx 1$. Vazbova konstanta pre silnu interakciu je ovela vacsia ako pre elektromagneticku interakciu. Velkosť tejto konstanty pre male energie ma za nasledok nepouzitelnosť poruchovej teorie kvôli divergentnym clenom. Avšak tato konstanta ma tu vlastnosť, že jej velkosť závisí od prenesenej energie (resp. hybnosti), preto sa tato konstanta nazýva aj *beziaca* vezbova konstanta. S rastucou energiou interakcie (s rastucou hybnostou zrazajúcich sa castic) totiž tato vazbova konstanta klesa, co vedie k asymptotickej volnosti (divergentne cleny zacnu konvergovat, co umožní použiť poruchovú teoriu). Zavislosť α_s na hybnosti je nasledujuca

$$\alpha_s \approx \frac{12\pi}{(11n_c - 2n_f) \ln \left(\frac{k^2}{\Lambda^2} \right)}$$

kde n_c je pocet farebných nabolov, n_f je pocet kvarkových druhov castice (flavour) a Λ je skalovaci parameter vychadzajuci z renormalizacieho procesu a ma hodnotu priblizne 200 MeV . (Napr. $\alpha_s = 0.12$ pre $k^2 = (100\text{ GeV})^2$.)

Mediatorom silnej interakcie je vektorova castica gluon, ktorá je neutralna a nehmotna, nieco ako foton pre QED. Avšak pre elktromagneticku interakciu mame len dva typy elektrickeho naboja: kladny a zaporny. V teorii silnej interakcie, ktorá je popisana kvantovou chromodynamikou (QCD), vsak existuje 6 druhov nabolu, ktorý sa z nevysvetlitelnej priciny nazývaju **farebny** nabol a su to tieto, obrazok 1.7

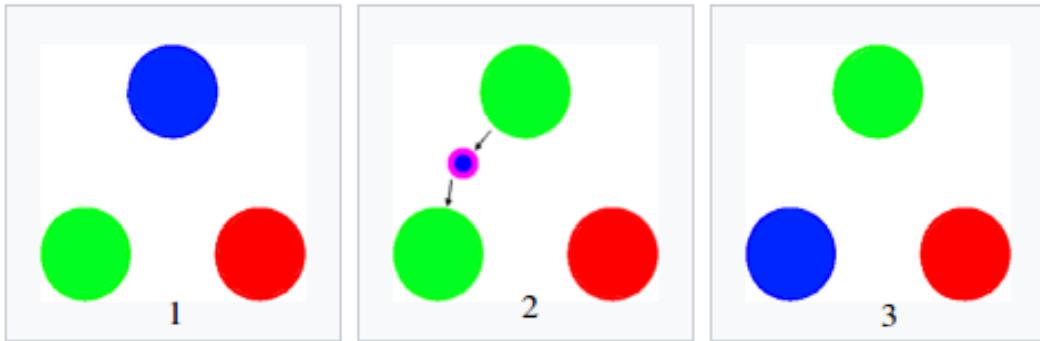


Obr. 1.7: 6 druhov kvarkov, horne tri su farebne nabolje red, green, blue a spodne su ich anti-farebne nabolje anti-red, anti-green, anti-blue.

Podla QCD su baryony (castice tvorene z 3 kvarkov) a mezony (castice tvorene jednym kvarkom a anti-kvarkom) farebne neutralne. Pre gluony plati, že su nositelmy aj jednej farby aj jednej anti-farby súčasne, keďže to tak nie tak by potom hadrony nemohli byť viazané vo farebne neutralnom systeme. Z toho potom mame celkovo $3^2 = 9$ možných farebných kombinácií pre gluony. Avšak ako vieme, nie je to uplne pravda, že ich je 9. V skutočnosti mame len 8 gluonov a to z toho dovodu, že

bezfarebny singletny stav $\frac{1}{\sqrt{3}}(r\bar{r} + b\bar{b} + q\bar{q})$, nesprostredkovava ziadnu interakciu medzi farebnymi stavmy. Moze nanajvys interagovat s dalsim singletnym stavom. Avsak interakcie s gluónmi na dlhé vzdialenosťi neexistujú, čo dokazuje, že ani gluóny v singulárnom stave neexistujú.

Podme si nacrtnut ako to v takom bezfarebnom systeme vlastne funguje. Majme nasledujuci obrazok 1.8



Obr. 1.8

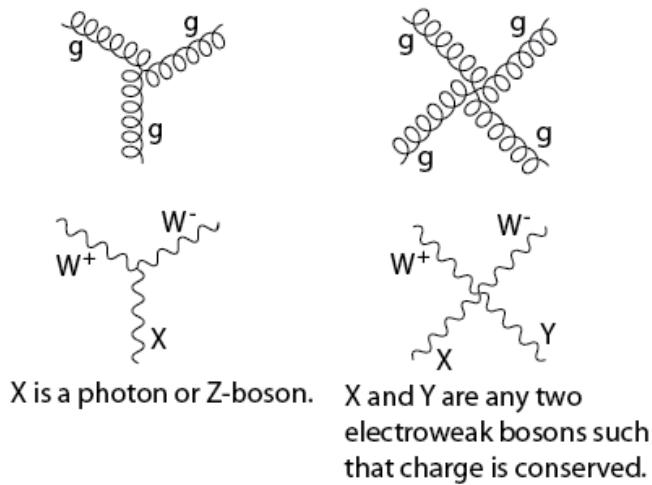
Na 1. obrazku mame system ktory je bezfarebny a zatial neprebieha ziadna vymena gluonu. Na 2. obrazku vsak uz mame gluon, ktory sa uvolnil z modreho kvarku. Kedze tento gluon pochadza z modreho kvarku tak jeho farebna polovica musi byt modra. Ta anti-farebna cast gluonu moze byt prakticky hocijaka. V nasom pripade je anti-zelena. Kedze sa odnasa anti-zelena farba tak kvark musi byt zeleny aby bol cely system stale farebne neutralny. Na 3. obrazku sa gluon obsarboval do zeleneho kvarku. Tam sa spolocne vybili anti-zelena a zelena farba a jedine co z gluonu ostalo je modra farba. Navyse gluony maju tu vlastnosť, ze mozu interagovat medzi sebou, to fotony napriklad nemozu. Takze, ked mame system, kde je viacej gluonov, moze dojst k tomu, ze gluony navzjom budu interagovat, co moze viest k tomu, ze sa zmeni ich celkovy farebny naboj. Avsak stale sa nesmie zmenit celkovy farebny naboj systemu. Pre nazornejsie a krajsie vysvetlenie odporucam si pozriet toto video (Introduction to subatomic physics and subatomic particles: Part III na YOUTUBE).

Vzhľadom k tomu, ze su gluony nehmotne je mozne ocakavat, ze cast statickeho QCD potencialu bude podobna QED potencialu. Tvar QCD potencialu je

$$V_{QCD} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr.$$

Tento potencial sa nazyva Cornell-ov potencial. Faktor $4/3$ vyplýva z toho, ze mame 8 farebnych gluonov, ktore moze posobit na 3 kvarky o rozných farbach. Vidime, ze pre male hodnoty r dominuje negativna cast potencialu a nastava *assymptotic freedom* a mozme pouzit one-gluon exchange (to je vlastne len to, ze mozme pocitat poruchovu teoriu s predpokladom, ze sa tam vymiena gluon, podobne nieco ako pre foton ked sa vymienia). Druhy clen je asociovany s viazanostou kvarkou. Pre velke vzdialenosťi je potencialna energia medzi kvarky taka velka, ze v istom momente sa tato energia premeni na novo vzniknutý kvark-antikvark par. Takze namiesto toho, aby sme dostali oddeleny kvark a anti-kvark, dostaneme dva pary kvark-antikvark.

Vertex faktor silnej interakcie pozostava z kvarkov a gluonov. Zakladny vertex sa sklada z dvoch fermionovych liniek a jednej bozonovej. Ako sme už spominali vysie, na rozdiel od QED je mozne v tomto pripade mať aj dva vertexy, ktoré zahrnuju troj- a stvor- gluonovu interakciu. Toto je zakladny rozdiel oproti QED, kde fotony navzajom medzi sebou neinteragujú. Vyskyt z týchto vertexov v QCD je možný vďaka ne-Abelovskej kalibracnej transformácii. Je to veľmi podobné tomu, čo sme mali pre elektroslabu interakciu. Aj tam sa totiž nachadzaju pripady, kedy dochadza ku troj- a stvor- bozonovej interakcii, ktorá je taktiež podmienena touto ne-Abelovskou kalibracnou transformáciou. Akurat tam medzi sebou interagujú W^\pm , Z^0 a γ bozony. Porzi nasledujuci obrazok 1.9.



Obr. 1.9

Kedze sme sa už dostali k tým kalibracnym transformáciám, zadefinujme si, čo to ta QCD vlastne je. QCD je typ kvantovej teórie poľa zvanej teória ne-Abelovskej kalibracnej transformácií so skupinou symetrií $SU(3)$ navrhnutá Davidom Grossom, Davidom Politzerom, and Frankom Wilczekom. Lagrangian pre QCD má tvar

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} + \sum_{\psi} \bar{\psi}_i (i\gamma^\mu (\partial_\mu \delta_{ij} - ig_s G_\mu^a T_{ij}^a) - m_\psi \delta_{ij}) \psi_j \quad (1.34)$$

$$G_{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu + g f_{abc} A_b^\mu A_c^\nu$$

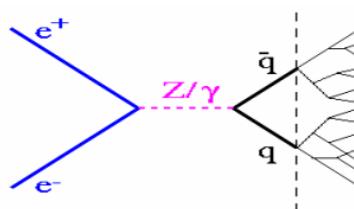
kde $G^{\mu\nu}$ je antisymetrický tenzor, ktorého posledný člen kompenzuje nekomutatívnosť rotácií vo farebnom priestore, a tento posledný člen može za tu troj- a stvor- gluonovu self-interakciu, ψ_i je Dirakov spinor kvarkoveho pola s farbou $i=(r,q,b)$, G_μ^a je 8 komponentné $SU(3)$ kalibracné pole, T_{ij}^a reprezentuje 3×3 Gell-Mannova maticu, g_s silná vazbová konštantá.

Existuje väľa sposobov ako naložiť s QCD. Da sa k nej pristupovať pomocou poruchovej teórie, ktorá je založená na asymptotickej volnosti (male α_s). Medzi neporuchovýma teóriami ma najsilnejšie postavenie tzv. Lattice QCD - k redukcii analytických integrabilných drahových integralov sa na numerické vypočty pozíva sada diskretných bodov rozložených na mriežke (lattice). Pre riešenie specifických problémov sa používajú efektívne teórie, ktoré v istých limitach dajú kvalitatívne presné výsledky. Takisto teoriou je napríklad Chiralna poruchova teória, čo je efektívna teória pre QCD pri nízkych energiach.

Hadronizacia alebo tiez fragmentacia je formovanie hadronov z kvarkov a gluonov. Tento jav moze nastat po vysoko-energetickych zrazkach v collideri castic, kde su produkowane "volne" kvarky a gluony. Takto produkcia parov moze vzniknut napriklad anihilaciou pri interakcii e^-e^+ . Nasledne medzi kvarkom a antikvarkom nastava dynamicka separacia. Ta nastane preto, lebo tieto castice maju taku velku energiu, ze sila, ktora ich drzi po kope nie je dostatočne velka, aby tomu zabranila. Su dva pristupy ako kvantitativne pochopit proces formovania hadronov:

- Chromostatic

Kvark-antikvark par vytvorí dalsi kvark-antikvark par, akonahle vzdialenosť medzi prvym povodnym parom je rado 1 fm. Pri takejto vzdialnosti je hustota energie medzi kvarkmi natolko velka, že dojde k vytvoreniu dalsieho paru. Tento proces pokracuje az kým relativná hybnosť kvarkov neklesne na taku hodnotu, že už nebude moct dochadzat k tvoreniu dalsich parov, pozri obrazok 1.10. Hadrony nasledne vznikaju pozdlz retazca tvorenia kvarkov. Vytvorené hadrony produkuju sprsku zvanu jety, ktore su priblizne v smere prveho kvarku, anti-kvarku.

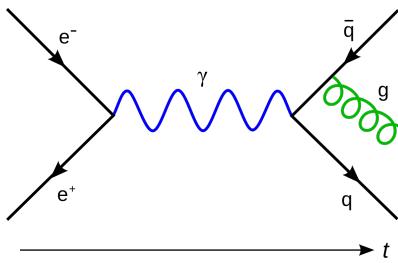


Obr. 1.10

- Chromodynamical

Tento pristup sa odohrava tkz. kvark-gluonovou kaskadou, pozri obrazok 1.11. Zacina emisiou gluonu kvarkom alebo anti-kvarkom. Tento gluon moze produkovať ďalší kvark-antikvark par alebo gluonovy par. Kedže je viacej gluonov ako kvarkov tak statisticky sa tento gluon bude rozpadat viacej do gluonov ako do kvarkov. Silna vazba bude narastat so zmenšujúcou sa hodnotou hybnosti virtualnej castice. Na konci kaskady kvarky vytvoria bezfarebne viazané stavby. Je jasne, že tento model nemoze byt použity az na koniec hadronizacneho procesu. Dovodom je, že pre male hodnoty hybnosti sa vazbova konstanta zväčsuje a tym sa narúsa poruchový rozvoj. V tejto oblasti prevláda elastický efekt, ktorý skončí tvorbou hadronu. Hadrony sú tvorené vo vakuu na konci kvark-gluonovej kaskady. Transverzalná hybnosť hadronov vzhľadom na povodný smer kvarku je limitovaná Heisenbergovym principom neurčitosti. Hadrony sú preto koncentrovane okolo povodného smeru kvarku a tvoria jety. Ak ma prvy gluon dostatočne velku transverzalnu hybnosť, tak moze vzniknut treti hadronovy jet v smere tohto gluonu.

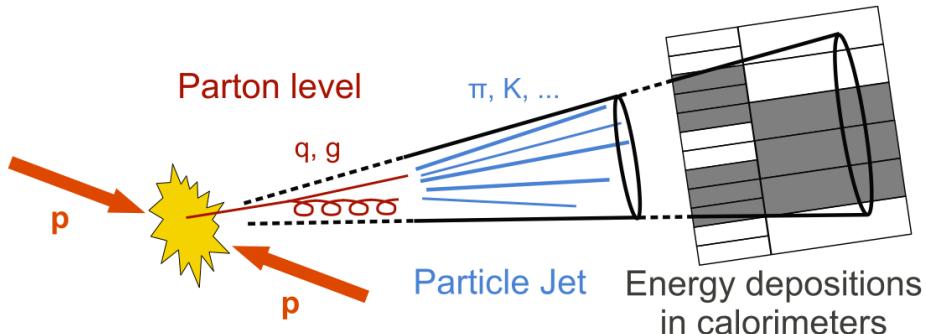
Dynamika týchto hadronizáciach procesov stále nie je uplné pochopená pomocou QCD a to vďaka tomu, že poruchová teória v QCD, formulovaná pomocou kvarkov a gluonov, je platná len na malých vzdialenosťach. Na väčších vzdialenosťach sa tato poruchová teória zhrouti. Existuju



Obr. 1.11

vsak rozne fenomenologicke modely, ktore sa to snazia popisat. Prvym takymto modelom bol Feynmanov a Fieldov, nezavisle vytvoreny, fragmentacny model. Zakladnou myslenkou tohto modelu je predstava hadronizacie kvark-dikvarkoveho systemu ako nezavislej fragmentacie kvarku a dikvarku. Tento predpoklad je ale v principe neudrzelatelny, pretoze k hadronizaciї dochadza vdaka vzajomnej interakcii medzi nimi. Avsak ukazalo sa, ze vysledne rozdelenie hadronov moze byt v istom priblizeni popisane fragmentacnou funkciou $D_q^h(k, p_T)$ (jazyk fragmentacneho modelu). Ta popisuje pravdepodobnosť, že parton q vytvorí hadron h nesuci cast k z povodnehej energie partonu a pricnou hybnosťou p_T . Tato funkcia ako kazda ina distribucna funkcia by mala byt univerzalna t.j. nezavisila na procese.

Jet je sprska castic, ktorá sa nachadza v uzkom kuzely, ktorá vznika pri hadronizaciї kvarkov a gluonov. Su to vlastne experimentalne znaky kvarkov a gluonov produkovanych vo vysoko-energetickej fyzike, pozri obrazok 1.12. Skutocnosť, že smery a energie jetov dobre odpovedaju



Obr. 1.12

smerom a energiam povodnych kvarkov, nie je triavalna vlastnosť procesu hadronizacie. Smerove rozdelenie jetov v priestore vzhľadom ku smeru e^-e^+ zrazky by malo byt rovnake ako koncovy stav pri procese $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$, pretoze miony a kvarky maju spin $1/2$. Tento fakt je jednym zo silnejších dokazov toho, že kvarky maju spin $1/2$. Kvark, anti-kvark a gluon možu fragmentovať do hadronov, co vedie ku troj-jetovym eventom. Vzhľadom k tomu, že uhlove rozdelenie jetov je v súlade s teoretickou predpovedou pre gluon so spinom 1, poskytly tieto eventy jednoznačny dokaz o existencii gluonov.

1.4.4 Gravitačná interakcia

Tato sila sa uplatňuje len pri silovom posobení medzi makroskopickými objektmi a v kozmickej mechanike. V subatomarnej fyzike nehra podstatnú rolu a preto može byť zanedbana. Starsia teória gravitácie pochadza od Newtona, ktorý túto silu popísal ako

$$\vec{F} = \kappa \frac{m_1 m_2}{r^2} \frac{\vec{r}}{r},$$

kde $\kappa = 6.672 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^2$, je vazbová konštantá. Jej posobenie je nekonečné, podobne ako pre elektromagnetickú interakciu. Da sa povedať, že to je najdemokratickejšia sila akú pozname. Pretože je univerzálna a na vsetky telesá posobia rovnako. Modernou teóriu gravitácie je Vseobecna teória relativity, ktorá tvrdí, že zrychlenie a gravitačná sila je ta ista vec. S prostredkovatelia tejto interakcie je graviton (zatial nebol pozorovaný), ktorý by mal byť nehmotný a mal by mať spin=2.

1.5 Vlastnosti leptónov a hadrónov

Sem si pripomienime vlastnosti, ktoré sme hore neuviedli. A ak spomiem niečo tak to je dolezite a je dobre si to znova pripomenut.

Leptony

- Leptony nemajú farebný náboj a tak nepodliehajú silnej interakcii podobne ako neutrína, ktoré nemajú elektrický náboj a tak nepodliehajú elektromagnetickej interakcii. Neutrína interagujú jedine slabovo.
- Kedže leptony majú spin, môžu vytvárať magnetické pole. Veľkosť magnetického dipoloveho momentu je dany

$$\mu = g \frac{Q\hbar}{4m},$$

kde m je hmotnosť leptonu, g je tzv. g -faktor pre lepton. Prvý raz približnej kvantovej mechaniky predpovedala túto hodnotu rovnu 2 pre vsetky leptony. Avšak, vyzsí rady kvantoveho efektu sposobuju korekciu tejto hodnoty označovanú ako anomálny magnetický moment. Toto číslo je veľmi citlivé na vela detailov a preto jeho spočítanie a nasledné experimentálne zmeranie bolo obravským uspechom QED. Vo Feynmanových diagramoch toto číslo reprezentuje slúčky. Táto korekcia má približne hodnotu $a_e = 0.001159\dots$

- vsetky leptony, okrem tau neutrína, boli pozorované priamo v eksperimentoch - ako volné častice.
- Presné merania mionových vlastností boli vykonané prostredníctvom skúmania mezoatomov vytvorených zachytením mionu v atomu na Bohrove orbite. Hodnota energie stavu mezoatoma s hlavným kvantovým číslom n je lineárne úmerná hmotnosti mionu

$$E(n) = -\frac{Z^2 e^4 m}{2(4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2 n^2}$$

a teda je v absolutnej hodnote asi 200-krat vacsia nez energie odpovedajuce tomu istemu stavu ale s elektronom. Prechod do stavu z nizsou hladinou energie sposobuje emisiu rentgenoveho ziarenia, ktore je charakteristicke a mozno z neho vyvodit informacie o naboji, hmotnosti a spine.

- Doba zivota mionov je okolo $\tau_0 = 2.2\mu s$ a ich rychlosť je $\beta = 0.98$. Velka časť mionov vznika vysoko v atmosfere, asi 10km nad zemou. Kedže sa pohybujú tak rýchlo nastava dilatacia času vzhľadom na pozorovateľa na Zemi. To znamená, že vo svojej sústave má mion dobu zivota tých τ_0 ale v sústave pozorovateľa, ktorý stojí na zemskom povrchu a sleduje miony je ten čas o cosi dlhší presnejsie $\tau = \tau_0 / \sqrt{1 - \beta^2} \approx 11\mu s$. Takže drahú, ktorú prejde mion určime veľmi jednoducho $l = \beta c \tau \approx 13.2 km$. A preto je možné, že pozorujeme kozmické miony na povrchu Zeme. Toto je aj jeden z dokazov Einsteinovej teórie relativity.
- dominantný rozpad mionu: $\mu^- = e^- + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu^-}$. Ostatné možné rozpady napr. $\mu^- = e^- + \gamma$ sú sice kinematicky možné ale nezachováva sa flavor number. Taketo rozpady majú $BR \sim 10^{-12}$.
- Helicitá častice je vyjadrenie orientácie medzi spinom častice a jej hybnosťou. Častice, ktorých spin je orientovaný v rovnakom smere ako hybnosť, sú pravotočivé a v prípade, že orientácia je v protismere tak hovoríme o lavo-točivých časticach. Pre QCD a QED sú častice rovnako pravotočivé, nedochadza tam k ziadnej asymetrii. Avšak, v prípade slabej interakcie máme len lavo-točivé fermiony a pravotočivé neutrino-maximalne narusenie parity.
- Elektrický náboj možno byť spočítaný z projekcie spinu a slabého-hypernáboja cez *Gell – Mann – Nishijima* formulu

$$Q = T_3 + \frac{Y_W}{2}$$

- Kinetická energia β častica má spojité spektrum od 0 až po maximalnú predanú energiu. Typická energia je $1 MeV$, ale extremných prípadov môže byť aj niekoľko $10 MeV$. Fundamentalný β rozpad nastava vďaka konverzie d-kvarku neutronu na u-kvark protonu emisiou W^- bozonu, ktorý sa nasledne rozpada na e^- a ν_e .
- $\Gamma \sim KG_F^2 m_l^5$, kde K je číselná konštantá, G_F je Fermiego konštantá a m_l je hmotnosť leptonu. Stredná doba života je $\tau = \hbar / \Gamma$
- Kvarky, ktoré určujú vlastnosti hadronov sa nazývajú valencné kvarky. Hadrony naviac obsahujú tiež prchavé kvark-antikvark pary, ktoré nemenia vlastnosti, ale prispievajú k jeho kludovej energii. Tieta kvarky sa nazývajú morské kvarky.
- $$R = \frac{\sigma(e^+ e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = 3 \sum_q e_q^2$$

tento pomer je zalozeny na tom, ze existuju tri farebne stavy kvarkov a je na energii takmer nezavisly. Porovnanim experimentach dat vychadza, ze to sedi.

Hadrony

- Vlastnosti hadronov ako naboj, spin, atd. su urcene valencnymi kvarkmy, zatiaľco hmotnosť hadronov ma s valencnymi kvarkmy veľmi malo spoločne a veľka časť hmotnosti pochadza z množstva energie, ktoru prenasajú gluony.
- Hadrony sa rýchlo rozpadajú silnou interakciou, pokial im to umožnia kvantové čísla (zákony zachovania kvantových čísel). Dalej potom už pracuje slabá interakcia, ktorá mení vonu kvarkov až na kvarky prvej generácie a nakoniec až na niektoré leptony.
- Najtazšie znamená časticu, vznikajúcu pri časticových interakciach pri vysokých energiach, sú hadrony zvané hyperony. Všetky hyperony vyzkazujú silnú interakciu a sú vysoko nestabilné s veľmi krátkou dobu života. Vzhľadom k tomu, že hyperony interagujú silno, môžu vstupovať do jadier a byť tam naviazané jadrovými silami - vzniknú hyperjadra. V typickom hyperjadle je jeden nukleon nahradený hyperonom. Sú to nestabilné útvary, ktoré sa rozpadajú dvojako: buď mezonovým rozpadom alebo nukleonovým rozpadom.
- Hypernaboj je definovaný ako $Y = B + S + C + T + \tilde{B}$, kde jednotlivé znaky sú baryonové číslo, podivnosť, povab, topnosť a beauty - kvantové čísla. Nasledne vďaka tomu môžeme spočítať priemerný izospin $I_3 = Q - Y/2$, kde Q je elektrický naboj.

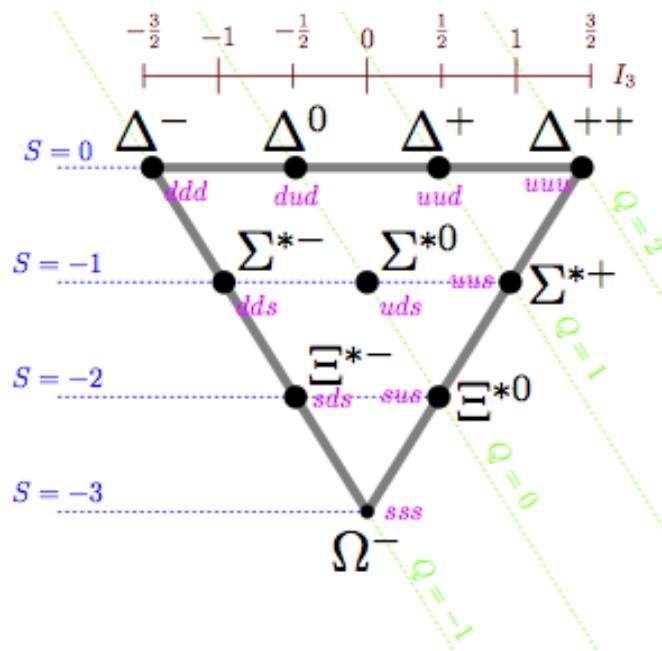
1.6 Symetrie a zákony zachovania

Izospin

Fyzikální veličina, kterou zavedl v roce 1935 Eugene Paul Wigner, aby mohl popsat multiplety různých částic. Jedná se o kvantové číslo související se silnou interakcí. Částice, na něž působí silná interakce shodně, ale které mají různý elektrický náboj, lze považovat za jedinou částicí s hodnotou izospinu související s počtem nabitých stavů. Izospin je bezrozměrná veličina a její název je odvozen od skutečnosti, že matematické struktury, které popisuje, jsou podobné těm, které popisuje vnitřní moment hybnosti, zvaný spin.

Některé částice mají mnoho společných znaků, proto je možné chápát je jako obecný jediného objektu. K rozlišení těchto stavů se zavádějí různá kvantová čísla, z nichž nejčastější je izospin. Takové skupiny příbuzných elementárních částic se nazývají multiplety. Částice v multipletu se vzájemně liší projekcí izospinu. Všechny částice multipletu mají stejnou hodnotu izospinu a liší se její projekcí do libovolné osy, pozri obrázek 1.13.

Částice v rámci jednoho multipletu se od sebe odlišují převážně elektrickým nábojem, popsaným zetovou složkou izospinu. Naopak příbuzné částice v multipletu mají stejnou hodnotu spinu, baryonového čísla a podobnou klidovou hmotnosť.



Obr. 1.13: Kombinácia troch u, d alebo s-kvarkov tvoriacich baryóny so spinom=3/2 tvorí baryónový decuplet.

Zjistilo se, že při procesech způsobovaných silnou interakcí se hodnota izospinu zachovává, zatímco v procesech elektromagnetické interakce se hodnota izospinu může zvýšit nebo snížit o jedničku.

Počet častic v multipletu je dán hodnotou izospinu. Kupříkladu pro nukleon je hodnota izospinu 1/2, multiplet má tedy dvě částice neutron a proton a nazýváme ho dublet. Je-li hodnota izospinu 1, má multiplet 3 částice, příkladem může být kladný, záporný a neutrální pion, takový multiplet nazýváme triplet. Existují též singlety, pro ně je izospin roven 0. Příbuzné částice v multipletu, například proton a neutron, lze považovat za různé kvantové stavy jediné částice = nukleon. Izospin tyto částice odlišuje.

Dalsie hadronove cisla

Vedla izospinu je tu este sada kvantovych cisiel, ktore su charakteristicke len pre hadrony. Su to baryonove cislo B, podivnost S, povab C, krasa B, topness T.

Obrazok 1.14 znazornjuje veliciny a ich zachovavanie sa v roznych interakciach.

Skor ako prejdeme ku samotnym zakonom vysvetlime najprv vyznam zakonu zachovania. So zakonmy zachovania velmi suvisia transformacie. Predpokladajme, ze mame system popisany luhovolnymi suradnicami, napr. $\vec{r} = x, y, z$. Nasledne posunieme system po osi x o vzdialenosť a . Prepokladajme, ze fyzikalny popis systemu sa tymto nezmeni, tzn. chovanie systemu je invariantne voci pousnutiu pozdlz osi x .

V teoretickej fyzike existuje teorem, ktorý spojuje invariantiu vzhľadom k danej transformácii so zachovavajucou sa velicinou-**Noetherovej teorem**: Kazdej grupe transformacii suradnic zavislych spojito na realnom parametri, pri ktorých Lagrangeova funkcia zostava invariantna, odpoveda prvy integral Lagrangeovych rovnic tejto sustavy = zakon zachovania. V nasom pripade invariantia vzhľadom k posunutiu v x -ovej osi sa teda dostaneme k zachovaniu x -ovej zlozky hybnosti.

Veličina	Silná interakce	Elektromagnetická interakce	Slabá interakce
Hybnosť	✓	✓	✓
Celková energia	✓	✓	✓
Moment hybnosti	✓	✓	✓
Elektrický náboj	✓	✓	✓
Počet kvarků	✓	✓	✓
Vúně kvarků	✓	✓	nezachovává se
Leptonové číslo	-	✓	✓
Parita	✓	✓	nezachovává se
Nábojové sdružení	✓	✓	nezachovává se
Izospin	✓	nezachovává se	nezachovává se
Baryonové číslo	✓	✓	✓

Obr. 1.14: Tu len pripomienim, že baryonove cislo je definovane ako $B = \frac{1}{3}(n_q + n_{\bar{q}})$. Pre leptonove cislo plati $L = n_l - n_{\bar{l}}$, tu musi byt zachovany aj flavor leptonu. Napriklad takyto proces nie je pozorovany: $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$.

Tato invariancia sa nazyva symetria systemu.

Uvedieme zhrnutie, obrazok 1.14, tychto spojitych transformacii a k nim pridruzime zachovavjuce sa veliciny za predpokladu, ze system je invariantny voci danym transformaciam

Transformace	Zachovávající se veličina
Posunutí	hybnosť
Posunutí v čase	energie
Rotace	moment hybnosti

Obr. 1.15: Spojite transformacie a s nimi spojene zachovavajuce sa veliciny. Vsetky spojite transformacie su spojene s aditivnymi kvantovymi cislami, aditivne v tom zmysle, ze vsetky prispevky roznych casti systemu sa scitaju do celkovej hodnoty.

Spojite transformacie maju tu vlastnosť, že kazda transformacia moze byt vyjadrena ako súčet malych transformacii. Opakom k tymto transformaciam su transformacie diskretne, ktore nemoze byt vyjadrene pomocou mensich transformacii. Medzi diskretne veliciny patri Parita, Nabojeve zdruzenie alebo Time reversal.

Parita

Pred rokom 1956 fyzici verili, že zrkadlový obraz akehoľkolvek fyzikalného procesu reprezentuje ďalší možný fyzikálny proces. A práve v tomto roku bol Lee-om a Yang-om navrhnutý experimentálny test, ktorý mal zistíť ci je to pravda, a to aj pri posobení slabej interakcie. V tomto experimente boli počítovo zrovnané spiny jadier ^{60}Co tak, aby mierili všetky do jedného smeru (povezme, že napríklad hore). Kobalt sa nasledne rozpadol beta rozpadom a bol pozorovaný smer vyletujúcich elektronov. Tento smer pre podstatu väčšinu elektronov bol v smere spinu jadier

kobaltu.

Toto jednoduche pozorovanie malo vsak udivujuce nasledky. Predpokladajme, ze pozorujeme zrkadlový obraz tohto procesu. Obraz jadra rotuje opacnym smerom (spin smeruje dolu). Zrkadlove elektrony ale aj tak vylietavaju smerom hore, ako to bolo v predchadzajucom pripade. V zrkadlovom odraze su tak elektrony emitovane v smere opacnom k smeru spinu jadier. Mame tak fyzikalny proces, ktoreho zrkadlový obraz nepozorujeme v prirode. Parita sa tak pri slabych interakciach nezachovava (pokial by sa zachovala tak elektrony by boli emitovane rovnomerne v oboch smeroch). Nezachovavanie parity je stopou slabej interakcie.

Najviac zretelne je narusenie parity v spravani neutrin. Vieme, ze neutrina su lavotocive a anti-neutrina su pravotocive. Relativne jednoduchou nepriamou metodou merania helicity neutrin je vyuuzitie rozpadu pionu: $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$. Pokial je pion v klude, mion a anti-neutrino su emitovane v opacnom smere. Kedze pion ma nulovy spin, spiny mionu a anti-nutrino musia byt opacne. V pripade, ze anti-nutrino je pravotocive, musi byt aj mion pravotociv (v kludovej sustave pionu), co je overene experimentalne (to ze su oba pravotocive vychadza z definicie helicity-smeru spinu je paralelny so smerom hybnosti danej castice).

Navzdory narusenia parity v slabej interackii, v silnych a elektromagnetickych interakciach sa parita zachovava. Je tada uzitocne vytvorit formalizmus a terminologiu pre operaciu parity. Oznacme operator parity ako \hat{P} . Pokial tento operator aplikujeme na vektor \vec{a} , tak vytvorime vektor do opacneho smeru: $\hat{P}\vec{a} = -\vec{a}$. Uvazujeme teraz vektorovy sucin $\vec{c} = \vec{a} \times \vec{b}$. Operator parity zmeni znamienko obidvom vektorom, a tak vektorovy sucin nazmeni znamienko: $\hat{P}\vec{c} = \vec{c}$. Podobna situacia je aj pre skalary. Operacia parity moze byt zhrnuta nasledovne

$$\begin{array}{ll} \text{Skalar : } \hat{P}s = s & \text{Pseudoskalar : } \hat{P}p = -p \\ \text{Vektor : } \hat{P}\vec{v} = -\vec{v} & \text{Pseudovektor : } \hat{P}\vec{a} = \vec{a} \end{array}$$

Pri dvojnasobnej aplikacii operatora parity dostaneme povodny stav, plati teda $\hat{P}^2 = I$, I je jednotkova matica. Vlastnemi hodnotami tohoto operatora su ± 1 .

Majme teraz vlnovu funkciu $\psi(\vec{r})$, ktoru popisuje urcity system. Ked na nu aplikujeme operator parity dostavame

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r}).$$

Pokial je tato funkcia vlastnou hodnotou tohto operatora, tak podobne ako pre normalny vektor mozeme pisat

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = \pm\psi(\vec{r}),$$

kde vlastne funkcie opeatora \hat{P} s vlastnou hodnotou $(+1)$ nazveme parne (sude), zatialco tie s vlastnou hodnotou (-1) nazveme neparne (liche). V pripade centralnych interakci, kedy vlnovu funkciu zavislu na \vec{r} mozme napisat ako sucin radialnej vlnovej funkcie a sferickej vlnovej funkcie zavislej na orbitalnom momente hybnosti l a jeho projekcii m do z-tovej osy

$$\psi(\vec{r}) = R(r)Y_l^m(\theta, \varphi),$$

mozeme transformovat $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}, \theta \rightarrow \pi - \theta, \varphi \rightarrow \pi + \varphi$. Odtialto vidime, ze stavy castice pohybujuce sa v poli centralnych sil s parnym orbitalnym momentom hybnosti l maju parnu paritu a stavy s neparnym l maju neparnu paritu.

Mimo parity spojenej s orbitalnym pohybom castice zavadziamе aj tkz. *vnutornu paritu*, ktora je bud kladna alebo zaporna. Velmi lahko sa da pochopit v priupe hadronov, ktore maju vnutornu strukturu. Avsak, aj elementarne castice maju vnutornu paritu, ktoru je chapania ako charakteristicky rys danej castice.

Hadrony su vlastne stavy \hat{P} a je ich mozene klasifikovať pomocou vlastnej hodnoty parity, rovnako ako su klasifikacie pomocou spinu, naboja, izospinu, podivnosti atd. Parita fermionov musi byt opacna k parite odpovedajucej anticastice, parita bozonu musi byt musi byt totazna s paritou danej anticastice. Pokial priradime kvarkom kladnu vnutornu paritu, anti-kvarky ju musia mať zapornu. Parita zlozeneho systemu v zakladnom stave je produktom (sucinom) parit jeho konstituentov (multiplikativne kvantove cislo) - preto maju baryony kladnu paritu a mezony zapornu. Pre excitovane stavy plati $(-1)^l$, kde l je moment hybnosti.

Majme napriek rozpad $\rho_0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Vieme, ze spin pre ρ je rovny 1 a piony maju spin rovny 0, preto vysledny pionovy stav ma $l = 1$. Dalej vieme, ze vnutorna parita ρ mezonu a pionov je (-1) . Plati potom $(-1) = (-1)(-1)(-1)^l$, kde v nasom priupe $l = 1$. Vidime, ze celkom parita sa zachovava a nic nebrani aby tento proces nastal.

Zoberme si ale teraz priupe $\rho_0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Tu plati skoro vsetko, co pre predchadzajuci priupe. Nastava tu vsak jedne problem. A to taky, ze mame dva rovnake bozony, ktore sa musia riadot Bose-Einsteinovou statistikou a tak musia vytvorit symetricku funkciu. Avsak pre $l = 1$ mame iba anti-symetricku vlnovu funkciu a z toho dovodu tento proces nemoze nastat.

Nabojove zdruzenie

Vo fyzike elementarnych castic zavadziamе operaciu, ktory nazyvame *nabojove zdruzenie* \hat{C} . Tato operacia konvertuje casticu na jej anti-castice: $\hat{C}|p\rangle = |\bar{p}\rangle$.

Nazov nabojove zdruzenie je vsak trochu nevhodny pretože \hat{C} mozeme aplikovať aj na neutralne castice a vysledkom prevratena hodnota znamienok u vsetkych vnutornych kvantovych cisiel, tj. naboj, baryonove cislo, leptonove cislo, podivnost atd., pricom hmota, energia, hybnost a spin danej castice zostanu nedoknute. Ronovako ako u parity aj v tomto priupe, ked zaposobime na stav dvakrát dostavame povodny stav, tj. $\hat{C} = I$ a vlastnymi hodnotami su tiez ± 1 . Pre $|p\rangle$, ktore je vlastnym stavom \hat{C} , plati $\hat{C}|p\rangle = \pm|p\rangle = |\bar{p}\rangle$, kde $|\bar{p}\rangle$ a $|p\rangle$ sa lisia len znamienkom, co znamena, ze reprezentuju ten isty fyziklany jav. Odtialto je zrejme, ze len tie castice, ktore su svojimi vlastnymi anti-casticami, mozu byt vlastnymi stavmy \hat{C} , cize su to fotony a mezony leziace uprostred diagramov Eightfold way.

Kedze je foton kvantom elektromagnetickeho pola, ktore meni znamienko pri nabojovom zdruzeni, dava smysel, ze vlastna hodnota nabojoveho zdruzenia fotonu je -1 . System zahrnujuci castice so spinom $1/2$ a ich anti-casticame v konfiguracii s momentom hybnosti l a celkovym spinom s predstavuju vlastny stav \hat{C} s vlastnou hodnotou $(-1)^{l+s}$. Podla kvarkoveho modelu tak pre mezony plati: pseudoskalary maju $l = 0$ a $s = 0$, a teda $C = +1$, vektory $l = 0$ a $s = 1$ maju $C = -1$. C je multiplikativne kvantove cislo a rovnaka ako parita sa zachovava v silnych a elektromagnetickych interakciach. Preto naprieklad $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$, kde $C = +1$ pred i po reakcii ale nemoze sa rozpadat na tri fotony (pre system pre n fotonov je $C = (-1)^n$). Na druhu stranu C sa

nezachovava pri slabych interakciach. Pokial by sme C aplikovali na lavotocive neutrino, dostali by sme lavotocive anti-neutrino, ktore vsak neexistuje. Nabojava verzia akehojkolvek procesu s neutrinami preto nie je z fyzikalneho hladiska.

Time reversal = Časová inverze

Zmena toku casu $t \rightarrow -t$. Prevratenie toku casu tiez prevrati casovu derivaciu priestorovych velicin, co znamena obratenie vsetkych hybnosti $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$ a momentu hybnosti. $\vec{L} \rightarrow -\vec{L}$. Invariancia vzhľadom k tejto transformacii ma za nasledok, ze pokial by sme mali dva procesy, z nich druhý by bol proces opacny k tomu prvemu, boli by oba dva rovnako pravdepodobne. Vdaka tejto invarianci tak mozme pouzit ucinne prierezy atomovych alebo jadrovych reakcii k ucinnym prierezom opacnych reakcii. Zatial nebol najdeny ziaden dokaz toho, ze to tak nie je.

Transformace	Popis	Zachovávající se veličina
Parita (P)	$\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$	parita
Nábojové sdružení (C)	částice \leftrightarrow antičástice	kvantové číslo nábojového sdružení
Změna toku času (T)	$t \rightarrow -t$	-

Obr. 1.16: Diskrete transformacie a ich vlastnosti.

CP symetria a jej narusenie

Naznacili sme, ze slabe interakcie narusuju paritu (P) a aj nabojoove zdruzenie (C). Povodne sa komunita fyzikov domnievala, ze kombinacia CP symetrie zostava slabymi interakciami nenurusena. Platilo by totiz $\hat{C}\hat{P}\nu_L = \hat{C}\nu_P = \nu_{\bar{P}}$.

V 50. rokoch vsak bolo narusenie CP symetrie navrhnutu ako reakcia na objavenie narusenia parity. K experimentálnemu potvrdeniu se dospelo v roku 1964 v BNL objavenim anomalii v rozpade neutralneho kaonu. Bolo totiz zistene, ze neutrlane kaony sa mozu premenit na svoje anti-castice a naopak, ale k tymto prechodom nedochadza s presne rovnakou pravdepodobnostou v oboch smeroch = mierne narusenie CP symetrie.

V roku 1968 prisiel A. Sacharov s myslenkou, ze by narusenie CP symetrie v silnej interakcii mohlo mat pri vzniku Vesmiru za nasledok prevladanie hmoty nad anti-hmotou. V obdobi pred Velkym zjednotenim interakcii castice X a Y prechody sposobovali nerovnosti medzi kvarkmy a leptonmy. Vdaka naruseniu CP invariancie v silnej interakcii prebiehalo tieto procesy mierne nesymetricky a viedli k velmi malemu poruseniu rovnovahy medzi hmotou a anti-hmotou. Zhruba na jednu miliardu reakcii oboma smermi prebehlo o jednu reakciu viac smerom k hmotie. Ked sa Vesmir dostatočne ochladil. doslo k anihilacii latky s anti-latkou. Pri tejto anihilacii vsak na kazdu miliardu castic a anti-castic zostala kvoli naruseniu CP symetrie jedna castica hmoty. Prave z tychto castic je dnesny vesmir postaveny.

Narusenie CP symetrie bolo pozorované az v roku 2004 na detektore BABAR na Stanforde. Pri zrazkach tu vznikali kvarky a anti-kvarky b . Sledovane boli rozpady castice B^0 a jej antecastice \bar{B}^0 . Rozpad oboch castic ma možnosť prebiehat vela možnostami, z nich bolo tiez možné sledovať vzácny rozpad na dvojicu pion a kaon $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ alebo $\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

V pripade rovnakych vlastnosti hmoty a anti-hmoty by obe reakcie mali prebiehat rovnako

pravdepodobne a mali by sa objavovať rovnake pocty kvarkov $K^-\pi^+$ a $K^+\pi^-$. Skutočnosť ale bola ina. V eksperimente bolo detektovaných 910 parov $K^+\pi^-$ a len 695 $K^-\pi^+$. Sposob rozpadu hmoty a anti-hmoty tak prebieha odlišne.

Narušenie CP symetrie je v Standartnom modelu zahrnuté zavedením komplexnej fázy v CKM matici popisujúcej miešanie kvarkov. V tomto schémate je pre komplexnú fazu, a teda narušenie CP symetrie, nevyhnutnou podmienkou existencie najmenej troch generácií kvarkov. Podľa CPT teoremu odpoveda narušenie CP symetrie narušeniu invariancie vzhľadom ku zmene toku času. Keby CP bola skutočnou symetriou, potom by prirodne zakony platili rovnako ako pre hmotu tak aj pre anti-hmotu.

CPT teorems

Vo fyzikálnych javoč sa zachovava CPT symetria. Kombinácia vsetkých diskretných transformácií sa poklada za nenarušenu vo vsetkých fundamentalných interakciach a zaroven za základnu vlastnosť fyzikálnych zákonov. CPT teória konkrétnie prehlasuje, že vsetky lokalne interagujúce polia, ktorých Lagrangiany sú invariantne vo vlastnej Lorentzovej transformácii, sú invariantne voci kombinovanej transformácii nabojoveho združenia, parity a časovej inverzie. Experimentalne preverovanie tejto invariancie sa robilo porovnaním vlastnosti častic s ich anti-časticami. Pokial je totiž CPT teorem správny, každa častica musí mať presné rovnaku hmotu a dobu života ako jej odpovedajúca anti-častica. Prebehlo mnoho meraní parov častica-anticastica, najčítlivejsie overené rozdiely poskytol par $K^0 - \bar{K}^0$, pozri obrazok 1.17.

Častice	Horní mez
K^0/\bar{K}^0	10^{-19}
e^-/e^+	10^{-8}
$\Lambda/\bar{\Lambda}$	$5 \cdot 10^{-6}$

Obr. 1.17: Relativné hmotnostné rozdiely medzi časticami a anti-časticami.

Relativné rozdiely medzi hmotnostami častic a anti-častic sa robilo pomocou

$$\delta(m) = \frac{m - \bar{m}}{m + \bar{m}}$$

. Zo stredných doboru života mionov bola stanovená horná medza pomerov na

$$\frac{\tau(\mu^+) - \tau(\mu^-)}{\tau(\mu^+) + \tau(\mu^-)} < 10^{-4}$$

. S veľkou presnosťou boli zmerané magnetické momenty elektronov-pozitron a mion-antimion. Výsledky sú obvykle prezentované v pojmovech gyromagnetických faktorov g , ktorými sú vyjadrené magnetické momenty častic. Pre elektróny máme

$$\frac{g(e^+) - g(e^-)}{g(e^+) + g(e^-)} < 10^{-12}$$

. Obdobná hodnota pre mioni má horúcu medzi 10^{-8} . Vsetky experimentálne dokazy podporujú invarianciu vsetkých interakcií voci transformácii CPT. Pokial je totiž invariancia niektoréj z operácií narušená, musí byť kompenzovaná ostatnými transformáciami. Napríklad narušenie invariancie vzhľadom k časovej inverzii, musí byť tiež narušená invariancia vzhľadom k CP.

Dosledkom CPT symetrie je to, že se zrkadlový obraz našeho vesmíru, teda otočenie všetkých objektov s ich poziciami v lubovolnej rovině (odpovedajuce inverzi parity), obratie všetkých hybností (odpovedajuce časovej inverzi) a nahradenie vsetkej hmoty antihmotou (co odpovedá nábojovej inverzi), bude vyvýjat presne podla známých fyzikálnich zákonov. CPT transformacia zmení náš vesmír na jeho zrcadlový obraz a naopak.

Dosledkov platnosti CPT symetrie je hned niekolko

- Castice s celociselnym spinom podliehaju Bose-Einsteinovej statistike, zatial co polociselné Fermi-Diracove statistike.
- Castice a ich anti-castice maju totozne hmotnosti a doby zivota.
- vsetky vnutorne cisla castic su opacne k vnutornym kvantovym cislam prisluchajujich anti-castic.

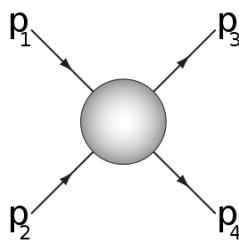
1.7 Súradnicové sústavy v subjadrovej fyzike

Transformace kinematických veličin mezi soustavami, Mandelstamovy proměnné,
Mandelstamovy premenne

Mandelstamové premenné sú číselné veličiny, ktoré kódujú energiu, hybnosť a uhly častíc v rozptylovom procese Larentzovo-invariantným spôsobom. Používajú sa na rozptylové procesy dvoch častíc na dve častice, pozri obrazok 1.18. V Minkovskeho metrike diag(1,-1,-1,-1) maju tieto premenne nasledujuci tvar

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 \\ t &= (p_1 - p_3)^2 = (p_4 - p_2)^2 \\ u &= (p_1 - p_4)^2 = (p_3 - p_2)^2 \end{aligned} \quad (1.35)$$

Kazdej z tychto premennych odpoveda urcita topologia zrazky. Tieto typy odpovedaju roznym



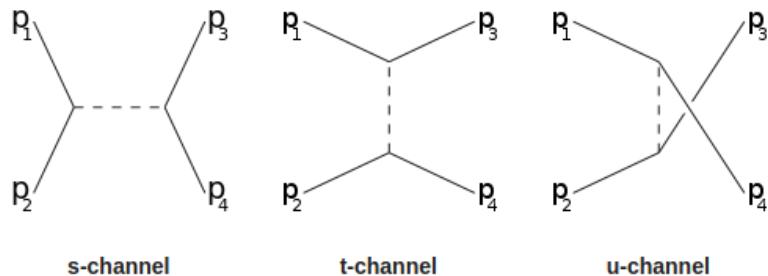
Obr. 1.18: V tomto diagrame castice s p_1 a p_2 prichadzaju a interaguju zatial co p_3 a p_4 odchadzaju z interakcie.

Feynmanovym diagramom. s-kanal, t-kanal, u-kanal, pozri obrazok 1.19.

V relativistickej limite zanedbame hmotnosti oproti hybnosti $p^2 \gg (m_0 c^2)^2$.

Suma Mandelstam-ovych premennych nam da sumu hmotnosti castic.

$$s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2$$



Obr. 1.19: s, t, u -kanaly. s-kanál je jediný spôsob, akým môžu byť objavené rezonancie a nové nestabilné častice za predpokladu, že ich životnosť je dostatočne dlhá a že sú priamo zistiteľné. t-kanál predstavuje proces, v ktorom častica 1 emituje intermedialnu časticu a stáva sa konečnou časticou 3, zatiaľ čo častica 2 absorbuje intermedialnu časticu a stáva sa 4. Pre u-kanal zamenime v t-kanaly len 3 a 4.

Lorentzovske transformacie

Uvazujme dve kartezske vzťazne sustavy S a S' , tak ze ich pociatky splivaju v case $t = t' = 0$. Suradnicove osy oboch sustav su vzajomne rovnobezne a pohybuju sa tak, ze sustava S (kludova) zostava v pokoji a sustava S' sa vzhľadom na S hybe rychlosťou v v kladnom smere osy x . Lorentzove transformacie potom su

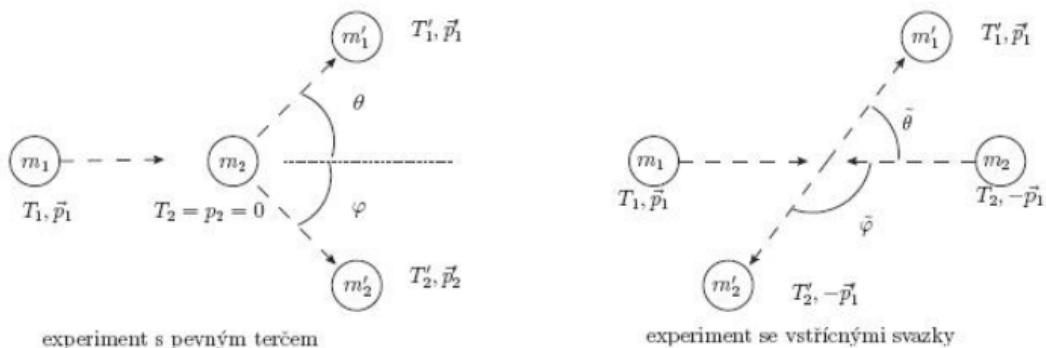
$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{t - \frac{vx}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.36)$$

kde $\beta = v/c$ a c je ryclost svetla vo vakuum. Pre transformacie energie a hybnosti z jednej do druhej sustavy dostavame

$$E' = \frac{E - p_x v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad p'_x = \frac{p_x - \frac{vE}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.37)$$

Kinematika zrazkovych procesov

Experimentalne zrazkove procesy: experiment s pevnym tercom, experiment s naproti iducimi zvazkami, pozri obrazok 1.20. Sustavy su pred aj po interakcii izolované. Oblast, kde sa castice



Obr. 1.20: Rozne druhy zrazkovych procesov. Vlavo Lab frame a vpravo CMS frame.

stretnu a interagujú sa nazýva *interakcna oblast*. Mimo tuto oblast sa časticie pohybujú volne (realne je sila interakcie zanedbatelne mensia ako pre oblast interakcie). Budeme používať znacenie veličín nasledovne: pred interakciou budú veličiny bez ciarky a po zrazke s ciarkou.

Zákony zachovania energie a celkovej hybnosti izolovanej sústavy možeme napišať v tvare: $E = E'$ a $\vec{P} = \vec{P}'$. Podľa produktov rozlíšujeme nasledujúce dve druhy interakcií

- **pruzny rozptyl:** nemenia sa kludové hmotnosti ani typy častic po interakcii. Zo zákona zachovania energie plyní, že celková kinetická energia sa zachováva.
- **nepruzny rozptyl:** pri interakcii sa menia hmotnosti zúčastnených častic. Veľkosť $Q = [(m_1 + m_2)^2 - (m'_1 + m'_2)^2] = (M - M')^2$ nazývame energiu interakcie. Zo zákona zachovania plyní $T' = T + Q$. Pre nepruznu interakciu je Q nerovne nula a naopak pre pruznu zrazku je to Q nulové.

Suradnicové sústavy

- **Laboratórna sústava** - tato sústava je pevne spojená s detektormi. Jej použitie nie je vždy vhodné, keďže vzťahy popisujúce interakciu sú v nej dosť zložité. V tejto sústave sa merajú hlavné experimenty s pevným tercom. Avšak nemusí byť vždy sústava spojená s detektormi. Používajú sa aj laboratórna sústava spojená s nejakou časticou, s ktorou má druhá časť interagovať.
- **Tazisková sústava (CMS)** - tato sústava je v pokoji. Zaujíma ju len relativný pohyb častic. Celková hybnosť častic je rovna nule, čo dosť možno zjednoduší vypočet.
- **Terciková sústava** - sústava v ktorej je hybnosť tretia nulová.
- **Sústava zvazku** - sústava, v ktorej je hybnosť zvazku nulová.
- **Colliding beam frame** - sústava, v ktorej sa zvazky zrazajú pod uhlom θ .

Kinetickú energiu v laboratórnej sústave je možné rozdeliť na časť, ktorá prislucha translacionnému pohibu sústavy častic - (kinetickú energiu taziska) a časť, ktorá prislucha relativistickému pohibu častic - (kinetická energia v taziskovej sústave). Kinematické vzťahy v taziskovej sústave sú vyznačené maximálnou symetriou, čo je jednoduchšie na vypočty. Vzhľadom k tomu, že väčšina experimentálnych výsledkov je získaná v laboratórnej sústave, je nutné medzi taziskovou a laboratórnou sústavou prechádzat.

Zapiseme zákon zachovania hybnosti, zákon zachovania energie a rýchlosť taziska v laboratórnej sústave

$$\begin{aligned}\vec{p}_1 + \vec{p}_2 &= \vec{p}'_1 + \vec{p}'_2 \\ T_1 + T_2 &= T'_1 + T'_2 \\ \vec{v}_T &= \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2}.\end{aligned}\tag{1.38}$$

Teraz uvedieme zakony zachovania a ryclost taziska v taziskovej sustave

$$\begin{aligned}\tilde{\vec{p}}_1 + \tilde{\vec{p}}_2 &= \tilde{\vec{p}}'_1 + \tilde{\vec{p}}'_2 = 0 \\ \tilde{T}_1 + \tilde{T}_2 &= \tilde{T}'_1 + \tilde{T}'_2 \\ \vec{v}_T &= 0.\end{aligned}\tag{1.39}$$

z coho plynie

$$|\tilde{\vec{p}}_1| = |\tilde{\vec{p}}_2| = |\tilde{\vec{p}}_1| = |\tilde{\vec{p}}_2|, \quad \tilde{\vec{v}}_1 = \tilde{\vec{v}}'_1, \quad \tilde{\vec{v}}_2 = \tilde{\vec{v}}'_2, \quad \tilde{T}_1 = \tilde{T}'_1, \quad \tilde{T}_2 = \tilde{T}'_2.$$

Za predpokladu, ze je v laboratornej sustave tercikova castica v klidu ($p_2 = 0, T_2 = 0$), potom plati

$$\begin{aligned}\tilde{\vec{v}}_1 &= \vec{v}_1 - \vec{v}_T = \vec{v}_1 - \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{v}_1 \rightarrow \tilde{\vec{p}}_1 = \mu \vec{v}_1 \\ \tilde{\vec{v}}_2 &= \vec{v}_2 - \vec{v}_T = \vec{v}_2 - \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} = -\frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{v}_1 \rightarrow \tilde{\vec{p}}_2 = -\mu \vec{v}_1 \\ \tilde{T} &= \tilde{T}_1 + \tilde{T}_2 = \frac{\tilde{p}_1^2}{2m_1} + \frac{\tilde{p}_2^2}{2m_2} = \frac{1}{2} \mu v_1^2 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} T_1\end{aligned}\tag{1.40}$$

kde $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ je redukovana hmotnosť. Toto su vzťahy prechodu medzi taziskovou a laboratornou sustavou.

1.8 Kinematické premenné

Uvazujeme ze $c = \hbar = 1$.

Majme proces $a + b \rightarrow c + X$, kde X su nespecifikované castice. Casticu c mozme povazovať za dcersku casticu od castice a alebo b . Zrazku castic budeme uvazovať v sustave, kde zvazok casic a nalietava v smere osi z na terc tvorený casticami b .

Oznacme

$$\begin{aligned}p_a &= (E_a, \vec{p}_{Ta}, p_{za}) \quad 4 - impulz\ nalietačajúcej\ castice \\ p_b &= (E_b, \vec{p}_{Tb}, p_{zb}) \quad 4 - impulz\ tercikovej\ castice,\end{aligned}\tag{1.41}$$

kde sme zaviedli tkz. priečnu hybnosť, ktora je definovaná ako $p_T = p \sin(\theta)$, kde θ je uhol rozptylu.

Hľadame premenne, ktore su zložene zo zložiek 4-impulzu castice (ktorú meriame) a maju nejakú specialnú vlastnosť pri Lorentzovskej transformácii (co nam velmi zjednodusí popis). Pre detektovanú dcersku casticu c definujeme

$$\begin{aligned}c_+ &= E_c + p_{zc} \quad forward\ lightcone\ momentum \\ c_- &= E_c - p_{zc} \quad backward\ lightcone\ momentum.\end{aligned}\tag{1.42}$$

Pre pomer dvoch lightcone premenných plati (zaroven to je Lorentzovsky invariant)

$$x_{\pm} = \frac{E_c \pm p_{cz}}{E_b \pm p_{bz}} \quad 0 < x_{\pm} < 1,$$

kde x_{\pm} je forward (backward) lightcone premenna castice c vzhľadom k castici b .

Rovnako by sme mohli zavies x_{\pm} vzhľadom na casticu a pretože nie vzdy je možné povedať, ktorá castica je materskou casticou. Pokial skumame experiment, ktorý produkuje castice v jednom preferovanom smere, berieme obvykle len jednu z lightcone premenných, druhú sa nepouživa.

Rapidita

Rapidita je bezrozměrná fyzikální veličina, která je mírou pohybu prostorem, podobně jako rychlosť. Zatímco rychlosť objektů je podle speciální teorie relativity shora omezena rychlosťí světla ve vakuu c , rapidita může být libovolně velká. Pro objekty v klidu má hodnotu 0 a pro pomalé objekty je přímo úměrná rychlosti. Když se rychlosť objektu přibližuje c , roste rapidita nade všechny meze. Je definována nasledovně

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{x_+}{x_-} \right),$$

v nerelativistické limítce $y \rightarrow \beta$. Rapidita nie je lorentzovsky invariant, ale transformuje sa ako $\tilde{y} = y - y_\beta$ kde y_β je rychlosť pohybujúcej sa vztaznej sustavy S' .

Dalej plati

$$\begin{aligned} E &= m_T \cosh(y) \\ p_z &= m_T \sinh(y), \end{aligned} \tag{1.43}$$

kde veličina m_T je tzv. priecna hmotnosť a je definována nasledujúcim sposobom

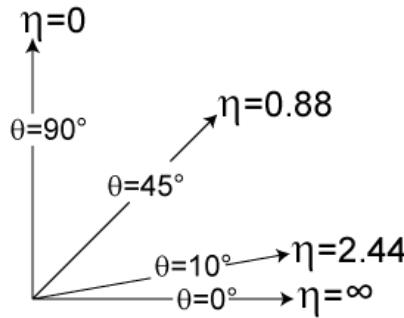
$$m^2 = E^2 - p^2 = E^2 - p_z^2 - p_T^2 \rightarrow E^2 - p_z^2 = m^2 + p_T^2 = m_T^2.$$

Pseudorapidita

Jej výhodou je oproti rapidite v tom, že staci jedna premenna pre jej definiciu - uhol vyletu. Pseudorapidita je definovaná nasledovne

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right),$$

kde uhol θ je uhol medzi hybnostou častice \vec{p} a osou zvazku. V druhej casti vzťahu možme vidieť, že pre veľke hybnosti (resp. male hmotnosti) rapidita a pseudorapidita súplyvajú ($p \approx E$).



Obr. 1.21: Tu možeme vidieť ako sa pseudorapidita mení s uhlom θ .

Feynmanova promenna

Bola zavedená pri súdiu vysoko-energetických zrazok hadronov pre popis elementarnej interakcie na kvarkovej úrovni. Je definovaná vzťahom

$$x_F = \frac{\tilde{p}_z}{\tilde{p}_z^{max}}.$$

Feynmanova premenna je obvykle definovaná v sustave, v ktorej sa častica pohybuje s nekonencou hybnostou (infinite momentum frame). Je tomu tak preto, lebo v kvantovej mechanike nie je operator počtu častic invariantný voči prechodu z jednej sustavy do druhej, a tak počet častic, ktoré pozorujeme pri lete vysoko-energetickej častice, závisí na sustave, v ktorej proces studujeme. Limitná sustava je potom sustava, kde sa všetky častice pohybujú s nekonečnou hybnostou, a tak doba života kvantovo vytvorených častic je nekonečne mala a je tak možné dobre definovať časticové obsadenie sustavy.

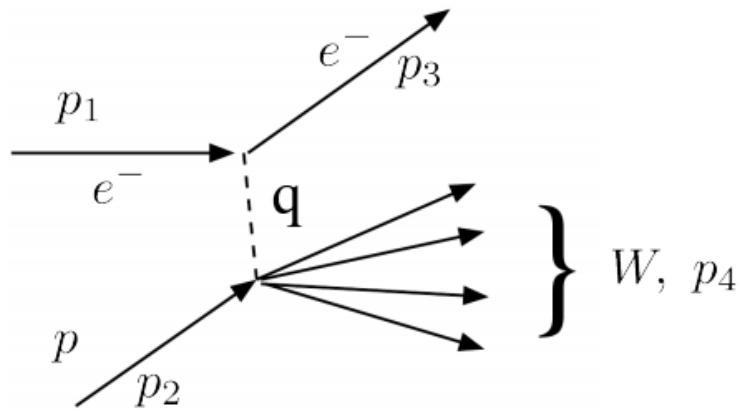
V tejto sustave možeme ukázať, že $x_F = \frac{2\tilde{p}_z}{\sqrt{s}}$, dalej tiež platí $0 < x_F < 1$ a pre $E \rightarrow \infty$ máme $x_F = 1$.

Bjorkenova promenna

Jedna veličina, ktorá je definovaná nasledovne

$$x = \frac{Q^2}{2(p_2 \cdot q)},$$

kde $Q^2 = -q^2$. Na obrázku 1.22 sú znázornené jednotlivé 4-impulzy vyskytujúce sa v tejto premenne. Podľa obrázka máme



Obr. 1.22: Rozptyl elektronu na protone.

$$p_4^2 = M_W^2 = (q + p_2)^2 = q^2 + 2qp_2 + p_2^2 = -Q^2 + 2qp_2 + M_p^2 \rightarrow Q^2 = 2qp_2 + M_p^2 - M_W^2,$$

kedze je M_p hmotnosť protonu, ktorý je najlahši baryon, a M_W hmotnosť akehokolvek inejho baryonu tak Q^2 nebude nikd viac ako $2qp_2$. Potom mame pre neelasticky rozptyl: $0 < x < 1$, zatial co pre elasticky rozptyl $x = 1$.

$(1-x)$ ako keby reprezentovala časť prenesenej energie, ktorá sa spotrhuje na vytvorenie tazsieho baryonu (avšak toto je len moj názor takže treba na to pozerať z nadhladom).

Kapitola 2

Štruktúra hadrónov

2.1 Zadanie

Kvarkový model: štruktúra baryónov a mezónov, Čažké kvarky: podivné, pôvabné a krásne častice a top kvark, ich vlastnosti a objavy, Experimenty ukazujúce na kompozitnú štruktúru atómového jadra a nukleónov: Rutherfordov rozptyl, nepružný rozptyl, Formfaktor, Rosenbluthova formula, Hlboký nepružný rozptyl, Partónový model, Jety

2.2 Kvarkový model

2.2.1 Stručná história

Rozvoj klasifikačných schém pre hadróny sa stal dôležitou otázkou po tom, čo nové experimentálne techniky odkryli, že veľké množstvo hadrónov nie je elementárnych. Ukázalo sa totiž, že tieto hadróny sú viazané stavy menších komponent. Niekoľko skorých návrhov, ako napríklad Fermi-Yangov model (1949) alebo Sakatov model (1956), uspokojivo popísali mezóny avšak, zlyhali pri popise baryónov, a preto neboli schopné vysvetliť všetky údaje.

Gell-Mann–Nishijima formula viedla ku klasifikácii zvanej osemnásobná cesta (eightfold way), ktorú Gell-Mann vynášiel s významnými, nezávislými príspevkami z Ne’emanovho modelu v roku 1961. V tejto klasifikácii boli hadróny usporiadané do $SU(3)$ reprezentatívnych multipletov: oktetov a dekupletov. Hadróny nachádzajúce sa v rovnakom multiplete mali zhruba rovnakú hmotnosť kvôli silnej interakcii. Malé hmotnostné rozdiely v týchto multipletoch boli spojené s kvantovými číslami chuti, ktoré nie sú viditeľné pre silné interakcie. Avšak, Gell-Mann-Okubo hmotnostný vzorec systematizoval kvantifikáciu týchto malých hmotnostných rozdielov medzi členmi hadrónového multipletu.

Baryón Ω^- so spinom $3/2$, ktorý je súčasťou základného baryónového dekupletu bol rozhodujúcim predpovedňom tejto klasifikácie. Gell-Mann pomocou tejto klasifikácie predpovedal túto časticu v roku 1962. V roku 1964 v BNL bola pozorovaná častica, ktorá mala požadované vlastnosti ako častica Ω^- .

V roku 1964, ešte pred objavením Ω^- častice, Gell-Mann a George Zweig publikovali nezávisle

na sebe články, v ktorom vysvetlili čo je zakódované v eightfold way klasifikácii. V tomto článku postulovali elementárne fermionové komponenty, ktoré nie je možné pozorovať voľne v prírode - kvarky. Hadronové rozdiely v hmote boli teraz spojené s rôznymi hmotnosťami kvarkových komponent. Tento model bol nazvaný kvarkový model. Gell-Mann a Zweig navrhli, že usporiadanie hadrónov do mutlipletov je možné vysvetliť, pokiaľ hadróny budú tvorené kvarkami:

- mezóny ($q\bar{q}$): $3 \otimes \bar{3} = 1 \oplus 8$
- baryóny (qqq): $3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10$

2.2.2 Kvarkový model

Kvarkový model je klasifikačná schéma pre hadróny z hľadiska ich valenčných kvarkov (kvarkov a antikvarkov), ktoré udávajú kvantové čísla hadrónov. Kvarkový model vychádza z „flavor SU(3)“, alebo eightfold way, úspešnej klasifikačnej schémy organizujúcej veľký počet ľahších hadrónov, ktoré boli objavené od 50. až po 60. rokoch minulého storočia a je platnou účinnou klasifikáciou doteraz. Tento model navrhli v roku 1964 nezávisle na sebe dva páni, Murray Gell-Mann a George Zweig. V súčasnej dobe bol model v podstate absorbovaný ako súčasť zavedenej kvantovej teórie poľa silných a elektroslabých interakcií, nazvaných štandardný model. Eightfold way organizuje mezóny a baryóny so spinom $1/2$ do oktetu, princípy eightfold way sa dajú aplikovať aj na baryóny so spinom $3/2$, ktoré tvoria dekuplet.

Ako sme už spomínali, hadróny nie sú elementárne a považujú sa za viazané stavy valenčných kvarkov a antikvarkov, ktoré udávajú kvantové čísla hadrónov. Tieto kvantové čísla sú rozdelené na dva druhy. Jedna sada pochádza z Poincareho symetrie - J^{PC} , kde J, P a C predstavujú celkový moment hybnosti, symetriu parity a symetriu náboja.

Zvyšné sú flavor kvantové čísla, ako je izospin, podivnosť, pôvab a tak ďalej. Silná interakcia, ktorá viaže kvarky je necitlivá na tieto kvantové čísla, takže ich variácia vedie k systematickým hmotnostným a spojovacím vzťahom medzi hadrónmi v rovnakom aromatickom multiplete.

- flavor: u, d, s, c, b, t - kvarky + príslušné antikvarky
- náboj (Q): $Q = -1/3$ pre (d, s, b), $Q = 2/3$ pre (u, c, t)
- baryónové číslo (B): $B = 1/3$ pre kvarky, $B = -1/3$ pre antikvarky
- strangeness (S): $S_s = -1$, $S_{\bar{s}} = 1$, $S_{u,d,c,t,b} = 0$
- charm (C): $C_c = 1$, $C_{\bar{c}} = -1$, $C_{u,d,s,t,b} = 0$
- bottomness (B'): $B'_b = -1$, $B'_{\bar{b}} = 1$, $B'_{u,d,s,t,c} = 0$
- topness (T): $T_t = 1$, $T_{\bar{t}} = -1$, $T_{u,d,s,c,b} = 0$
- izospin (I): $I = 1/2$ pre (u, d), $I = 0$ pre (s, c, t, b)
- 3. zložka izospinu (I_3): $I_3 = 1/2$ pre u, $I_3 = -1/2$ pre d, $I_3 = 0$ pre (s, c, t, b),

Kvarky sú častice so spinom $1/2$ a preto sú to fermióny. Každý kvark a antikvark podlieha Gell-Mann-Nishijima formule

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} = I_3 + \frac{B + S + C + B' + T}{2}, \quad (2.1)$$

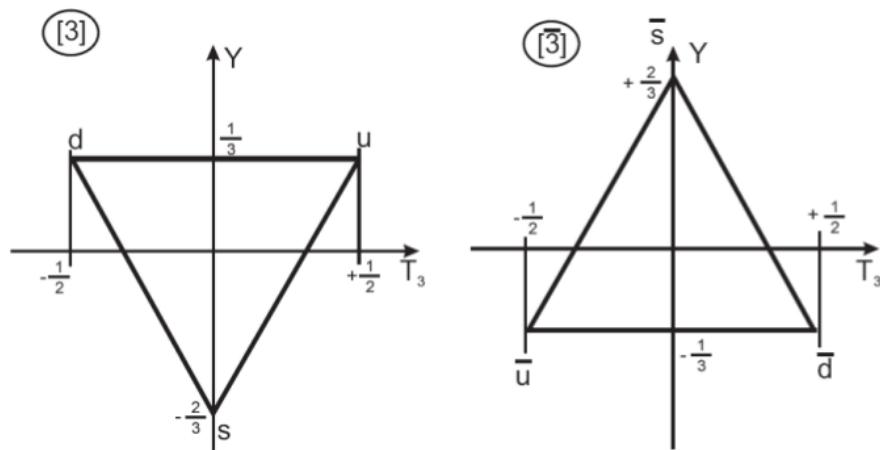
kde Y je hypernáboj.

Mezóny sú zložené z páru kvark-antikvark a preto majú nulové baryónové číslo, zatiaľ čo baryóny sú zložené z troch kvarkov a tak majú baryónové číslo rovné 1.

Hadróny s podobnou hmotnosťou (+spinom a paritou) ale rôznym elektrickým nábojom môžeme usporiadať do izospinových multipletov, napr. (nukleónový dublet, piónový triplet). Z experimentov bolo vidieť, že podivné hadróny boli ľahšie ako nepodivné hadróny a preto sa naskytuje možnosť spojiť podivné častice s izospinovými multipletmy.

Ďalej môžme v izospinovom priestore definovať posunovacie operátory, ktorými sme schopní prechádzať medzi jednotlivými stavmi π^+ , π^- a π^0 . Ale čo po zavedení podivnosti? Môžme sa posúvať medzi jednotlivými mezónmi v rámci multipletu podobným spôsobom? Nato aby sme to mohli spraviť musíme zadefinovať ďalší posunovací operátor, ktorým sme schopní posúvať stavy v smere S . A preto je prirodzené rozšíriť $SU(2)$ grupu na $SU(3)$ grupu.

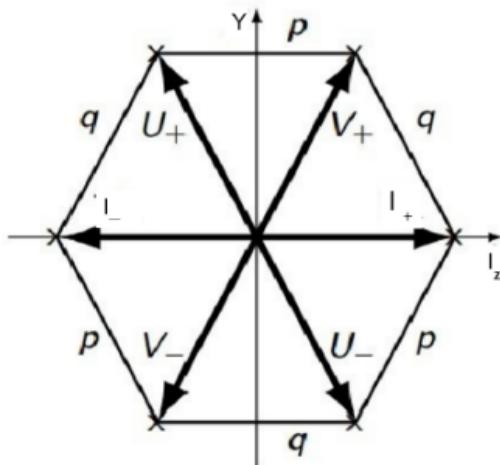
Fundamentálna reprezentácia $SU(3)$ je triplet, vid' obrázok 2.1. Generátory danej grupy sú Gell-Manove 3×3 matice λ_i , kde $i = 1, \dots, 8$.



Obr. 2.1: Triplet a antitriplet $SU(3)$ grupy.

$SU(3)$ obsahuje 3 $SU(2)$ podgrupy s príslušnými posunovacími operátormi

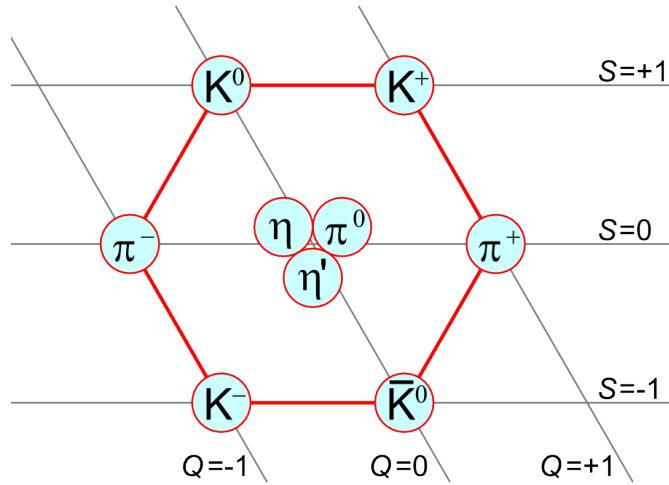
- $T_{\pm} = F_1 \pm iF_2$
- $U_{\pm} = F_6 \pm iF_7$
- $V_{\pm} = F_4 \pm iF_5$
- $T_3 = F_3$
- $Y = \frac{2}{\sqrt{3}}F_8$



Obr. 2.2: Grafické znázornenie operátorov pre jednotlivé SU(2) podgrupy grupy SU(3)

kde $F_i = \frac{\lambda_i}{2}$. Akékoľvek dve podgrupy a ich príslušné posunovacie operátory sú dostatočné na zstrojenie multipletu, vid' obrazok 2.2.

Skladaním kvarkového tripletu a antitripletu môžme dostať pseudoskalárne mezóny. Grafické znázornenie daného pseudoskalárneho ($J^{PC} = 0^{-+}$) multipletu je na obrázku 2.3. Hmotnosť podivných mezónov je asi o 150 MeV väčšia ako hmotnosť nepodivných mozónov.



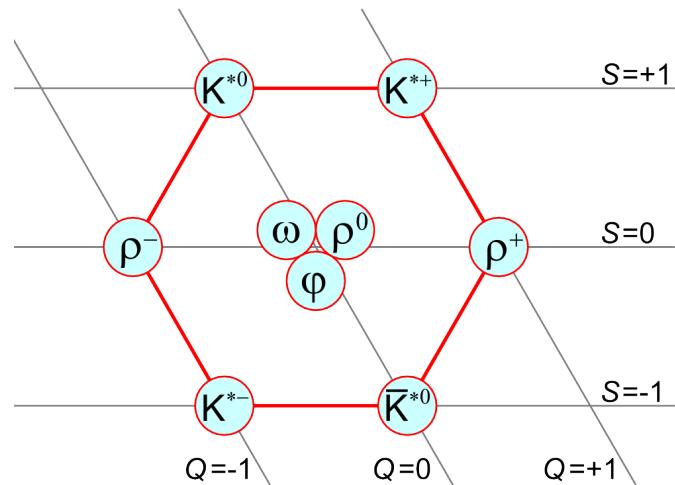
Obr. 2.3: Pseudoskalárne mezóny so spinom 0.

Zložením tripletu a antitripletu môžme taktiež dostať vektorové mezóny ($J^{PC} = 1^{--}$). Tie sa na rozdiel od pseudoskalárnych mezónov môžu rozpadáť slabou ale aj silnou interakciou, napr. $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ alebo $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$. Grafické znázornenie vektorového multipletu je na obrázku 2.4.

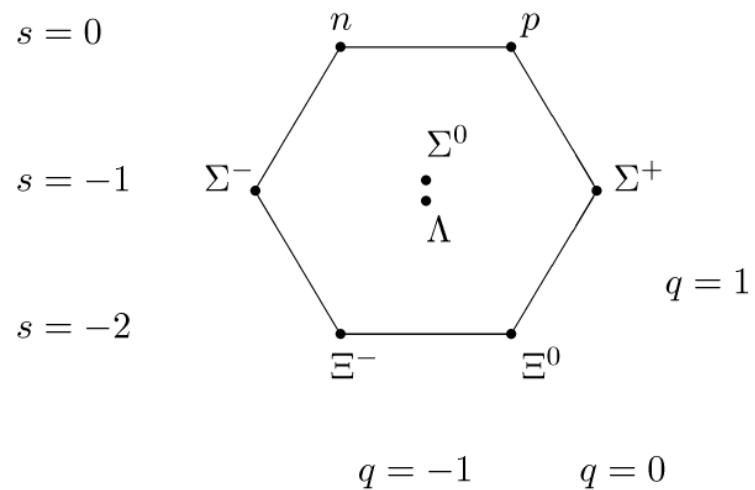
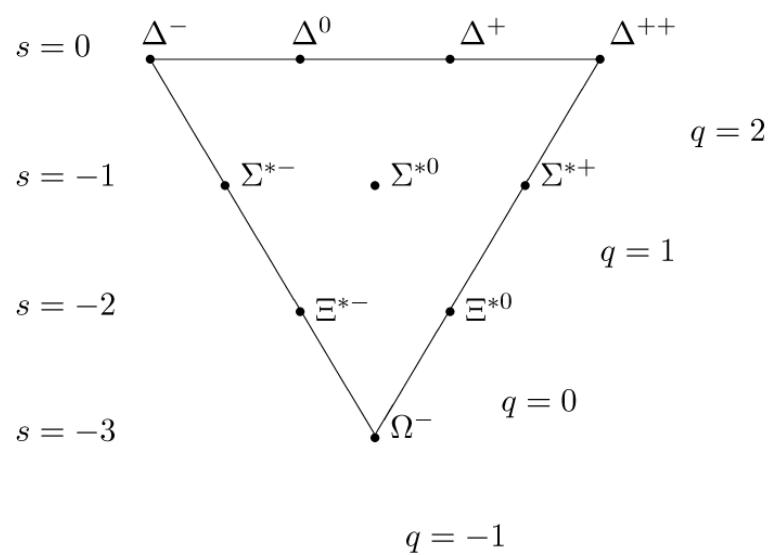
Zložením 3 tripletov môžme získať baryónový oktet ($J^P = 1/2^-$): najľahšie baryóny rozpadačíce sa slabou interakciou okrem stabilného protónu (vid obrazok 2.5) alebo baryónový dekuplet ($J^P = 3/2^-$) silne sa rozpadajúcich rezonancii (vid' obrazok 2.6).

Zhrnutie základných $SU(3)_f$ multipletov baryónov a mezónov

- usporiadanie pozorovaných hadrónov s rovnakým spinom, paritou a baryónovým číslom do multipletov na základe ich hmotnosti a izospinovej symetrie



Obr. 2.4: Vektorové mezóny so spinom 1.

Obr. 2.5: Baryónový oktet pre častice so spinom $1/2$.Obr. 2.6: Baryónový dekuplet pre častice so spinom $3/2$.

- hmotnosť v izospinových multipletoch rastie s absolútou hodnotou podivnosti
- špeciálne jednoduchý je hmotnostný nárast v baryónovom dekuplete: 4 izospinove multiplety sú ekvidistantne separované $\sim 150 \text{ MeV}$
- silná interakcia zachováva 3. zložku izospinu a podivnosť

Je nám známe, že kvarky sú fermióny so spinom $1/2$. Pre 3 kvarky potom máme celkovo 6 stavov \rightarrow naskytá sa možnosť rozšíriť $SU(3)$ na $SU(6)$. Potom úplná dekompozícia 3 kvarkových sextetov je: $6 \otimes 6 \otimes 6 = 56 \oplus 70 \oplus 70 \oplus 20$. Pre mezóny dostávame $6 \otimes \bar{6} = 35 \oplus 1$. Všetky baryóny 56-tipletov musia mať plne symetrické vlnové funkcie voči permutáciám konštituentných kvarkov.

Magnetické momenty baryónov

Baryón zložený z kvarkov, ktoré uvažujeme ako bodové fermióny:

$$\mu_B = \sum_{q=u,d,s} \mu_q = \sum_{q=u,d,s} \langle B, \uparrow | \mu_3^q | B, \uparrow \rangle, \quad (2.2)$$

kde $\mu_3^q = e_q \sigma_3 / 2m_q$. Uvedme si nejaký príklad magnetického momentu, ktorý sa spočíta pomocou kvarkového modelu:

- protón: $\mu_p = (4\mu_u - \mu_d)/3$
- neutrón: $\mu_n = (4\mu_d - \mu_u)/3$
- Λ : $\mu_\Lambda = \mu_s$

Ked použijeme experimentálne určené magnetické momenty protónu (2.793), neutrónu (-1.913) a lambda mezónu (-0.613) tak sme potom schopní dostať magnetické momenty jednotlivých kvarkov: $\mu_u = 1.852$, $\mu_d = -0.972$, $\mu_s = -0.613$.

Okubo-Zweig-Iizuka (OZI) pravidlo

V 60. rokoch 20. storočia bolo namerané, že sa ϕ mezón rozpadá silnou interakciou na kaóny viac než sa očakávalo

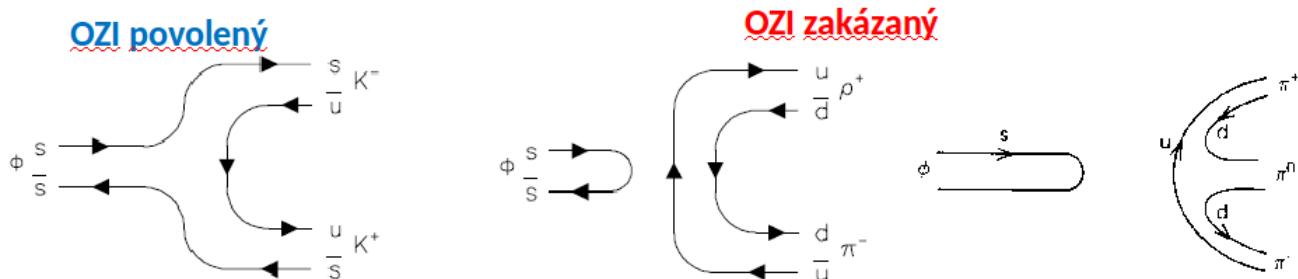
- $BR(\phi \rightarrow K^+ K^-) = 48.9 \pm 0.5\%$
- $BR(\phi \rightarrow K_L K_S) = 34.2 \pm 0.4\%$
- $BR(\phi \rightarrow \rho\pi + \pi^+\pi^-\pi^0) = 15.32 \pm 0.32\%$

aj napriek tomu, že rozpad na pióny bol kinematický výhodnejší než na kaóny

- $\Delta m(\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (1020 - 415) = 605 \text{ MeV}/c^2$
- $\Delta m(\phi \rightarrow \rho^+\pi^-) = (1020 - 909) = 111 \text{ MeV}/c^2$
- $\Delta m(\phi \rightarrow K^+ K^-) = (1020 - 988) = 32 \text{ MeV}/c^2$

Páni Okubo, Zweig a Iizuka nezávisle na sebe navrhli fenomenologické pravidlo vysvetľujúce účinné prierezy a pravdepodobnosť rozpadu v rámci aditívneho kvarkového modelu: **Koncový stav procesov riadených silnou interakciou**, ktorý može byť dosiahnutý len anihiláciou kvarku a antikvarku je potlačený alebo inak: Ked' je možné Feynmanov diagram rozdeliť odstránením gluonových čiar na aspoň dve časti, potom je tento fyzikálny kanál potlačený. Základnú myšlienku tohto pravidla môžeme znázorniť pomocou tzv. kvar-flow diagramov popisujúcich tok kvarku danej vône z počiatočného do koncového stavu. Tieto diagramy môžeme rozdeliť na dve skupiny:

- povolené: planárne diagramy sú spojené t.j. diagram sa nedá rozdeliť na 2 časti bez toho aby sme prerušili kvarkovú líniu
- zakázané: planárne diagramy môžme rozdeliť na dve časti bez toho aby sme prerušili kvarkovú líniu



Obr. 2.7: Povolené a zakázané kanály určené pomocou OZI pravidla.

Zakázané procesy sú potlačené voči tým povoleným avšak, miera potlačenia nie je jednoznačne určená. Takže v našom príklade na obrázku (2.7) rozpad $\phi \rightarrow \pi^- \rho^+$ je potlačený voči $\phi \rightarrow K^+ K^-$. OZI pravidlo pre rozpad J/Ψ zohralo dôležitú rolu pri objave c-kvarku, viď nižšie.

Problémy aditívneho kvarkového modelu

- kvarky nie sú v prírode pozorované voľne a neexistuje žiadna indikácia pre existenciu exotických stavov ako napríklad sextet symetrických kombinácií dikvarku.
- neboli pozorované stavy: $2q2\bar{q}$ a $4q\bar{q}$, ktoré sú povolenými kombináciami $q\bar{q}$ a $3q$.

Predpoklad, že kvarky nie sú fermióny, ale tzv. parafermióny ranku 3. Toto vyriešilo problém so štatistikou, pretože v každom stave mohli byť maximálne 3 parafermióny. Veľmi skoro sa ukázalo, že idea paraštatistiky je ekvivalentná predpokladu, že každá kvarková vôňa (flavor) existuje v 3 farebných stavoch a pozorované hadróny odpovedajú bezfarebným stavom. V jazyku teórie grúp to znamená, že kvarky sa transformujú ako fundamentálny triplet novej SU(3) grúpy, tzv. Color SU(3) označovanej ako $SU(3)_C$. Pozorované hadróny sú postulované ako farebné singlety:

$$|baryon^{\alpha\beta,\gamma}\rangle = \epsilon^{ijk} |q_i^\alpha\rangle |q_j^\beta\rangle |q_k^\gamma\rangle,$$

kde i,j,k sú farebné indexy a α, β, γ sú vône kvarku.

Dôsledky zavedenia farebného náboja sú, že k vytvoreniu farebného singletu je potrebné aspoň toľko farieb, aký je počet kvarkov v baryóne, tj. nie je možné pozorovať dikvark, ale stále to ešte nevylučuje existenciu $4q\bar{q}$ stavu. Pre možóny nie je žiadne obmedzenie, pretože pre akýkoľvek počet farieb priamy produkt fundamentálnej reprezentácie a jej komplexne združenej reprezentácie obsahuje singlet. Problém sa vlastne preformuloval na otázku: prečo existujú v prírode len farebné singlety?

Dôležitý posun vpred prišiel v roku 1965 v tzv. Nambu modely. Uväznenie kvarkov je dôsledkom supersilnej interakcie medzi fundamentálnymi objektmi, kde supersilná interakcia pôsobiaca medzi kvarkami je sprostredkovaná oktetom kalibračných polí G_μ , $\mu = 1\dots 8$ viazaných do infinitemimálnych SU(3) generátorov λ_μ .

Nambu model

- základ dnešného QCD, 8 rokov pred formuláciou QCD ako kvantovej teórie poľa
- interakcia medzi kvarkmi je sprostredkovaná výmenou oktetov farebných kalibračných bozónov a má nasledujúce vlastnosti:
 1. kvarky ako individuálne častice sú nekonečne ťažké tj. nepozorovateľné
 2. sila medzi kvarkmi je príťažlivá vo farebných singletoch, tj. viazané stavy s konečnou hmotnosťou
 3. vo všetkých ďalších kanáloch je interakcia odpudivá, tj. systém je nekonečne ťažký a nepozorovateľný
 4. sila $F(q\bar{q})$ v mezónoch je 2x väčšia než $F(qq)$
- farebný potenciál je rozšírením typickej spin-spin interakcie

$$V_{ij} = \frac{1}{8} \sum_{i \neq j}^n v(\vec{r}_{ij}) \vec{\lambda}_i \vec{\lambda}_j$$

2.2.3 Ťažké kvarky (s,c,t,b)

S kvark - vlastnosti a objavenie

- bare mass: $95 \text{ MeV}/c^2$, spin: $1/2$, náboj: $-\frac{1}{3}e$
- interakcie: gravitačná, silná, slabá a elektromagnetická
- nachádza sa napríklad v kaónoch, podivných D mezónoch, Σ baryónoch ...

Pravdepodobne prvá podivná častica ($m = 500 \pm 6 \text{ MeV}$ asi K^+) bola pozorovaná už v roku 1943 v hmlovej komore v Pyrenejach. Avšak skutočná éra objavov podivných častíc nastala v roku 1947. V tomto roku boli pozorované dve nové častice v hmlových komorách:

- V^0 častica: neutrálna častica, ktorá sa rozpadá na pár opačne nabitých častíc, jej hmotnosť bola $m = 440 \pm 100 \text{ MeV}$ asi K^0
- rozpad kladne nabitej častice s $m = 540 \pm 100 \text{ MeV}$ asi K^+

V rokoch 1950-1952 experimenty ukázali existenciu dvoch V^0 částic:

- V_1^0 rozpad častice na $\pi^+ \pi^-$, $m \sim 500 \text{ MeV}$ asi K^0
- V_2^0 rozpad na protón a π^- , $m \sim 1100 \text{ MeV}$ asi Λ

Pri pozorovaní týchto častíc bolo zrejmé, že tieto častice sa správajú podivne (pomenovanie zaviedol Gell-Mann) tj. rozpadajú sa o mnoho rádov pomalšie (10^{-10}) než silné rozpady (10^{-23}). V roku 1953 Gell-Mann navrhol priradiť izospin novým podivným časticiam, aby zdôvodnil prečo sa nerozpadajú silnou interakciou.

Experimenty v BNL ukázali dôležitú vlastnosť produkcie podivných častíc, tzv. asociatívnu produkciu: podivné častice sú produkované v pároch s opačnou podivnosťou, čo je dôsledkom zachovania podivnosti v silnej interakcii.

V roku 1954 Nishijima reformuloval priradenie izospinu časticiam pomocou nového kvantového čísla ν náboj. Neskôr sa pre tento náboj ujalo Gell-Mannovo pomenovanie - podivnosť (strangeness). Podivnosť sa zachováva v silnej interakcii ale nezachováva sa v slabej interakcii. Zaviedla sa Gell-Mann-Nishijimova fomrula (už sme ju uviedli vyššie ale tu ju uvedieme v jednoduchšej forme)

$$Q = T_3 + \frac{B + S}{2} = T_3 + \frac{Y}{2},$$

V SU(3) je zachovanie izospinu ekvivalentné zachovaniu podivnosti. Takže táto formula neprináša žiadne obmedzenie na možné silné rozpady. Viacmenej, zavedenie podivnosti bolo kľúčové, pretože to otvorilo cestu unitárnej symetrie a kvarkovému modelu. Na konferencii v Pise v roku 1954 Gell-Mann predpovedal existenciu Ξ^0 (1956) a Σ^0 (objav 1959) a v appendixe pripojil aj predpoveď existencie baryónu Ω^- (objav 1964).

V roku 1952-1954 Fermi, pozoroval prvú rezonanciu: Δ^0 , pík v $\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- p)$. V 1955 na Cosmotrone v BNL bola potvrdená existencia tejto Fermiho rezonancie a navyše sa ukázalo, že existuje vo všetkých πN kanáloch a ma teda spin 3/2.

V roku 1961 Bevatron, na $\pi^- p$ zrážkach objavenie prvého vektorového mezónu: K^{*-} Potom nasledovali objavy ďalších rezonancií: ρ , ω , ϕ ... V roku 1962 v Ženeve, oznámenie objavov baryónových rezonancií Ξ^* a Ξ^{*0} .

Napriek veľkému množstvu objavných podivných častíc, existencia samotného podivného kvarku bola postulovaná až v roku 1964 Gell-Mannom a Zweigom, aby bolo možné vysvetliť klasifikačné schému hadrónov známu ako osemnásobná cesta. Prvé experimentálne náznaky existencie tohto kvarku prišli v roku 1968 v hlboko neelastických rozptylových experimentoch na SLAC-u. V tomto experimente sa potvrdila aj existencia kvarkov u, d.

C kvark - vlastnosti a objavenie

- bare mass: $1.29 \text{ GeV}/c^2$, spin: $1/2$, náboj: $\frac{2}{3}e$
- interakcie: gravitačná, silná, slabá a elektromagnetická
- nachádza sa napríklad v J/Ψ mozóne, D mezónoch, charmed Sigma baryón $\Sigma_c\dots$
- rozpadá sa 1000x pomalšie ako napríklad ρ ,

Krátko po formulácii kvarkového modelu s u, d, s kvarkami, sa začalo špekulovať o existencii 4. kvarku, ktorý bol pomenovaný Bjorkenom a Glashowom ako charm kvark. Prečo by ale mal tento kvark existovať?

1. symetria medzi kvarkami a leptónmi (3 kvarky 4 leptóny) - v roku 1962 objavenie ν_μ neutrína.

2. oveľa akútnejšie bolo potrebné vyriešiť 2 závažné problémy v teórii slabých interakcií

- silné potlačenie Flavor changing neutral currents procesov:

$$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \quad BR = 7.2 \times 10^{-9}$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^- \quad BR = 2.7 \times 10^{-7}$$

- axiálne anomálie

Tieto problémy sa automaticky vyriešia zavedením 4. kvarku s nábojom $2/3$ a spinom $1/2$. Jeho hmotnosť však musí byť $m_c \leq 2 \text{ GeV}/c^2$.

Aj napriek špekuláciám, ktoré mali Bjorken a Glashow, sa predpoveď c kvarku pripisuje pánom Glashow, Iliopoulos a Maioni v roku 1970. Prvou pozorovanou časticou, ktorá obsahuje c kvark bola častica J/Ψ mezón. Tá bola objavená na dvoch zariadeniach v roku 1974. Prvé zariadenie bol urýchľovač SPEAR na SLAC-u. Tím vedený pánom Richterom pozoroval nárast účinného prierezu v zrážkach $e^+ e^-$. Táto častica bola nazvaná Ψ . Na druhej strane Ameriky v BNL sa tým vedený pánom Tingom venoval hľadaniu ľažkých fotónov. Používal sa nato výborný detektor: magnetický spektrometer s 2 ramenami + Čerenkovovskými detektormi na identifikáciu elektrónov a pozitívov v reakcii ($p + Be \rightarrow e^+ e^- + \text{niečo}$). Začali poriadne prehľadávať oblasť medzi $3 - 5 \text{ GeV}/c^2$ v m_{ee} a nakoniec pozorovali jasný signál pri $m_{ee} = 3.1 \text{ GeV}/c^2$. Túto častica nazvali J . V priebehu 10 dní, od oznamenia J/Ψ mezónu, tým na experiment SPEAR pozoroval ďalší vektorový mezón Ψ' , čo bol v podstate excitovaný stav J/Ψ .

Spektrum charmonií sa dá dobre teoreticky popísť v rámci nerelativistickej kvantovej mechaniky pomocou potenciálu

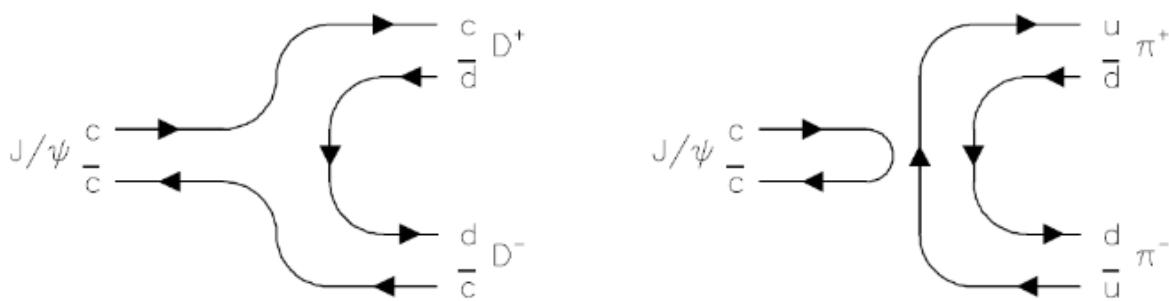
$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + kr,$$

kde α_s je väzbová konštanta a k je strunové napätie zodpovedajúci uväzneniu.

Hadrónový rozpadový mód J/Ψ častice je silno potlačený kvôli OZI pravidlu. Tento účinok zvyčajne zvyšuje životnosť častice a tým je rozpadová šírka častice veľmi malá, $93,2 \text{ keV}$. Kvôli tomuto silnému potlačeniu elektromagnetické procesy začnú konkurovať hadrónovým rozpadom.

To je dôvod prečo J/Ψ ma významný Branching ratio pre leptóny. Hadrónové rozpady sú potlačené lebo D mezóny sú príliš ťažké a rozpad na pár D mezónov nemôže ísiť cez OZI povolený diagram ale len cez OZI zakázaný diagram, viď obrazok (2.8). Open charm mezóny (D , D^* , D_s , ...) viazané stavy c alebo (\bar{c}) s u, d, s kvarkami boli objavené v roku 1976. Pre interpretáciu výsledkov bolo dôležité potvrdenie, že $D^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$.

Takže zopakujem dôležitú časť. Z časti kde sme preberali OZI pravidlo vieme, že procesy, v ktorých dochádza k anihilácii sú silno potlačené. To by znamenalo, že v rozpade J/Ψ mezónu bude dominovať rozpad na D mezóny. Avšak tento rozpad nie je kinematický možný, keďže dva najľahšie D mezóny majú dokopy viacej ako ma J/Ψ . Preto je tento mezón o niečo viacej stabilnejší, čo spôsobí to, že jeho rozpadová šírka je dosť malá a hadrónovým rozpadom začnú konkurovať tie, ktoré pôjdu cez anihiláciu.



Obr. 2.8: Diagramy pre rozpad charmonia na pár mezónov obsahujúcich charm kvark (vľavo) alebo diagram rozpadu charmonia na mezóny, ktoré neobsahujú charm kvark (vpravo). V tomto diagrame dochádza k anihilácii $c\bar{c}$.

Objavom c kvarku je tak SU(3) symetria povýšená na SU(4). Medzi SU(3) a SU(4) existujú podstatné rozdiely napr. existujú 3 vzájomné komutujúce generátory: T_3 , Y, C, kde C odpovedá zachovávajúcemu sa charm kvantovému číslu. Gell-Mann-Nishijimova formula preto dosiahne tvar

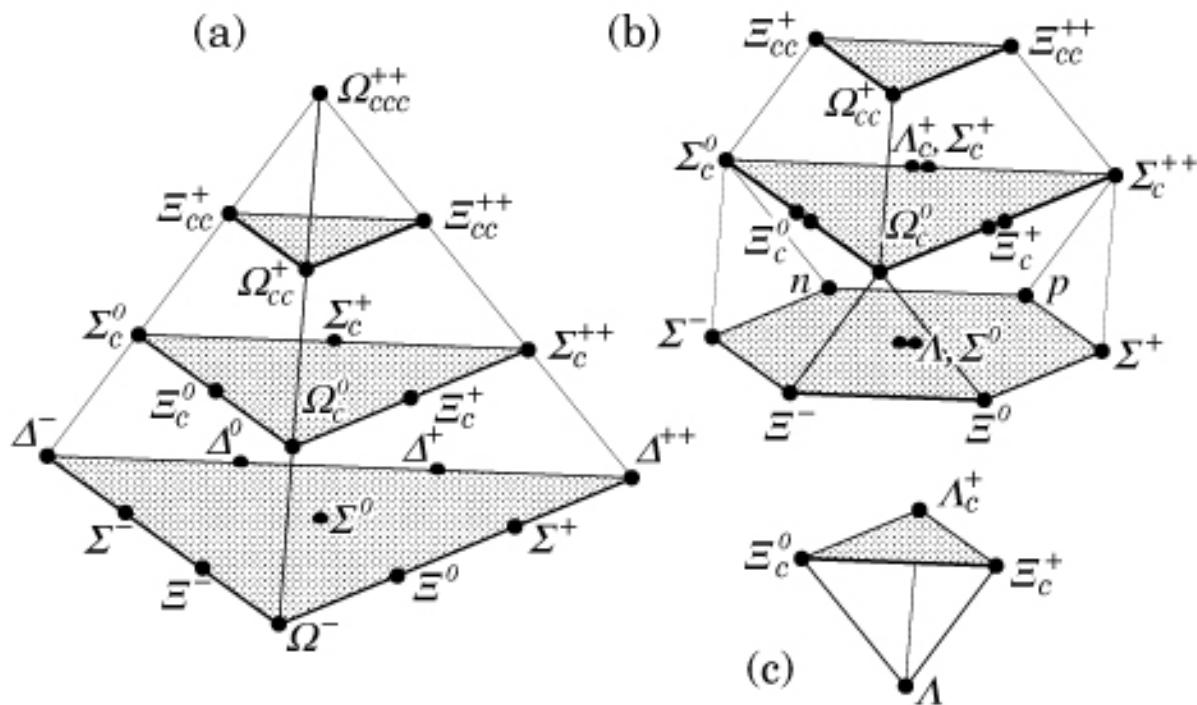
$$Q = T_3 + \frac{B + S + C}{2} = T_3 + \frac{Y + C}{2}.$$

A aj multiplety sa nám trochu pozmenia, viď obrázok (2.9).

b kvark - vlastnosti a objavenie

- bare mass: $4.65 \text{ GeV}/c^2$, spin: $1/2$, náboj: $-\frac{1}{3}e$
- interakcie: gravitačná, silná, slabá a elektromagnetická
- nachádza sa napríklad v Upsilon mezóne (Υ) s $m \approx 9.41 \text{ GeV}/c^2$, (Υ') s $m \approx 10.06 \text{ GeV}/c^2$, (Υ'') s $m \approx 10.44 \text{ GeV}/c^2$

Situácia po objavení c kvarku: dve úplné generácie kvarkov a leptónov. Ale už v roku 1975 v SLAC-u bol objavený leptón tau - tretia generácia leptónu. Automaticky sa naskytla otázka, či existuje aj ďalší kvark. Predpokladané tau neutríno bolo objavené v roku 2000. Teoreticky bol b kvark navrhnutý Maskawom a Kobayashim. Kvark b bol objavený v roku 1977 vo Fermilabe



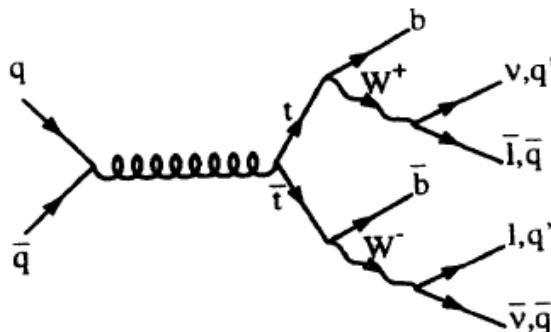
Obr. 2.9: Multiplety po zavedení c kvarku.

tímom, ktorý viedol pán Lederman, pri produkcií bottomonia ($b\bar{b}$).

t kvark - vlastnosti a objavenie

- bare mass: $172.44 \text{ GeV}/c^2$, spin: $1/2$, náboj: $\frac{2}{3}e$
- interakcie: gravitačná, silná, slabá a elektromagnetická

Kvark t interaguje primárne silnou interakciou ale rozpadá sa iba slabou interakciou. Rozpadá sa na W bozón a b kvark (najčastejšie), s kvark alebo d kvark (najmenej), viď obrázok 2.10. Podľa štandardného modelu jeho stredná doba života je zhruba $5 \cdot 10^{-25} \text{ s}$ a preto netvorí hadróny. Jeho existenciu predpovedali Maskawa a Kobayashi v roku 1973 spoločne s b kvarkom aby vysvetlili CP narušenie v kaónovom rozpade. Kvark t bol objavený v roku 1995 experimentmi CDF a D0 vo Fermilabe. Spoločne s b kvarkom tvorí tretiu generáciu kvarkov.



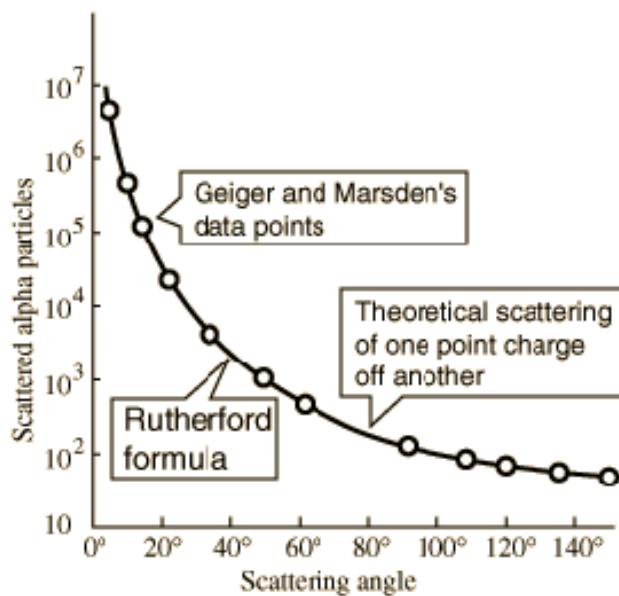
Obr. 2.10: Schéma rozpadu t kvarku.

2.2.4 Experimenty ukazujúce na kompozitnú štruktúru atómového jadra a nukleónov

Na začiatku 20. storočia sa predpokladalo, že kladný náboj je v atóme rozdelený rovnomerne a elektróny sa vyskytujú v celom objeme atómu, tzv. pudingov model atómu. Experiment založený na rozptyle alfa častíc na jadrach zlata to mal potvrdiť. Na veľké prekvapenie to však vyvrátil. Ukázalo sa totiž, že dochádza k rozptylu na potenciáli $V(r) = \text{const}/r$. Účinný prierez mal nasledujúci tvar

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{16E^2 \sin^4(\theta/2)} = \frac{4\alpha^2 m^2}{q^4},$$

kde q je prenesená hybnosť, θ je uhol rozptylu a m je hmotnosť častice. Dáta z tohto experimentu sú znázornené na obrázku 2.11.

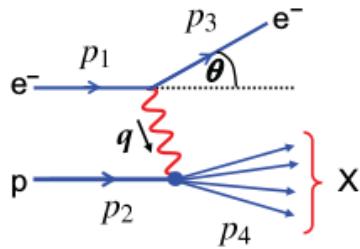


Obr. 2.11: Dáta z Rutherfordovho experimentu, ktoré vyvrátili pudingov model atómu.

Štúdium atómového jadra začalo štúdiom elastického rozptylu. S odstupom času sa dokázali zrážať jadra pri väčších energiách, čo umožňovalo hlbšie skúmanie štruktúry jadra a nukleónov a prechod od elastických k neelastickým rozptylom. Skôr než začneme s jednotlivými experimentmi, zavedieme si potrebnú kinematiku rozptylu.

Na začiatok si zavedieme Lorentzovsky invariantné veličiny

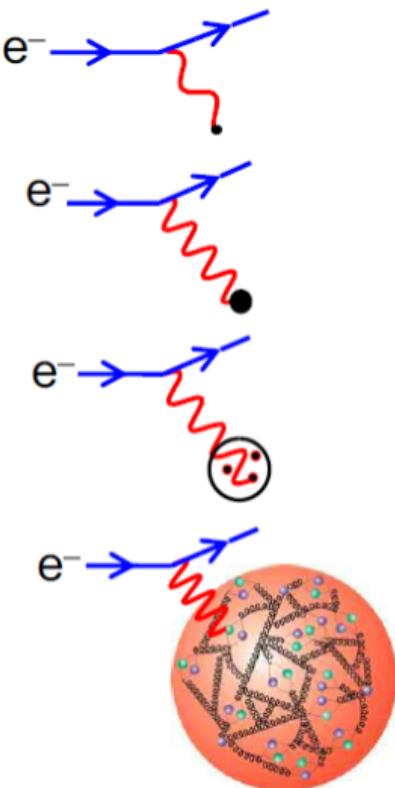
- $x = \frac{Q^2}{2p_2 q}$ kde $Q^2 = -q^2 > 0$, elasticky rozptyl: $x = 1$, neelastický rozptyl $0 < x < 1$
- $y = \frac{p_2 q}{p_2 p_1}$ kde $0 < y < 1$, - časť stratenej energie prichádzajúcej častice, v lab. $y = 1 - \frac{E_3}{E_1}$
- $\nu = \frac{p_2 q}{M}$ - energia stratená prichádzajúcou časticou, v laboratórnej sústave má tvar $\nu = E_1 - E_3$
- $s = (p_1 + p_2)^2 = 2p_1 p_2 + M^2 + m_e^2$
- $M_x^2 = p_4^2 = (q + p_2)^2 = -Q^2 + 2p_2 q + M^2 \rightarrow Q^2 = 2p_2 q + M^2 - M_x^2 \rightarrow Q^2 \leq 2p_2 q$



Obr. 2.12: Znázornenie kinematiky rozptylu.

Skúmanie štruktúry nukleónu pomocou rozptylu elektrónu. V závislosti na vlnovej dĺžke virtuálneho fotónu môžme rozlíšiť následujúce typy rozptylu elektrónu na nukleóne:

- Pro **velmi malé** energie elektronu λR_p rozptyl je ekvivalentný rozptylu na bodovém objektu bez spinu
- Pro **malé** energie elektronu λR_p rozptyl je ekvivalentný rozptylu na konečném nabitém objektu
- Při **velkých energiích** elektronů λR_p vlnová délka virtuálního fotonu je natolik malá, že foton „vidí“ strukturu nukleonu (rozptyl na konstituentních kvarcích)
- Při **velmi velkých energiích** elektronu λR_p virtuální foton „vidí“ nukleon jako objekt tvořený kvarky a gluony



Obr. 2.13: Typy rozptylu.

Začneme elastickým rozptylom elektrónu na bodovom náboji. Pre tento typ rozptylu sme schopný odvodiť nasledujúci účinný prierez

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} 2p_1 p_2 \left[1 + (1-y)^2 - \frac{M^2 y}{p_1 p_2} \right]. \quad (2.3)$$

V laboratórnej sústave má tento účinný prierez nasledujúci tvar

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} = \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4E^2 \sin^4(\theta/2)} \frac{E_3}{E_1} \left[1 + \frac{Q^2}{2M^2 \tan^2(\theta/2)} \right]. \quad (2.4)$$

V tejto poslednej formule sa prvý zlomok nazýva Mottov účinný prierez, ktorý je relativistické zovšeobecnenie pre Rutherfordov účinný prierez pre elastický rozptyl na Coulombovskom poten-

ciály. Druhý zlomok je spôsobený spätným rázom protónu. Ako môžme vidieť pre elastický rozptyl nám účinne prierezy závisia len na jednej premennej.

Ked' budeme zvyšovať hodnotu q tak sa elektrónu už nebude protón javiť ako bodová častica ale ako častica s nabitým konečným objemom. V takomto prípade už budeme musieť uvažovať rozloženie náboja v konečnom objeme. Toto rozloženie sa ošetrí použitím nasledujúceho potenciálu

$$V(\vec{r}) = \int \frac{Q\rho(\vec{r}')}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}' \quad \text{kde} \quad \int \rho(\vec{r}') d\vec{r}' = 1.$$

Berúc do úvahy takýto potenciál dostávame nasledujúci účinný prierez

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} = \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4E^2 \sin^4(\theta/2)} |F(\vec{q})|^2 \quad \text{kde} \quad F(\vec{q}) = \int \rho(\vec{r}') e^{i\vec{q}\vec{r}'} d\vec{r}'. \quad (2.5)$$

Funkcia $F(\vec{q})$ sa nazýva formfaktor a ma v sebe zakódovanú informáciu o štruktúre protónu. Napríklad pre bodový náboj ma tento formfaktor hodnotu 1. Na základe pozorovaní z experimentov sa daný účinný prierez spoločne s formfaktorom dá vyjadriť nasledovne

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E_1^2 \sin^2(\theta/2)} \frac{E_3}{E_1} \left(\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} \cos^2(\theta/2) + 2\tau G_M^2 \sin^2(\theta/2) \right) \quad \text{kde} \quad \tau = \frac{Q^2}{4M_p^2}.$$

Tento vzťah ma názov Rosenbluthova formula a popisuje pružný rozptyl na nukleóne konečnej veľkosti. V tejto formule sme zaviedli dva formfaktory: elektrický a magnetický, ktoré sa dajú vyjadriť nasledovne

$$\begin{aligned} G_E(q^2) &\approx \int \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q}\vec{r}} d\vec{r} \rightarrow G_E(0) = 1 \\ G_M(q^2) &\approx \int \mu(\vec{r}) e^{i\vec{q}\vec{r}} d\vec{r} \rightarrow G_M(0) = \mu_p = 2.79, \end{aligned} \quad (2.6)$$

kde G_E je spojené s distribúciou náboja a G_M je spojené s distribúciou magnetického momentu. To, že $G_M = 2.79$ znamená, že protón nie je bodová častica.

Uvedme si nejaké experimenty, ktoré zohrali pri objavovaní štruktúry nukleónov významnú rolu:

- 1953, Stanford, Mark III Linac, skupina Hofstadtera - systematické využívanie elektrónov k štúdiu štruktúry jadier, prvé experimenty s elektrónmi do energie 150 MeV potvrdili konečný rozmer jadier a aj to, že ich hranica nie je ostrá
- 1955, skupina Hofstadtera - začala študovať štruktúru protónu elastickým rozptylom elektrónu na protóne pre $E < 200$ MeV
- Hofstadter bol prvý človek, ktorý navrhol interpretovať el.-prot. účinný prierez z elastického rozptylu pomocou Mottovoho účinného prierezu spoločne s vnútorným rozdelením nábojovej hustoty, tj. použitie rovnice (2.5)
- zvýšenie energie Mark III Linac na 550 MeV, čo umožnilo zvýšiť presnosť merania až do $Q^2 \leq 0.5$ GeV²
- Mark III Linac s 1000 MeV zväzkom elektrónov - zo štúdií závislosti protónových formfaktorov na Q^2 sa ukázalo, že magnetický a elektrický formfaktor sú si rovné v rámci chýb

- 1962 - SLAC, elektróny s energiami do 20 GeV na štúdium elastických rozptylov elektrónu na protóne a iné
- elastický rozptyl pri veľkom $Q^2 \rightarrow$ meranie $G_M(q^2)$, potvrdenie, že protón nie je bodová častica

Po dosiahnutí dostatočne veľkých zrážkových energií bolo možné začať skúmať neelastické rozptyly. V tomto prípade nám už účinne prierezy budú závisieť na dvoch premenných. Dá sa ukázať, že najväčšie vyjadrenie účinného prierezu pre neelastický rozptyl elektrónu na protóne má tvar

$$\frac{d\sigma}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^2} \left[\left(1 - y - \frac{M^2y^2}{Q^2} \right) \frac{F_2(x, Q^2)}{x} + y^2 F_1(x, Q^2) \right], \quad (2.7)$$

kde $F_1(x, Q^2)$ a $F_2(x, Q^2)$ sú magnetické a elektrické štruktúrne funkcie závislé na x a Q^2 a nemôžu byť interpretované ako Fourierovské transformácie distribúcie náboja a magnetického momentu, tak ako to bolo v elastickom prípade. V skutočnosti popisujú hybnostnú distribúciu kvarkov v protóne.

Nato aby sme tieto funkcie určili pre dané x a Q^2 by sme museli zmerať účinné prierezy v niekoľkých rozličných rozptylových uhloch a beam energiach. Experimentálne sa ukazuje, že tieto funkcie sú takmer nezávislé na Q^2 . Táto skutočnosť je známa ako Bjorkenovo škálovanie:

$$F_1(x, Q^2) \rightarrow F_1(x) \quad F_2(x, Q^2) \rightarrow F_1(x)$$

Takéto správania interpretujeme, že sa jedna o rozptyl elektrónu na bodových konštituenteoch protónu¹. Taktiež sa pozoruje, že $F_1(x)$ a $F_2(x)$ nie sú nezávislé ale platí pre ne tzv. Callan-Gross relácia:

$$F_2(x) = 2xF_1(x).$$

Táto relácia odráža fakt, že nabité zložky protónu nesú spin 1/2. Táto relácia platí jedine vtedy, keď kvarky budú mať spin 1/2, inak to potom celé padá.

Uvedieme teraz nejaké experimenty pre neelastické rozptyly

- 1968, Viedeň, konferencia ICHEP - riaditeľ SLAC-u prezentuje výsledky z neelastických experimentov, tieto výsledky naznačujú, že v nukleonoch sú nejaké štruktúry, ktoré majú bodový charakter
- 1966-1978 SLAC-MIT kolaborácia, štúdium rozptylov vysoko-energetických elektrónov na protónoch a neutrónoch - experimenty, ktoré objavili malé objekty v protónoch a neutrónoch = kvarky

¹Usudzujeme z faktu, že pre elastický rozptyl nám magnetické a elektrické formfaktory, ktoré popisovali štruktúru protónu, záviseli na Q^2 z čoho sme následne vyvodili, že protón nie je bodová častica. Teraz nám ale štruktúrne funkcie skoro vôbec nezávisia na Q^2 , čiže čästice na ktorých sa elektrón rozptyluje majú bodový charakter.

2.2.5 Partónový model

Predtým ako boli kvarky a gluóny akceptované, Feynman navrhol, že protón je zložený z bodových konštituentov, ktoré nazval partony. Bjorkenovo škálovanie a Callan-Grossová relácia môžu byť vysvetlené predpokladajúc hlbocký neelastický rozptyl virtuálneho fotónu na bodovej časticí protónu so spinom 1/2. Partónový model sa ľahko formuluje v sústave, kde protón má veľkú energiu - INFINITE MOMENTUM FRAME, kde môžeme zanedbať hmotnosť protónu a $p_2 = (E_2, 0, 0, E_2)$. V tejto sústave taktiež môžeme zanedbať hmotnosť kvarkov a akékoľvek predanie hybnosti do smeru protónu.

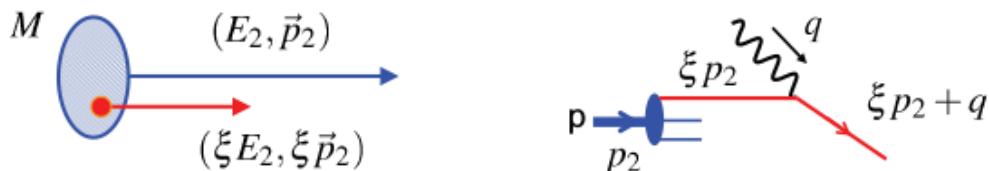
Nech kvark nesie časť ξ z protónovej 4-hybnosti. Po interakcii má rozptylený kvark hybnosť $\xi p_2 + q$, potom môžme písť

$$(\xi p_2 + q)^2 = m_q^2 \approx 0 \rightarrow q^2 + 2p_2q = 0 \quad \text{kde} \quad \xi^2 p_2^2 = m_q^2 \approx 0,$$

potom dostávame

$$\xi = \frac{Q^2}{2p_2q} = x,$$

takže Bjorkenovo x môže byť definovane ako časť protónovej hybnosti, ktorú nesie rozptylený kvark, viď obrázok 2.14.



Obr. 2.14: Kinematika partonového modelu.

V konečnom dôsledku pre protón platí

$$s = (p_1 + p_2)^2 \approx 2p_1p_2, \quad y = \frac{p_2q}{p_2p_1}, \quad x = \frac{Q^2}{2p_2q},$$

a pre partón platí

$$s_q = (p_+ \xi p_2)^2 = 2xp_1p_2 = xs, \quad y_q = \frac{p_q q}{p_q p_1} = \frac{x p_2 q}{x p_2 p_1} = y, \quad x_q = 1$$

skutočnosť, že $x_q = 1$ nám napovedá, že sa jedná o elastický rozptyl, kvark sa nerozpadá už na nič. Pre účinný prierez dostávame

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 e_q^2}{Q^4} \left[(1-y) + \frac{y^2}{2} \right] \quad (2.8)$$

Rovnica (2.8) je výraz pre diferenciálny účinný prierez pre elastický elektrón-kvark rozptyl, kde kvark nesie časť x z protónovej hybnosti. Ďalej je potrebné zobrať do úvahy distribúciu hybnosti kvarku vo vnútri protónu. Zavádzame partonovú distribučnú funkciu tak aby $q^p(x)dx$ opisovalo počet partónov typu q vo vnútri protónu s frakciou hybnosti medzi x a $x + dx$. Potom účinný prierez pre určitý typ kvarku nachádzajúci sa vo vnútri protónu, ktorý je v rozsahu $\langle x; x + dx \rangle$ je

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[(1-y) + \frac{y^2}{2} \right] \cdot e_q^2 q^p(x) dx \quad (2.9)$$

Presumovaním cez všetky kvarky dostávame

$$\frac{d\sigma}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[(1-y) + \frac{y^2}{2} \right] \cdot \sum_q e_q^2 q^p(x) \quad (2.10)$$

Porovnaním rovnice (2.10) a (2.7), kde zanedbáme hmotnostné členy, dostávame

$$F_2(x, Q^2) = 2xF_1(x, Q^2) = x \sum_q e_q^2 g^p(x)$$

Z tejto rovnice pekne vidíme, že závislosť na Q^2 nie je badateľná (Bjorkenovo škálovanie) a taktiež vidíme ako sú tieto funkcie previazané (Callan-Gross relácia). Takže v konečnom dôsledku môžeme písť

• **For electron-proton scattering have:**

$$F_2^{\text{ep}}(x) = x \sum_q e_q^2 q^p(x) = x \left(\frac{4}{9} u^p(x) + \frac{1}{9} d^p(x) + \frac{4}{9} \bar{u}^p(x) + \frac{1}{9} \bar{d}^p(x) \right)$$

• **For electron-neutron scattering have:**

$$F_2^{\text{en}}(x) = x \sum_q e_q^2 q^n(x) = x \left(\frac{4}{9} u^n(x) + \frac{1}{9} d^n(x) + \frac{4}{9} \bar{u}^n(x) + \frac{1}{9} \bar{d}^n(x) \right)$$

★ Now assume "isospin symmetry", i.e. that the neutron (ddu) is the same as a proton (uud) with up and down quarks interchanged, i.e.

$$d^n(x) = u^p(x); \quad u^n(x) = d^p(x)$$

and define the neutron distributions functions in terms of those of the proton

$$u(x) \equiv u^p(x) = d^n(x); \quad d(x) \equiv d^p(x) = u^n(x) \\ \bar{u}(x) \equiv \bar{u}^p(x) = \bar{d}^n(x); \quad \bar{d}(x) \equiv \bar{d}^p(x) = \bar{u}^n(x)$$

giving:
$$F_2^{\text{ep}}(x) = 2xF_1^{\text{ep}}(x) = x \left(\frac{4}{9} u(x) + \frac{1}{9} d(x) + \frac{4}{9} \bar{u}(x) + \frac{1}{9} \bar{d}(x) \right)$$

$$F_2^{\text{en}}(x) = 2xF_1^{\text{en}}(x) = x \left(\frac{4}{9} d(x) + \frac{1}{9} u(x) + \frac{4}{9} \bar{d}(x) + \frac{1}{9} \bar{u}(x) \right)$$

• **Integrating**

$$\int_0^1 F_2^{\text{ep}}(x) dx = \int_0^1 x \left(\frac{4}{9} [u(x) + \bar{u}(x)] + \frac{1}{9} [d(x) + \bar{d}(x)] \right) dx = \frac{4}{9} f_u + \frac{1}{9} f_d$$

$$\int_0^1 F_2^{\text{en}}(x) dx = \int_0^1 x \left(\frac{4}{9} [d(x) + \bar{d}(x)] + \frac{1}{9} [u(x) + \bar{u}(x)] \right) dx = \frac{4}{9} f_d + \frac{1}{9} f_u$$

Z experimentov vychádza, že $f_u = 0.36$ a $f_d = 0.18$. Spolu to je 0.54, takže kvarky v protóne nesú len 50% hybnosti, zvyšok nesú gluóny.

Partonové distribučné funkcie zahrňujú príspevky od valenčných kvarkov ale aj od virtuálnych kvarkov, ktoré sú produkované gluónmy tzv. morské kvarky. Takže platí

$$u(x) = u_v(x) + u_s(x) \quad d(x) = d_v(x) + d_s(x)$$

$$\bar{u}(x) = \bar{u}_s(x) \quad \bar{d}(x) = \bar{d}_s(x)$$

pre protón

$$\int_0^1 u_v(x) dx = 2 \quad \int_0^1 d_v(x) dx = 1$$

Neočakáva sa žiadne množstvo pre celkový počet morských kvarkov. Morské kvarky pochádzajú z gluónov (vznik kvark-antikvark párov) a je rozumné očakávať $S(x) = u_s(x) = d_s(x) = \bar{u}_s(x) = \bar{d}_s(x)$ potom

$$F_2^{ep}(x) = x \left(\frac{4}{9} u_v(x) + \frac{1}{9} d_v(x) + \frac{10}{9} S(x) \right) \quad F_2^{en}(x) = x \left(\frac{4}{9} d_v(x) + \frac{1}{9} u_v(x) + \frac{10}{9} S(x) \right)$$

pomerom týchto členov dostávame nasledovné

$$\frac{F_2^{en}(x)}{F_2^{ep}(x)} \rightarrow 1 \quad \text{pre } x \rightarrow 0$$

$$\frac{F_2^{en}(x)}{F_2^{ep}(x)} \rightarrow \frac{4d_v(x) + u_v(x)}{4u_v(x) + d_v(x)} \rightarrow \frac{2}{3} \quad \text{pre } x \rightarrow 1 \quad u_v(x) = 2d_v(x)$$

Pre prvý zlomok je očakávané, že bude prevládať tvorba morských častíc takže očakávame, že ten zlomok bude 1 (experimentálne potvrdené). Avšak, pre druhý zlomok sú očakávané $2/3$ ale experimentálna hodnota je $1/4$, čo je zatiaľ nevysvetlené.

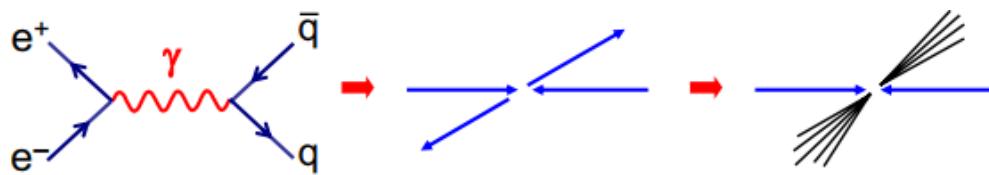
2.2.6 Jety

Uvažujme kvark-antikvark páry produkované v elektrón-pozitrón anihilácii:

1. pôvodné kvarky sa začnú oddelovať pri vysokej rýchlosťi
2. sila, ktorá drží kvarky pohromade začne narastať
3. energia uložená vo väzbe dosiahne také hodnoty, že je možné vytvoriť ďalší kvark-antikvark páry
4. tento proces pokračuje, až kým kvarky nevytvoria jety bezfarebných hadrónov

Tento proces sa nazýva hadronizácia a zatiaľ nie je matematicky popísaný. Hlavný dôsledok je, že v experimentoch kvarky a gluóny pozorujeme vo forme jetov častíc, vidieť obrázok 2.15.

Zrážky e^+e^- sú veľmi dobre pre štúdium QCD. Pretože QED je dobre popísaná, nepotrebuje nás vedieť žiadne štruktúrne funkcie elektrónov, experimentálne to je čistý proces - neostávajú nám žiadne zvyšky z protónu alebo inej častice. V týchto zrážkach je možné produkovať všetky typy kvarkov, treba nato však potrebnú energiu ($\sqrt{s} > 2m_q$). Vo všeobecnosti, ak sa nevytvorí viazaný



Obr. 2.15: Znázornenie produkcie jetu.

stav kvarkov tak sa vytvorí jet hadrónov. Nevieme však povedať, ktorý jet pochádza z kvarku a ktorý z antikvarku.

Využijeme klasický elektromagnetický proces ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$). Pre tento proces poznáme účinný prierez

$$\sigma = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \rightarrow \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}(1 + \cos^2(\theta)).$$

Pre proces $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ máme účinný prierez vo forme

$$\sigma = 3 \sum_q \frac{4\pi\alpha^2}{3s} Q_q^2,$$

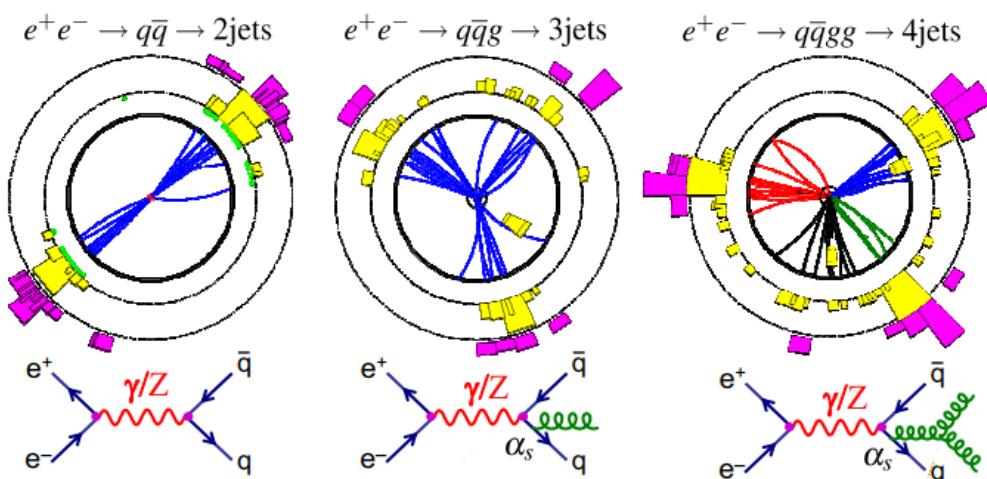
kde koeficient 3 je umelo vložený a je to dôsledok farebného náboja. Zvyčajne sa pozoruje pomer medzi týmito procesmi

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_q Q_q^2$$

Takže vidíme, že tento pomer nám závisí na počte a druhu kvarkov. Máme napríklad:

- pre u,d,s kvarky mame R=2
- pre u,d,s,c kvarky mame R=10/3
- pre u,d,s,c,b kvarky mame R=11/3

e^+e^- zrážky sú dobré aj na štúdium gluónov, ktoré taktiež môžu vytvoriť jet.



Obr. 2.16: 2 jety, 3 jety a 4 jety.

Kapitola 3

Prechod jadrového žiarenia látkou

3.1 Zadanie

Diferenciální účinný průřez, Integrální účinný průřez, Totální účinný průřez, Geometrická interpretace účinného průřezu, Makroskopický účinný průřez, Střední volná dráha interakce, Typické hodnoty účinných průřezů pro procesy probíhající prostřednictvím silných, elektromagnetických a slabých interakcí, Interakce záření se hmotou: energetické ztráty častic při průchodu hmotou, procesy interakce nabitých častic a fotonů, aplikace, Průchod vysokoenergetických partonů hmotou

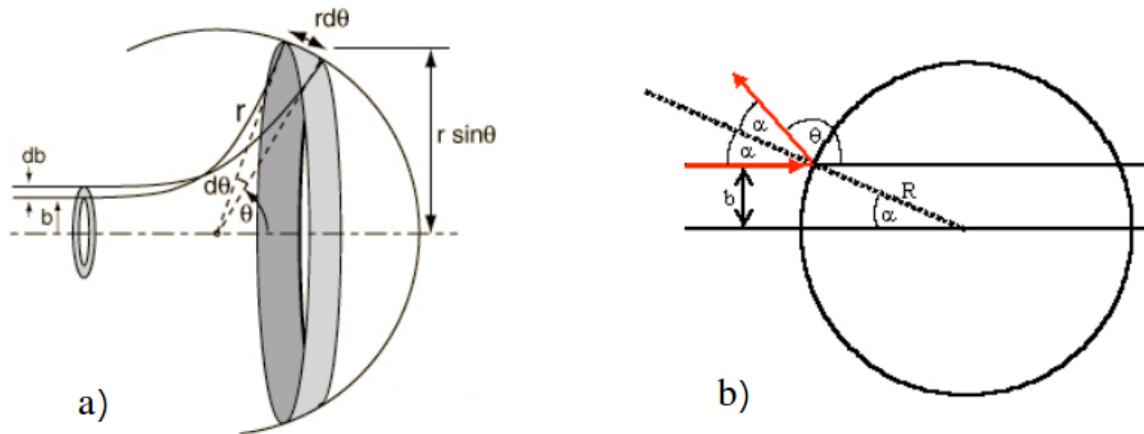
3.1.1 Účinný prierez

Ked' dve častice interagujú, ich vzájomný účinný prierez je plocha, transverzálna k relatívnomu pohybu častíc, v ktorej sa tieto častice musia stretnúť aby sa navzájom rozptylili. Ak sú častice pevné neelastické gule (koule), ktoré interagujú iba dotykom tak ich rozptylový účinný prierez súvisí s ich geometrickou veľkosťou. Ak ale častice interagujú prostredníctvom nejakej interakcie (elektromagnetická, slabá, silná, gravitačná) tak potom je ich rozptylový účinný prierez vo všeobecnosti väčší ako ich geometrická veľkosť.

Ked' je účinný prierez vyjadrený ako funkcia nejakej veličiny (energia častice alebo uhol rozptylu) tak hovoríme o **diferenciálnom účinnom priereze**. Ked' sa účinný prierez preintegruje cez všetky uhly (a ďalšie možné premenné) tak dostávame **integrálny účinný prierez**. Účinný prierez sa zvyčajne označuje symbolom σ a jeho základná jednotka je m^2 . Hodnoty klasických účinných prierezov v časticovej a jadrovej fyzike sa pohybujú na hodnotách rádovo ($\sim 10^{-27}$) a preto je pohodlnejšie zaviesť jednotku, v ktorej budú hodnoty účinných prierezov v celku rozumné čísla. Takouto jednotkou je **barn (b)** a platí preň nasledovné: $1b = 10^{-28} m$.

Prezentujme si ideu **geometrického účinného prierezu**. Budeme vychádzať z obrázka (3.1). Máme pevnú guľu s polomerom R , ktoré sa nijako nedeformuje. Uhol θ predstavuje uhol rozptylu a parameter $b(\theta)$ sa nazýva impact parameter. V klasickej mechanike je uhol rozptylu určený práve týmto impact parametrom.

Počet častíc rozptylených za jednotku čase medzi $(\theta, \theta + d\theta)$ je rovný počtu prichádzajúcich častíc za jednotku času medzi $(b, b + db)$, viď obrázok (3.1, vľavo). Preto, pre dopadajúci tok j_i ,



Obr. 3.1: Geometria zrážky.

počet častíc rozptýlených do uhlu $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ za jednotku času je daný

$$Nd\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta N = 2\pi b j_i db$$

Definícia diferenciálneho účinného prierezu je nasledovná: podiel počtu častíc, ktoré sa rozpôsobili do smeru (θ, ϕ) za jednotku času a dopadajúcim tokom častíc. Podľa tejto definície píšeme

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{N}{j_i} = \frac{b}{\sin \theta} \left| \frac{db}{d\theta} \right|.$$

Z obrázku (3.1, vpravo) môžme ľahko nahliadnuť v akom vzťahu sú parameter b a uhol θ :

$$b(\theta) = R \sin \alpha = R \sin \left(\frac{\pi - \theta}{2} \right) = -R \cos \left(\frac{\theta}{2} \right).$$

Potom dostaneme

$$\left| \frac{db}{d\theta} \right| = \frac{R}{2} \sin \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

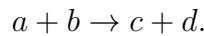
Vložením všetkého do definície diferenciálneho účinného prierezu dostávame

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{R^2}{4} \quad \rightarrow \quad \sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \pi R^2$$

Dostávame presne taký istý výsledok ako sme povedali na začiatku, že prierez sa rovná projekcii plochy gule.

Rozptylový účinný prierez môže byť definovaný v jadrovej, atómovej a časticovej fyzike pre zrážky zrýchleného zväzku častíc jedného typu s pohyblivým alebo stacionárnym terčom, ktorý je zložený z iného typu častíc. Pravdepodobnosť, že dôjde k akejkoľvek zrážke (reakcií) je úmerná práve účinnému prierezu danej reakcie.

Predpokladajme, že na časticu **b** dopadá zväzok častíc typu **a**. Dochádza tým pádom k reakcií

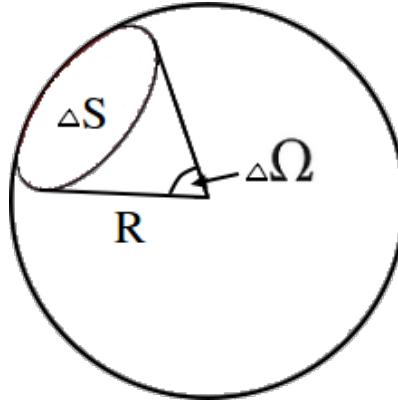


Experimentálne sa meria počet častíc jedného typu, ktoré prejdu za dobu Δt plochou ΔS .

Predpokladajme teda, že za jednú sekundu prejde elementom ΔS počet ΔN_2 častíc typu c. Plošný element vymedzuje priestorový uhol $d\Omega$, pre ktorý platí

$$d\Omega = \frac{dS}{R^2},$$

kde R je vzdialenosť terčíka a plochy ΔS , viď obrázok (3.2).



Obr. 3.2: Priestorový uhol.

Počet produkovaných častíc ΔN_2 musí byť úmerný hustote toku častíc n_1 v dopadajúcom zväzku (pričom $[n_1] = m^{-2}s^{-1}$) a celkovému počtu ostreľovaných častíc v objeme V , ktorý sa dá vyjadriť pomocou hustoty častíc n_2 a plochy terča S ako

$$n_2 V = n_2 dS,$$

kde hrúbka d sa predpokladá dosť malá nato, aby všetky častice terčíka mali voči zväzku rovnaké podmienky (priblíženie tenkého terčíka). Ďalej je počet vzniknutých častíc ΔN_2 úmerný veľkosti priestorového uha $d\Omega$ a pravdepodobnosti, že pri zrážke dôjde k produkcií častice c, ktorá vyletí do požadovaného uha, tuto pravdepodobnosť značíme $\sigma(\theta, \varphi)$.

Pri voľbe osi-z v smere zväzku, môžme písat

$$dN_2(\theta, \varphi) = n_1 dn_2 S \sigma(\theta, \varphi) d\Omega$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \equiv \sigma(\theta, \varphi) = \frac{1}{n_1 dn_2 S} \frac{dN_2(\theta, \varphi)}{d\Omega}.$$

Veličina $d\sigma/d\Omega$ je vlastne diferenciálny účinný prierez. Keď preintegrujeme cez všetky možné uhly tak dostávame integrovaný účinný prierez, ktorý vyzerá vo všeobecnosti nasledovne

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

V teórii rozptylu sa taktiež definuje veličina, ktorá nejak súvisí z účinným prierezom. Táto veličina sa nazýva **luminozita** a je definovaná ako podiel počtu zrážok (N) detekovaných v určitej dobe a interakčného účinného prierezu (σ)

$$L = \frac{1}{\sigma} \frac{dN}{dt}.$$

Táto veličina nezávisí na typu reakcie ale na vlastnostiach zväzku v urýchľovači ako napríklad šírka alebo rýchlosť zväzku a vlastnostiach terčíka ako napríklad jeho veľkosť a hustota. Luminozita má rozmer $cm^{-2}s^{-1}$. Niekoľko sa tiež zavádzajú tzv. integrovaná luminozita, čo je celková luminozita za určitý časový úsek a je daná vzťahom

$$I = \int L dt.$$

Celkový účinný prierez je daný

$$\sigma_{Total} = \sum_i \sigma_i,$$

kde σ_i sú účinné prierezy všetkých procesov, ktoré môžu v látke nastáť (napríklad pružný a nepružný rozptyl, radiačný záchyt, štiepenie ...). Celkový účinný prierez tak dáva pravdepodobnosť, že častica v látke bude interagovať nejakým procesom.

Celkový účinný prierez patrí k základným veličinám, ktoré je potrebné vedieť pre výpočet ďalších odvodených parameterov. Je možné ho spočítať tzv. transmisnou metódou. ktorá spočíva v zaznamenaní rozdielu v intenzitách častíc pred a za terčom. Používa sa nasledovný vzťah

$$I = I_0 e^{-N\sigma_{Total}}.$$

Z tohto vzťahu sme schopní spočítať daný účinný prierez ako

$$\sigma_{Total} = \frac{1}{N} \ln \left(\frac{I_0}{I} \right),$$

kde N počet častíc v terči v cm^2 , I je intenzita za terčom a I_0 intenzita pred terčom.

Ďalej definujeme **makroskopický účinný prierez** ako

$$\Sigma_i = N\sigma_i,$$

kde N udáva počet častíc na jednotku objemu, $[N] = cm^{-3}$ a σ_i je účinný prierez danej reakcie - často sa tento účinný prierez označuje ako mikroskopický účinný prierez. Rozdiel medzi makroskopickým (Σ) a mikroskopickým (σ) účinným prierezom je nasledovný:

- mikroskopický účinný prierez (σ): reprezentuje efektívnu plochu jediného terčikového jadra pre dopadajúcu časticu $\sim cm^2$
- makroskopický účinný prierez (Σ): reprezentuje efektívnu plochu všetkých terčikových jadier, ktoré sa nachádzajú v terčíku $\sim cm^{-1}$

Pomocou makroskopického účinného prierezu sme schopní zadefinovať pravdepodobnosť, že častica prejde v látke vzdialenosť x bez akejkoľvek interakcie

$$p(x) = e^{-\Sigma x}.$$

- $p(0) = 1$: to znamená, že častice má 100% pravdepodobnosť, že na dráhe s dĺžkou 0 nebude interagovať

- $p(\infty) = 0$: to znamená, že častica ma 0% pravdepodobnosť, že na dráhe s nekonečnou dĺžkou nebude interagovať

Pomocou makroskopického účinného prierezu sme schopní zadefinovať ďalšiu užitočnú veličinu: **stredná voľná dráha** (λ). Tá je definovaná ako priemerná vzdialenosť, ktorú častica prejde v materiály bez akejkoľvek interakcie, čo sa dá matematicky vyjadriť nasledovne

$$\lambda = \int xp(x)dx = x(e^{-\Sigma x})(\Sigma dx) = \frac{1}{\Sigma} = \frac{1}{N\sigma},$$

kde prvá zátvorka znamená, že častice prejde vzdialenosť x bez akejkoľvek interakcie, druhá zátvorka znamená, že častica podstúpi prvú interakciu v oblasti dx .

3.1.2 Účinný prierez v kvantovej teórii pola

Základnou veličinou popisujúcou rozptylový proces

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5 + \dots + n$$

je diferenciálny účinný prierez v obecnom tvare

$$d\sigma = \frac{\overline{|M_{fi}|^2}}{4E_1 E_2 |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|} dLips_{n_f},$$

kde M_{fi} označuje invariantnú amplitúdu prechodu daného procesu. Ďalej Lorentzovský invariantný flux faktor je definovaný ako

$$\frac{1}{4E_1 E_2 |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|} = \frac{1}{4\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_2^2 m_2^2}}.$$

Lorentzovský invariantný je taktiež faktor fázového priestoru

$$dLips_{n_f} = (2\pi)^4 \delta^{(4)} \left(p_1 + p_2 - \sum_{i=3}^{n_f} p_i \right) \prod_{i=3}^{n_f} \frac{dp_i}{(2\pi)^3 2E_i},$$

kde E_i je energia i-tej častice, ktorá sa pohybuje rýchlosťou \vec{v}_i .

3.1.3 Typické hodnoty účinných prierezov

Veľmi silná závislosť účinného prierezu na energii častíc ale aj druhu interakcie. Hodnoty sa pohybujú vo veľmi veľkom rozsahu:

- Silná interakcia - ($\sim 0.01 barn$ - $\sim 10^4 barn$) - (interakcie jadier a iných hadrónov)
- Slabá interakcia - ($\sim 10^{-19} barn$) - (interakcie neutrín)
- Elektromagnetická interakcia - ($\sim 0.1 \mu barn$ - $\sim 10 mbarn$) - (interakcie nabitéh leptónov a fotónov)

Medzi známe elektromagnetické účinné prierezy patri nepochybne Rutherfordov účinný prierez, ktorý spočíva na elektromagnetickej interakcii medzi dvomi nabitymi časticami a ktorý ma tvar

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z_1^2 Z_2^2 \alpha^2 (\hbar c)^2}{16 E^2 \sin^4(\theta/2)}.$$

Ďalším elektromagnetickým procesom Thomsonov účinný prierez, ktorý je založený na elastickom rozptyle elektromagnetického žiarenia na voľnej nabitej častici, jeho tvar je nasledovný

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{\alpha \hbar c}{mc^2} \right)^2.$$

Diferenciálny účinný prierez pre elektrón-mión rozptyl prostredníctvom fotónu má tvar

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4}{32\pi s} \frac{s^2 + t^2}{u^2}$$

Posledný príklad na elektromagnetický účinný prierez si uvedieme pre proces ($e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$) cez fotón

$$\sigma = \frac{4\pi\alpha^2}{3s^3}$$

Pre proces ($e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}$) máme

$$\sigma = \frac{2\pi\alpha^2}{s^3} \sum_f Q_f^2 \left[2m_f^2(m_f^2 + 2s) + \frac{2}{3}s^2 \right],$$

kde Q_f a m_f predstavuje náboj a hmotnosť kvarku s príchuťou f. Medzi účinne prierezy slabých interakcií môžme zaradiť prierez pre rozptyl neutrína na kvarku

$$\frac{d\sigma(\nu + q)}{dy} = \frac{d\sigma(\bar{\nu} + \bar{q})}{dy} = \frac{G_F^2 s}{\pi}$$

alebo pre interakciu kvarku a antineutrína

$$\frac{d\sigma(\nu + \bar{q})}{dy} = \frac{d\sigma(\bar{\nu} + q)}{dy} = \frac{G_F^2 s}{\pi} (1 - y)^2$$

Použitím týchto účinných prierezov môžme napísť prierez pre interakciu neutrína, antineutrína s nukleónom

$$\sigma(\nu N) = \frac{G_F^2 s}{2\pi} \left[f_g + \frac{1}{3} f_{\bar{g}} \right] \quad \sigma(\bar{\nu} N) = \frac{G_F^2 s}{2\pi} \left[\frac{1}{3} f_g + f_{\bar{g}} \right]$$

kde $f_g = 0.41$ a $f_{\bar{g}} = 0.08$.

3.1.4 Interakcie žiarenia s hmotou

Energetické straty častíc pri prechode hmotou, procesy interakcie nabitych častic a fotónou, aplikácie. Túto časť nebudeme veľmi rozpisovať, keďže ju mame podrobne spísanú v sekcií Jadrová spektroskopia. Spomenieme len nejaké veci a nejaké aplikácie.

Termín žiarenie sa vzťahuje na emisiu a šírenie energie cez priestor alebo materiál. Máme dva typy žiarenie

- elektromagnetické žiarenie
- časticové žiarenie

Elektromagnetické žiarenie sa šíri prostredníctvom svetelných, tepelných vĺn, gama alebo röntgenového žiarenie. Tieto dva typy žiarenia majú široké uplatnenia: veda, medicína, priemysel

Časticové žiarenie sa vzťahuje na energiu propagovanú cestujúcimi časticami, ktoré majú v každom okamihu určitú pokojovú hmotnosť, hybnosť. Poznáme elektrónové, protónové, neutrónové žiarenie ale aj iné.

Pri prechode röntgenového lúča alebo gama lúča prostredí, vznikajú interakcie medzi fotónom a hmotou a tým dochádza k prenášaniu energie z lúčov do média. Počiatočný krok prenosu energie zahŕňa uvoľnenie elektrónov z atómov absorpčného média, ktoré zase prenášajú svoju energiu tým, že produkujú ionizáciu a excitáciu atómov pozdĺž ich dráhy. Fotónový lúč môže podstúpiť nasledujúce procesy

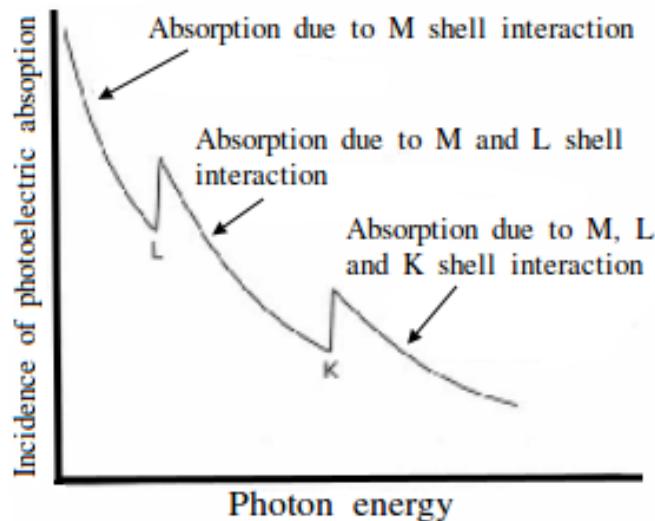
- Útlm sa vzťahuje na zoslabenie žiarenia. Môže nastať v dôsledku rozptylu alebo absorpcie.
- Absorpcia sa vzťahuje na predanie energie z lúča do ožarovaného materiálu.
- Rozptyl sa vzťahuje na zmenu smeru fotónov a prispieva tak k útlmu a absorpcii.
- Transmisia fotónu nastáva, keď ktorýkoľvek fotón nepodstúpi vyššie uvedené procesy. Vtedy fotón proste prejde cez materiál.

Existuje päť hlavných fyzikálnych procesov, ktoré sú zodpovedné za zoslabenie fotónového lúča: Koherentný rozptyl, Fotoelektrický efekt, Comptonov efekt, Tvorba párov, Foto rozpad.

Koherentný rozptyl, tiež známy ako elastický rozptyl zahŕňa napríklad Thomsonov rozptyl, Rutherfordov rozptyl, Rayleigh rozptyl atď. Je to jeden z procesov, ktoré možno ľahšie opísť vlnami ako fotónmi. Okrem toho je to aj jedna z interakcií, kde sú zapojené viazané elektróny. Röntgenové lúče prechádzajúce v blízkosti atómu a spôsobujú, že viazané elektróny budú vibrovať takou istou frekvenciou akú majú dané röntgenové lúče. Tieto elektróny následne vyžarujú žiarenie rovnakej frekvencie do všetkých smerov. Avšak, žiadna energia nie je absorbovaná. Je to forma útlmu bez absorpcie. Táto interakcia má malú dôležitosť v praktickej rádioterapii, ale je dôležitá v röntgenovej kryštalografii. Keďže táto interakcia zahŕňa viazané elektróny, vyskytuje sa viac v materiáloch s vyšším atómovým číslom a tiež viac s nízkymi energetickými vyžarovami.

Pri fotoelektrickom efekte sa fotón úplne pohltí po interakcii s viazaným elektrónom, pričom časť energie tohto fotónu sa použije na odtrhnutie elektrónu z atómového plášťa a zvyšok sa prenesie do kinetickej energie elektrónu. Ionizovaný atóm získava elektrickú neutralitu preskupením ostatných orbitálnych elektrónov. Elektróny, ktoré prechádzajú týmto prerozdelením, odovzdajú časť energie vo forme fotónu známeho ako charakteristické žiarenie atómu. Absorpcia tohto charakteristického žiarenia vo vnútri atómu môže viesť k emisii Augerových elektrónov. Tieto elektróny majú monoenergetický charakter. Uhlová distribúcia elektrónov emitovaných vo fotoelektrickom procese závisí od fotónovej energie. Zo zvyšovaním fotónovej energie sa fotónové elektróny emitujú

v doprednejšom smere. Ako ukazuje graf na obrázku (3.3), existujú diskontinuity v útlme pri špecifických fotónových energiách. Tieto diskontinuity sa nazývajú absorpcné hrany. Tieto absorpcné hrany zodpovedajú väzbovým energiám elektrónov v rôznych vrstvách.



Obr. 3.3: Útlm fotonového lúča vo fotoelektrickom jave.

Fotoelektrický efekt má niekoľko dôležitých dôsledkov pre praktickú rádiológiu:

- V diagnostickej rádiológii je primárny režim interakcie fotoelektrický.
- V terapeútickej rádiológii spôsobujú nízkoenergetické lúče nadmernú absorpciu energie v kostiach.

Fenomén absorpcných okrajov je dôležitý z dvoch rôznych dôvodov:

- Na týchto absorpcných hranách sú fotóny s nízkou energiou menej oslabené, a preto sú prenikavejšie ako fotóny s vysokou energiou.
- Látka je relatívne priehľadná svojmu vlastnému charakteristickému žiareniu.

Comptonov efekt, tiež známy ako nekoherentný rozptyl. V tejto interakcii fotón interaguje s voľným elektrónom. Keď fotón interaguje s elektrónom odovzdá časť svojej energie elektrónu. Uhol rozptylu fotónu, energia elektrónu a energetická strata fotónu sú navzájom previazané. Z formuly pre Comptonov rozptyl vieme, že zmena vlnovej dĺžky nie je závislá ani na ožarovanom materiáli ani na energii žiarenia, ale len na uhle, cez ktorý je žiarenie rozptýlené. Tento efekt spôsobuje aj útlm aj absorpciu. K párovej produkcií nič nové nepridáme.

Foto nuklearná reakcia nastáva, keď fotón má energiu väčšiu ako väzobná energia samotného jadra. V tomto prípade fotón vstupuje do jadra a emituje z neho časticu. Fotón sa úplne pohltí a akákoľvek zvyšná energia sa stáva kinetickou energiou emitovanej častice. Táto metóda sa taktiež využíva v medicíne.

Časticové žiarenie sa dá rozdeliť do dvoch kategórii - nabité a nenabité časticové žiarenie. Nabité častice, ktoré sa najviac využívajú v rádioterapii sú elektrón, protón a pión.

Poznáme dva spôsoby ako elektrón interaguje a odovzdáva energiu hmote - ionizácia a excitácia (viacej dôležité v materiáloch s menším atómovým číslom), brzdné žiarenie (viacej dôležitejšie v materiáloch s väčším atómovým číslom). Ionizácia vedie k odobratiu elektrónu z atómu. Ak tieto uvoľnené elektróny majú dostatočne veľkú energiu môžu spôsobať taktiež ionizáciu - δ elektróny. Elektróny sú ľahké časticie so zanedbateľnou hmotnosťou a jedným záporným nábojom. Výsledkom je, že prenikajú hlbšie než iné nabité časticie, ale súčasne podliehajú väčšiemu rozptylu.

Protony a π mezóny sú nabité časticie, ktoré vykazujú javy Braggovho píku, to znamená zvýšenej ionizácie vyskytujúcej sa tesne pred zastavením časticie v látke. Tento fenomén sa využíva pri liečbe rakoviny. Avšak problém je, že generovanie týchto nabitéh častíc je dosť náročné pretože sa nato vyžadujú drahé a veľké prístroje.

Neutrónové žiarenie je nepriamo ionizujúce nenabité žiarenie, ktoré interaguje s jadrom dvoma spôsobmi: recoilom protónov z jadier, jadrovým rozpadom. Najúčinnejší recoil je viditeľný vo vodíkovom jadre, čo vedie k maximálnej absorpcii. To je výhoda, pretože väčšina mäkkých tkanív v tele obsahuje veľkú časť vodíka. Tento jav má niektoré praktické dôsledky:

- Hydrogénne materiály, ako napríklad tuky, absorbujú neutróny viac než ťažšie materiály, a preto je o 20% vyššia absorpcia v tuku v porovnaní so svalmi.
- Nižšie atómové materiály (napríklad tuky a parafín) sú lepšie v prípade neutrónového tieňenia v porovnaní s olovom, pretože dochádza k väčšej absorpcii.

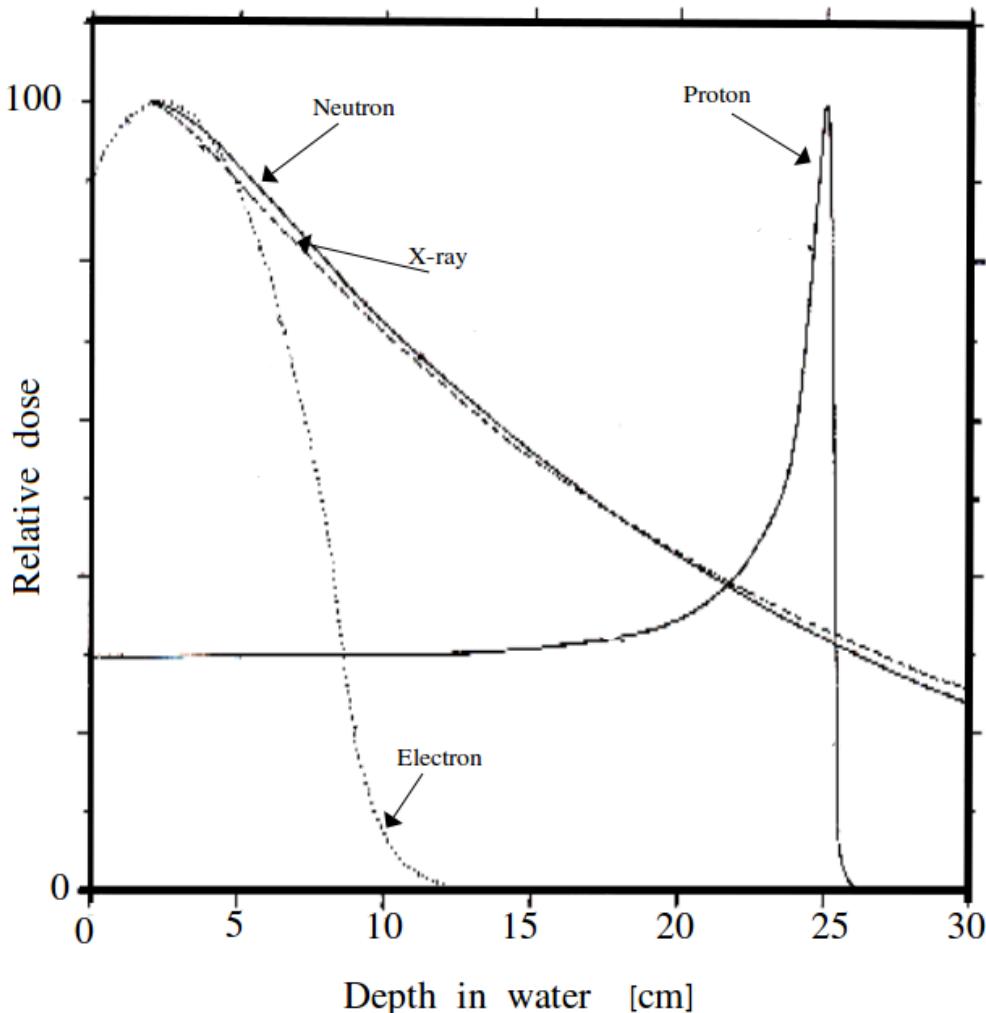
Recoil protóny, ktoré sa aktivovali po interakcii s neutrónmi sú ďalšou príčinou ionizácie. Neutróny, ktoré sú nenabitémi časticami, prenikajú hlboko do hmoty. Napriek týmto atraktívnym rádiobiologickým a fyzikálnym vlastnostiam sa neutróny bežne nepoužívajú pri praktickej rádioterapii kvôli technickým ťažkostiam pri výrobe týchto lúčov, ako aj kvôli ich komplikovanej dozimetrii. Na obrázku (3.4) môžeme vidieť rozlične dávky časticového žiarenia vo vode.

3.1.5 Protónová terapia a Braggov pík

Röntgenová a protónová terapia sú techniky rádioterapie používané v medicíne. Röntgenová terapia používa fotóny na ožarovanie chorých tkanív, zatiaľ čo protónová terapia používa lúče energetických protónov, ktoré majú veľmi odlišné fyzikálne vlastnosti ako fotóny.

Predtým ako tieto žiarenia dosiahnú nádor, musia prejsť cez pokožku a okolité tkanivo pacienta. Fotón, ktorý nemá ani hmotnosť ani náboj, je vysoko penetrujúci. Popri tomu ako tento fotón prechádza tkanivom odovzdá energiu okolitému tkanivu. Avšak, najväčšie množstvo energie tohto žiarenia sa odovzdá tkanivu nachádzajúce sa v hĺbke $0.5 – 3\text{ cm}$ od pokožky pacienta. Potom odovzdaná dávka tohto žiarenia postupne klesá a v mieste kde sa nachádza nádor bude dávka tohto žiarenia oveľa menšia. Navyše, keďže fotóny nie sú zastavené ľudským tkanivom, opúšťajú telo pacienta (výstupná dávka).

Naopak, protón je ťažká a nabité častica, ktorá postupne stráca svoju rýchlosť, pretože interaguje s ľudským tkanivom. Je ľahko ovládateľný a dodáva maximálnu dávku v presnej hĺbke, ktorá je určená množstvom energie, ktorú cyklotrón (prostredníctvom urýchľovača) dodal tomuto protónu. Tento protón môže dosahovať hĺbku až 32 cm . Protón je veľmi rýchly, keď vstupuje do tela



Obr. 3.4: Relatívne dávky rôznych druhov žiarenia.

pacienta a ukladá len malú dávku na jeho ceste. Absorbovaná dávka sa zvyšuje veľmi postupne s vyššou hĺbkou a nižšou rýchlosťou protónu. Tesne pred zastavením, protón odovzdá maximálnu dávku okolitému tkanivu. Tento efekt je známy ako Braggov pík. Chovanie protónu sa dá presne určiť a lúč môže byť nasmerovaný tak, aby Braggov pík nastával presne v mieste nádoru. Ihneď po tomto výbuchu energie sa protón úplne zastaví. Protónová terapia preto umožňuje cielené ožarovanie nádorov vo vnútri tela. Týmto sme schopní ušetriť zdravé bunky pacienta a ponúknuť tak oveľa menej invazívnu liečbu rakoviny.

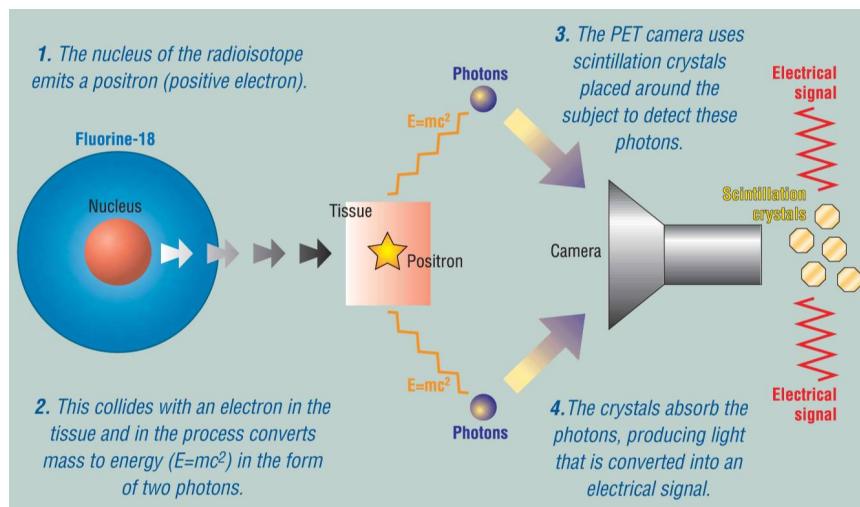
Braggov pík: keď rýchlo nabité častica prechádza hmotou, ionizuje atómy materiálu a ukladá dávku pozdĺž cesty. K piku dochádza, pretože interakčný účinný prierez sa zvyšuje, keď sa energia nabitéych častíc znižuje. Množstvo energie, ktorú častica odovzdáva materiálu je nepriamo úmerná štvorcu rýchlosťi tejto časticie, čo vysvetľuje vrchol vyskytujúci sa tesne predtým, ako častica zastaví.

3.1.6 Pozitrónová emisná tomografia

Princípom metódy je lokalizácia miesta vzniku fotónov, ktoré v tele vznikajú pri anihilácii pozitrónov uvoľnených podanou rádioaktívou látkou (rádiofarmakom) a elektrónov. Detekcia uvoľnených fotónov je usporiadana tak, že je možná trojrozmerná rekonštrukcia aktivity rádiofarmaka v tele.

Pacientovi sa pred vyšetrením podá rádiofarmakum s veľmi krátkym polčasom rozpadu. U PET sa využívajú rádiofarmaka, ktoré pri svojom rozpade produkujú pozitróny. Pozitrón po svojom vzniku anihiluje s elektrónom. K anihilácii dochádza rádovo v nanosekundách, behom ktorých sa vzniknutý pozitrón stihne presunúť od miesta vzniku len o niekoľko milimetrov. Pozitrón a elektrón zanikajú a z miesta anihilácie odletajú v priamom uhle dva fotóny, každý s energiou 511 keV . Detektory sú umiestnené na prstenci okolo pacienta a detekujú takto vzniknuté fotóny. Detektory sú v tzv. koincidenčnom zapojení. To znamená, že je zaznamenaný len súčasný záchyt dvoch, proti sebe idúcich fotónov vyletujúcich z tela pacienta. Toto opatrenie na jednej strane znižuje šum a na strane druhej, umožňuje viest' rovinou detekčného prstenca priamku, na ktorej došlo k rozpadu rádiofarmaka. Z veľkého množstva príkladov takýchto priamok možno zrekonštruovať aktivitu v jednotlivých bodoch roviny prechádzajúcej detekčným prstencom, teda získať tomografický rez telom pacienta. Princíp PET je načrtnutý na obrázku (3.5).

Ako rádionuklid sa najčastejšie využívá: uhlík-11 (polčas rozpadu 20 min), dusík-13 (polčas rozpadu 10 min), kyslík-15 (polčas rozpadu 2 min), a fluor-18 (polčas rozpadu 110 min).



Obr. 3.5: Princíp fungovania PET.

Kapitola 4

Vlastnosti jader

4.0.1 Zadanie

Struktura atomových jader, Hyperjádra, Antijádra, Elektrický náboj jádra, Poloměr jádra, Hmotnost jádra, Vazbová energie atomových jader, Energetické stavy atomových jader(energetické spektrum), Šířka energetické hladiny, Doba života stavu, Spin atomových jader, Parita stavu, Elektromagnetické momenty atomových jader, Magnetický dipolový moment, Elektrický kvadrupolový moment, Izotopický spin.

4.1 Struktura atomového jádra

Základní charakteristiky stabilních atomových jader: nukleonové číslo A , protonové číslo Z , neutronové číslo N , hmotnost m , elektrický náboj q , poloměr r , vazebná energie E_v , spin S , magnetický dipolový moment μ a elektrický kvadrupolový moment Q_0 . Pro nestabilní atomová jádra jsou důležité ještě další charakteristiky jako je např. střední doba života, větvící poměr atd. Podle energetického stavu, ve kterém se jádra nacházejí je dělíme na ta v základním stavu a na ta ve stavu vzbuzeném. V ideálním případě by musela úplná informace o jádře obsahovat strukturu a charakteristiky všech možných energetických stavů (hladin) jádra, způsoby a pravděpodobnosti přechodu jádra z jednoho stavu do druhého, pravděpodobnosti radioaktivního rozpadu jádra a charakteristiky emitovaných částic, účinné průřezy a charakter interakce jádra s jinými jádry, elementárními částicemi atd.

4.1.1 Historie

Původně si lidé mysleli, že atomové jádro je složeno z A protonů a $A - Z$ elektronů (E. Rutherford \Rightarrow lze tím vysvětlit celkový náboj a hmotnost). Tato domněnka byla ale vyvrácena, protože:

- z relací neurčitosti ($\Delta p \Delta x \leq \hbar/2$) bychom očekávali energii elektronu v jádře přibližně 20MeV \rightarrow ve skutečnosti se energie elektronu pohybuje řádově v rozmezí 0,02 – 13MeV,
- Coulombická interakce by nebyla schopna udržet elektron v jádře,

- spin deuteronu je roven 1, ale pokud by se skládal ze dvou protonů a jednoho elektronu, pak by jeho spin byl poločíselný,
- jádra s lichým počtem elektronů by měly velké mag. momenty \Rightarrow např. deuteron by měl mag. moment podobný elektronu.

4.2 Základní definice

Strukturu atomového jádra vystihují tři čísla:

- PROTONOVÉ ČÍSLO Z (někdy také atomové číslo) = udává počet elektronů v obalu neutrálního atomu, počet protonů v jádře atomu příslušného prvku a také pořadové číslo prvku v periodické soustavě,
- NEUTRONOVÉ ČÍSLO N = udává počet neutronů v atomovém jádře,
- NUKLEONOVÉ ČÍSLO A = udává počet nukleonů (protonů + neutronů) v jádře.

Pro tato tři čísla platí vztah

$$A = Z + N. \quad (4.1)$$

Prvky pak značíme následujícím způsobem

$${}^A_Z X_N. \quad (4.2)$$

Nejdůležitějším číslem je NUKLEONOVÉ ČÍSLO A , které slouží k rozlišení jednotlivých izotopů.

- IZOTOPY: $Z_1 = Z_2, N_1 \neq N_2, A_1 \neq A_2$,
- IZOTONY: $Z_1 \neq Z_2, N_1 = N_2, A_1 \neq A_2$,
- IZOBARY: $Z_1 \neq Z_2, N_1 \neq N_2, A_1 = A_2$,
- IZOMERY: $Z_1 = Z_2, N_1 = N_2, A_1 = A_2$, ale liší se energetickým stavem, doba života je díky potlačení pravděpodobnosti přechodu mezi hladinami se značně rozdílným impulsmomentem nadstandardně velká (až několik hodin)
- NUKLIDY: atomy mající stejný počet protonů a neutronů
- RADIONUKLIDY: nuklidы složené z atomů se stejným energetickým stavem, které podléhají samovolnému štěpení
- ZRCADLOVÁ JÁDRA: $Z_1 = N_2$ a $Z_2 = N_1$

Protonová a neutronová čísla Z a N mají značný význam pro stavbu atomových jader. Podle sudosti, resp. lichosti Z , resp. N lze stabilní nuklidu rozdělit do čtyř skupin, které jsou uvedené v tabulce 4.1. Nejvíce stabilních nuklidů tvoří jádra sude-sudá. Licho-liché stabilní nuklidu jsou pouze čtyři: ${}_1^2H$, ${}_3^6Li$, ${}_5^{10}B$, ${}_7^{14}N$.

- SUDO-SUDÁ JÁDRA: $N/Z = 4, 12, 16, 20, 24 \rightarrow$ maxima vazbové energie na nukleon

Z	N	Počet stabilních nuklidů
sudé	sudé	165
sudé	liché	55
liché	sudé	50
liché	liché	4

Tabuľka 4.1: Rozdelení stabilních nuklidů podle sudosti a lichosti protonového a neutronového čísla.

4.3 Hyperjádra

- hyperon $\Lambda = uds$
- hyperon $\Lambda_c = udc$

HYPERJÁDRA jsou atomová jádra, která obsahují kromě nukleonů nejméně jeden hyperon a mají tedy nenulovou podivnost. Termínem hyperon označujeme ve fyzice elementárních částic baryon (tj. hadron složený ze tří kvarků) mající nenulovou podivnost a interagující silnou interakcí. Význam hyperjader spočívá v tom, že lze jejich prostřednictvím studovat atomová jádra (zvláště stavy ležící pod Fermiho hladinou - Λ se může usadit i na slupkách, na kterých to nukleonům znemožňuje Pauliho vylučovací princip) a také $\Lambda - \Lambda$ a $\Lambda - N$ interakce. Nejsnadněji se studují hyperjádra obsahující Λ_0 , která žijí dostatečně dlouho (v porovnání s jaderným časem žijí hyperjádra poměrně dlouho, neboť $\tau_\Lambda = 2,6 \cdot 10^{-10}$ s). Byla také připravena hyperjádra obsahující hyperon Σ^0 i hyperjádra s vícenásobnou podivností. V současné době je známo více než třicet hyperjader. Poprvé bylo hyperjádro pozorováno v roce 1952. V roce 2010 bylo připraveno první antihyperjádro.

Hyperjádra označujeme spodním levým indexem Λ (případně Σ^0) - např. ${}_{\Lambda}^{56}Fe$, hyperjádra s vícenásobnou podivností ${}_{\Lambda\Lambda}^6He$, antihyperjádro ${}_{\bar{\Lambda}}^3\overline{He}$.

Hyperjádra mohou vznikat několika způsoby:

- změnou podivnosti jádra např. při prostém zachycení hyperonu nebo při zachycení hyperonu či podivného mezonu a jeho interakci s jaderným nukleonem
- rozpadem jiného hyperjádra

- zisk prostřednictvím vesmírného záření
- záchyt kaonu

$$^{14}C(K^-, \pi^-)_{\Lambda}^{14}C, \quad (4.3)$$

$$^{12}C(K^-, \pi^+)_{\Sigma^-}^{12}Be. \quad (4.4)$$

Hyperjádra jsou velmi nestabilní objekty. Jejich střední doba života leží většinou v intervalu mezi $10^{-11} - 10^{-10}$ s. Rozpadají se baryonovým rozpadem (výsledkem je baryon) slabou interakcí buď mezonovým nebo bezmezonovým rozpadem. Mezonový rozpad probíhá rozpadem hyperonu v jádře za vzniku π^- nebo π^0

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- \quad ... 63,9\%, \quad (4.5)$$

$$\Lambda \rightarrow n + \pi^0 \quad ... 35,8\%. \quad (4.6)$$

U lehčích jader může dojít i k současnemu uvolnění nukleonu nebo rozštěpení jádra (přičemž zbylé jádro má velkou vazebnou energii na nukleon). Při bezmezonovém rozpadu dochází k interakci hyperonu s protonem ($\Lambda + p \rightarrow p + n$) nebo neutronem ($\Lambda + n \rightarrow n + n$) a pozoruje se zpravidla u těžkých jader.

Vazbové energie hyperjader se pohybují v rozmezí $0,06\text{MeV} \leq E_v \leq 20 - 30\text{MeV}$.

4.3.1 Exotická jádra

Super těžká jádra, která jsou vzdálená od linie stability:

- \rightarrow s velkým přebytkem neutronů
- \rightarrow s velkým deficitem neutronů (přebytkem protonů)

Pro vysoká A a Z stabilita klesá - existence magických čísel \rightarrow ostrov stability. Prokázána jádra po $Z = 112$.

4.3.2 Dvojitě magická jádra

- MAGICKÁ ČÍSLA = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 \rightarrow pozorované hodnoty N a Z se zvýšenou stabilitou

^{100}Sn je takové jádro s největším počtem neutronů a protonů.

4.3.3 Vysoce vzbuzené stavy

- \rightarrow s velmi vysokou energií
- \rightarrow s velmi vysokým spinem
- \rightarrow s velkými deformacemi - kvadrupolovými momenty

4.4 Antijádra

Po objevu antiprotonu \bar{p} (r. 1955) a antineutronu \bar{n} (r. 1956) se stala aktuální otázkou existence antijader a antiatomů (obal antiatomů obsahuje pozitrony). V r. 1965 bylo poprvé experimentálně dokázáno, že z antičástic mohou být sestaveny komplexy stejného typu jako z částic. Skupina amerických fyziků pod vedením L. Ledermana získala na urychlovači a zaregistrovala první antijádro - antideuteron \bar{d} (tj. vázaný stav \bar{p} a \bar{n}). V roce 1969 v experimentech na urychlovači protonů bylo skupinou fyziků zaregistrováno antijádro ${}^3\bar{H}e$ a o pět let později bylo objeveno antijádro tritia ${}^3\bar{H}$. V roce 1999 byl připraven antivodík ${}^1\bar{H}$.

Studium interakce antineutronu s neutronem ukázalo, že může vznikat vázaný stav s vazbovou energií menší, než je celková energie páru antinukleon-nukleon. V experimentu se tyto vázané stavy mohou projevovat ve tvaru bosonových rezonancí s malým spinem a hmotností blízkou dvojnásobku hmotnosti nukleonu. Podobné rezonance byly zjištěny experimentálně.

4.5 Poloměr jader

Jádro je kvantový objekt, tudíž není zcela správné hovořit o jeho poloměru (podobná situace je i v atomové fyzice, kde hranice atomu také není přesně daná, protože vlnové funkce vnějších elektronů monotónně klesají). Naše představa o něm je pouze approximativní, různé představy dávají různé výsledky. Výsledky experimentů lze shrnout formulí pro poloměr atomového jádra

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad (4.7)$$

kde A je nukleonové číslo a r_0 nabývá hodnoty z intervalu $\langle 1,05; 1,45 \rangle$ fm, nejčastěji používaná je hodnota 1,3 fm.

Předpokládáme-li, že jádro je koule, můžeme spočítat objem připadající na jeden nukleon: $V_0 = V/A = konst..$ Z tohoto výsledku vyplývá, že jaderné síly jsou NASYCENÉ. Číselná hodnota hustoty jádra, která nabývá velmi vysoké hodnoty $\rho_{AJ} = 10^{14} g.cm^{-3}$.

4.5.1 Měření poloměru jader

- hustota jádra: $\rho(x) = |\psi(x)|^2$

Rozměry jádra jsou charakterizovány rozdělením hmoty a náboje:

- střední kvadratický poloměr: $R_{rms}^2 = \langle r^2 \rangle = \frac{\int r^2 \rho(r) dV}{\int \rho(r) dV}$
- poloměr ekvivalentního homogenního rozdělení: $R = \sqrt{\frac{5}{3}} R_{rms}$
- místo, kde hustota spadne na polovinu: $\rho(r) = \frac{\rho(0)}{2}$
- tloušťka povrchové vrstvy, kde $\rho(r)$ klesne z 90% na 10%

Základní metody měření:

- citlivé na rozdělení el. náboje

– ROZPTYL RYCHLÝCH ELEKTRONŮ - elektron = neinteraguje silně \Rightarrow rozdělení el. náboje. Rozlišovací schopnost částice závisí na de Broglieho vlnové délce $\lambda = \frac{h}{p}$. Pro rozměry jádra ~ 10 fm potřebujeme $\lambda \leq 10$ fm $\Rightarrow p \geq 100$ MeV. Při menší vlnové délce vidíme větší detaily.

Analogie s optikou:

* jádro - 2D pevný terčík o průměru $D = 2R$

* pro $\lambda \sim D$ nastává difrakce

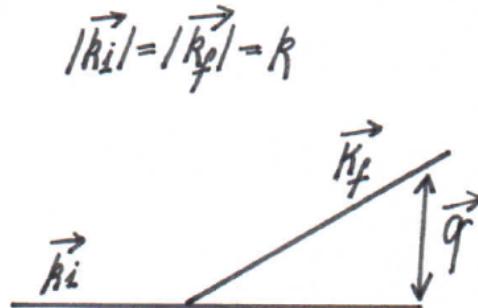
* první minimum $\Theta = \sin^{-1}(1, 22 \frac{\lambda}{D})$

Elektron při $p \sim 100$ MeV je relativistická částice se spinem 1/2 a mag. momentem.

Rozptyl na bodovém náboji:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Ruth} \rightarrow \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{8\pi\epsilon_0 |p| c \beta} \right)^2 \frac{1 - \beta^2 \sin^2(\Theta/2)}{\sin^4(\Theta/2)}. \quad (4.8)$$

Rozptyl na terči s hustotou náboje $\rho(r)$:



$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{exp} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} |F(q^2)|, \quad (4.9)$$

kde $F(q)$ je formfaktor \rightarrow struktura terčíku.

$$F(q^2) = \int \rho(\vec{r}) \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r}) d^3 r, \quad \vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f. \quad (4.10)$$

Pro elstický rozptyl je $q = 2k \sin(\Theta/2)$, pro rozptyl na bodovém náboji: $q^2 \rightarrow 0 \rightarrow F(q^2) \rightarrow 1$.

Teoreticky lze získat rozdělení náboje: $\rho(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 q F(q^2) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \vec{q} \cdot \vec{r}\right)$.

Rozdělení hmoty v jádře \rightarrow rozdělení náboje získáme zpětnou Fourierovou transformací.

Závěry: \rightarrow centrální část s konstantní hustotou ($\pm 1\%$) a povrchová oblast o tloušťce $\sim 2,4$ fm.

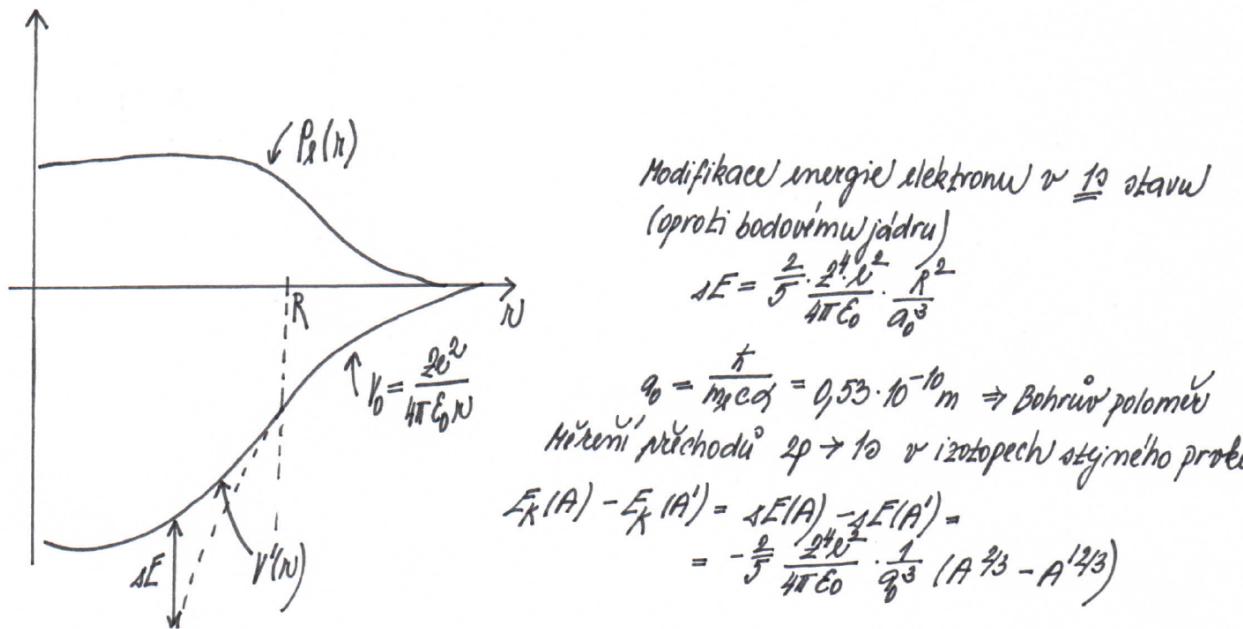
\rightarrow poloměr je dobře popsán jako $R = R_0 A^{1/3}$.

- IZOTOPOVÝ POSUN - jádro má konečný rozměr - modifikace el. potenciálu uvnitř:

$$V'(r) = -\frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 R} \left(\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \frac{r^2}{R^2} \right) \quad r < R \quad (4.11)$$

\Rightarrow rozdelení potenciálu uvnitř homogenní koule

Lineární závislost souhlasí se závislostí poloměru $\sim A^{1/3}$. Rozdíl mezi sudými a lichými jádry. Z izotopového odstupu spektrálních čar - změna čáry souvisí s tím, o jaký izotop se jedná a jetli vlnové funkce byly počítány s intenzitou pro bodový náboj, tj. $I \sim \frac{1}{r}$, anebo jestli byly počítány s intenzitou danou pro nabité kouli, pro kterou je $I \sim r$ pro $r \in <0, R>$ a $I \sim \frac{1}{r}$ pro $r \in <R, \infty>$.



- Z RENTGENOVÝCH SPEKTER MIONOVÝCH ATOMŮ - izotopový posun lze vyplnit použitím mionů: $\frac{m_\mu}{m_e} = 207 \Rightarrow$ mioni jsou vázány mnohem blíže u jádra. Mion se zachytí v atomovém obalu a rychle (během 10^{-14} s až $10-13$ s) se dostane na K slupku, která vzhledem k hmotnosti mionu zasahuje do jádra. Hodnoty energie tak budou citlivé na velikost jádra. Rentgenová emise funguje analogicky jako u elektronů, proměřením spektra lze tedy získat závěry o poloměru atomových jader. Nejpřesněji se touto metodou určují hodnoty poloměru pro těžká jádra.
- Z ROZDÍLU VAZEBNÝCH ENERGIÍ ZRCADLOVÝCH JADER - zrcadlová jádra lze získávat pomocí β -rozpadu, jehož energie je rovna

$$\begin{aligned} E_{rozp} = E_{\beta_{max}} &= (m(A, Z) - m(A, Z-1) - m_e)c^2 = [(A-Z)m_n + Zm_p - \\ &- \frac{W(A, Z)}{c^2} - \left((A-Z+1)m_n + (Z-1)m_p - \frac{W(A, Z-1)}{c^2} - m_e \right)]c^2 \\ &= W(A, Z-1) - W(A, Z) - (m_n - m_p + m_e)c^2 = W(A, Z-1) - W(A, Z) - 1,8 \text{ MeV}, \end{aligned} \quad (4.12)$$

a navíc ještě platí vztah pro elektrostatickou energii objektu o hustotě energie $\rho(r)$

$$E_c = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(r_1)\rho(r_2)}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} dV_1 dV_2 \quad (4.13)$$

a pro Coulombickou energii

$$W_c = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R} \quad (4.14)$$

a tedy dále

$$\begin{aligned} E_{rozp} = E_{\beta_{max}} &= W(A, Z-1) - W(A, Z) - 1,8 \text{ MeV} \\ &= \frac{3e^2}{5R} (Z^2 - (Z-1)^2) - 1,8 \text{ MeV} \\ &= \frac{3e^2}{5R} (2Z-1) - 1,8 \text{ MeV} \\ &\Rightarrow r_0 = (1,28 \pm 0,05) \text{ fm}. \end{aligned} \quad (4.15)$$

- citlivé na rozdělení (silně interagující) hmoty

– RUTHERFORDŮV ROZPTYL - ukázka rozdělení: homogenní rozdělení (koule):

$$\rho(r) = \rho_0 \quad r < R, \quad (4.17)$$

$$\rho(r) = 0 \quad r > R. \quad (4.18)$$

$$R_{rms} = \langle r^2 \rangle^{1/2} = \frac{3}{5}R. \quad (4.19)$$

WOOD-SAXON (Fermi) → popisuje jedarný potenciál:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp \left[\frac{r-R}{a} \right]}, \quad (4.20)$$

$$R_{rms} = \langle r^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{\frac{3}{5} \left(R^2 + \frac{7}{3}\pi^2 a^2 \right)}, \quad (4.21)$$

kde $\rho_0 = 0,08$ neutronů či protonů na fm^3 , $R = 1,2A^{1/3}$... hustota klesne na $1/2$, $a = 0,6 \text{ fm}$... reguluje, jak rychle vrstva klesá.

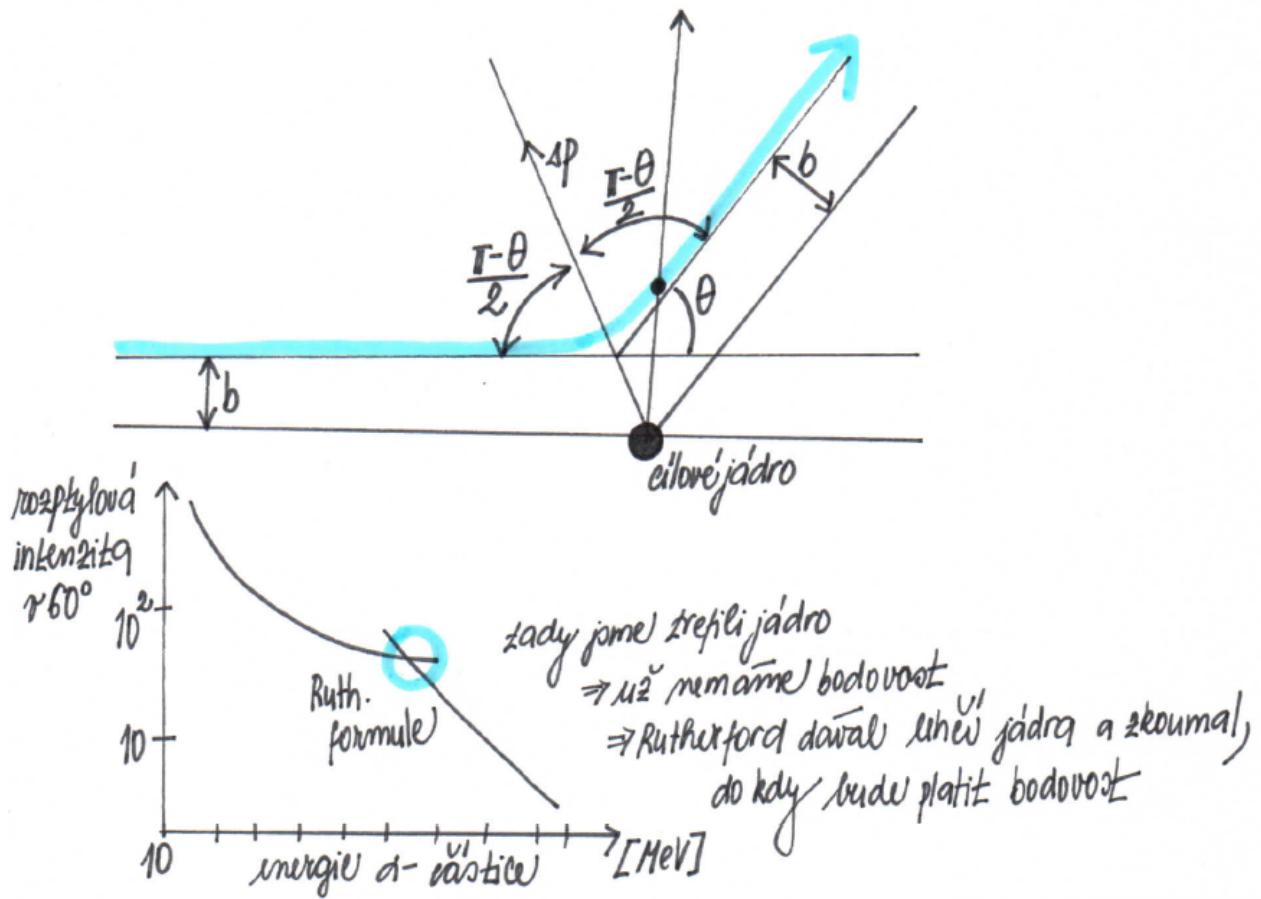
Klasický přístup, v CMS:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{16\pi\epsilon_0 E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \left(\frac{\Theta}{2} \right)}. \quad (4.22)$$

Maximální přiblížení α -částice:

$$r_{min} = \frac{b \cos(\Theta/2)}{1 - \sin(\Theta/2)}. \quad (4.23)$$

$$\text{Při } \Theta = \pi: r_{min} = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 E}.$$



* Rutherfordův rozptyl α -částice

Experimentální výsledky:

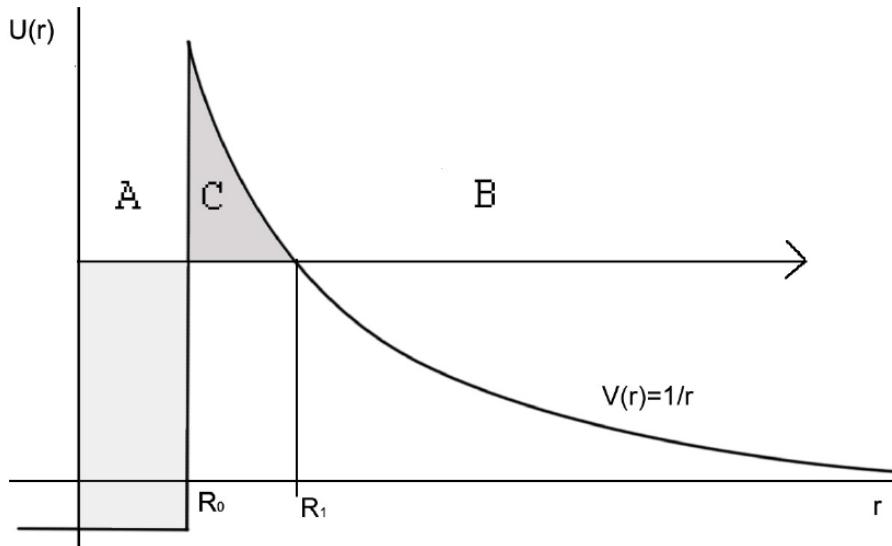
$$R = r_0 A^{1/3}, \quad (4.24)$$

$$r_0 = (1,52 \pm 0,08) \cdot 10^{-15} \text{ m}, \quad (4.25)$$

kde R je vzdálenost, kde začnou působit jaderné síly.

Vliv silné interakce rychle klesá při $r > R \rightarrow$ krátký dosah.

- ROZPTYL RYCHLÝCH NEUTRONŮ → špatně se detekují + špatně se mění E , citlivé k rozdělení hmoty, složený objekt, nelze urychlovat, použití sekundárních svazků - horší energetické rozlišení, těžší detekce - horší rozlišení, možnost absorbce v jádře - použití komplexního potenciálu, klasicky $\sigma = \pi R^2$, v QM až $\sigma = 2\pi R^2$ (absorbce + pružný rozptyl), nejpřímější způsob měření rozdělení silných nábojů. Změřená velikost: 1,3 – 1,4 fm. Širší povrchová vrstva: 3,2 fm.
- Z α -ROZPADŮ TĚŽKÝCH JADER - potenciál, jenž cítí α -částice, lze approximovat potenciálovou jámou. A je oblast silné interakce, B je oblast klasické Coulombické interakce. α částice se pohybuje v potenciálové jámě, ale z kvantového hlediska je možnost, že nastane tunelový jev. V detektoru pak lze detekovat kinetickou energii T_{kin} α -částice. Pravděpodobnost protunelování je dána obsahem plochy C .



Obr. 4.1: Pravděpodobnost protunelování α -částice Coulombickou bariérou

- π -ATOMY - obdobné jako μ -atomy s tím rozdílem, že pioni interagují silně. Poté co se dostanou blízko jádra (s1-orbit, budou interagovat s nukleony a budou absorbovány v jádře). Pion je el. nabité (stejně těžký jako mion) \rightarrow interahuje silně \rightarrow interakce s jádrem.

4.6 Náboj atomových jader, rozložení náboje a hmoty v jádře

Náboj atomového jádra udáváme jako $q = Ze$, kde Z je počet protonů v jádře a $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C je velikost elementárního náboje. Rozložení elektrického náboje v jádře je určeno především uspořádáním protonů. Na rozložení hmoty mají vliv jak protony, tak i neutrony.

Rozložení hmoty a náboje v jádře může být studováno analyzováním srážek různých částic s jádrem. Rozložení náboje lze nejsnáze vyšetřovat pomocí částice, která interahuje jenom s nábojem jádra - v tomto ohledu je ideální částicí elektron (elektromagnetická interakce je velmi dobře popsána, tudíž pružná srážka elektronu s jádrem přinesla přesný popis rozložení náboje v jádře). Doplňkové informace mohou být získány pomocí mionových atomů, formovaných záměnou elektronu za mion. Jelikož mionové Bohrovovy orbity jsou přibližně 200krát menší než elektronové (faktor $m_\mu/m_e \approx 207$), zjevně se překrývají s rozložením náboje v jádře. Tento fakt narušuje energie mionových stavů, a tudíž mění frekvence rentgenovského záření emitovaných mionem při přechodu z jedné hladiny na druhou. Změřením této frekvencí můžeme obdržet užitečné informace o rozložení náboje v jádře.

4.6.1 Měření náboje v jádře

- Měření z RUTHERFORDOVA ROZPTYLU - nejpřímější metoda. V tomto případě známe počet rozptylených α -částic

$$\Delta N = NnSd \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega, \quad (4.26)$$

kde n je celkový počet α -částic, n je hustota terčíkových jader, $V = Sd$ je objem terčíku a $d\sigma/d\Omega$ známý diferenciální účinný průřez Rutherfordova rozptylu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Zze^2}{16\pi\epsilon_0 T} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\Theta}{2}}, \quad (4.27)$$

kde T je kinetická energie nalétávající částice a Θ je úhel rozptylu.

Experimentální problém této metody spočívá v možné nepřesnosti v nastavení detektoru, což lze zlepšit použitím dodatečného stínění nebo rotujícího disku.

- Určení náboje z MOSELEYHO ZÁKONA. Elektron je urychlován elektrickým polem, v anodě vyrazí elektron z jedné z vnitřních vrstev \rightarrow vzniká vakance, kterou zaplňují elektrony z vyšších slupek, a my tak pozorujeme různá spektra. Empiricky objevený Moseleyho zákon a jeho zpřesnění

$$\sqrt{r'} = C(Z - \rho), \quad r' = \frac{R(Z - \rho_i)^2}{n_i^2} - \frac{R(Z - \rho_k)^2}{n_k^2}, \quad (4.28)$$

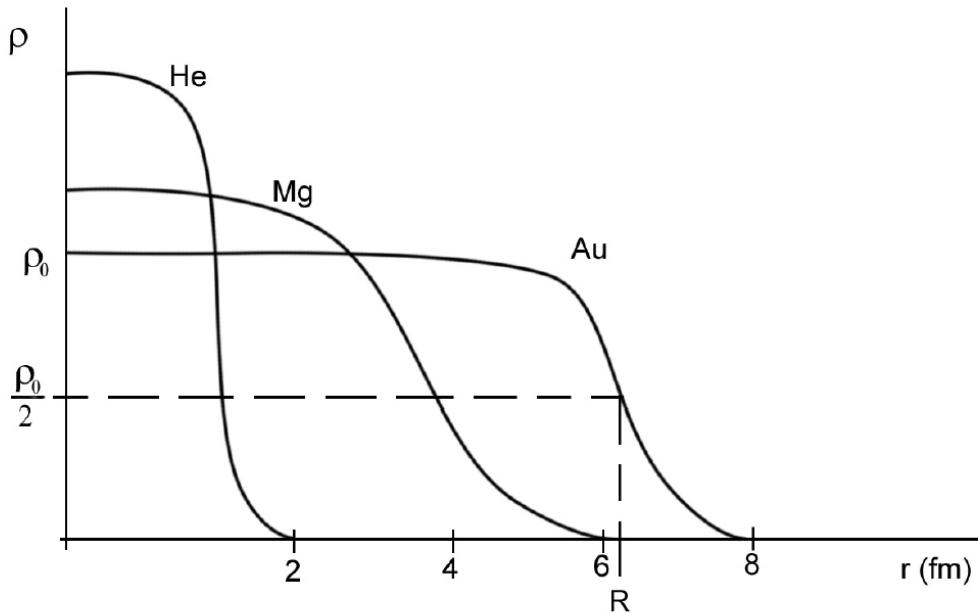
kde $r' = 1/\lambda$. Na atom se lze dívat tak, že celý náboj jádra je efektivně odstíněn elektronomovými slupkami.

Určování rozložení hmoty v jádře je značně složité. Můžeme použít neutronový svazek k ostřelování jádra a následnému analyzování srážek. Neutrony jsou však částice bez elektrického náboje, které není možno urychlovat a je tedy nutno použít sekundárních neutronových svazků, které ale mají nízkou intenzitu a horší energetické rozlišení. Navíc i neutronové detektory mají slabší energetické a úhlové rozlišení. Protony sice netrpí tímto nedostatkem, ale interagují i s nábojem v jádře. I tak je lze použít \rightarrow nejpřesnější výsledky: protony o energii 800 MeV. Poznatky o rozložení hmoty v jádře tak mohou být získány STUDIEM PIONOVÝCH ATOMŮ, kdy je elektron v atomu nahrazen pionem.

Většina jader je víceméně sférických, tudíž nás bude zajímat především radiální rozložení hustoty hmoty či náboje. To lze popsat SAXON-WOODSOVOU FORMULÍ

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp \left(\frac{r - R}{a} \right)}, \quad (4.29)$$

kde $\rho_0 = 0,08$ neutronů či protonů na fm^3 , $R \approx 1,3A^{1/3}$ je hodnota, na které hustota klesne na polovinu původní hodnoty a $a = 0,6 \text{ fm}$. Z této formule je vidět, že hustoty náboje a hmoty se kolem středu jádra příliš nemění ($\rho(r)$ má na začátku plato) a klesají rychle k nule na vzdálenosti úměrné $A^{1/3}$. Náboj tedy není bodový, ale rozmazený.



Obr. 4.2: Závislost hustoty náboje na vzdálenosti od středu jádra

4.7 Hmotnost a vazbová energie

Hmotnost daného jádra pro daný nuklid ${}^A_Z X$ označujeme jako $m(Z, A)$ a vyjádříme ji vztahem

$$m(Z, A) = (A - Z)m_n + Zm_p - \frac{B(Z, A)}{c^2}, \quad (4.30)$$

kde m_p je hmota protonu, m_n hmota neutronu a $B(A, Z)$ je vazbová energie.

Tato hmotnost souvisí s hmotností atomu $M(Z, A)$ vztahem

$$M(Z, A) = m(Z, A) + Zm_e, \quad (4.31)$$

kde poslední člen vyjadřuje hmotnost Z elektronů. Pokud bychom hmotnost atomu chtěli vyjádřit exaktně, měli bychom brát i vazebné energie elektronů v poli jádra. Ty jsou ale pouze v řádech stovek eV, kdežto atomové jádro má hmotnost 1 GeV, a tím pádem je lze zanedbat.

Relativní atomová hmotnost je dána vztahem

$$A_r({}^A_Z X) = \frac{M({}^A_Z X)}{m_u}, \quad (4.32)$$

kde m_u je atomová hmotnostní jednotka, která je určena jako 1/12 klidové hmotnosti atomu nuklidu ${}^{12}_6 C$, tedy platí $m_u = \frac{1}{12} M({}^{12}_6 C) = u = 1,66 \cdot 10^{-27}$ kg. Nuklid uhlíku se volí díky tomu, že tvoří spoustu sloučenin, což usnadňuje relativní měření hmotnosti pomocí metody dubletů → hmotnostní spektrometry.

Platí také následující vztah

$$E = mc^2 = A_r m_u c^2 = A_r \cdot 931,481 \text{ MeV}. \quad (4.33)$$

- HMOTNOSTNÍ PŘEBYTEK - je definovaný vztahem $\Delta = A_r - A$, v hmotnostním přebytku jsou zahrnuty vlivy vazbové energie. Např. pokud máme proton a neutron, je součet jejich hmotností jiný, než pokud jsou vázány v deuteronu.
- VAZBOVÁ ENERGIE - je to energie, která se uvolní při vytvoření jádra z jednotlivých nukleonů. Lze ji také označit jako energii, která je (až na znaménko) rovna práci vynaložené k rozdělení jádra na protony a neutrony. Značíme ji E_v a je rovna $E_v = \Delta Mc^2$, kde

$$\Delta M = Z.m_e + m(Z, A) - M(Z, A). \quad (4.34)$$

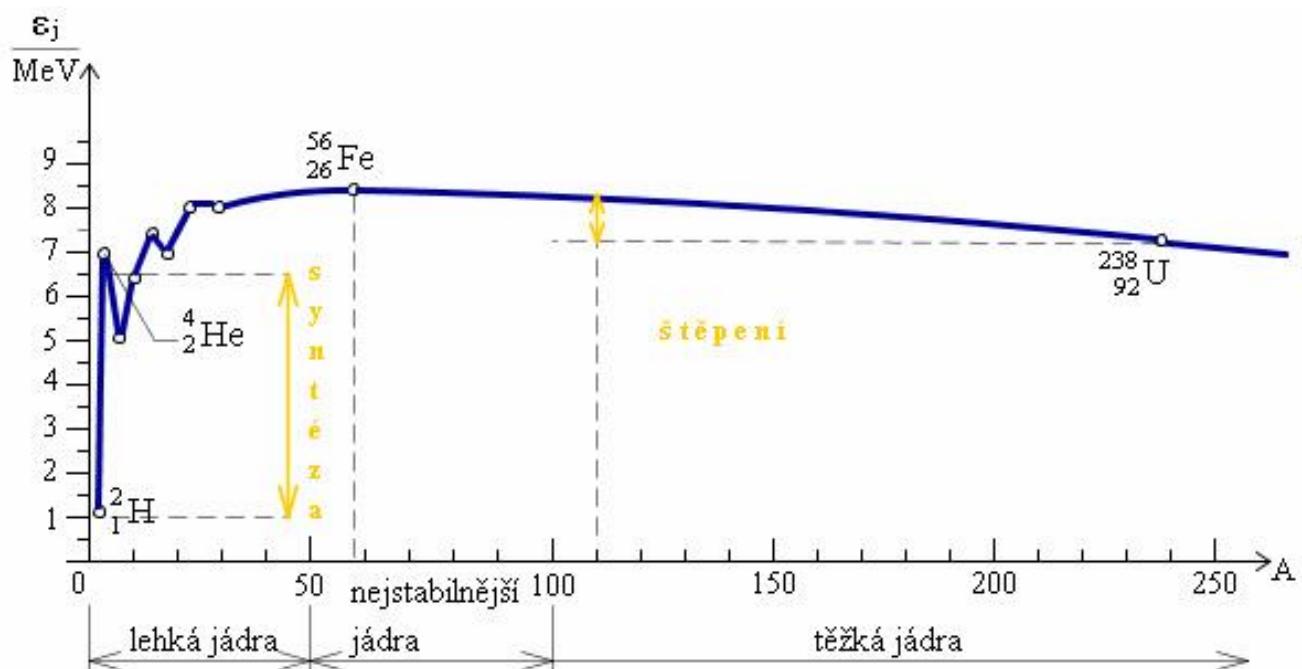
Vazbová energie atomů v molekulách se pohybuje řádově v eV, vazbová energie elektronů v atomech nabývá hodnot od několika eV až po 100 keV a vazbová energie nukleonů v nejlehčím jádře (deuteronu) přibližně 2,2 MeV. Procentuální hmotnostní schodek pro atom ${}_1^1H$ máme $\Delta M_H = E_{v,H}/c^2 \approx 1,5 \cdot 10^{-32}$ g, což činí asi $1,4 \cdot 10^{-6}\%$ celkové hmotnosti atomu vodíku.

4.7.1 Nukleonová vazbová energie

Vazebná energie jádra vztažená na jeden nukleon. Značíme ji ϵ a definujeme ji vztahem

$$\epsilon = \frac{E_v}{A}. \quad (4.35)$$

Zajímavá je závislost nukleonové vazbové energie na nukleonovém čísle A .



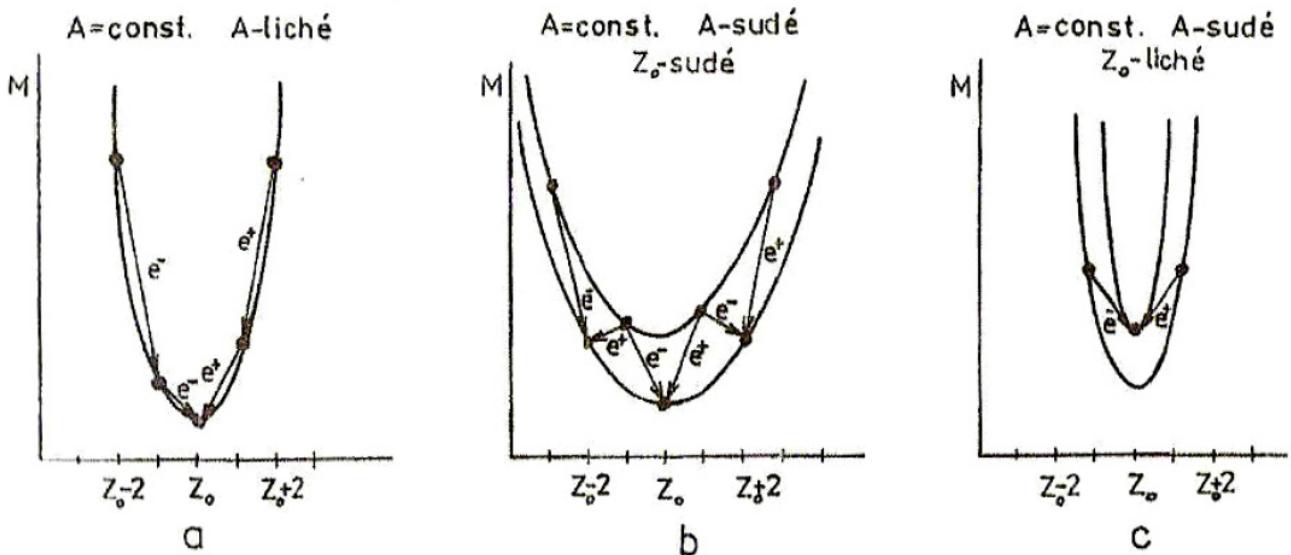
Obr. 4.3: Vazbová energie na nukleon

Z grafu vyplývá:

- $\epsilon(A)$ rychle roste pro $A \leq 16$,

- $\epsilon(A)$ má výrazná maxima pro $A = 4, 12, 16, 20, 24$ (jedná se o sudo-sudá jádra 4_2He , ${}^{12}_6He$, ${}^{16}_8O$, ${}^{20}_{10}Ne$, ${}^{24}_{12}Mg$ se stejným počtem protonů a neutronů, která jsou mimořádně stabilní; jejich stabilita je důsledkem slupkové struktury atomových jader), což ukazuje na význam zobecněného Pauliho principu pro nukleony a z toho plynoucí stability jader, která mají celkový počet nukleonů $A = n\alpha$ pro nevelká $n = 1, 2, 3, \dots$; α zde reprezentuje čtyři nukleony částice alfa.
- $\epsilon(A)$ je přibližně konstantní, leží v intervalu $(7,4; 8,8)$ MeV pro všechna jádra s $A > 16$. To tedy znamená, že je pro ně vazbová energie jádra úměrná nukleonovému číslu, $E_v \sim A$. Odtud vyplývá, že nukleon může interagovat jen s omezeným počtem nukleonů. Kdyby tomu bylo při interakci nukleonů stejně jako v systému podrobeném například gravitačním silám, kde každý subjekt interaguje s každým, musela by vazbová energie záviset na počtu různých dvojic nukleonů, tj. mělo by být $E_v \sim \frac{1}{2}A(A-1)$. Proto říkáme, že u jaderných sil působících mezi nukleony se projevuje NASYCENÍ.
- $\epsilon(A)$ klesá z maximální hodnoty při $A = 60$ prakticky monotónně až na energii 7,4 MeV při $A = 238$. Tento pokles je důsledkem vzájemného ELEKTROSTATICKÉHO ODPUZOVÁNÍ PROTONŮ,
- Existence maxima $\epsilon(A)$ při $A = 60$ (což je nuklid ${}^{60}_{28}Ni$) je důležitým rozhraním. Z jeho polohy plyne, že jadernou energii lze uvolnit buď při SYNTÉZE, spojení lehkých jader, pokud jejich $A < 60$, anebo při ŠTĚPENÍ těžkých jader na lehčí, přičemž jejich nukleonové číslo musí být větší než 60.

Graf β -stabilních nuklidů můžeme doplnit ještě tím, že přidáme třetí rozměr = hmotnost jádra a vezmeme tak do úvahy všechny nuklidy. V 3D obrazci uděláme řezy v rovinách o konstantním A . Průmět jedné z těchto rovin je zobrazen na obrázku β -stabilních nuklidů \Rightarrow tabulka nuklidů. Typické příklady toho, co se nám v rovinách o konstantním A objeví. Pro lichá A leží v rovině řezu jádra $S - L$ na jedné a jádra $L - S$ na druhé straně od minima, v němž je jádro stabilní vůči rozpadu β . pro sudé A je to trochu komplikovanější \Rightarrow dostáváme dvě různé křivky, ve spodní leží nejstabilnější jádra $S - S$ a v horní nejméně stabilní jádra $L - L$.



Obr. 4.4: Řezy uspořádáním všech muklidů v třírozměrném prostoru $(Z, N, M(A, Z))$ pro konsantní A ; a- nukleonové číslo A je liché, b- nukleonové číslo A je sudé a protonové číslo Z_0 je sudé, c- nukleonové číslo A je sudé a protonové číslo Z_0 je liché

VAZEBNÁ ENERGIE VZHLEDĚM K RŮZNÝM ČÁSTEM ATOMOVÉHO JÁDRA ($E_{v1,2}$).

Jádro rozkládáme pouze na dva celky a definujeme tuto energii jako

$$E_{v1,2} = (m_1 + m_2 - m)c^2 = E_v - E_{v1} - E_{v2}. \quad (4.36)$$

Je-li $E_{v1,2} < 0$, pak se jádro samovolně rozpadá. Pokud vztah (4.36) vztáhneme na oddělení pouze jednoho nukleonu z jádra, pak vazbová energie hráje úlohu ionizačního potenciálu dané slupky. Konkrétně se setkáváme se SEPARAČNÍMI ENERGIAMI protonů a neutronů z atomového jádra, platí pro ně vztahy

$$\epsilon_n = [m_n + m(Z, A - 1) - m(Z, A)] c^2 \quad \dots \text{pro neutron} \quad (4.37)$$

$$\epsilon_p = [m_p + m(Z - 1, A - 1) - m(Z, A)] c^2 \quad \dots \text{pro proton} \quad (4.38)$$

Typicky leží separační energie protonů a neutronů v oblasti několik MeV až 20 MeV. Konkrétní velikost odráží efekty způsobené slupkovou strukturou jádra. Separáční energie je energie potřebná k vytržení posledního nukleonu (neutronu).

Pojem separační energie neutronu ale není definován pro 3_2He . Pokud bychom totiž odtrhli neutron, dostali bychom jádro o dvou protonech, což ale v přírodě nepozorujeme.

Energii potřebnou navíc k vyjmutí 1 nukleonu ze sudého počtu identických nukleonů nazýváme PÁROVOU ENERGIÍ a zaněme δ_n či δ_p

$$\delta_n = \epsilon_n(Z, N) - \epsilon_n(Z, N - 1) \quad N\text{-sudé} \Rightarrow \text{protony} \quad (4.39)$$

$$\delta_p = \epsilon_p(Z, N) - \epsilon_p(Z - 1, N) \quad N\text{-liché} \Rightarrow \text{neutrony} \quad (4.40)$$

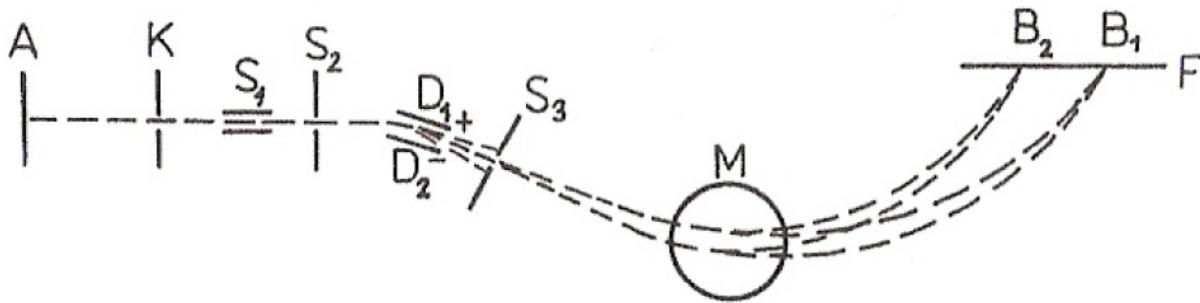
4.7.2 Měření hmotnosti jader

K měření hmotnosti atomů a jader se používají tyto metody:

- HMOTOVÁ SPEKTROSKOPIE - přesná, ale časově náročná; pro tuto metodu je nutné mít přesně nakalibrované elektromagnetické pole \Rightarrow experimentálně náročná.
- ENERGETICKÁ BILANCE JADERNÝCH REAKCÍ - využívá se znalosti částic vstupujících a vystupujících z jaderné reakce (pokud známe tři hmotnosti ze čtyř). Např. reakce $a+b \rightarrow c+d$, energii reakce dostaneme ze vztahu $Q = (m_a + m_b - m_c - m_d)c^2 = T_c + T_d - T_a - T_b$, přičemž T_b je 0, poněvadž b je terčíková částice. Pokud známe m_a , m_b a m_c , dopočítáme m_d ze vztahu $m_d = m_a + m_b - m_c - \Delta m$, kde $\Delta m = Q/c^2 = (T_c + T_d - T_a)/c^2$ lze dopočítat.
- ENERGETICKÁ BILANCE RADIOAKTIVNÝCH ROZPADŮ α a β
- STUDIUM ROTAČNÍCH SPEKTER MOLEKUL - Velikost energie rotačních stavů je závislá na momentu setrvačnosti molekuly a ten opět závisí na hmotnostech jader, která se v ní nacházejí. Molekuly, v kterých je atom určitého izotopu nahrazen atomem jiného izotopu téhož prvku, vysílají a případně absorbuje fotony, jimž přísluší odlišné frekvence než v původním jádře. To umožňuje určit rozdíl ve hmotnostech jader \rightarrow současná mikrovlnná technika \rightarrow malá množství vyšetřovaných látek.

Hmotová spektroskopie je z uvedených metod nejdůležitější.

První měření hmotové spektroskopie sestrojili v r. 1918 Aston a Dempster. Základní principy, které byly pro jejich konstrukci použity, jsou aplikovány i v moderních spektrometrech.



Obr. 4.5: Schéma Astonova spektrometru: A- anoda, K- katoda, D_1 a D_2 - elektrody, M- střed magnetu, F- fotografická deska

Celé zařízení je ve skleněné trubici \rightarrow naplněna zkoumaným plynem \rightarrow takový tlak, aby mezi anodou a katodou došlo k ionizaci. Kladně nabité ionty vyvedeny kanálkem S_1 a zklimovány štěrbinou S_2 . Při přechodu elektrostatickým polem mezi elektrodami D_1 a D_2 se svazek iontů rozdělí na svazky podle jejich energií \rightarrow štěrbina S_3 tak umožní vybrat ionty o prakticky stejné energii. Svazek potom vstupuje do homogenního mag. pole s vektorem mag. indukce kolmým ke směru svazku. V tomto poli je poloměr dráhy iontu úměrný jeho hybnosti $p = m.v \rightarrow$ využije

se při konstrukci aparatury k tomu, aby různě rychlé ionty se stejnou hmotností se zfokusovaly a dopadly do téhož místa B_1 na fotografické desce. Ionty s menší hmotností budou mít při stejné energii menší hybnost $p = \sqrt{2mE} \rightarrow$ jejich dráha bude více zakřivená \rightarrow soustředí se do okolí bodu B_2 . Z polohy bodů B_1 a B_2 při znalosti konstant aparatury se určí hmotnost iontů \rightarrow a z ní posléze po přidání hmotnosti elektronu a po odečtení ionizační energie dělené c^2 se vypočítá hmotnost atomu příslušného nuklidu.

V r. 1913 - Thomson, katodové záření - objev ^{20}Ne , $^{22}Ne \rightarrow$ poprvé viděl izotopy. Měl el. pole + do protisměru mag. pole \rightarrow vidíme parabolickou křivku na destičce \rightarrow selektováné podle poměrů nábojů a hmotností.

V r. 1918 - Dempster : rychlostní separátor, štěrbina - el. pole + mag. pole \rightarrow vybereme část svazku s danou rychlostí. Projdou jen částice s rychlostí $v_0 = E/B$.

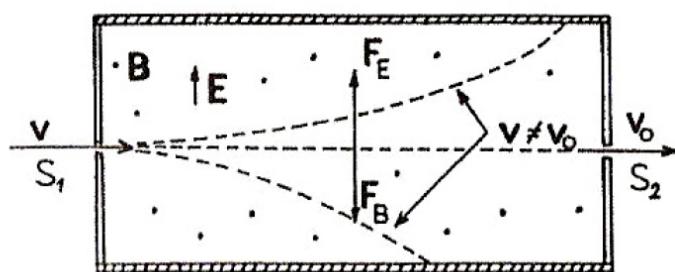
Soudobé spektrometry mají tři části:

- IONTOVÝ ZDROJ - zisk iontů, nejen klasickými metodami, ale i za pomoci vysokofrekvenčního pole
- ENERGETICKÝ SELEKTOR - buď elektrostatický selektor nebo rychlostní elektromagnetický
 - ELEKTROSTATICKÝ SELEKTOR - pracuje podobně jako Astonův se dvěma elektrodami D_1 a D_2 , které však nyní mají tvar kruhového oblouku a jsou zdrojem radiálního elektrického pole o intenzitě E , která vybírá z iontů o náboji q a o různých energiích právě ty, které se pohybují po dráze o poloměru r a mají energii

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}qrE. \quad (4.41)$$

- RYCHLOSTNÍ ELEKTROMAGNETICKÝ - využívá možnosti, že v elektromagnetickém poli, ve kterém bude platit pro intenzitu \vec{E} a indukci \vec{B} vztah $\vec{E} = \vec{B} \times \vec{v}$, kde \vec{v} je rychlosť iontu, bude Lorentzova síla působící na iont

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \equiv 0. \quad (4.42)$$



Obr. 4.6: Princip rychlostního selektoru.

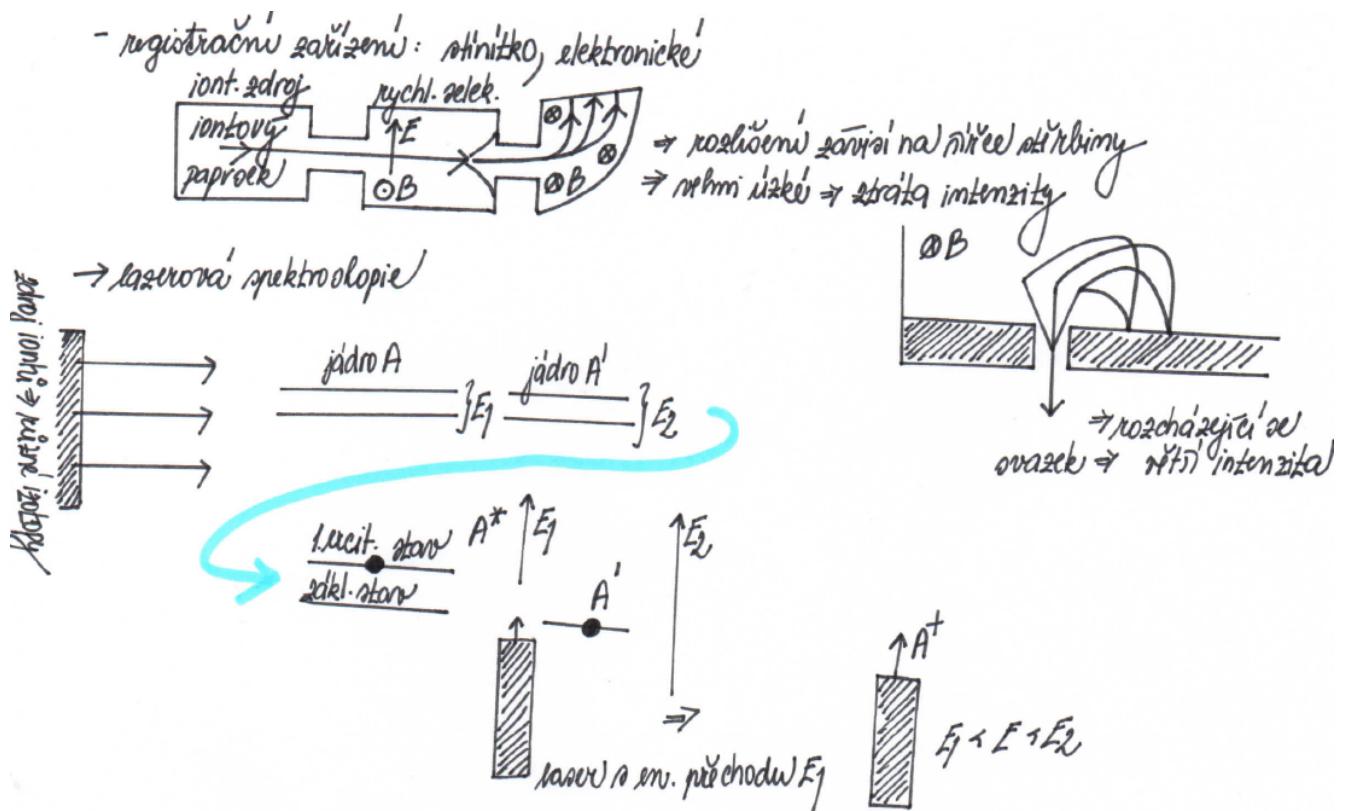
\vec{F}_E je síla vyvolaná el. polem, jehož intenzita \vec{E} leží v rovině dráhy, \vec{F}_B je síla vyvolaná mag. polem, jehož vektor indukce \vec{B} je kolmý k rovině dráhy. Rychlosť v_0 je rychlosť,

pro kterou je splněna podmínka $\vec{F}_E + \vec{F}_B = 0$. Úhel β je určen poměrem maximálního průměru štěrbiny S_2 k její vzdálenosti od štěrbiny S_1 .

To znamená, že iont, který bude splňovat tuto podmínu, se bude pohybovat přímočaře v daném poli, zatímco ionty, které ji nesplní, z této dráhy vybočí a může být zachycen.

Za výstupní štěrbinou dostáváme ionty s rychlostmi $v \in (v_0, v_0 \cos \beta)$, kde $v_0 = E/B$ a úhel β je určen geometrií výstupní štěrbiny a charakterizuje kvalitu selektoru. Princip rychlostního selektoru lze pochopit z obrázku.

- MAGNETICKÝ ANALYZÁTOR - s elektrickým registračním zařízením snímajícím spektrum hmotností u spektrometrů a s fotografickým nebo na polohu citlivým elektrickým zařízením měřícím toto spektrum u spektrografů.



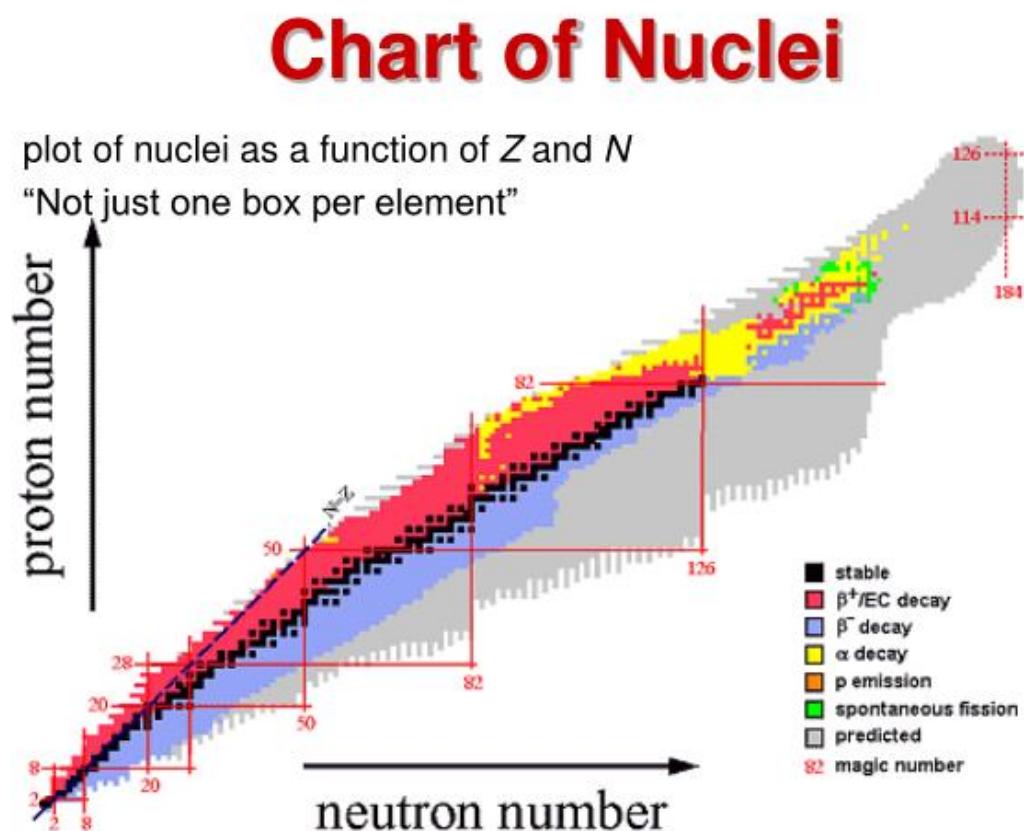
Obr. 4.7: Magnetický analyzátor

Soudobé hmotové spektrometry umožňují určovat hmotnosti iontů s relativní chybou menší než 10^{-7} . Nejpřesnější měření se dosahují tzv. METODOU DUBLETU, při níž se měří rozdíl hmotnosti iontů, které by se měly zobrazit v hmotovém spektrometru stejně, kdyby jejich hmotnost byla násobkem počtu nukleonů, které obsahují. Kvůli této metodě byl vybrán nuklid ^{12}C za základ pro definici atomové hmotnostní jednotky.

4.7.3 Tabulka nuklidů

Známé hmotnosti asi 2000 nuklidů (265 stabilních) lze roztržit na základě toho, co již víme.

- nuklidu stabilní vůči β rozpadu - zcela stabilní nuklidu a nestabilní nuklidu nepodléhající radioaktivnímu rozpadu $\beta \rightarrow$ asi 350 \rightarrow LINIE STABILITY β , kde se nacházejí β stabilní nuklidu,
- jádra ležící pod linií stability (při pevném Z mají vyšší N) \rightarrow rozpadají se samovolně pomocí β^- ,
- nad linií stability se jádra rozpadí pomocí β^+ , tato jádra jsou také nestabilní vůči ZÁCHYTU.



Obr. 4.8: Tabulka nuklidů

Pro malý počet nukleonů jsou stabilní ta jádra s $N = Z$ do $N = 30$. Se zvětšováním A se pásmo stability odklání od této přímky směrem k většímu počtu neutronů \rightarrow důvody pro toto chování jsou skryty v působení Coulombovy síly. Pokud je v jádře více protonů, roste Coulombické odpuzování, které musí být kompenzováno potřebným přebytkem neutronů.

V oblasti olova ($Z = 82, N = 126$) se pásmo β -stability jader přeruší a všechna těžší jádra jsou nestabilní. Z tabulky nuklidů lze také zjistit, že nejvíce stabilních nuklidů má sudé jak protonové, tak i neutronové číslo. Tato skutečnost svědčí o tendenci jaderných sil párovat nukleony stejného typu, jelikož v páru jsou nukleony vázány silněji.

4.8 Způsoby uvolňování energie

Energii lze uvolnit převedením systému, který je méně vázán, do systému, jehož komponenty jsou vázány silněji. Můžeme to udělat pomocí jaderné syntézy, štěpení těžkých atomových jader, či anihilací.

Můžeme tak však činit i chemickým procesem spalování, např. $C + O_2 \rightarrow CO_2 + Q$, kde uvolněná energie $Q = 94\text{kJ/mol} = 246,9 \cdot 10^{16} \text{ MeV/mol}$. Uvolněná energie při vzniku jedné molekuly CO_2 je $E_v = \Delta Mc^2 = Q/N_A = 4,1 \text{ eV}$, přičemž N_A je počet částic v jednom molu. Hmotnost jednoho molu CO_2 je $44g$, takže podíl $\Delta M/M \sim 10^{-10}$.

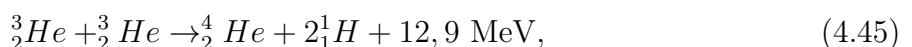
Například pro proces $H_2 + \frac{1}{2}O_2 \rightarrow H_2O$ je podíl $\Delta M/M \sim 1,5 \cdot 10^{-10}$. Takže relativní změna hmotnosti při spalování je $\Delta M/M \sim 10^{-10}$.

Uvolnit energii lze i rekombinací $e^- + p \rightarrow H$, kde $E_v = [m_e + m_p - M(^1H)]c^2 = 13,6 \text{ eV}$. Relativní změna hmotnosti při rekombinaci je $\Delta M/M \sim 10^{-8}$.

4.8.1 Jaderná fúze

Při jaderné fúzi vezmeme dvě slaběji vázaná jádra a spojíme je v jedno. Poprvé ji formuloval v r. 1939 Bethe hypotézou, že jaderné reakce dodávají energii k pohonu Slunce. Provázal tak astrofyziku s jadernou fyzikou. Na Slunci probíhají dva cykly, přičemž v obou se vytvářejí z protonů při působení silné, elektromagnetické a slabé interakce jádra helia, částice α . Zde jsou oba cykly popsány:

- PROTON-PROTONOVÝ CYKLUS (p-p cyklus) se realizuje jako

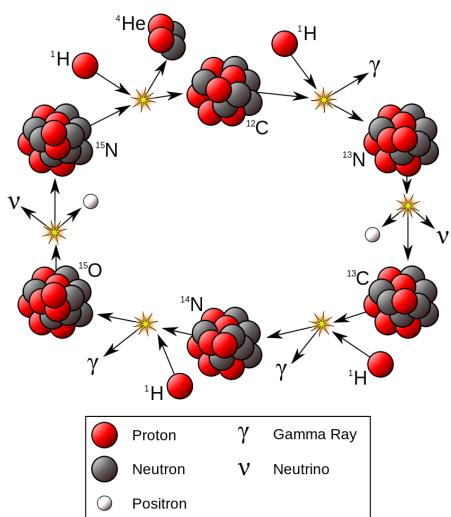


po uzavření celého procesu tedy máme: $4p \rightarrow ^4He + 2e^+ + 2\nu_e + 2\gamma + 26,7 \text{ MeV}$. Proton-protonový cyklus dává výtěžek $\Delta M/M = 6,6 \cdot 10^{-3}$.

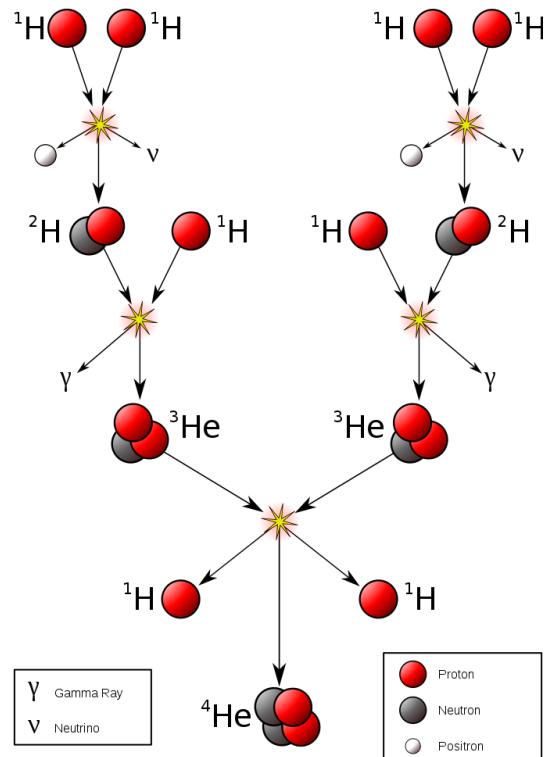
- UHLÍKO-KYSLÍKOVÝ CYKLUS je složený z reakcí



po uzavření cyklu tedy máme proces: $4p \rightarrow ^4He + 2e^+ + 2\nu_e + 3\gamma + 26 \text{ MeV}$.



Obr. 4.9: CNO cyklus



Obr. 4.10: Proton-protonový cyklus

Abychom ale mohli realizovat jadernou syntézu, je nutno překonat Coulombické odpuzování mezi jádry. To se děje díky zvýšení teploty na velmi vysokou hodnotu přibližně 10^7 K, čemuž odpovídá střední kinetická energie protonů přibližně 2 keV. Jelikož je to ale pouze střední kinetická energie, relativně mnoho protonů bude mít dostatečně vysokou energii, rovnou řádově několika MeV, k tomu, aby protony pronikly Coulombickou bariérou a došlo tak k vlastní jaderné reakci.

Slunce má na svém povrchu teplotu $\sim 10^6$ K, uvnitř pak $\sim 10^7$ K a každou sekundu se v něm promění přibližně 0,5 miliardy tun vodíku v heliu. Navíc jeho výkon je $3,8 \cdot 10^{26}$ W.

Exotermické reakce, které vedou k syntéze, jsou dnes dobře prozkoumány. Problémem však zůstává kontrola celého procesu v prakticky využitelném rozsahu. Z exotermických reakcí se slibnými z hlediska aplikací v množných energetických zdrojích v budoucnosti jeví např. tyto reakce:

$$d + d \rightarrow {}_2^3 \text{He} + n + 3,25 \text{ MeV}, \quad (4.52)$$

$$d + d \rightarrow {}_1^3 \text{H} + p + 4 \text{ MeV}, \quad (4.53)$$

$$p + {}_3^7 \text{Li} \rightarrow \alpha + \alpha + 17 \text{ MeV}, \quad (4.54)$$

$$d + t \rightarrow \alpha + n + 17,6 \text{ MeV}. \quad (4.55)$$

Největší uvolněnou energii připadající na jeden nukleon dává poslední z nich, Q/A je u ní totiž 3,52 MeV a to je hodnota čtyřnásobně vyšší, než se získává štěpením jádra ${}_{92}^{235}\text{U}$.

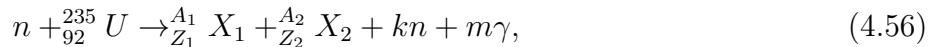
4.8.2 Štěpení těžkých atomových jader

Štěpná reakce je reakcí, při které se atomové jádro rozštěpí, rozdělí na dvě nebo více jader. Štěpení na dvě jádra je mnohem pravděpodobnější než štěpení na více jader.

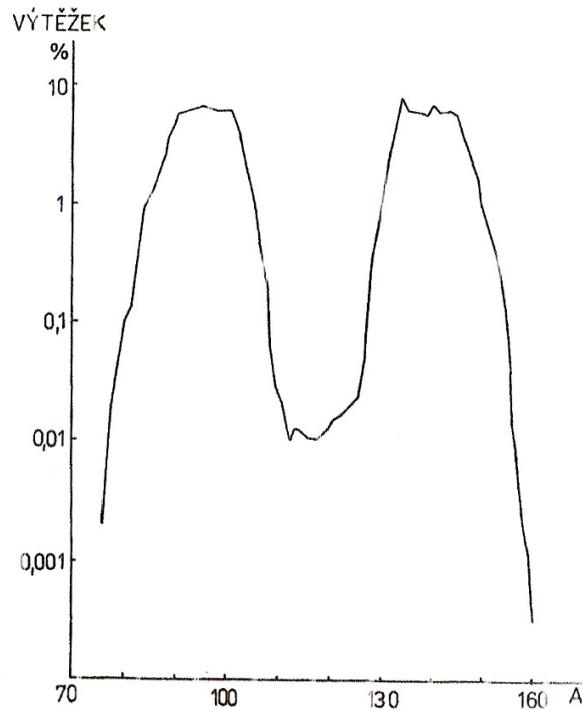
Projektil o dostatečně vysoké energii může rozštěpit jakékoliv jádro s protonovým číslem $Z \geq 2$, a proto štěpná reakce nepředstavuje zcela mimořádný děj, který vždy probíhá v souladu se zákony zachování. Čím má jádro vyšší hmotnostní číslo A , tím je pravděpodobnost štěpné reakce vyšší.

- štěpení jader uranu U

Používá se běžně v současné energetice. Základní štěpná reakce, která umožňuje aplikace uranu, je exotermická reakce, probíhající po absorpci tepelného neutronu (neutrony je nutno zpomalit moderátorem) v jádře $^{235}_{92}U$:



kde zákon zachování náboje dává $Z_1 + Z_2 = 92$ a zákon zachování nukleonů $A_1 + A_2 + k = 236$ a kde $k = 2, 3$ a $m = 1, 2, \dots, r$. V reakci navíc kromě dvou jader, tzv. odštěpků, vznikají dva nebo tři neutrony a tvrdé fotony γ . Vzniklá jádra mají obecně přebytek neutronů, což je způsobeno tím, že mateřská jádra jsou před štěpením těžká a o těch víme, že mají přebytek neutronů. Při štěpení se vyzařují volné neutrony a odštěpky jsou beta-radioaktivní → cílem beta-radioaktivnosti u odštěpků je přiblížit se linii stability. Neutrony takto vyslané se zpožděním za neutrony z vlastního štěpení = zpožděné tvoří necelé procento z celkového počtu neutronů vzniklých při štěpení a mají poměrně malou kinetickou energii < 1 MeV. Bez zřetele na malý podíl zpožděných neutronů v celkovém počtu okamžitých neutronů mají právě tyto neutrony při práci jaderných reaktorů velmi důležitý význam - umožňují řídit průběh řetězové reakce.



Obr. 4.11: Rozdělení štěpných fragmentů pro nuklid $^{235}_{92} U$.

Celková uvolněná energie je dána jako součet energie Q_f uvolněné štěpením a energie Q_{β_i} uvolněné při β -rozpadech produktů a je rovna

$$Q = Q_f + \sum_i Q_{\beta_i} \approx 195 \text{ MeV}. \quad (4.57)$$

Při štěpné reakci se na jeden nukleon uvolní zhruba 7-krát méně energie než při syntéze jader, protože

$$\frac{(\Delta M/M)_{syntesa}}{(\Delta M/M)_{stopeni}} = \frac{6,6 \cdot 10^{-3}}{8,9 \cdot 10^{-4}} \approx 7,4. \quad (4.58)$$

Obě jádra = fragmenty (odštěpky), které vznikají při štěpení, patří do relativně širokého spektra fragmentů. Jejich známá nukleonová čísla A pokrývají všechny možné hodnoty v intervalu (76, 160) tak, aby počet příslušných dvojic dal vždy číslo $A = 234$ nebo $A = 233$. Jejich pravděpodobné zastoupení má dvě maxima typická i pro ostatní štěpné reakce. U nuklidu $^{235}_{92}U$ tato maxima leží v okolí $A = 95$ a $A = 139$.

Změřené šírky nízkoenergetických rezonancí v účinném průřezu štěpení uranu $^{235}_{92}U$ jsou přibližně 0,1 eV. Štěpení se děje v čase $\tau_f = \hbar/\Gamma_f \approx 10^{-14}$ s po absorpci neutronu.

Původ štěpné reakce: jádro $^{235}_{92}U$ vytvoří po absorpci neutronu metastabilní jádro → díky kvantovým oscilacím se jádro silně deformuje (protáhlý tvar) → repulsivní Coulombické síly roztrhnou jádro na dvě části (někdy i tři a více). Významnou roli hraje poměr mezi jadernými silami krátkého dosahu a Coulombickými silami dlouhého dosahu a také tunelový jev při průchodu fragmentů potenciálovou bariérou.

4.8.3 Anihilace

Při anihilaci se setkávají částice s antičásticemi, které spolu zreagují a zaniknou za vzniku jiných částic, převážně fotonů (elektromagnetická interakce) či mezonů (silná interakce). Při anihilaci vždy platí zákony zachování energie, hybnosti, Součet aditivních kvantových čísel před anihilací a po anihilaci je roven nule. Uvedeme např. proces

$$e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q}, \quad (4.59)$$

kde se celá klidová energie pozitronu a elektronu přemění na záření, tj. hmotnostní deficit je $\Delta M/M \sim 1$. Proces anihilace hmoty s antihmotou se jeví jako ideální zdroj energie → „palivo“ lze spotřebovat beze zbytku (u současných reaktorů se spotřebuje pouze několik procent paliva). „Výhřevnost“ anihilačního paliva je 100-1000-krát větší než u jaderného paliva a to je asi 10^7 -krát „výhřevnější“ než chemické palivo. Anihilace však nemá jako zdroj energie praktický význam → pro vytvoření vhodných podmínek pro anihilaci je zapotřebí mnohem více energie, než se při ní uvolní. Náročné je také vytvořit stabilnější antihmotu (antiprotony, antineutrony → antijádra → antiatomy).

4.9 Spin, izospin, parita jádra

Představme si (jako v kvantové mechanice), že vektor spinu vykonává precesi kolem jedné osy (např. z). Spektrum operátoru spinu \hat{S}_z je diskrétní a jeho vlastní hodnoty jsou $\pm \hbar$. Časově nezávislé jsou i vlnové funkce \hat{S}^2 .

V případě jádra je situace složitější, protože je složeno z nukleonů a každý nukleon má vlastní spin → spin jádra bude složeninou všech nukleonů. Spin jádra budeme označovat symbolem I

→ od teď budeme o spinu mluvit jako o vlastní hodnotě příslušného operátoru. Hodnoty spinu nebudou jen dvě (jako u fermionů), ale bude jich celá řada. Ostrých hodnot nabývá spin pouze v jednom směru → kterou z těchto hodnot I_z ale máme použít pro klasifikaci vnitřního stavu jádra.

SPINEM JÁDRA I budeme rozumět nejvyšší možnou hodnotu z $2I + 1$ možných hodnot z-ové komponenty vektoru spinu \vec{I} , platí tedy

$$(I_z)_{\max} = I\hbar. \quad (4.60)$$

Projekce spinu se měří v jednotkách \hbar . Experimentálně bylo zjištěno několik poznatků:

- Pokud A je SUDÉ $\Rightarrow I$ je CELÉ ČÍSLO a taková jádra se chovají jako BOSONY,
- Pokud A je LICHÉ $\Rightarrow I$ je POLOČÍSELNÉ a jádra se chovají jako FERMIONY,
- SUDO-SUDÁ JÁDRA mají spin $I = 0$, platí u nich totiž tzv. PÁROVÝ EFEKT - nukleony se spárují do dvojic s opačným spinem a celkový spin se vyruší,
- jádra SUDO-LICHÁ nebo LICHO-SUDÁ mají POLOČÍSELNÝ SPIN,
- jádra LICHO-LICHÁ mají spin NENULOVÝ, CELOČÍSELNÝ, KLADNÝ,
- Hodnoty spinu jader v základním stavu leží v intervalu $\langle 0; 8 \rangle$.

Důležitou vlastností jádra je, že vektor I je jedinou nezávislou vektorovou charakteristikou jádra. Všechny ostatní vektorové a tenzorové veličiny lze vyjádřit její pomocí.

Libovolná veličina A je tak úměrná spinu: $A = \alpha I$.

Libovolná veličina B , která je symetrickým tenzorem s nulovou stopou ($\sum_i B_{ij} = 0$), má tvar

$$B_{ij} = \beta \left(I_i I_j + I_j I_i - \frac{2}{3} \delta_{ij} I(I+1) \right). \quad (4.61)$$

Odtud plyne, že částici s nulovým spinem nemohou popsat klasické vektory - pouze axiální pseudovektory. Jádra a částice mohou mít pouze magnetický dipólový moment (nikoliv elektrický) a elektrický kvadrupólový moment (ne magnetický).

4.9.1 Parita

Paritu jádra udáváme vždy v jeho základním stavu a nahlížíme na ni jako na vnitřní paritu. Parita SUDO-SUDÝCH JADER je KLADNÁ, u ostatních jader může být jak kladná tak záporná. I ve fyzice atomového jádra paritu symbolizujeme jako horní index u spinu jádra nebo částice, tj. I^+ (pro sudo-sudá jádro tak bude spin-parita 0^+). Parita excitovaných stavů jádra může být shodná s paritou jádra v základním stavu \Rightarrow excitované stavy s normální paritou. V opačném případě jde o excitované stavy s nenormální paritou. U většiny jader mají stavy s nenormální paritou vyšší energii než stavy s normální paritou. Mezi základním stavem a prvním stavem s nenormální paritou se obvykle nachází několik stavů s normální paritou.

Využijeme-li slupkového modelu, bude parita jádra určena vztahem

$$P = \Pi_{i=1}^A (-1)^{l_i}, \quad (4.62)$$

kde l_i je kvantové číslo momentu hybnosti i-tého nukleonu. Jedním z důležitých důsledků existence parity stavů atomového jádra je např. to, že elektrický dipólový moment jádra musí být nulový. Vlnová funkce jádra nemůže změnit při inverzi souřadnic (na kterých závisí) svou absolutní hodnotu, neboť je to funkce pro dva systémy fermionů, pro každý z nich platí Pauliho vylučovací princip. Proto hustota pravděpodobnosti pro rozložení náboje v jádře, která je úměrná kvadrátu absolutní hodnoty této vlnové funkce, se chová jako funkce sudá, tj. $\rho(\vec{r}) = \rho(-\vec{r})$, a tedy elektrický dipólový moment, který je dán integrálem

$$\vec{d} = e \int_V \vec{r}_\rho(\vec{r}) dV, \quad (4.63)$$

je roven nule (integrand je lichý). Z tohoto důvodu lze elektrické vlastnosti atomového jádra vedle jeho celkového náboje detailněji popsat až s pomocí elektrického kvadrupólového momentu.

4.9.2 Izospin (Izotopický spin)

Nukleonům připisujeme izospin $T = 1/2$ a jeho projekce T_z je rovna $+1/2$ pro protony a $-1/2$ pro neutrony. Z proton-neutronové stavby atomového jádra ihned plyne, že izospin jádra, který se určuje podle pravidel pro skládání momentů hybnosti, je roven $n = 0, 1, 2, \dots$ pro A SUDÉ a $n + 1/2; n = 0, 1, 2, \dots$ pro A LICHÉ. Relativně široký interval možných hodnot n se dá omezit, využijeme-li představ slupkového modelu jádra. Izospiny jednotlivých nukleonů se spárují a poslední nespárované nukleony určí celkový izospin jádra.

Např. zrcadlová jádra 7_4Be a 7_3Li mají 3 spárované protony a 3 neutrony $\rightarrow T = 0$ a poslední nukleon dává $T = 1/2$ pro celé jádro. Tutož Be má $T = 1/2$ a $T_z = +1/2$ a Li má $T = 1/2$ a $T_z = -1/2$.

Izospin je ale daleko výhodnější určovat experimentálně \rightarrow zjišťování, která z povolených hodnot celkového izospinu T se skutečně v daném jádře realizuje a tím i určit, v kolika nábojových stavech s toutéž energií, paritou a spinem se může daná soustava nukleonů nacházet. Projekce celkového izospinu jádra T_z je bezprostředně dána jako součet projekcí izospinů jednotlivých nukleonů

$$T_z = \frac{1}{2}(Z - N). \quad (4.64)$$

Odtud bezpečně určíme jen dolní mez pro hodnotu celkového izospinu T . K celkovému určení izospinu musíme přejít k experimentálním údajům. Vezmeme např. jádra s $A = 10$: ${}^{10}_4Be$, ${}^{10}_5B$ a ${}^{10}_6C$. Prvnímu excitovanému stavu jádra ${}^{10}_5B$ s $T_z = 0$ přísluší celková energie, která je přibližně rovna klidové energii základního stavu jader ${}^{10}_4Be$ s $T_z = -1$ a ${}^{10}_6C$ s $T_z = +1$. Protože i jejich spiny a parity jsou jsou shodné, tvoří tyto tři stavu izospinový triplet a je jim třeba připsat $T = 1$. Základní stav jádra ${}^{10}_5B$ s $T_z = 0$ nemá žádného partnera, a proto mu připisujeme $T = 0$. Stejný rozbor můžeme udělat u ostatních stavů těchto jader, abychom určili jejich izospin. Nábojové multiplety tohoto druhu lze nalézt i v mnoha dalších případech. Příslušné hodnoty izospinu tu

jsou $T = 1/2$ u lichých zrcadlových jader a dále $1, 3/2, 2$. Pro těžší jádra s $A > 50$ izospinový formalismus ztrácí svůj praktický význam, neboť tam je elektrostatická repulze jádra již příliš silná.

Možnost klasifikovat izospinové stavy jader dala podnět k vyslovení hypotézy o nábojové nezávislosti jaderných sil → jaderné síly sice závisejí na izospinu, ale nikoliv na jeho složce. Dále z této hypotézy plyne, že v procesech, které jsou určeny silnými interakcemi, se zachovává izospin T i jeho složka T_z .

Naproti tomu v reakcích, které probíhají pod vlivem elektromagnetické interakce se bude zachovávat pouze projekce izospinu T_z , celkový izospin se obecně zachovávat nebude. Velmi dobře jsou známy radiační přechody γ mezi stavy s různým izospinem T . Při radioaktivních dějích provázených vyzářením elektronů a pozitronů se nezachovává ani T_z , neboť se při nich mění neutron v proton nebo proton v neutron. Stejně je tomu při zachycení elektronu v jádře.

4.9.3 Magnetický dipólový moment jádra

Elektron obíhající kolem kladné nabitého jádra vytvoří proudovou smyčku a pro proud podle klasické elektrodynamiky máme vztah

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{e}{T} = e\nu, \quad (4.65)$$

kde ν je frekvence. Velikost magnetického dipólového momentu elektronu pohybujícího se po kruhové dráze lze napsat jako

$$\mu = IS = \pi R^2 e\nu = \frac{m_e}{m_e} \pi R^2 e\nu = \frac{e}{2m_e} m_e R v = \frac{e}{2m_e} l, \quad (4.66)$$

kde l je orbitální moment hybnosti elektronu.

Magnetický dipólový moment je tedy spojen s orbitálním pohybem nabité částice → orbitální moment hybnosti. Existuje také vlastní moment hybnosti částice, který se nazývá spinový. V případě atomového jádra musíme zahrnout ještě FAKTOR JÁDRA g a nahradit orbitální moment hybnosti l spinem jádra I . Potom je MAGNETICKÝ DIPÓLOVÝ MOMENT JÁDRA dán vztahem

$$\vec{\mu} = g \frac{e}{2m_p} \vec{I} = \gamma \vec{I}, \quad (4.67)$$

kde γ je gyromagnetický poměr - veličina, která udává poměr magnetického a mechanického momentu. Jedna komponenta (μ_z) je kvantována

$$\mu_z = g \frac{e}{2m_p} I_z = g \frac{e\hbar}{2m_p} m_I = g\mu_N m_I, \quad (4.68)$$

kde $m_I = \vec{I}/\hbar$, $\mu_N = e\hbar/2m_p = 5,05 \cdot 10^{-27}$ JT $^{-1}$ je JADERNÝ (NUKLEÁRNÍ) MAGNETON. Ve srovnání s BOHROVÝM MAGNETONEM $\mu_B = e\hbar/2m_e = 9,2741 \cdot 10^{-24}$ JT $^{-1}$ je 200-krát menší (je to dáné poměrem hmotnosti protonu k hmotnosti elektronu $m_p/m_e \approx 2000$). Skalární veličina μ se definuje ve shodě se spinem jako $\mu = (\mu_z)_{max} = g\mu_N m_I$. Z experimentů máme hodnoty magnetického dipólového momentu pro proton a neutron:

$$\mu_p = 2,79\mu_N, \quad (4.69)$$

$$\mu_n = -1,91\mu_N. \quad (4.70)$$

- orbitální mag. moment: $\vec{\mu}_L = \mu_N g_L \vec{l} / \hbar$
- spinový mag. moment: $\vec{\mu}_s = \mu_s g_s \vec{s} / \hbar$
 \Rightarrow celkově: $\vec{\mu} = \mu_N (g_L \vec{l} + g_s \vec{s}) / \hbar$
- orbitální g-faktory: neutron (nemá náboj): $g_L = 0$, proton: $g_L = 1$,
- spinové g-faktory (vnitřní struktura): neutron $g_s = -3,8$, proton: $g_s = 5,6$.

4.9.4 Elektrický kvadrupolový moment

Jádra nemusí být pouze kulovitá, ale mohou zaujmít i elipsoidní tvar. Existence anomálií ve velmi jemné struktuře optických čar ukazuje odchylky rozložení elektrického náboje od sféricky symetrického rozdělení - zůstává pouze rotační symetrie. Asymetrie je způsobena s ELEKTRICKÝM KVADRUPOLOVÝM MOMENTEM Q . Pro rotační elipsoid, který je rovnoměrně nabity, s poloosami ve směru osy z , spinu \vec{I} , dostaneme

$$Q = \frac{2}{5} Ze(b^2 - a^2) = \frac{4}{5} \epsilon \vec{R}^2 Ze, \quad (4.71)$$

kde $\epsilon = (a^2 - b^2)/(a^2 + b^2)$ je excentricita elipsoidu (pro těžká jádra - transuranové prvky a vzácné zeminy - nabývá hodnot $\epsilon \in (0, 1; 0, 2)$, pro lehká jádra je $\epsilon \in (0, 01; 0, 02)$), $\vec{R}^2 = (a^2 + b^2)/2$.

Z experimentů plyne, že elektrický kvadrupolový moment je NULOVÝ PRO MAGICKÁ JÁDRA.

Kapitola 5

Fenomenologické modely jader

5.1 Zadanie

Jaderné síly, Deuteron, N-N potenciál, Coulombická bariéra, Mezonová teorie jaderných sil(Yukawův potenciál), Klasifikace jaderných modelů, Kapkový model jádra, Slupkový model jádra, Zobecněný model.

5.2 Jaderné síly

Modely vždy představují jakousi zjednodušenou představu zachycující vybrané vlastnosti atomového jádra. Už víme, že jádro je kvantovou soustavou nukleonů, mezi nimiž působí silná, elektromagnetická a slabá interakce. Interakce, která zajišťuje existenci jádra jako vázaného systému nukleonů, je samozřejmě interakce silná.

Nyní si shrneme základní vlastnosti projevu silné interakce v jádře, tj. JADERNÝCH SIL:

- Jaderné síly jsou předně uvnitř jádra i na jeho hranicích podstatně větší než síly elektromagnetické → plyne to např. z velikosti separačních energií vnějších nukleonů ve srovnání se separačními energiami valenčních elektronů v atomovém obalu - první z nich mají hodnotu řádově rovnou 1 až 10 MeV, druhé jen několik eV. Na středních vzdálenostech mají PŘITAŽLIVÝ CHARAKTER → existují vázané stavы nukleonů, pokud by jaderné síly nebyly přitažlivé, vázané stavы by existovat nemohly.
- Na malých vzdálenostech (menších než přibližně 0,6 fm) jsou jaderné síly ODPUDIVÉ.
- Jaderné síly jsou na rozdíl od elektromagnetických sil silami KRÁTKÉHO DOSAHU, působí výrazně do vzdálenosti $\sim 10^{-15}$ m $\equiv 1$ fm a potom rychle klesají k nule. Fakt, že dosah jaderných sil je menší než vzdálenosti mezi atomy, lze odvodit ze skutečnosti, že na molekulární úrovni je k vysvětlení daných jevů zapotřebí pouze elektromagnetické interakce.
- U jaderných sil se projevuje NASYCENÍ. Je to jev, který je patrný z Weizsäckerovy formule i z toho, že vazbová energie na jeden nukleon pro větší jádra prakticky nezávisí na nukleonovém čísle A a má hodnotu přibližně rovnou 8 MeV.

- U jaderných sil se setkáváme se zákonem zachování izotopického spinu a jeho projekce. Silná interakce v jádře sice závisí na velikosti izotopického spinu, ale nezávisí na jeho projekci. To znamená, že jaderné síly jsou NÁBOJOVĚ NEZÁVISLÉ. Tvrzení lze také potvrdit existencí zrcadlových jader.

Pozn.: Izospin je vnitřní stupeň volnosti se dvěma povolenými stavů → proton a neutron

- Jaderné síly jsou ZÁVISLÉ NA SPINU. Víme totiž, že interakce mezi elektrony v atomovém obalu je na spinu závislá a oprávněně můžeme totéž očekávat u nukleonů, neboť to jsou fermiony nesoucí spin $1/2$. Tvrzení plyne také z toho, že víme o existenci vázaného stavu se spinem rovným $1 \rightarrow$ deuterón $\equiv \uparrow\uparrow$ a přitom neexistuje vázaný stav se spinem rovným 0 ($\uparrow\downarrow$).
- Jaderné síly jsou silami VÝMĚNNÉHO CHARAKTERU. Při interakci dochází k výměně pionů, které jsou sestaveny z mořských kvarků generovaných vakuovými excitacemi. Jako experimentální důkaz výměnnosti může posloužit symetrie diferenciálního účinného průřezu v těžišťové soustavě.
- Jaderné síly jsou obecně NECENTRÁLNÍ, jak plyne z existence elektrického kvadrupolového momentu a nesférických jader. Navíc jsou to síly tenzorového charakteru - nepůsobí mezi středy objektů, kromě vzdálenosti objektů závisejí také na úhlu mezi spiny a přímkou spojující středy objektů interakce.

V kvantifikaci popisu jaderných sil nám brání skutečnost, že dosud neznáme zákon silné interakce, který by popisoval tuto interakci nějakou takovou formou, jakou je např. popsána gravitační síla. Ukazuje se totiž, že silná interakce mezi nukleony je zbytkovou silnou interakcí mezi kvarky tvořícími nukleony (je to podobný stav, s jakým se setkáváme u mezimolekulárních sil van der Waalsova typu, které jsou zbytkovými silami elektromagnetickými, udržujícími pohromadě atomy a molekuly). Tuto interakci však nemůžeme odvodit ze silné interakce mezi kvarky, protože pro ně zákon silné interakce také neznáme.

V roce 1935 navrhl Bethe, že nukleony v jádře je možné pokládat za neinteragující částice, pohybující se v potenciálové jámě, přičemž daný potenciál je vytvářen všemi ostatními nukleony. V tomto modelu bylo působení jednoho nukleonu na ostatní nukleony bráno jako působení jednoho celkového potenciálu ode všech ostatních nukleonů. Tento potenciál působí stejně na vázané i na nevázané nukleony, a tudíž je velmi jednoduché vypočítat rozptyl nukleonu na tokovém potenciálu - dostali bychom účinný průřez, jenž by byl hladkou funkcí energie příchozí částice.

Avšak brzy bylo ukázáno, že účinný průřez by v tomto případě nebyl hladkou funkcí, ale měl by rezonanční strukturu. Rezonance jsou úzké, se šírkami kolem 1 eV, a tím pádem s dobami života kolem 10^{-15} s, což je ale mnohem delší doba, než potřebuje částice k průchodu jádrem (ta je $\sim 10^{-22}$ s).

Niels Bohr tedy navrhl jiný průběh reakce. Podle něj se příchozí nukleon nejdříve zachytí v jádře a vytvoří složené jádro, které žije poměrně dlouhou dobu, než se rozpadne buď elasticky zpět do původního stavu, anebo inelasticky. Příchozí částice je přitahována jádrem a interaguje

silně se všemi nukleony v něm. Její energie je rozdělena mezi všechny částice, se kterými se setká, dokud není ustaven stav statistické rovnováhy. Následně se energie dále předává dalšími srážkami, dokud statistickými fluktuacemi neobdrží částice blízko povrchu jádra potřebnou energii k úniku z něj. Tento proces již trvá déle, než výše popsaný, přibližně v rozmezí 10^{-15} s až 10^{-18} s, což odpovídá pozorovaným šírkám.

Během tohoto statistického procesu se jádro chová spíše jako kapka kapaliny (zde se totiž přeskujuje energie a probíhá vypařování z povrchu). Dynamická teorie oscilací kapky byla původně formulována Lordem Rayleighem a následně aplikována Bohrem na jaderné vibrace. Kapka je držena pohromadě povrchovým napětím, které reprezentuje vzájemné přitahování nukleonů; také může být nabité, což vede k destabilizaci oscilací. Povrchové napětí drží kapku co nejbližše u sebe, ale Coulombická interakce se jí snaží roztrhnout → nakonec převáží Coulombická interakce a kapka se roztrhne. Tato vlastnost dělá těžká jádra nestabilní, tudíž se mohou rozpadat na dva fragmenty. Kapkový model poskytl první detailní výpočty jaderného štěpení.

Úspěch kapkového modelu zastínil dřívější Betheho model s potenciálovou jámou. Postupem času však byly objeveny jevy, které nelze vysvětlit v teorii kapkového modelu, ale které volají po modelu nezávislých částic pohybujících se v potenciálové jámě. Takový model je schopen dát magická čísla spojená se slupkovou strukturou jádra. Navíc po přidání imaginárního členu, jímž započteme tok odebraný reakcemi z elastického kanálu, se z jednočásticového modelu stane OPTICKÝ MODEL, který velmi dobře popisuje pružný rozptyl částic na jádře.

5.3 Coulombická bariéra

Kromě silné interakce působí i elektrická síla. Jádro má kladný náboj a pro kladně nabité částici vytváří tato síla COULOMBICKOU BARIÉRU → dosah elektrické síly je větší než dosah silné interakce. Příslušný potenciál má tvar

$$V(r) \sim Q/r. \quad (5.1)$$

V případě rozptylu navíc působí ještě ODSTŘEDIVÁ BARIÉRA, která je daná momentem hybnosti nalétávající částice.

5.4 Mezonová teorie jaderných sil (Yukawův potenciál)

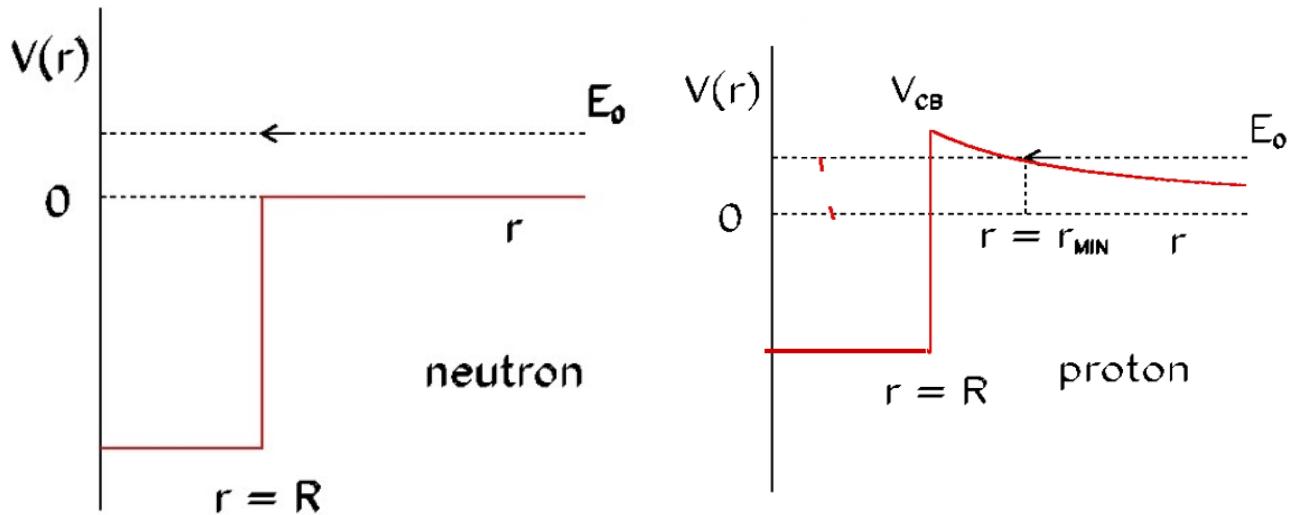
Výměnný charakter jaderných sil:

- krátký dosah → nenulová klidová hmotnost zprostředkujících částic. Odpovídající potenciál navrhl H. Yukawa

$$V(r) \propto \frac{\exp(-mcr/\hbar)}{r}, \quad (5.2)$$

kde m je hmotnost zprostředkující částice a \hbar/mc je její Comptonova vlnová délka. Položíme Comptonovu délku rovnu dosahu R jaderných sil a určíme hmotnost zprostředkující částice:

$$mc^2 = \frac{\hbar c}{\lambda} \approx \frac{\hbar c}{R} = \frac{197 \text{ MeV.fm}}{1,7 \text{ fm}} \approx 120 \text{ MeV}. \quad (5.3)$$



Obr. 5.1: Tvar potenciálu pro neutryny a pro protony

- Zprostředkující částice s podobnou hmotností byly nalezeny (r. 1935 Yukawa) a označeny jako MEZONY π ($m_\pi = 140$ MeV). přitažlivá a odpudivá jaderná síla je tak zprostředkována výměnou nabitých a neutrálních mezonů:

$$p + \pi^- \rightarrow n, \quad n + \pi^+ \rightarrow p, \quad p + \pi^0 \rightarrow p, \quad n + \pi^0 \rightarrow n \quad (5.4)$$

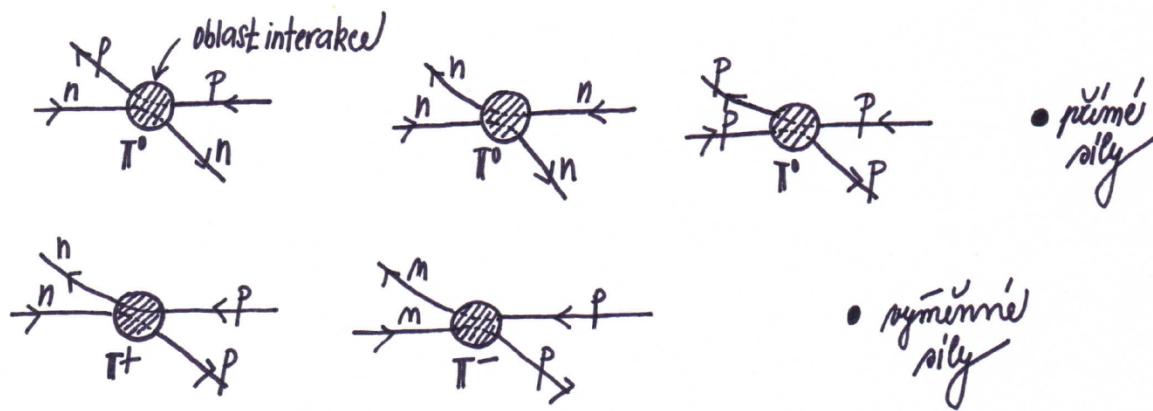
Protony a neutryny neustále emitují a pohlcují mezony. Proč je nenacházíme s různou hmotností?

Princip neurčitosti: $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ → nezachování energie je povoleno, pokud trvá méně než $\hbar/\Delta E$. Maximální dosah jaderných sil je $R = 1,7$ fm. Pak nejmenší doba přeletu nukleonu je: $\Delta t = R/c$. Při emisi mezonu s hmotností m_π se nezachovává energie: $\Delta E = m_\pi c^2$. Jestliže bude doba existence nezachování energie Δt , tak pro maximální možnou energii nezachování (hmotnost mezonu) dostaneme: $m_\pi c^2 = \hbar c / R$ (stejný jako výše uvedený).

Nalezeny byly i další mezony (η, ρ, ϕ, \dots), i dvojmezonová výměna.

5.4.1 Yukawova teorie

jaderné síly mají výměnný charakter → výměnný charakter interakce.



Obr. 5.2: Přímé síly x Výměnné síly

$$M_x = 0 \Rightarrow V(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \frac{1}{r}, \quad (5.5)$$

$$M_x \neq 0 \Rightarrow V(r) = -\frac{g^2}{4\pi r} \frac{1}{r} \exp(-\frac{r}{R}); \quad R = \frac{\hbar}{M_x c} \dots \text{dosah interakce, } g \dots \text{síla interakce} \quad (5.6)$$

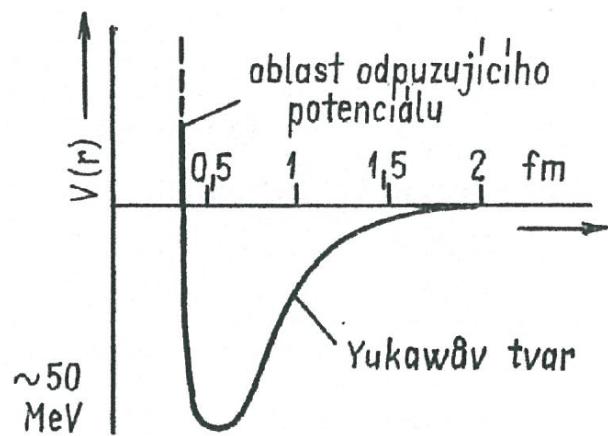
\Rightarrow popisuje jaderné síly na vzdálenostech $r \geq 2$ fm. Pro $r < 1$ fm nelze použít \Rightarrow zanedbává vnitřní strukturu nukleonu \Rightarrow QCD.

5.5 N-N potenciál

Nukleon- nukleonový potenciál:

$$U(r) = \frac{g^2}{4\pi r} \exp(-\frac{mc}{\hbar}r) \quad (5.7)$$

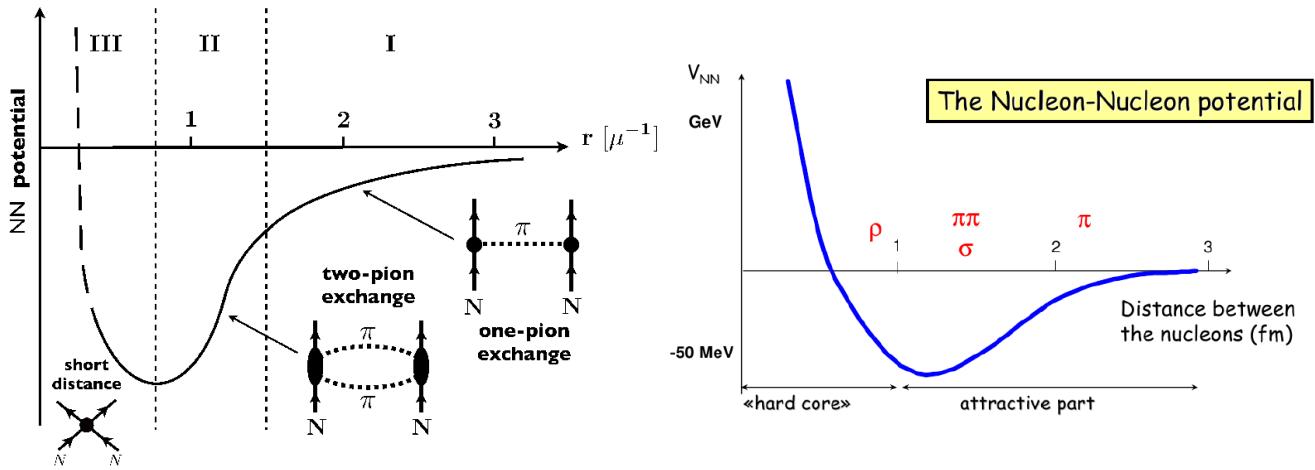
Z rozptylu N-N a ze stability jader \Rightarrow musí existovat odpudivé jádro interakce



Obr. 5.3: Nejjednodušší přiblžení průběhu potenciálu mezi dvěma nukleony

Z požadavků základních symetrií a vlastností interakce lze sestavit obecný tvar $H_{int} = (\vec{r}, \vec{p}, \vec{s}(1, 2), \vec{\tau}(1, 2))$.

Především:



Obr. 5.4: N-N potenciál

- Z analýzy deuteronu \Rightarrow existuje část H_{int} , která nezachovává L (celý H ale musí zachovávat J a P).
- silně závisí na spinu a závisí na izospinu

Možné součásti:

- sféricky symetrická interakce $V(\vec{r}) = V(|\vec{r}|)$ ve tvaru např. $V \sim \frac{1}{r^3}$ - nezachovává sice L , ale ani J (není rotačně invariantní) \Rightarrow NELZE
- tvar $V = f(r)\vec{S}\vec{r}$ - nezachovává L , zachovává J , ale nezachovává $P \Rightarrow$ NELZE

Obecný tvar N-N potenciálu:

$$\begin{aligned}
 V(r; \sigma_1, \sigma_2, \tau_1, \tau_2) &= \\
 &= V_0(r) + V_\sigma(r)\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + V_{\sigma\tau}(r)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \\
 &+ V_{LS}(r)\vec{L} \cdot \vec{S} + V_{LS\tau}(r)(\vec{L} \cdot \vec{S})(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \\
 &+ V_T(r)S_{12} + V_{T\tau}(r)S_{12}(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \\
 &+ V_Q(r)Q_{12} + V_{Q\tau}(r)Q_{12}(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \\
 &+ V_{PP}(r)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{p})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{p}) + V_{PP\tau}(r)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{p})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{p})(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2),
 \end{aligned} \tag{5.8}$$

kde

$$Q_{12} = \frac{1}{2} [(\vec{\sigma}_1 \cdot L)(\vec{\sigma}_2 \cdot L) + (\vec{\sigma}_2 \cdot L)(\vec{\sigma}_1 \cdot L)] \tag{5.9}$$

$$S_{12} = \frac{3}{r^2}(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r}) - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2. \tag{5.10}$$

Deuteron \Rightarrow hloubka potenciálu je ~ 35 MeV.

5.6 Deuteron

Deuteron (n-p) je nejjednodušší vázaný stav nukleonů.

- vazbová energie $E_V \simeq 2,2$ MeV
 - reakce $p(n, \gamma)d$
 - slabě vázaný systém
 - žádné excitované stavy
- neexistuje vázaný stav n-n, p-p
- spin a parita 1^+
 - možné stavy (L,S): (0,1) (2,1)
- izospin $T_z = 0$
 - žádné vázané stavy n-n, p-p (stavy s $T_z = 0, T_z = 1 \Rightarrow T = 0$ pro deuteron - závislost N-N potenciálu na izospinu)

Chceme fenomenologicky najít tvar potenciálu $V_{NN}(\vec{x}_i, \vec{p}_i, \vec{L}, \vec{S}_i, T_i, \dots)$ který bude splňovat tyto požadavky

5.6.1 Vazebná energie

Nejjednodušší aproximace - sférická jáma, která musí pojmut jen jeden vázaný stav \Rightarrow známe šířku ~ 2 fm $\Rightarrow V_0 \sim 35$ MeV.

5.6.2 Spin a parita deuteronu

- Nuclear spin (expt): $I^\pi = 1^+$

$$\vec{I} = \vec{s}_p + \vec{s}_n + \vec{l}$$

$$l_n = 0$$

Options	$l = 0 \quad \& \quad \uparrow\uparrow$
$l = 1 \quad \& \quad \uparrow\uparrow$ $l = 1 \quad \& \quad \uparrow\downarrow$	
$l = 2 \quad \& \quad \downarrow\downarrow$	

Parity = +1 $\pi = (-1)^l = +1$

$\therefore l = 0, 2$ 12

Obr. 5.5: Spin a parita deuteronu

5.6.3 Spinová závislost silné interakce

Neexistuje žádný vázaný stav $I = 0$, nebo 1^- - tj. antiparalelní spiny

- $d = p + n$

$$S_p = \frac{1}{2} \quad S_n = \frac{1}{2} \quad \Rightarrow \vec{S}_d = \vec{S}_p + \vec{S}_n \quad (5.11)$$

- možnosti jsou: $S_d = 0$ ($\uparrow\downarrow$) $S_d = 1$ ($\uparrow\uparrow$)
- experimentálně, deuteron má pouze jeden vázaný stav s $S_d = 1$
- takže, silná interakce je spinově závislá

5.6.4 Magnetický dipólový moment deuteronu

Je to příspěvek dipólových momentů nukleonů a příspěvek orbitálního pohybu \Rightarrow

$$\mu^{spin} = g_S \mu_N \vec{s} \quad (5.12)$$

$$\mu^{orbit} = g_L \mu_N \vec{l}. \quad (5.13)$$

- orbitální g-faktory: $g_L = 0...neutron, \quad g_L = 1...proton$
- spinové g-faktory: $g_S = -3,826085...neutron, \quad g_S = 5,585695...proton$
- Jak to poskládat do celkového izospinu deuteronu?

$$\Rightarrow g_{deut} = 0,857438230$$

$$\vec{\mu}_{deut} = g_n \mu_N \vec{s}_n + g_p \mu_N \vec{s}_p + \frac{1}{2} \vec{L}. \quad (5.14)$$

3S_1 stav (tj. $l=0, s=1$):

$$\mu_{deut} = \mu_p + \mu_n = 0,8798 \mu_N, \quad (5.15)$$

$$\mu_{deut} - \mu_{deut}(^3S_1) = -0,022367 \mu_N. \quad (5.16)$$

Nestačí vysvětlit celkový dipólový moment

- musí existovat příspěvek od stavů s $l \neq 0$
- musí existovat necentrální komponenta interakce, která nezachovává orbitální moment hybnosti
- deuteron je superpozice stavů s různým l

Z předchozí analýzy spinu a parity \Rightarrow lze mixovat jen s 3D_1 stavem ($L=2, S=1$):

$$\psi_{deut} = a\psi(^3S_1) + b\psi(^3D_1), \quad (5.17)$$

kde

$$a^2 \simeq 0,96 \quad b^2 \simeq 0,04. \quad (5.18)$$

5.6.5 Kvadrupolový moment deuteronu

Deuteron má nenulový kvadrupolový moment $Q \neq 0 \rightarrow$ nemůže být v čistém $l = 0$ stavu

$$\psi_d = a\psi(^3S_1) + b\psi(^3D_1), \quad (5.19)$$

kde z hodnot mag. dip. momentu a kvadrup. momentu dostaneme $b^2 = 0,5 - 0,7$, což souhlasí s hodnotou získanou z analýzy mag. dip. momentu. Musí existovat tenzorová složka potenciálu

$$S_{12} = \frac{3}{r^2}(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r}) - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2, \quad (5.20)$$

\Rightarrow vl. stavy nezachovávají ostrou hodnotu L .

5.7 Klasifikace jaderných modelů

5.7.1 Proč používáme modely atomových jader?

V současné době neexistuje jednotná teorie jaderných sil. To má za následek, že neumíme uspokojivě vysvětlit všechny mnohotvárnosti jevů a vlastnosti atomových jader. Nedovedeme např. odpovědět na tyto otázky:

- 1. Jaká jádra jsou stabilní? Jaká jsou radioaktivní? Jaké jsou druhy radioaktivity? Jaký je u radioaktivních jader poločas rozpadu, tvar spektra, úhlové rozdělení emitovaných částic?
- 2. Čemu je pro libovolné jádro roven poloměr, hmotnost, vazbová energie, spin, magnetický dipolový moment, parita, elektrický kvadrupolový moment a další charakteristiky?
- 3. V jakých energetických se může nacházet dané atomové jádro? Jaké hodnoty energie, spinu, magnetického dipolového momentu, parity atd. přísluší těmto energetickým stavům?
- 4. Čemu jsou rovny pravděpodobnosti přechodů z vyšších energetických stavů do nižších?
- 5. Jak se mění účinné průřezy různých částic s různými jádry v závislosti na energii?

Neznalost teorie jaderných sil nutí fyziky k zavádění různých modelů. Modelem rozumíme jednoduchou představu zachycující některé vybrané vlastnosti atomového jádra, které jsou hlavní pro vytvoření daného modelu. Jiné vlastnosti jádra se v tomto modelu zanedbávají.

Je přirozené, že model jádra vytvořený na tomto principu má omezenou oblast použití. Avšak v mezích této oblasti dovoluje každý model získat řadu zajímavých výsledků. Neexistuje tak zatím univerzální model, jenž by správně popisoval všechna experimentální data.

Modely atomových jader jsou fenomenologické teorie, jež berou existenci jaderných sil a jejich vlastností (alespoň nejdůležitější) jako daný fakt a nesnaží se studovat jejich podstatu.

Modely dělíme do dvou skupin:

- KOLEKTIVNÍ MODELY - modely respektující silnou interakci mezi nukleony a pokládající jádro v podstatě za jeden celek \rightarrow kapkový model

- JEDNOČÁSTICOVÉ MODELY - modely nezávislých částic považující nukleony za navzájem nezávislé částice pohybující se v jistém středním potenciálovém poli, které samy vytvořily → slupkový model, model Fermi-Diracova plynu, optický model

Přechod mezi oběma skupinami tvoří tzv. ZOBECNĚNÝ MODEL ATOMOVÉHO JÁDRA. Tento model přihlídí jak k pohybu individuálních částic v jistém středním potenciálovém poli, tak i ke kolektivnímu pohybu velké skupiny nukleonů (rotaci a deformaci jádra beze změny objemu).

5.8 Kapkový model jádra

Jaderná hmota má dvě vlastnosti, které jsou velmi shodné s kapkou kapaliny. Těmito vlastnostmi jsou konstantní vazebná energie na jeden nukleon a konstantní hustota jaderné hmoty. Tato analogie vedla k vytvoření kapkového modelu atomového jádra a formulaci semi-empirické Bethe-Weizsäckerovy formule.

KAPKOVÝ MODEL je jedním z elementárních modelů atomových jader, v němž se jádro považuje za kapku těžko stlačitelné kapaliny držené pohromadě nasycenými silami krátkého dosahu. Tato představa vede bezprostředně k úměrnosti mezi objemem jádra a počtem nukleonů, které se v něm nacházejí. Poloměr jádra by měl proto být dán vztahem

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad (5.21)$$

v němž konstantu r_0 určíme na základě srovnání vypočtených výsledků s experimentálními daty. Optimální hodnota r_0 se pohybuje kolem 1,3 fm. Dále uvedeme Bethe-Weizsäckerovu formuli, která udává závislost vazbové energie jader na číslech A a Z

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(A - 2Z)^2}{A} \pm \delta, \quad (5.22)$$

kde

$$\delta = \frac{a_p}{A^{1/2}} \quad (5.23)$$

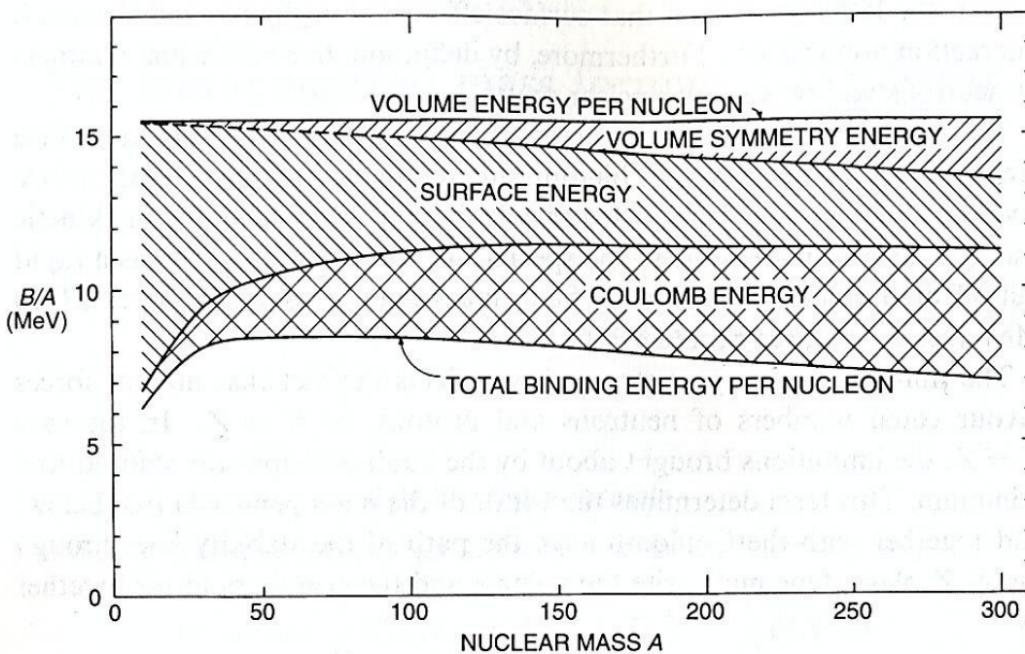
a nabývá hodnot $+\delta$ pro sudo-sudá jádra, $-\delta$ pro licho-lichá jádra a 0 pro sudo-lichá nebo licho-sudá jádra.

Konstanty nabývají hodnot

$$a_v = 15,85 \text{ MeV}, \quad a_s = 18,34 \text{ MeV}, \quad a_c = 0,71 \text{ MeV}, \quad a_a = 23,7 \text{ MeV}, \quad a_p = 11,5 \text{ MeV}. \quad (5.24)$$

Vezmeme-li v úvahu vztah $R = r_0 A^{1/3}$ mezi poloměrem jádra a hmotnostním číslem, pak vidíme, že první člen ve vztahu (5.22) je OBJEMOVÁ ENERGIE jádra, která je podstatná pro vytvoření kapky (tento první člen také můžeme nazvat "vazbovou energií", kterou následujícími členy budeme korigovat). Druhý člen je úměrný POVRCHU JÁDRA a vystihuje skutečnost, že nukleony na povrchu jsou méně vázané, neboť interagují s menším počtem nukleonů než nukleony uvnitř kapky (stejně jako u kapky kapaliny je u jádra povrchové napětí prověrem slabší vazby u povrchu). Třetí člen reprezentuje COULOMBICKÉ ELEKTROSTATICKE ODPUZOVÁNÍ PROTONŮ, odpudivá síla mezi protony snižuje vazbovou energii; Pro rovnoměrně nabité

kouli je Coulombovská energie $E \propto Q^2/R$, pro jádro $Q^2 = Z^2 e^2$. Čtvrtý člen je nazývaný ASYMETRICKÝM ČLENEM, je to fenomenologický člen a vystihuje skutečnost, že stabilní nuklidu leží na linii stability, tj. že přibližně platí $N = Z$. Poslední příspěvek se rovněž nedá dobře objasnit v rámci kapkového modelu, neboť souvisí zejména se spinovými, ale také s izospinovými stavami systému nukleonů; nazývá se PÁROVÝ ČLEN a odráží skutečnost, že dva protony nebo dva neutrony jsou vždy silněji vázány než jeden proton nebo jeden neutron. Efekty jednotlivých členů na celkovou vazebnou energii jednoho nukleonu v jádře jsou na následujícím obrázku.

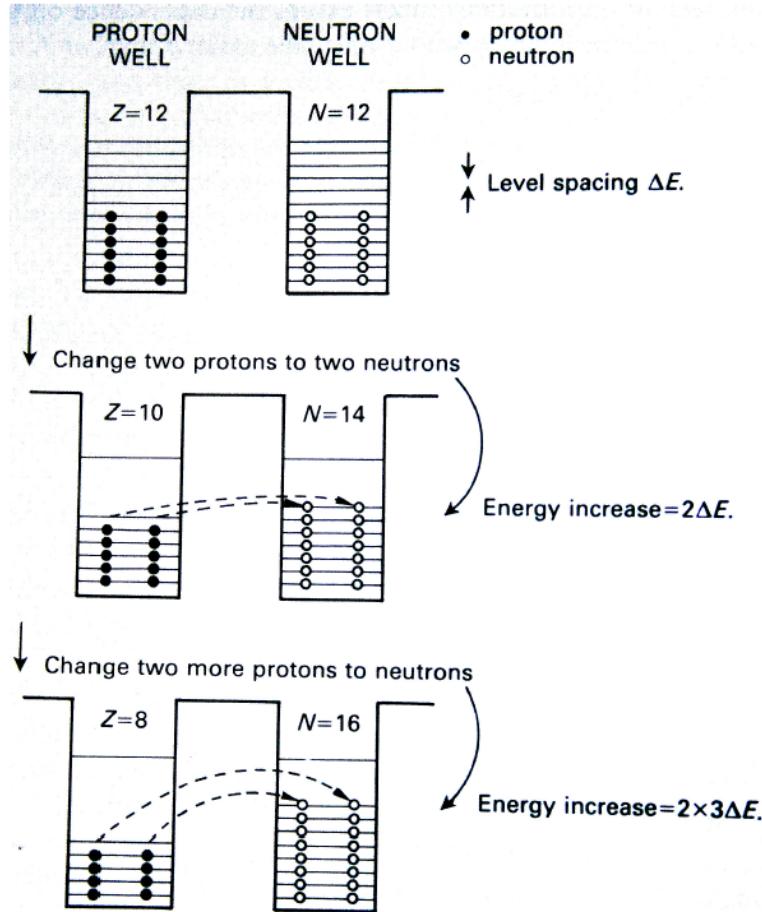


Obr. 5.6: Efekt jednotlivých členů v Bethe-Weizsäckerovy formuli na vazebnou energii na jeden nukleon

Ještě pár poznámek ke čtvrtému členu v BW formuli, který zahrnuje asymetrii mezi počtem protonů a neutronů v atomovém jádře. V tichosti jsme předpokládali, že jakmile jsou efekty Coulombického odpuzování mezi protony zahrnutý do jiného členu v BW formuli, vazba protonů je stejná jako vazba neutronů. Představme si tedy dvě identické potenciálové jámy zvlášť pro protony a neutrony. Energetické úrovně v těchto jámách se zaplňují v souladu s Pauliho vylučovacím principem, jelikož protony i neutrony jsou fermiony. Pokud platí $Z = N$, jsou obě jámy zaplněny do stejné úrovně (Fermiho hladina). Jakmile se ale z této situace přesuneme do stavu, kdy $N > Z$, musí být jeden proton zaměněn za neutron, tj. přejít na volnou neutronovou slupku. Tento stav tak má energii o ΔE vyšší než původní stav (ΔE je rozdíl mezi energiemi dvou sousedících hladin). Druhý podobný krok se záměnou protonu a neutronu zvýší energii tohoto stavu opět o ΔE , takže vzhledem k původnímu stavu je energetický rozdíl už $2 \Delta E$. Záměna dalšího protonu v neutron zvýší energii již o $3\Delta E$, celková změna je tak $5\Delta E$ atd.

Tudíž změna z $Z = N$ na $N > Z$ při $A = N+Z$ konstantním vyžaduje energii $\sim (N-Z)^2 \Delta E / 8$. Tato změna je samozřejmě nezávislá na tom, jestli zaměníme protony v neutrony nebo naopak. Vidíme tedy, že jádra, pro něž platí $Z = N$, mají méně energie a jsou tedy silněji vázány než

jádra s $Z \neq N$. Abychom tento fakt zahrnuli do BW formule, přidáváme asymetrický člen, který redukuje vazebnou energii pro jádra s $Z \neq N$.



Obr. 5.7: Ilustrace k zavedení asymetrického členu v Bethe-Weizsäckerově formuli

Kapkový model lze dobře použít pro orientační výpočet hmotnosti atomového jádra $m(A, Z)$, tj.

$$m(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - \frac{B(A, Z)}{c^2}, \quad (5.25)$$

či vazebné energie $B(A, Z)$, přičemž odchylka hodnoty vazebné energie vypočtená BW formulí od experimentální hodnoty nepřesahuje 20 MeV.

Dále tento model také dovoluje výpočet energie rozpadu α (je to také záporná hodnota separační energie)

$$Q_\alpha = [m(A, Z) - m(A - 4, Z - 2) - m({}_2^4 He)] c^2 = E(A - 4, Z - 2) - B(A, Z). \quad (5.26)$$

Také pomocí něj můžeme formulovat kvalitativní teorii štěpení, kde energie štěpení je dána vtahem

$$E_t = \left[m(A, Z) - 2m\left(\frac{A}{2}, \frac{Z}{2}\right) \right] c^2 = a_s A^{2/3} (1 - 2^{1/3}) + a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} (1 - 2^{1/3}) = -5,12 A^{2/3} + 0,284 \frac{Z^2}{A^{1/3}}, \quad (5.27)$$

přičemž pro stabilní jádra až do $A \approx 90$ je tato veličina záporná. Pro $Z^2/A \geq 17$ je energeticky možné štěpení, pro $Z^2/A \geq 45$ je možné samovolné štěpení.

Předností kapkového modelu je jeho jednoduchost, názornost a snadné matematické zpracování. Z kapkového modelu vychází Bethe-Weizsäckerova formule, která dává dostatečně přesné hodnoty vazbové energie (nebo hmotnosti) velkého počtu atomových jader i přesto, že v ní vystupuje pouze několik empiricky určených konstant. Tato okolnost činí formuli velmi užitečnou pro analýzu různých vlastností jader.

Jádro jako kapka však představuje pouze hrubý obraz skutečných poměrů v jádře. Nepřihlíží se ke kvantovým vlastnostem nukleonů, a proto kapkový model nevysvětluje takové důležité vlastnosti atomových jader jako je spin a parita (zákl. stavu stejně jako excit. stavů), mag. dipólový moment, hustotu jádra. Nevysvětluje ani existenci magických čísel. K vysvětlení budou potřeba jiné modely.

Předpoklad sférických atomových jader (analogie se sférickou kapkou) znamená nulový el. kvadrupólový moment. U spousty atomových jader je ale tento moment nenulový → sféričnost jádra.

Z BW formule můžeme odvodit průběh linie stability. Při rozpadu β se nemění A . Pro jádra s lichým A leží hmotnosti na parabole a existuje jen jeden stabilní izotop. Pro jádra se sudým A jsou díky párovému členu $\pm\delta$ tyto paraboly dvě → může existovat více stabilních izotopů. Nejstabilnější jádro v řadě izobarů:

$$\left(\frac{\partial M(A, Z)}{\partial Z} \right)_{A=konst} = 0. \quad (5.28)$$

Po provedení derivace

$$m_p - m_n + 2Z_0 a_c A^{-1/3} + 2a_a (Z_0 - A/2) A^{-1} = 0. \quad (5.29)$$

A odtud

$$Z_0 = \frac{A}{2} \left(\frac{m_n - m_p + a_a}{a_c A^{2/3} + a_a} \right) = \frac{A}{1,98 + 0,0155 A^{2/3}}. \quad (5.30)$$

Z kapkového modelu lze získat i popis vibrací a rotací jádra:

Jaderná hmota je prakticky nestlačitelná, ovšem lehce lze dosáhnout povrchových vibrací, kvadrupólových - jádro se mění ze stlačeného na protažený elipsoid, oktupólových - deformace má hruškovitý tvar.

Energie vibračního stavu závisí na frekvenci:

$$E_{kvadr} = n_{kvadr} \hbar \omega \quad E_{oktup} = n_{oktup} \hbar \omega, \quad (5.31)$$

kde n_{kvadr}, n_{oktup} je počet příslušných kvant. Kvadrupólové kvantum má spin $J = 2$ a oktupólové $J = 3$. Speciálními vibracemi jsou nezávislé kmity protonové a neutronové kapky - gigantické dipólové rezonance.

Pro deformovanou kapku je tu možná i rotace. Popis rotačních stavů je dán vztahem:

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1), \quad (5.32)$$

kde J je moment setrvačnosti a spin $I = 0, 1, 2, \dots$

5.9 Jednočásticové modely atomových jader

Pokud budeme chtít popisovat jádro obsahující více než dva nukleony, uvědomíme si podstatný rozdíl mezi strukturou atomu a strukturou jádra. Zatímco atom má těžké centrální jádro, v jehož poli se pohybují elektrony, jádro takové centrum nemá. U atomů se při vyšetřování energetických stavů jejich obalu a jejich spekter celkem dobře osvědčila jednoelektronová approximace, která dokonce mohla sloužit jako východisko pro přesný výpočet těchto stavů i spekter.

Vzhledem k tomu, že důležitou úlohu v jednoelektronové approximaci mělo právě význačné postavení jádra, může se zdát použití této myšlenky na jádro, tj. konstrukce jednočásticového modelu jádra za nedostatečně podloženou ideu. Avšak při vyšetřování jiných soustav bez rozhodujícího centra (zejména krystalů) se jednočásticové přiblížení osvědčilo.

Při popisu atomového jádra jednočásticovým modelem se nebudeme na jádro dívat jako na systém častic, které spole navzájem interagují, nýbrž jako na objekty, které vytvářejí jisté středované potenciální pole, ve kterém se všechny pohybují nezávisle na sobě. Toto pole jim nedovolí, pokud bude jádro stabilní, aby ho opustily. Pole bude tedy tvořit potenciálovou jámu, jejíž rozměry, hloubku a tvar je nutné zvolit tak, aby model byl schopen realisticky popisovat a případně i vykládat ty vlastnosti jader, o něž se zajímáme.

5.9.1 Model Fermi-Diracova plynu

K nejjednodušším a také nejstarším modelům patřícím do skupiny jednočásticových modelů atomového jádra patří FERMI-DIRACŮV MODEL. Ten se dívá na jádro jako na nukleonový plyn uzavřený v nekonečně hluboké potenciálové jámě, přičemž jednotlivé nukleony spolu vůbec neinteragují. Nekonečná hloubka jámy je pochopitelně approximací, avšak osvědčila se. Dno jámy v tomto ohledu považujeme za hladké a od něj odečítáme energii jádra.

Ve statistickém modelu budeme mít především na mysli jádra, která budou velká. Tento model nám usnadní vytvořit si představu o vztahu mezi skutečnou hloubkou jámy a jejími rozměry. Co se týče energetických hladin, ve statistickém modelu jsou tyto hladiny relativně blízko u sebe a při velkém počtu nukleonů lze považovat energetické spektrum prakticky za spojité.

Nukleony jsou fermiony (mají spin 1/2). Podle Pauliho vylučovacího principu může být v jednom stavu jenom jeden fermion. V potenciálu jádra existují stavy charakterizované pevně danými diskrétními hodnotami energie a momentu hybnosti. V základním stavu jsou nukleony obsazeny všechny nejnižší stavy Pauliho principem. Takový systém fermionů nazýváme DEGENEROVANÝM FERMIONOVÝM PLYNEM → nukleony nemohou změnit svůj stav (všechny jsou obsazeny) → nemohou se srážet a chovají se jako neinteragující částice.

Systém N fermionů v objemu V a při teplotě T :

Pravděpodobnost výskytu fermionu ve stavu s energií E :

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}, \quad (5.33)$$

kde k je Boltzmanova konstanta a E_F je Fermiho energie.

Určíme Fermiho hybnost p_F (nerelativistické přiblžení $E_F = p_F^2/2m$):

Zavedeme fázový prostor: rozšíření souřadnicového prostoru o prostor hybností (6 - rozměrný prostor). Element prostoru je:

$$dV = dx dy dz \rightarrow dV = d^3r = r^2 \sin \vartheta dr d\vartheta d\varphi. \quad (5.34)$$

Pokud není úhlová orientace důležitá, integrujeme přes úhly:

$$dV = 4\pi r^2 dr. \quad (5.35)$$

Analogicky pro element prostoru hybnosti:

$$dV_p = d^3p = dp_x dp_y dp_z = 4\pi p^2 dp. \quad (5.36)$$

Fázový prostor: $dV_{TOT} = dV \cdot dV_p$

Z Heisenbergova principu neurčitosti:

$$\Delta p_x \Delta x \geq \hbar \quad \Delta p_y \Delta y \geq \hbar \quad \Delta p_z \Delta z \geq \hbar \quad (5.37)$$

Objem dV_{TOT} elementární buňky ve fázovém prostoru je \hbar^3 . V objemu V je počet $d\nu$ elementárních buněk s jednou částicí s hybností $(p, p + \Delta p)$:

$$d\nu = \frac{V 4\pi p^2 dp}{\hbar^3}. \quad (5.38)$$

Nukleony mají $s = 1/2 \rightarrow$ v každé buňce $g_s = (2s + 1) = 2$. Při $T = 0$:

$$N = \int_0^{p_F} g_s d\nu = \int_0^{p_F} 2 \frac{V 4\pi p^2}{\hbar^3} dp = \frac{8\pi V p_F^3}{3\hbar^3}, \quad (5.39)$$

při $p < p_F \rightarrow$ v buňce 2 částice, pro $p > p_F \rightarrow$ v buňce 0 částic a tedy:

$$p_F = \hbar \left(\frac{3N}{8\pi V} \right)^{1/3} = \hbar \left(\frac{3\pi^2 N}{V} \right)^{1/3}. \quad (5.40)$$

Fermiho plyn je degenerovaný pro $E_F \gg kT$. Pro $E_F \ll kT \rightarrow$ klasický plyn a Maxwellovo rozdělení.

Jádro je směs dvou degenerovaných fermionových plynů:

Z protonů a N neutronů uzavřených v objemu $V = (4/3)\pi R^3 = (4/3)\pi r_0^3 A$. Fermiho energie pro neutrony a protony v jádře:

$$E_F(n) = \frac{\hbar^2}{2m_n} \left(\frac{3\pi^2 N}{V} \right)^{2/3} \quad E_F(p) = \frac{\hbar^2}{2m_p} \left(\frac{3\pi^2 Z}{V} \right)^{2/3} \quad (5.41)$$

v prvním přiblžení: $m_n \approx m_p = m$, $Z \approx N \approx A/2$:

$$E_F(n) \approx E_F(p) = E_F \approx \frac{\hbar^2}{2mr_0^2} \left(\frac{9\pi}{8} \right)^{2/3} \approx 37 \text{ MeV}. \quad (5.42)$$

Hloubka potenciálové jámy (vazba posledního nukleonu je B/A):

$$V_0 \approx E_F + B/A \approx 37 \text{ MeV} + 8 \text{ MeV} \approx 45 \text{ MeV}. \quad (5.43)$$

Dále lze spočítat celkovou kinetickou energii:

$$E_{KIN}(N) = \sum_{\alpha=1}^N E_{KIN,\alpha} = \int_0^{p_F(N)} \frac{p^2}{2m} \left(2 \frac{V4\pi p^2}{h^3} \right) dp = \frac{3}{5} N E_F(n). \quad (5.44)$$

Odtud pro $A = Z + N$ nukleonu:

$$E_{KIN}(A) = \sum_{\alpha=1}^A E_{KIN,\alpha} = \frac{3}{5} [N E_F(n) + Z E_F(p)]. \quad (5.45)$$

Střední kinetická energie na A (pro $Z \approx A$):

$$E_{KIN}(A)/A \approx \frac{3}{5} AE_F/A \approx \frac{3}{5} E_F \approx 22 \text{ MeV}. \quad (5.46)$$

Poznamenejme, že jádro popsané statistickým modelem bude existovat v základním stavu, pokud bude jeho teplota $T = 0$ K. Při excitaci se jeden nebo více nukleonů dostanou nad Fermiho hladinu, teplota jádra T bude v takovém případě větší než nula.

Pro kvantově-mechanický výpočet předpokládejme, že jádro je krychle o hraně a , a tudíž zaujímá objem $\Omega = a^3$. Tím pádem hledáme řešení Schrödingerovy rovnice

$$\Delta\psi = +\frac{2mE}{\hbar^2}\psi = 0, \quad (5.47)$$

kde E je energie částice v krychli. Navíc jsou dány okrajové podmínky $\psi = 0$ na hranách této krychle.

Požadované řešení rovnice

$$\psi(x, y, z) \propto \sin(k_x s) \sin(k_y y) \sin(k_z z) \quad (5.48)$$

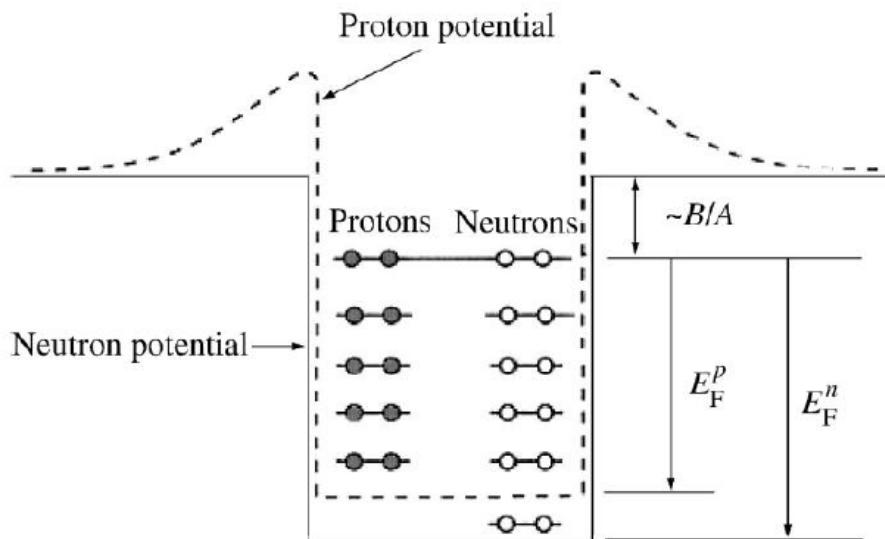
pro $k_x a = n_x \pi, k_y a = n_y \pi, k_z a = n_z \pi$, kde $n_x, n_y, n_z \in N^+$, splňuje okrajové podmínky. Každá uspořádaná trojice kladných přirozených čísel odpovídá právě jednomu řešení s energií E a hybností $p = \hbar k$

$$E(n_x, n_y, n_z) = \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}. \quad (5.49)$$

Pokud budeme reprezentovat tato řešení 3-dimenzionálním polem bodů se souřadnicemi (n_x, n_y, n_z) , uvidíme, že tyto body leží na povrchu oktantu koule. Počet stavů s hybností mezi $\hbar(k; k + dk)$ je tedy

$$dn = 4 \frac{1}{8} 4\pi k^2 dk \left(\frac{a}{\pi} \right)^3, \quad (5.50)$$

kde faktor 4 je kvůli spinové degeneraci a dvěma druhům nukleonů a poslední člen pochází z požadavku, aby zde bylo pouze jedno přípustné řešení pro každou krychli o hraně π/a , což pochází z $k_x a = n_x \pi$ atd. Použitím $a^3 = \Omega$ dostaneme stejný výsledek jako při klasickém postupu.



Obr. 5.8: Protonové a neutronové potenciály a stavy ve Fermiho plynovém modelu

Pozn.: Fermiho kinetická energie pro protony: $T_{p,F} \doteq 30$ MeV.

5.10 Slupkový model jádra

Statistický model nerespektuje dostatečně kvantový charakter systému nukleonů, nelze z něj získat např. představu o magických číslech. Touto otázkou a s ní spojenými problémy se zabývá slupkový model atomového jádra, který ukazuje, že v systému nukleonů se setkáváme s jevem velmi blízkým uspořádání elektronů do slupek v obalu atomů, což je ve shodě s experimentem, a proto jsou tyto modely bližší realitě a mají širší možnost aplikací.

Zaplnění slupky v atomovém jádře má podobný význam jako zaplnění elektronové slupky v obalu atomu. K zaplnění slupky dochází tehdy, když se počet protonů nebo neutronů rovná příslušnému magickému číslu (protonové a neutronové slupky se rozlišují zvláště).

Než přejdeme k vlastnímu modelu, vysvětlíme, proč jsou magická čísla

$$2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 \quad (5.51)$$

tak významná (28 není tak podstatné jako ostatní čísla, protože není zcela potvrzené a 126 platí pouze pro neutrony). Jádra, která mají počty protonů nebo neutronů rovné magickým číslům, jsou mimořádně STABILNÍ (tj. jejich vazbová energie je veliká ve srovnání se sousedními jádry, je zapotřebí poměrně značné energie k uvolnění nukleonu i z nejvyšší slupky), což implikuje jejich zvýšený výskyt v přírodě. Dále tato jádra mají minimální hodnoty kvadrupolových momentů a jsou tím pádem v podstatě sférická (minimální deformace). Také mají malý účinný průřez pro zachycení neutronu. Slupkový model vysvětuje spiny jader. Sudo-sudé jádro → protony a neutrony se párují. Spin a orbitální moment se ve dvojici nulují. V lichých jádrech přebývá buď proton nebo neutron. Poločíselný spin tohoto nukleonu se skládá s celočíselným momentem hybnosti zbytku jádra → poločíselný spin jádra. V licho-lichých jádrech přebývá proton i neutron → celočíselný spin jádra.

Stav elektronu v obalu je určován potenciálem jádra a poopráven o potenciály pocházející od ostatních elektronů v obalu. V případě jádra ale žádný potenciál nemáme. Předpokládáme tedy, že interakce mezi nukleony lze popsat z hlediska jednoho nukleonu tak, že např. i-tý nukleon cítí střední potenciál ode všech ostatních nukleonů. Zde ale vyvstává otázka, jak tento potenciál zvolit.

Jako první můžeme zkousit řešit Schrödingerovu rovnici pro nukleon v jádře s potenciálem harmonického oscilátoru (tento potenciál má oproti ostatním tu výhodu, že dovoluje analytické řešení Schrödingerovy rovnice \Rightarrow řešení jsou \sim kulové funkce)

$$V(r) = \frac{1}{2}M\omega^2r^2. \quad (5.52)$$

Jako řešení dostaneme energetické stavy $E_n = \hbar\omega(n + \frac{3}{2})$ s hlavním kvantovým číslem $n \in 0, 1, 2, \dots = N_0$, které je dáno součtem $n = 2n_r + l$, kde $n_r \in N_0$ je radiální vlnové číslo a udává počet nulových bodů vlnové funkce na intervalu $(0; \infty)$ a $l \in N_0$ je orbitální kvantové číslo, m je magnetické kvantové číslo.

Počítejme tedy v tomto případě obsazovací čísla slupek:

- Por nejnižší stav platí $n = 0 \Rightarrow l = 0 \Rightarrow m = 0$. Máme tedy jediný stav, který lze obsadit pouze dvěma protony či neutrony. První magické číslo 2 je tedy zreprodukované.
- Pro první excitovaný stav platí $n = 1 \Rightarrow n_r = 0 \wedge l = 1 \Rightarrow m = -1, 0, 1$. Díky spinu můžeme tuto slupku obsadit $3 \cdot 2 = 6$ částicemi. Další magické číslo 8 tak vysvětlíme obsazením nejnižšího stavu a prvního excitovaného.
- Pro druhý excitovaný stav platí $n = 2 \Rightarrow 2 = 2n_r + l$ a tudíž dostaneme dvě různé hodnoty $l(l = 0, l = 2)$, přičemž pro každou dostaneme $2(2l + 1)$ stavů. Tudíž v tomto stavu může být dohromady 12 protonů nebo neutronů. Třetí magické číslo 20 vysvětlíme tedy zaplněním prvních tří slupek.

Pro první tři stavů tak máme soulad s experimentem. Pro další stavů už ale tento soulad neplatí, je nutno zvolit složitější potenciál. I tak jsme ale zjistili, že jádra 4_2He , ${}^{16}_8O$, ${}^{40}_{20}Ca$ jsou mimořádně stabilní, jelikož jsou DVOJITĚ MAGICKÁ.

Pokud bychom za další potenciál vzali 3-dimenzionální pravoúhlou potenciálovou jámu, dokázali bychom vysvětlit také pouze první tři magická čísla. Další volba tedy je použití potenciálové jámy se "zaoblenými hrany", tedy SAXON-WOODsova potenciálu

$$V_{SW}(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right)}, \quad (5.53)$$

kde R je poloměr jádra, kde jeho hustota dosahuje poloviny, a je difúzní parametr udávající šířku difúzní oblasti, rozmazání. Schrödingerovu rovnici s tímto potenciálem je nutno řešit numericky, nicméně ani tato nepopisuje pozorovaná magická čísla.

V roce 1949 navrhli Mayerová a Jensen (později za svůj návrh obdrželi Nobelovu cenu za fyziku), že potenciálby měl splňovat několik dalších podmínek, tedy že nestačí volit pouze sféricky

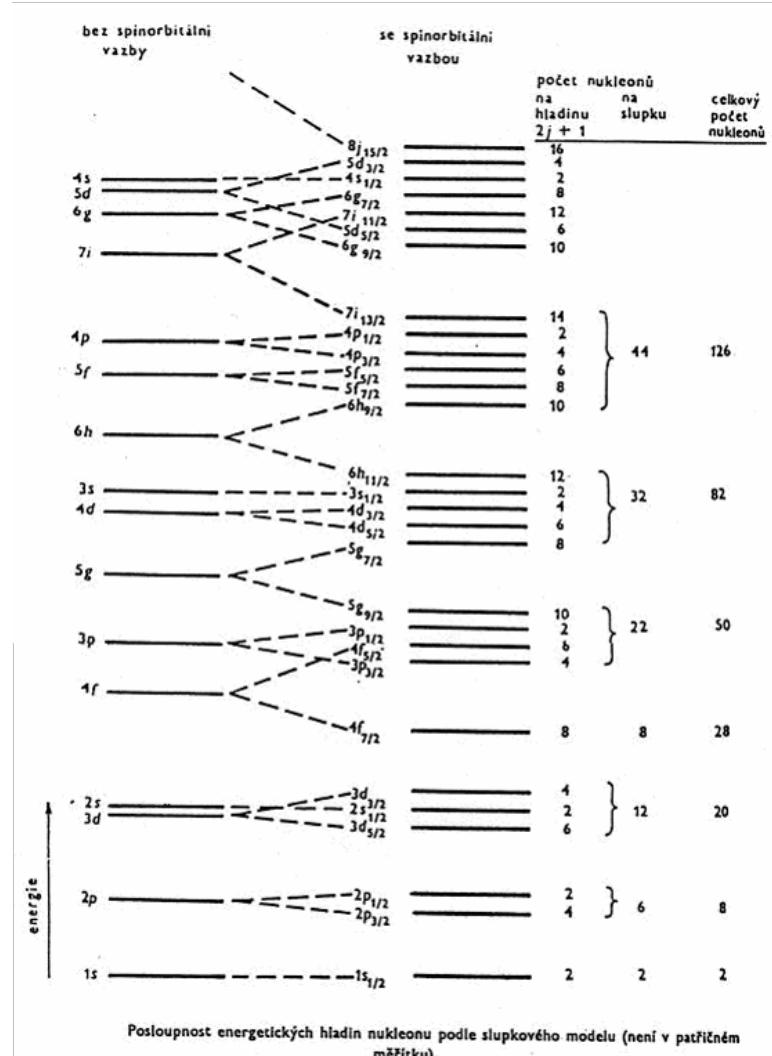
symetrický potenciál, předně by měl být "plochý" ve středu jádra, $\frac{dV}{dR}|_{r=0} = 0$, měl by být spojity a sféricky symetrický, na okraji jádra by měl rychle klesat k nule a také by měl brát v úvahu spin-orbitální interakci.

Řešením bylo použití potenciálu ve tvaru

$$V(r) = V_0 + \frac{V_{0s}}{r} \frac{dV_{SW}}{dr} \vec{L} \cdot \vec{\sigma}, \quad (5.54)$$

kde V_{SW} je výše zavedený Saxon-Woodsův potenciál a V_{0s} člen zdůrazňující interakci na krajích jádra. Spin-orbitální potenciál $V_s = \frac{V_{0s}}{r} \frac{dV_{SW}}{dr}$ je záporný, na rozdíl od obdobného člena u atomového potenciálu, a je také intenzivnější. Zahrnutím spin-orbitální interakce dostáváme všechna magická čísla přesně, jak si to žádala experimentální data. Pro protony je ovšem ještě třeba k tomuto potenciálu dodat Coulombický člen.

Typické uspořádání hladin protonů v těžkých jádrech popisovaných vhodným slupkovým modelem ukazuje následující obrázek.



Obr. 5.9: Uspořádání hladin nukleonů v těžkých jádrech popisovaných slupkovým modelem

Z něj plynou tyto poznatky:

- Ve srovnání se spektrem energetických hladin atomu vodíku, vzdálenosti mezi hladinami se podstatně nezmenšují s rostoucí energií. To je důsledkem toho, že potenciál prudce klesá se vzdáleností a že se při tom zvyšuje střední vzdálenost nukleonu od centra. Energetické hladiny pro vyšší l leží obecně výše než hladiny pro nižší l , což je pochopitelné, neboť člen s orbitálním momentem hybnosti obsažený v SAXON-WOODsově formuli je kladný a nepřevládá nad ním na větších vzdálenostech od centra záporný Coulombický potenciál, který působí na elektrony v atomu.
- Díky vazbě $\vec{s}l$ se hladiny se stejným hlavním kvantovým číslem a stejným vedlejším kvantovým číslem štěpí na dvě, přičemž stav s $j = l - \frac{1}{2}$ leží výše než stav s $j = l + \frac{1}{2}$. Protože velikost tohoto rozštěpení závisí na l , rozštěpení pod vlivem vazby $\vec{s}l$ je zvláště patrné u vyšších orbitálních momentů hybnosti.

Slupkový model není vhodný jen k určování energetických hladin, ale dá se využít i ke kvantitativnímu nebo alespoň ke kvalitativnímu určování spinu a magnetických momentů jader (o tom se lze snadno přesvědčit, vyjdeme-li z prostého modelu pracujícího s potenciálem harmonického oscilátoru u lehkých jader).

5.11 Zobecněný model jádra

Elementární modely, jimiž jsme se zabývali výše, jsou sice užitečné, neboť podávají fyzikálně podloženou představu o stavbě jádra a umožňují kvantitativně nebo alespoň kvalitativně určit některé jeho vlastnosti. K některým přesnějším studiím však nejsou dost dobré, např. k tomu, aby se určil systém excitovaných hladin nebo chování jádra v jaderných reakcích.

Jen v některých případech lze nalezené jednonukleonové funkce ve slupkovém modelu jádra použít jako východiska k přesnějšímu teoretickému popisu jádra. Proto bylo vytvořeno více modelů, které jsou vhodnější ke kvantitativnímu vystižení skutečnosti a které poskytují lepší možnosti předpověď některé vlastnosti jádra nebo průběh jaderných reakcí apod.

Z relativně široké třídy těchto modelů zastávají nejdůležitější místo tzv. zobecněný model, který je určen k popisu a vkladu vlastností daného jádra a optický model, který je užitečný při popisu jaderných reakcí.

Na rozdíl od jednočásticových modelů se v ZOBECNĚNÉM MODELU nepotlačuje zcela přímá interakce mezi nukleony, ale bere se v úvahu. Přímá interakce mezi nukleony je zodpovědná za to, že se jádro chová také jako celek a jako kolektiv odpovídá na vnější zásah. Projevy jádra jako stmeleného systému vystoupily při štěpení jader, u gigantické rezonance a v široké aplikaci BW formule, vycházející z kapkového modelu jádra. Objeví se ale i jinde.

proto se v zobecněném modelu rozděluje jádro na dva podsystémy. Všechny nukleony ve vnitřních slupkách, které dohromady vytvářejí sudo-sudé jádro, jsou kolektivním podsystémem a zbývající vnější nukleony tvoří podsystém podobný tomu, který známe ze slupkového modelu. Kolektivní podsystém lze pokládat v duchu kapkového modelu za kapku nestlačitelné avšak kvantové

kapaliny, která je schopna kvantových oscilací různého typu. V poli tohoto podsystému se potom pohybují v nejjednodušším případě jeden nebo dva nukleony tak, jakoby byly nezávislé.

Energetické spektrum tohoto jádra je v základním stavu v zásadě totožné se spektrem nevzbuzeného jednočásticového modelu. Spektrum vzbuzených stavů se však od spektra jednočásticového modelu liší. Kolektivní podsystém se může excitovat jednak stejně jako jádro u modelu nezávislých částic, jednak jako kapka kvantové kapaliny. Vnější nukleony se excitují stejně jako v modelu nezávislých částic. Energetické spektrum bude nyní bohatší o KOLEKTIVNÍ EXCITACE. Při nich se může měnit také moment hybnosti tohoto podsystému.

Zobecněný model popisuje dobře spektra, spiny a parity hladin, neboť u jader se skutečně projevují kolektivní excitace. Např. u nuklidu stříbra ^{107}Ag je jeden vnější proton ve stavu $2p_{1/2}$ a zbytek tvoří sodo-sudý kolektivní podsystém. Jádru v základním stavu přísluší spin a parita $1/2^-$. Ve spektru vzbuzeného jádra se jasně projevují kolektivní excitace, které vedou ke stavu se spinem a paritou jádra $3/2^-$ a $5/2^-$.

Dalším prvkem rozšiřujícím možnosti zobecněného modelu je představa, že se dá v souladu s experimentálními daty považovat některý z příslušných kolektivních podsystémů za "jádro", které není sféricky symetrické, ale má jen axiální symetrii. I tyto modely se osvědčují při studiu jader, která jsou axiálně symetrická a nazývají se proto JÁDRY DEFORMOVANÝMI (slupky v takovém jádře jsou napůl obsazené). V tom případě u nich naměříme nenulové el. kvadrupolové momenty.

Základem zobecněného modelu atomového jádra je předpoklad o tom, že jádra vzdálená od magických čísel mají tvar rotačního elipsoidu. Příslušný matematický rozbor vede k závěru, že změna energie takového jádra může nastat v podstatě trojím způsobem:

- změnou stavu některého z vnějších nukleonů (podobně jako u slupkového modelu),
- vibrací jádra jako celku $\rightarrow A < 150$,
- rotací jádra jako celku $\rightarrow A > 150$.

U deformovaných jader odpovídají nejnižší vzbuzené energetické hladiny rotačním stavům ($150 < A < 190$ a $A > 220$). Předpokládejme, že jádro má moment setrvačnosti I závislý na excentricitě (tím pádem pro sférická jádra platí $I = 0$). Pro sodo-sudá jádra je rotační energie daná vztahem

$$E_{rot} = \frac{|\vec{J}|^2}{2I} = \frac{\hbar^2}{2I}(J(J+1)), \quad (5.55)$$

kde $J = 0, 2, 4, 6, \dots$ je spin jádra, I je moment setrvačnosti. Změřením intervalů mezi energiemi dostaneme moment setrvačnosti I . Rotační energie těchto jader jsou rovny

$$E_0 = 0, \quad E_2 = \frac{\hbar^2}{2I}6, \quad E_4 = \frac{\hbar^2}{2I}20, \quad E_6 = \frac{\hbar^2}{2I}42, \quad E_8 = \frac{\hbar^2}{2I}72, \quad E_{10} = \frac{\hbar^2}{2I}110, \dots \quad (5.56)$$

Z teorie tedy dostaneme poměry

$$E_2 : E_4 : E_6 : E_8 : E_{10} = 1 : \frac{10}{3} : 7 : 12 : \frac{55}{3} \quad (5.57)$$

a z experimentu

$$E_2 : E_4 : E_6 : E_8 : E_{10} = 1 : 3,32 : 6,92 : 11,7 : 17,6. \quad (5.58)$$

Pozn.: šíšaté jádro nelze otáčet kolem osy rotace.

- často používaný nesférický deformovaný potenciál - Nilssonův potenciál
- deformovaný potenciál → energie jednočásticových hladin závisí na velikosti deformace
- interakce mezi kolektivními a jednočásticovými stavami → směs různých stavů
- vzniká složitý systém jednočásticových, vibračních a rotačních stavů (hladin)

ZOBEZNĚNÝ MODEL DOKÁŽE DOBŘE POPSAT SLOŽITÝ SYSTÉM ENERGETICKÝCH HLADIN V JÁDŘE, CHARAKTERISTIKY STAVŮ, PRAVDĚPODOBNOSTI PŘECHODŮ MEZI NIMI A KVADRUPÓLOVÉ MOMENTY JADER.

5.11.1 Optický model

Tento model popisuje efekty jádra na příchozí částici při jaderných reakcích s pomocí potenciálové jámy, která má schopnost absorpce: díky tomuto potenciálu lze proces popsat řešením Schrödingerovy rovnice pro volné stavы příchozí částice.

Uveďme příklad potenciálu optického modelu pro rozptyl neutronu a protonu na jádře

$$V(r) = V_c(r) - Vf_1(r) - iWf_2(r) + V_{LS} \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right) \frac{1}{r} \frac{df_{LS}(r)}{dr} \vec{L} \cdot \vec{S}, \quad (5.59)$$

kde V_c je Coulombický potenciál pro proton, Vf_1 je jaderná potenciálová jáma, iWf_2 je imaginární potenciál reprezentující absorpci příchozího nukleonu a poslední člen reprezentuje spin-orbitální interakci. V, W a V_{LS} se mění s energií. Faktor $(\hbar/m_\pi c)^2$ má rozměr plochy a vyruší tak dva rozměry délky pocházející z následujícího faktoru v daném členu. faktory f_1, f_2 a f_{LS} jsou obvykle voleny ve Saxon-Woodsově tvaru.

Další modely jader:

- velmi silný vliv párování, pár nukleonů může být natolik silně vázán, že se na něj můžeme dívat jako na jednu částici (spiny dvou fermionů se složí → boson). Na tom je založen MODEL INTERAGUJÍCÍCH BOSONŮ (IBA).
- Silné párování je základem i MODELŮ NEZÁVISLÝCH KVAZIČASTIC.
- MIKROSKOPICKÉ MODELY vycházející z nukleonového potenciálu a řešící pohybové rovnice → problémy s matematickým řešením.

Kapitola 6

Rádioaktívne premeny jadier

6.1 Zadanie

Základné zákony rádioaktívneho rozpadu, Aktivita, Postupný rozpad, Typy rádioaktívnych premien, Premena alfa, Premena beta, Kurieho diagram, Rozpadové schémy, Emisie žiarenia gama, Vnútorná konverzia elektrónov, Jadrové izomérie, Rádioaktívne rady, Transuránové prvky, Nuklidová karta, Výroba rádionuklidov.

6.2 Rádioaktívne rady

V dnešnej dobe poznáme 265 stabilných nuklidov, ostatné nuklidy sa samovoľne rozpadajú, tj. sú rádioaktívne alebo sa spontánne štiepia. Rádioaktívne procesy, vrátane štiepenia prebiehajú teda bez vonkajšieho zásahu. Sú podmienené možnosťou prechodu z daného nestabilného systému, jadra, do energetický nižšieho stavu, obecne nového systému. Strata energie jadra sa pritom deje buď emisiou častice alebo γ -žiarenia. Druh prechodu je určený energiou možných procesov a štruktúrou počiatočného a koncového stavu. Pokial' je ale energeticky možná emisia častice, je obyčajne uprednostňovaná.

Každý z troch klasických rádioaktívnych dejov je svojou fyzikálnou podstatou odlišný. Pri rozpade α , ktorý je svojou povahou veľmi blízky štiepeniu, sa sformuje v jadre a vyžiari sa z neho častica α , čiže jadro ${}_2^4\text{He}$. Rozpad β je podmienený rozpadom neutrónu a jeho premenou na protón. A nakoniec rozpad γ , ktorého podstata spočíva v prechode jadra z vyššieho energetického stavu do nižšieho energetického stavu, pričom sa emituje fotón. Je to teda elektromagnetický prechod.

Rozpadový rad je rad rádioaktívnych premien nestabilných izotopov, ktorý končí stabilným izotopom. Príklad takého radu môžno vidieť na obrázku 6.1. Známe rádioaktívne rady, ktoré sú pomerne dosť dlhé, sú

- **thoriová** začínajúca nuklidom ${}_{90}^{232}\text{Th}$
- **neptuniová** začínajúca nuklidom ${}_{93}^{237}\text{Np}$
- **uránová** začínajúca nuklidom ${}_{92}^{238}\text{U}$

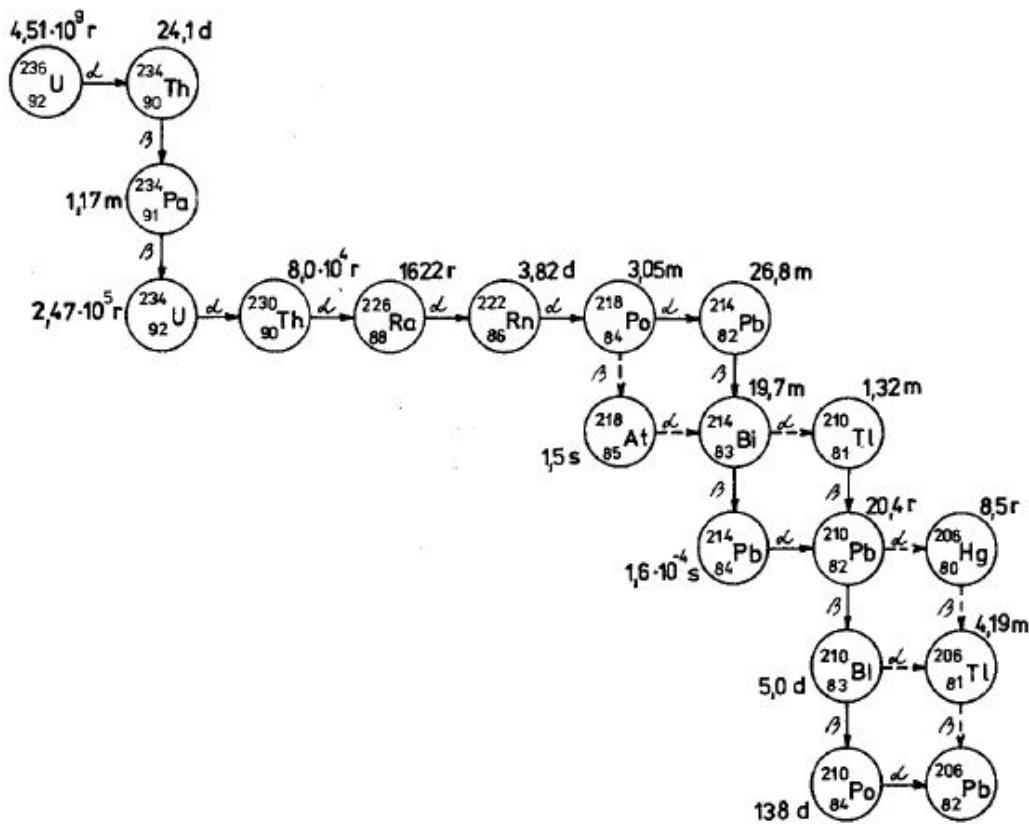
- aktiniová začínajúca nuklidom $^{235}_{92}\text{U}$

Kedže pri α rozpade klesá neuklónové číslo A o 4 a pri β rozpade sa nemení, je možné rádioaktívny rozpad v danom rade charakterizovať zákonom udávajúcim veľkosť nukleónového čísla A v danom rade

$$A = 4n + D,$$

kde n je celé číslo a $D = 0$ pre thoriovú, $D = 1$ pre neptuniovú, $D = 2$ pre uránovú $D = 3$ pre aktiniovú radu. Konečné stabilné členy týchto radov sú niektoré izotopy olova ^{82}Pb , u ktorého je protónové číslo Z magickým, s výnimkou neptunioveho radu, u ktorého je posledným nuklidom $^{209}_{83}\text{Bi}$, čo je najťažší známy stabilný nuklid.

Niekteré rádionuklidy sa môžu rozпадať niekoľkými spôsobmi. Tento poznatok sa netýka len rádionuklidov, ktoré sú členmi rádioaktívnych radov. Príslušný jav sa nazýva vetvenie a relatívna pravdepodobnosť rôznych spôsobov rozpadu sa nazýva vetviaci pomer. Rádioaktívne jadrá charakterizujeme, spoločne s ďalšími obvyklými parametrami aj typom rádioaktívneho rozpadu, polčasom premeny, energiami vyžiarených častíc a spomenutými vetviacími pomermi.



Obr. 6.1: Príklad rozpadového radu.

6.3 Rádioaktívny zákon

Empirický zákon rádioaktívneho rozpadu

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t}, \quad (6.1)$$

kde $N(0)$ je počiatočné množstvo atómov daného rádionuklidu, $N(t)$ je pravdepodobný počet nerozpadnutých atómov v čase t a λ je tzv. rozpadová konštantá, dostaneme riešením diferenciálnej rovnice pre úbytok počtu rádionuklidov s časom

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N. \quad (6.2)$$

Tento zákon sa dá odvodiť za dvoch predpokladov. Predpokladáme, že pravdepodobnosť rozpadu daného jadra je nezávislá na histórii tohto jadra, a naviac táto pravdepodobnosť nie je ovplyvnená vonkajšími vplyvmi (ako napr. správanie susedných jadier v danej látke).

Na veličinu $N(t)$ je potrebné pozerať ako na pravdepodobnosť. Je to relatívna pravdepodobnosť toho, že v intervale $(0, t)$ nedôjde u daných jadier, ktorých bolo na začiatku $N(0)$, k rozpadu. $N(0)$ vyjadruje istotu, že všetky jadrá sú ešte v čase $t = 0$ nerozpadnuté. Pravdepodobnosť, že častica prežije dobu t a rozpadne sa v nasledujúcom infinitezimálnom časovom intervale $(t, t + dt)$ je $dP(t) = \lambda e^{-\lambda t} dt$. Stredná doba života jadra τ bude daná integrálom

$$\tau = \int_0^\infty \lambda t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}. \quad (6.3)$$

Narozdiel od strednej doby života je polčas rozpadu $T_{1/2}$ časom, za ktorý z pôvodného počtu jadier $N(0)$ ostane práve polovica. Z podmienky $N(T_{1/2}) = N(0)/2$ dostávame

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (6.4)$$

Zákon rádioaktívneho rozpadu je štatistický zákon. Preto počiatočný počet rádioaktívnych jadier $N(0)$ musí byť väčší než jedna, aby mal zmysel. Pokiaľ budeme mať len jedno jadro, tj. $N(t) = 1$, potom $N(t)$ pre $t > 0$ udáva len pravdepodobnosť, že v čase t bude toto jadro ešte existovať. Veličina τ bude jeho stredná doba života, čo ale neznamená, že sa práve po uplynutí tejto doby rozpadne. Môže sa rozpadnúť omnoho skôr alebo omnoho neskôr.

Každý takýto individuálny proces je celkom náhodný. Ak ale budeme pozorovať dostatočne veľký súbor týchto individuálnych procesov u daného nuklidu, potom sa zmienené veličiny dajú ľahko merať a určovať. Problémy pri meraní nastávajú vtedy, pokiaľ stredné doby života sú veľmi krátke alebo príliš dlhé. V druhom prípade nám pomôže aktivita A určiť potrebné konštanty rozpadu.

Aktivita je definovaná ako pravdepodobný počet premien (úbytok častic) dN za časový interval $(t, t + dt)$. Jednotkou aktivity je Becquerel (Bq). Platí pre ňu

$$A(t) = -\frac{dN}{dt} = \lambda N(t). \quad (6.5)$$

Ďalej môžme definovať hmotnostnú, objemovú alebo plošnú aktivitu ako $A_m = A/m$, $A_V = A/V$ alebo $A_S = A/S$.

Ďalej sa zavádzajú veličiny ako absorbovaná dávka D , čo je pohľtená energia žiarenia v danom prostredí. Udáva sa v jednotkách Gray = J/kg. Zavádzza sa aj tzv. dávkový ekvivalent DE , ktorý je daný vzťahom

$$DE = DQ_F,$$

Záření	QF [Sv]
β , γ -částice	1
protony, neutrony [keV]	2-5
elektrony	5-10
α -částice	20

kde Q_F je tzv. quality factor udávaný v jednotkách Sievert (Sv). Jeho hodnoty pre rôzne druhy žiarenia sú na nasledujúcej tabuľke

Pri emisii častíc a kvánt rádioaktívneho žiarenia dochádza vplyvom zákona zachovania hybnosti k spätnému odrazu jadra, ktoré preberá určitú malú časť kinetickej energie rozpadu. Tento jav sa prejavuje u každej rádioaktívnej premene, najvýraznejšie však u rádioaktivity α , lebo častice α majú vysokú hmotnosť a sú emitované s vysokou kinetickou energiou a hybnosťou. Spätný odraz môže viesť k uvoľneniu atómov z kryštálovej mriežky minerálu. Kinetická energia odrazených jadier sa nakoniec prejaví tepelnými účinkami.

V bežných jadrových aplikáciach sa žiadny spätný odraz prakticky neprejavuje. U niektorých presných spektrometrických meraniach však môže mať, spolu s tepelnými pohybmi atómov, výrazný vplyv (u Mössbauerovho javu dokonca zásadný). Príkladom je Mössbauerova spektrometria, alebo meranie presného tvaru spektra β -žiarenia za účelom stanovenia kľudovej hmotnosti neutrín.

Logický, avšak v bežných aplikáciach málo známy jav, doprevádzajúci všetky druhy rádioaktivity, je teplo. Pri rádioaktívnej premene vyletí z jadra s veľkou rýchlosťou častica (kvantum) žiarenia. Podľa zákona akcie a reakcie tým bude jadro (a vlastne i celý atóm) odhodené opačným smerom - bude mu udelená kinetická energia pohybu. Podobne pri absorpcii žiarenia v látke je predávaná energia na úrovni kinetickej energie atómu. A kinetická energia pohybu atómov v látke nie je nič iné než teplo. Pri každej ďalšej a ďalšej rádioaktívnej premene se takto budú viac a viac rozkmitávať atómy látky - rádioaktívna látka sa bude zahrievať. Pri nízkych aktivitách používaných väčšinou v praxi je tento jav nepozorovateľný, ale silné žiariče zahrievajú dosť silno (napríklad pri ožarovaní pri rádioterapii). Najsilnejšie žiariče sa musia dokonca chladiť, aby nedošlo k ich tepelnému poškodeniu (teplo uvoľňované rádioaktívnym rozpadom prírodných rádionuklidov uránu (235, 238), thoria (232), draslíka (40)).

Rádioaktívny rozpad je dej samovoľný - je spôsobený vnútornými mechanizmami stavby atómového jadra. Je nezávislý na vonkajších fyzikálnych a chemických vplyvoch a podmienkach (tlak, teplota, skupenstvo, vonkajšie pole atď.). Nedá sa ani urýchliť ani spomaliť. Jadro je skryté hlboko vo vnútri atómu, ktorého elektronový obal účinne odstraňuje všetky chemické, mechanické a teplotné vplyvy, ako aj pôsobenie vonkajších polí.

Tento fakt ale nie je úplne absolútny a platí len za normálnych podmienok. Za extrémnych podmienok, napríklad zahriatím na veľmi vysokú teplotu, získa jadra takú vysokú kinetickú energiu, že prekonajú Coulombickú odpudivú silu a môže dochádzať k jadrovým reakciám a zmenám rýchlosťi a charakteru rádioaktívneho rozpadu. Štruktúru jadier, a tým aj rádioaktívny rozpad, je možné meniť ožarovaním pomocou neutrónov, urýchlených protónov či inými časticami, ktoré spôsobujú jadrové reakcie.

Postupný rozpad Pri postupnom rozpade sledujeme reťazový rozpad $A \rightarrow B \rightarrow C$, kde prvé dva rádionuklidy sú rádioaktívne a tretí je už stabilný. Majme teda pre každý rádionuklid v tomto reťazci zadané nasledovné veličiny

$$\begin{aligned} \text{A: } & N_1, \lambda_1, \quad N_1(0) = N_{01} \\ \text{B: } & N_2, \lambda_2, \quad N_2(0) = N_{02} \\ \text{C: } & N_3, \quad N_3(0) = 0 \end{aligned}$$

Potom môžeme pre tento proces písat' diferenciálnu rovnice, ktorá popisuje rozpad nuklidu A na nuklid B a rozpad nuklidu B na stabilný nuklid C

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -\lambda_1 N_1, \\ \frac{dN_2}{dt} &= \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2, \\ \frac{dN_3}{dt} &= \lambda_2 N_2. \end{aligned}$$

Nebudeme tu riešiť túto rovnicu, len napíšeme výsledok

$$N_1(t) = N_{01} e^{-\lambda_1 t}$$

$$N_2(t) = N_{02} e^{-\lambda_2 t} + N_{01} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

$$N_3(t) = N_{02} (1 - e^{\lambda_2 t}) + N_{01} \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left[\frac{1}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t}) - \frac{1}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t}) \right].$$

Je možné teda vidieť, že pomer N_1 a N_2 závisí na čase, ale aj na pomere rozpadových konštánt. Pre všeobecné riešenie rozpadu $A_1 \rightarrow A_2 \rightarrow A_3 \rightarrow A_4 \dots A_D$, kde $N_{01} \neq 0$ a ostatné $N_{0i} = 0$, platí tzv. Batemanov zákon

$$N_D = \frac{N_1(0)}{\lambda_D} \sum_{i=1}^D \lambda_i c_i e^{-\lambda_i t},$$

kde

$$c_i = \prod_{j=1, j \neq i}^D \frac{\lambda_j}{\lambda_j - \lambda_i}$$

6.4 Rádioaktívna rovnováha

Pod rádioaktívnu rovnováhou rozumieme situáciu, kedy - navzdory rádioaktívemu rozpadu - množstvo jadier určitého rádionuklidu zostáva konštantné kvôli tomu lebo tieto rádioaktívne jadrá sú neustále doplnované nejakým produkčným mechanizmom. Týmto produkčným mechanizmom môžu byť: jadrové reakcie (kozmogenné rádionuklidy, ktoré sú produkované neustále v atmosfére

účinkom kozmického žiarenia), alebo rádioaktívny rozpad materského rádionuklidu s podstatne dlhším polčasom rozpadu na dcérske rádionuklidy s kratším polčasom rozpadu.

Z časového hľadiska rozoznávame dva druhy rádioaktívnej rovnováhy

- Dlhodobá rovnováha: zvaná tiež trvalá. Tento charakter majú už hore spomenuté kozmogénne rádionuklidy. V rozpadovom rádioaktívnom rade nastáva vtedy, keď materské jadro má oveľa dlhší polčas rozpadu než dcérske jadro. Vtedy z hľadiska časového horizontu polčasu rozpadu dcérskeho rádionuklidu môžeme jeho aktivitu považovať za konštantnú. Z dlhodobého hľadiska je trvalá rovnováha len približná, v skutočnosti rovnovážne množstvo dcérskeho rádionuklidu pomaly klesá s polčasom materského rádionuklidu. Trvalá rovnováha sa vyskytuje napríklad u ^{232}Th , ^{235}U a ^{238}U .
- Prechodová rovnováha: nastáva vtedy, keď polčas rozpadu materského rádionuklidu je len o niečo dlhší než polčas rozpadu dcérskeho jadra. V nasledujúcim rozpade dvoch generačne viazaných rádionuklidov X, Y bude rýchlosť zmeny počtu jadier materského rádionuklidu X a dcérskeho rádionuklidu Y daná sústavou dvoch diferenciálnych rovníc

$$\frac{dN_X}{dt} = \lambda_X N_X$$

$$\frac{dN_Y}{dt} = \lambda_X N_X - \lambda_Y N_Y$$

s okrajovými podmienkami $t = 0 : NX(0) = N_{X0}$, $N_Y(0) = 0$. Pre dcérsky rádionuklid potom dostávame rozpadový zákon v tvare

$$N_Y(t) = N_{X0} \frac{\lambda_X}{\lambda_Y - \lambda_X} (e^{-\lambda_X t} - e^{-\lambda_Y t}),$$

pre materský rádionuklid X zostáva klasický monoexponenciálny zákon

$$N_X(t) = N_{X0} e^{-\lambda_X t}.$$

Pokiaľ je $\lambda_X < \lambda_Y$, potom po dostatočne dlhom čase je exponenciálny člen $e^{-\lambda_Y t}$ zanedbateľne malý v porovnaní s členom $e^{-\lambda_X t}$. Rozpadový zákon pre dcérsky rádionuklid sa potom zjednoduší na

$$N_Y(t) = N_{X0} \frac{\lambda_X}{\lambda_Y - \lambda_X} e^{-\lambda_X t} = N_X(t) \frac{\lambda_X}{\lambda_Y - \lambda_X}$$

Po dostatočne dlhom čase sa ustáli rovnovážny pomer medzi dcérskym a materským rádionuklidom, prechodná rovnováha, pri ktorej aktivita dcérskeho rádionuklidu klesá s polčasom materského rádionuklidu. Aktivita dcérskeho rádionuklidu

$$A_Y(t) = \lambda_Y N_Y = N_X(t) \frac{\lambda_X \lambda_Y}{\lambda_Y - \lambda_X}$$

sa pritom udržuje vyššia než okamžitá aktivita materského rádionuklidu.

Pokiaľ je $\lambda_X \ll \lambda_Y$, tak pre časy krátke, v porovnaní s polčasom rozpadu rádionuklidu X, je $\lambda_X \ll 1$ a prvý exponenciálny člen $e^{-\lambda_X t}$ môžme approximovať jednotkou. Po uplynutí niekoľkých polčasov rozpadu dcérskeho rádionuklidu Y (ked' druhý exponenciálny člen je blízky nule) sa ustáli rovnovážne množstvo tohto rádionuklidu na

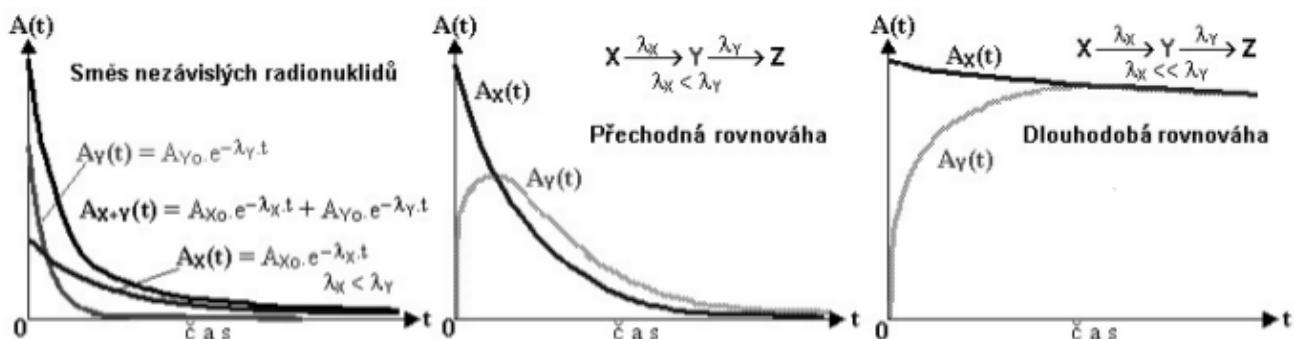
$$N_Y = \frac{\lambda_Y}{\lambda_X} N_X,$$

tj. trvalá rovnováha. Jeho rovnovážna aktivita

$$A_Y = \lambda_Y N_Y = \lambda_X N_X = A_X$$

bude rovná aktívite materského rádionuklidu X. Z dlhodobého hľadiska aj toto rovnovážne množstvo klesá s polčasom rozpadu materského rádionuklidu X.

Trvalá a prechodová rovnováha sú ilustrované obrázku 6.2, kde je zobrazená aktivita rádionuklidu v závislosti na čase



Obr. 6.2: Aktivita materských a dcérskych rádionuklidov v závislosti na čase.

6.5 Tvorba rádionuklidov

Rádionuklidy možno vytvárať ožarovaním stabilných prvkov v reaktore alebo na urýchľovači. Ak máme doštičku s objemom $V = Sd$, kde S je jej plocha a d je jej hrúbka, v ktorej sa nachádza n častíc stabilného prvku, potom počet vytvorených častíc za jednotku času je

$$q = \phi V n \sigma$$

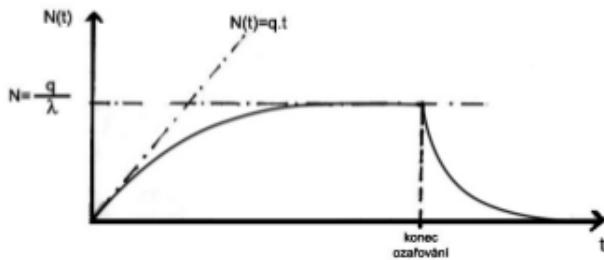
kde σ je účinný prierez reakcie a ϕ je tok častíc, potom zmena počtu častíc v doštičke za jednotku času je daná diferenciálnou rovnicou

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

ktorej riešenie je

$$N(t) = \frac{q}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}).$$

tento výsledok svedčí o tom, že pri ožarovaní rastie počet rádionuklidov až k hodnote $N = q/\lambda$, a po skončení ožarovania tento počet začne exponenciálne klesať, vidieť obrázok 6.3.



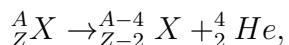
Obr. 6.3: Počet rádionuklidov v závislosti na čase.

Pre zaujímavosť možno k tejto téme dodať aj niečo z praxe. Napríklad rádionuklidy pre medicínu sa vyrábajú na reaktoroch v Řeži, odkiaľ sú v čo najkratšom čase (kvôli svojej nestabilite) prevážané do nemocníc. Tam sú používané ako kontrastná látka pre niektoré zobrazovacie metódy.

6.6 Rozpad α

Ešte predtým, než sa začneme zaoberať alfa rozpadom, je potrebné spomenúť, že sa jedná o veľmi asymetrický rozpad atómového jadra. Pri tomto procese totiž atómové jadro emituje jadro ${}^4_2\text{He}$, ktorého konštituenty sú viazané silnou interakciou. Keďže napríklad nukleóny v ${}^{12}_6\text{C}$ sú viazané ešte silnejšie, v niektorých ľahkých jadrach existuje pravdepodobnosť pre rozpad emitovaním ${}^{12}_6\text{C}$. Rovnako tak isto bol objavený rozpad emisiou ${}^{14}_6\text{C}$, k nemu však dochádza veľmi zriedka. Ďalšie podobné rozpady sú predmetom skúmania. Tieto procesy tvoria spektrum všetkých možností, ktorými sa môže ľahké jadro rozpadnúť na dve (alebo viac) časti - na jednom konci spektra je výsledkom rozpadu jedno ľahké jadro a jedno ľahké, na druhom konci spektra sú dve približne rovnako hmotné atómové jadrá (spontánne štiepenie). Rozpad emisiou alfa častic tak možno nazvať veľmi asymetrickým štiepením.

Veľa ľahkých jadier, ako napríklad urán alebo rádium, sa spontánne rozpadá emisiou α -časticie. Spontánny rozpad atómového jadra, pri ktorom je vyziarená α -častice, sa schematicky zapisuje ako



kde na ľavej strane je tzv. materské jadro ${}^A_Z X$ s daným počtom nukleónov a protónov a na pravej strane prvý člen reprezentuje tzv. dcérské jadro a druhý člen je α častica. Často sa stáva, že i dcérské jadro je rádioaktívne, vďaka čomu potom sledujeme rádioaktívne rozpadové rady.

Uvažujme hodnotu uvoľnenej energie Q pre α rozpad jadra $A(Z, N)$. Tá je daná ako rozdiel súčtu väzbových energii produktov rozpadu a väzbovej energie rozpadajúceho sa jadra (pritom používame definíciu väzbovej energie z kvapkového modelu, Bethe-Weizsäckerovu formulu)

$$Q = B(Z-2, A-4) + B(2, 4) - B(Z, A)$$

alebo ju môžme definovať ako

$$Q = [m(X) - m(Y) - m({}_2^4He)] = T_\alpha + T_Y,$$

kde T označuje kinetickú energiu častice. K α rozpadu môže dôjsť, keď $Q > 0$, tj. pokiaľ

$$B(2, 4) > B(Z, A) - B(Z - 2, A - 4) \approx 4 \frac{dB}{dA} = 4 \left[A \frac{d(B/A)}{dA} + \frac{B}{A} \right].$$

Pre jadra s $A > 120$ je $\frac{d(B/A)}{dA} \approx -7.7 \times 10^{-3}$, a keďže väzbová energia α častice je $B(2, 4) \approx 28.3 \text{ MeV}$, môže byť nerovnosť splnená, pokiaľ

$$\frac{B}{A} \leq 7.075 \text{ MeV} + 7.7 \times 10^{-3}A,$$

čo platí pre $A > 140$. Tieto jadra sú teda nestabilné voči α rozpadu.

Uvoľnená energia Q sa z časti využije ako excitačná energia dcérskeho jadra R_{exc} a z časti ako kinetická energia α častice a dcérskeho jadra

$$Q = E_{exc} + T_\alpha + T_Y.$$

Kinetická energia α častice nikdy nie je presne rovná energii rozpadu Q , pretože v dôsledku zákona zachovania hybnosti jadro pri emisii α častice odskakuje s malou kinetickou energiou. Ľahko sa dá ukázať, že ako dôsledok zachovania hybnosti a energie súvisí T_α s Q a s nukleónovým číslom A pôvodného jadra vzťahom¹

$$T_\alpha = \frac{A - 4}{A} Q. \quad (6.6)$$

Hmotnostné číslo takmer všetkých žiaričov α je vyššie než 210, a tak sa väčšina rozpadovej energie prejavuje ako kinetická energia α častice. Napríklad pri rozpade ${}_{86}\text{Rn}$ je $Q = 5.57 \text{ MeV}$ a $T_\alpha = 5.486 \text{ MeV}$. Naviac pre ťažké atómové jadrá približne platí $T_Y \approx 0.02Q$.

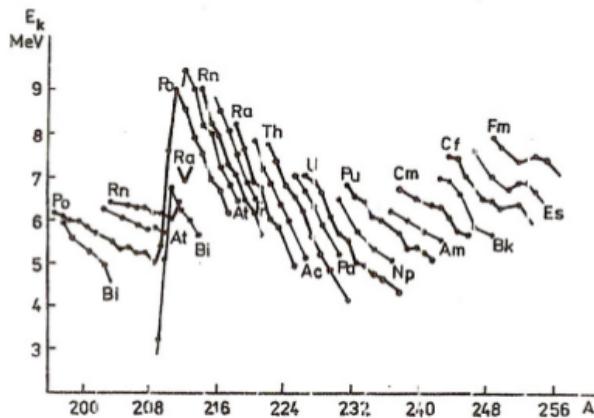
Kinetická energia α častice vykazuje isté pravidelnosti, vid' obrázok 6.4 - pomaly a nie monotónne rastie s nukleonovým číslom A . U izotopov daného prvku klesá s rastúcim číslom A s výnimkou úzkej oblasti u magického čísla $N = 126$. Z obrázka aj z ďalších dát je zrejmé, že energia α častice leží v intervale $(3; 9) \text{ MeV}$. Nie je však nevyhnutné, aby dcérske jadro vzniklo v základnom stave, a preto spektrum energie častíc α nie je všeobecne reprezentované jediným bodom, ale má jemnú štruktúru, skladá sa z niekoľkých ostrých hodnôt energie.

Pokiaľ sa všetky α rozpady prihodia medzi základným stavom materského jadra a základným stavom dcérskeho jadra, potom budú mať všetky emitované α častice tú istú kinetickú energiu, ktorú možno spočítať z celkovej energie rozpadu Q vzťahom (6.6). Keď ale meriame energie emitovaných α častíc s vysokým rozlíšením, možno pozorovať isté energetické spektrum, ako je to naznačené v rozpade ${}^{227}\text{Th}$ na ${}^{223}\text{Ra}$ na obrázku 6.5.

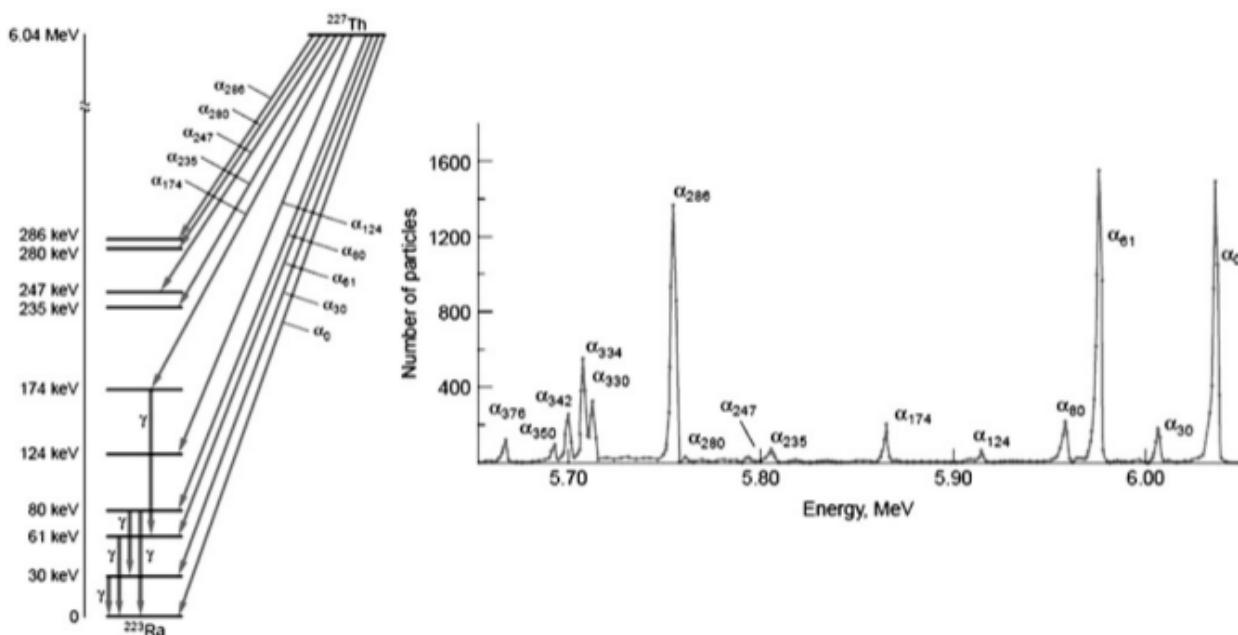
¹Pokiaľ je materské jadro pred rozpadom v klúde, potom dcérske jadro a α častica budú po rozpade mať rovnako veľké ale opačné hybnosti p . Energii rozpadu Q potom môžeme vyjadriť ako

$$Q = T_Y + T_\alpha = \frac{p^2}{2m_Y} + \frac{p^2}{2m_\alpha} = \frac{p^2}{2m_\alpha} \left(1 + \frac{m_\alpha}{m_Y} \right),$$

následne použitím vzťahu $T_\alpha = \frac{p^2}{2m_\alpha}$ a $\frac{m(\alpha)}{m(Y)} = \frac{4}{A-4}$ dostávame vzťah 6.6.



Obr. 6.4: Závislosť kinetickej energie T_α vyžarovaných α častíc na nukleonovom čísle A.



Obr. 6.5: Vľavo vidíme energetické stavy ^{223}Ra určené meraním energie α častíc z ^{227}Th . Vpravo vidíme energetické spektrum α častíc z ^{227}Th . Najenergetickejšie α častice odpovedajú prechodom do základného stavu ^{223}Ra s energiou rozpadu, ktorú v texte označujeme ako Q . Meraním α častíc sa dajú určiť energetické stavy dcérskeho jadra ^{223}Ra .

Významnou charakteristikou rozpadu α sú stredné doby života τ jadier podliehajúcich tomu rozpadu. Sú sice pre daný typ nuklidu nemenné, avšak pre rôzne jadra ležia v ohromnom intervale ($10^{-7} - 10^{25}$ s). V nasledujúcej tabuľke je niekoľko príkladov

Vzťah medzi rozpadovou konštantou λ a doletom R častice α je pomerne dlho známy. Platí pre ľ ē empirické pravidlo nájdené pri štúdiu rádioaktívnych radov. Má tvar

$$\ln \lambda = A \ln R + B,$$

kde A a B sú konštandy. Vzhľadom k tomu, že poznáme empirický vzťah medzi doletom R a energiou a že je $\lambda = 1/\tau$, poskytuje spomínaná relácia možnosť odvodiť empirický vzťah medzi

Jádro	T_α [MeV]	P_α	$T_{1/2}$
$^{212}_{84}\text{Po}$	8,8	$1,3 \cdot 10^{-13}$	$0,3 \mu\text{s}$
$^{224}_{88}\text{Ra}$	5,7	$6 \cdot 10^{-26}$	3,6 dne
$^{144}_{66}\text{Nd}$	1,8	$2,2 \cdot 10^{-42}$	$2 \cdot 10^{15}$ let

Obr. 6.6: Kinetická energia alfa častice, pravdepodobnosť pretunelovania potenciálovou bariérou a polčas rozpadu pre niekoľko jadier, ktoré podliehajú alfa rozpadu.

energiou vyžiarenej častice a strednej doby života materského jadra.

Žiarenie α vďaka svojmu dvojnásobnému kladnému náboju pri vniknutí do látky veľmi účinne vytrháva elektróny z obalov atómov, čím rýchlo stráca energiu a pri bežných energiách sa zadrží asi po 0,1 mm v látkach hustých ako voda alebo tkanivo. Vďaka tejto malej prenikavosti ho nemožno využiť v diagnostike ani k terapii. Využíva sa len sporadicky v niektorých detekčných zariadeniach (napríklad detektory hustoty plynov, požiarne hlásiče) alebo v neutrónových generátoroch.

Teraz však už pristúpme k samotnému mechanizmu α -rozpadu. Predpokladáme, že častica α existuje „predpripravená“ vo vnútri ľahkého jadra. Takáto častica sa neustále pohybuje a je v jadre udržovaná potenciálovou bariérou, ktorá ju obklopuje. Aby sa ale dostala z jadra von, musí pretunelovať Coulombickou bariérou, čo je možné so zjavnou pravdepodobnosťou, ktorá je malá, avšak nenulová. Táto nenulová pravdepodobnosť protunelovania bariérou existuje zakaždým, keď častica narazí na danú bariéru. Avšak energia tejto častice musí byť na úrovni niekoľko MeV. Keďže je táto energia menšia ako energia bariéry, pri prechode častice bariérou sa vlnová funkcia častice α zmenší exponenciálne, viď obrázok 6.7. Pravdepodobnosť emisie častice α je tak veľmi citlivá funkcia jej energie, čo vysvetluje obrovský rozsah polčasov rozpadu, ktoré boli nájdené experimentálne.

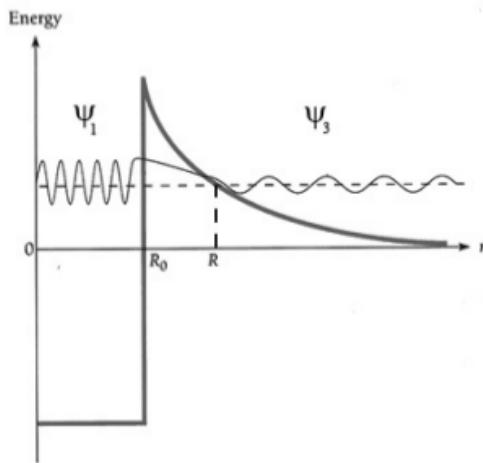
Výpočet rozpadovej konštanty λ znamenal prvú úspešnú aplikáciu kvantovej mechaniky na atómové jadro. Rozpadové konštanta je súčinom pravdepodobnosti λ_0 , že sa α -častice sformuje v atómovom jadre blízkom jeho povrchu, a koeficientu prieniku bariérou P_α

$$\lambda = \lambda_0 P_\alpha.$$

Člen λ_0 by mal zahŕňať faktor, ktorý udáva pravdepodobnosť nájdenia α -častice v jadre a ktorý závisí na jadrovej štruktúre, a faktor, ktorý reprezentuje počet pokusov α -častice o prienik bariérou za jednu sekundu. Približný odhad tohto druhého faktora je $v_0/2R$, kde v_0 je rýchlosť častice a $2R$ je priemer častice.

Koeficient prieniku bariérou je daný pomerom medzi tokom, ktorý je prenesený cez bariéru, a prichádzajúcim tokom. Pre jednodimenzionálnu bariéru môžeme použiť WKB approximáciu a koeficient prieniku vyjadriť v tvare

$$P_\alpha = \left| \frac{\psi_3}{\psi_1} \right|^2 \approx e^G = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{R_0}^R \sqrt{2m[V(r) - E]} dr \right],$$



Obr. 6.7: Prienik α -častice potenciálovou bariérou.

kde R_0 a R sú klasické body obratu častice,

$$V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$$

je Coulombický potenciál a G je Gamow súčinitel prieniku. Tento koeficient prieniku je veľmi citlivý vzhľadom na rozmery bariéry, a to čo sa týka výšky ale aj šírky.

- Na vzdialostiach menších než R_0 , čo aproximuje rozmer jadra, je alfa častica v potenciálovej jame nešpecifikovanej hĺbky, ktorá reprezentuje účinok jadrovej väzbovej sily na alfa časticu.
- Na vzdialosti R_0 sa tento potenciál stane kladným a nadobúda svoje maximálne hodnoty

$$V(R_0) = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 R_0},$$

kde $z = 2$ a Z je protónové číslo zbytku jadra.

- Na vzdialostiach väčších ako R_0 je potenciál Coulombický.

6.7 Rozpad β

Rozpad β je rádioaktívny proces, v ktorom jadro emituje elektrón (β^- rozpad) alebo pozitron (β^+ rozpad) a transformuje sa tým na izobary s nábojom $Z \pm 1$. Môžeme poznamenať, že rozpad β je troj-časticový rozpad narozenie od α rozpadu, ktorý je dvoj-časticový. Podobná transformácia sa deje aj záchytom elektrónu, pri ktorom je v jadre zachytený atómový elektrón. β^- rozpad bol jedným z prvých pozorovaných rádioaktívnych procesov, β^+ rozpad bol pozorovaný v roku 1934 a elektrónový záchyt v roku 1938.

Skúmanie rádioaktivity β prinieslo oveľa viac prekvapujúcich poznatkov než štúdium rádioaktivity α . Pri β rozpade sa fyzika prvýkrát bezprostredne zoznámila s novým typom interakcie, s interakciou slabou, ktorá sa lísi od interakcie elektromagnetickej, silnej a gravitačnej.

Otázkou tiež bolo, či elektrón, ktorý je emitovaný z jadra, môže existovať v tomto jadre. Podľa Heisenbergovho princípu neurčitosti, ktorý spája stredné kvadratické odchýlky v polohe a hybnosti častice, by stredná kvadratická odchýlka hybnosti elektrónu v jadre (ak za strednú kvadratickú odchýlku polohy dosadíme priemer jadra) bola $\approx 20\text{MeV}$, čo je dosť na to, aby elektrón mohol z jadra uniknúť. Zo štruktúry jadra ale vieme, že elektrón sa v jadre vyskytovať nemôže. Preto môžeme tvrdiť, že elektrón je v jadre vytvorený v čase rozpadu. Jednotlivé procesy sú teda

- β^- rozpad: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$
- β^+ rozpad: $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$
- Elektrónový záchyt: $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$

Všetky tri procesy, ktoré zahŕňame do rádioaktivity β , majú spoločný základ v nestabilite nukleónu. Vieme, že voľný neutrón má pokojovú hmotnosť, a teda aj pokojovú energiu väčšiu, než je pokojová hmotnosť či pokojová energia protónu. To mu dovoľuje rozpadnúť sa β^- rozpadom so strednou dobou života 896 sekúnd. Zo zákona zachovania energie vyplýva, že voľný protón sa nemôže rozpadnúť na neutrón a ďalšie častice. Ale protón viazaný v jadre na dostatočne vysokej hladine môže prejsť na voľnú neutrónovú hladinu v jadre. Táto neutrónová hladina ale musí ležať nižšie než je hladina, na ktorej sa protón nachádza. V takom prípade môže nastať β^+ rozpad. Za rovnakých podmienok môže protón zachytiť elektrón z K vrstvy a stať sa neutrónom.

Ak by sme v spomínaných procesoch neuvažovali neutríno, stretli by sme sa s niekoľkými významnými problémami. Keďže neutrón, protón aj elektrón sú častice so spinom $1/2$, bol by β^- a β^+ rozpad zakázaný, pretože nie je možné, aby dve častice so spinom $1/2$ dali tretiu časticu, ktorá by opäť mala spin $1/2$. Ďalej by sme nemohli vysvetliť energetické spektrum elektrónov, ktoré je spojité, zatiaľčo procesy bez neutrína by predstavovali dvojtelesový rozpad, ktorý má diskrétné spektrum.

Aby sa vyriešili tieto ťažkostí navrhol Wolfgang Pauli v roku 1931 ideu, že sa v β rozpade emituje ďalšia častica - neskôr nazvaná neutríno. Tá by mala mať nulovú hmotnosť, spin $1/2$ a mala by byť bez náboja. Keďže elektróny a neutrína sú leptóny, musí v reakcii platiť aj zákon zachovania leptonového čísla.

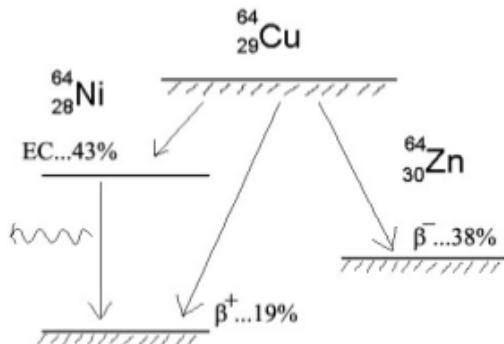
Ďalej zavedieme energetické podmienky pre beta rozpad

$$\begin{aligned} Q_{\beta^-} &= [M(Z, A) - M(Z + 1, A) - m_e] c^2 && \dots \text{probíhá, pouze pokud } M(Z) > M(Z + 1), \\ Q_{\beta^+} &= [M(Z, A) - M(Z - 1, A) - m_e] c^2 && \dots \text{probíhá, pouze pokud } M(Z) > M(Z - 1) + 2m_e, \\ Q_{EZ} &= [M(Z, A) + m_e - M(Z - 1, A)] c^2 && \dots \text{probíhá, pouze pokud } M(Z) > M(Z - 1), \end{aligned}$$

kde $M(Z)$ je hmotnosť atómov a nie len jadra. Prechody sú možné len vtedy, keď celková energia uvoľnená v rozpade je nezáporná, teda $Q \geq 0$. Z energetickej bilancie je naviac zrejmých niekoľko faktov. Elektrónový záchyt (EZ) a β^+ rozpad sú konkurenčné procesy, pričom EZ je energeticky výhodnejší, lebo

$$Q_{EZ} = Q_{\beta^+} + 2m_e c^2.$$

Vyžiarenie pozitrónu v β^+ rozpade je možné jedine vtedy, ak je rozdiel kľudových energii materského a dcérskeho atómu väčší ako $2m_e c^2$. Vďaka tomu, že β^+ rozpad a elektrónový záchyt vedú k rovnakému výslednému atómovému jadru, obidva javy si navzájom konkuruju. Ak Q_{EZ} patrí do intervalu $(0, 2m_e c^2)$, potom je možný len elektrónový záchyt. Názorne môžeme konkurenciu oboch procesov pozorovať na obrázku 6.8.



Obr. 6.8: Energetický diagram prechodu $^{64}_{29}Cu$.

Kedže pri elektrónovom záchytre je emitované iba neutríno, zdalo by sa, že je takmer nemožné túto reakciu pozorovať (vieme o obtiažnosti, ktoré sprevádzajú detekciu neutrín). Záchyt elektrónu (najčastejšie sa jedná o elektrón z K vrstvy, s oveľa menšou pravdepodobnosťou je možné aj záchyt elektrónu z L vrstvy) ale necháva v atómovom obale vakanciu (voľné miesto), ktorá je zaplnená ďalším atómovým elektrónom z vyššej vrstvy, vďaka čomu je emitované charakteristické gama žiarenie alebo Augerov elektrón. Tieto komponenty už možno ľahko detektovať.

Ako už bolo uvedené, spektrum kinetickej energie elektrónov je spojité. Maximálna energia vyžiarených elektrónov pri β rozpade sa pohybuje v intervale od 0,02 MeV u trícia (3_1H) až po 13,4 MeV u bóru ($^{12}_5B$).

Beta rozpadu podliehajú izotopy veľmi ľahkých jadier ale aj nestabilné izotopy stredne ťažkých a najťažších jadier. Najľahším známym rádioizotopom, ktorý podlieha beta rozpadu je trícium (3_1H), najťažším einsteinium ($^{255}_{99}Es$). Pri ťažších nestabilných jadrach začína s rastúcim protónovým číslom Z prevládať konkurenčný alfa rozpad ale aj iné typy rozpadu.

6.8 Fermiho teória beta rozpadu

Z všeobecných vlastností beta rozpadu je zrejmé, že za proces je zodpovedná nová interakcia. Kdekoľvek sa odohráva táto interakcia medzi hadrónom a leptónom, vždy je zahrnuté neutríno či antineutríno. Navyše aj polčasy beta rozpadu sa dosť odlišujú. Nadobúdajú totiž hodnoty od zlomok sekúnd až po mnoho rokov, čo indikuje, že ona nová interakcia musí byť slabšia ako silná a elektromagnetická interakcia. Odtiaľ pre ňu plynne názov slabá interakcia.

Teória beta rozpadu bola vyvinutá Enricom Fermim v roku 1934 použitím Fermiho zlatého pravidla pre rozpadovú konštantu

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{fi}|^2 \rho,$$

kde $V_{fi} = \int \psi_f^* V \psi_i d\tau$ je maticový element a $\rho = dn/dE_f$ je hustota koncových stavov s energiou E_f .

Pôvodne nebolo o operátore V_{fi} známe nič, až na to, že musí splňať určité všeobecné transformačné pravidlá. Ďalšie skúmanie ukázalo, že proces beta rozpadu môže mať buď vektorový charakter (Fermiho prechod, kedy zmena spinu je $\Delta I = 0$ a spiny sú orientované antiparalelne) alebo axiálne-vektorový charakter (Gamow-Tellerov prechod, zmena spinu je $\Delta I = 0, 1$ a spiny sú orientované paralelne). Napíšeme maticový element V_{fi} pomocou faktoru g , ktorý reprezentuje silu interakcie, a operátora O_x reprezentujúceho formálne vlastnosti interakcie, ktorá musí zachovávať priestorové a spinové symetrie rozpadových produktov, teda

$$V_{fi} = g \int \psi_f^* O_x \psi_i d\tau.$$

Teraz môžeme zhrnúť teóriu beta rozpadu (s modifikáciami možno aplikovať aj na elektrónový záchyt). Vlnová funkcia koncového stavu je daná súčinom funkcie χ_f , ktorá reprezentuje stav jadra po rozpade, a vlnových funkcií φ_e a φ_{ν_e} , ktoré popisujú relatívny pohyb elektrónu a neutrína. Spinové funkcie teraz nezahrňujeme. Vlnové funkcie elektrónu a neutrína s hybnosťou \vec{p} , resp. \vec{q} možno vyjadriť ako rovinné vlny normalizované k objemu V

$$\varphi_e = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{p}\cdot\vec{r}/\hbar} \quad \varphi_{\nu_e} = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}/\hbar}.$$

Použitie rovinnej vlny na opis neutrína je oprávnený, pretože neutríno neinteraguje silno s ostatnými časticami. Avšak z dôvodu interakcie elektrónu s Coulombickým poľom je approximácia jeho pohybu rovinnou vlnou správna len pri vysokých energiach elektrónu.

Kedže pre energie obvyklé pri beta rozpadе sú exponenty vo vyššie uvedených vlnových funkcií ďaleko menšie ako jedna, možno vziať do úvahy len niekoľko prvých členov Taylorovho rozvoja

$$e^{i\vec{p}\cdot\vec{r}/\hbar} = 1 + \frac{i\vec{p}\cdot\vec{r}}{\hbar} + \dots$$

$$e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}/\hbar} = 1 + \frac{i\vec{q}\cdot\vec{r}}{\hbar} + \dots$$

Pokiaľ budeme brať len konštantné členy, maticový element V_{fi} prejde v

$$V_{fi} = \frac{q}{V} \int \chi_f^* O_x \chi_i d\tau = \frac{q}{V} M - f_i.$$

kde χ_f a χ_i sú vlnové funkcie koncového a počiatočného stavu jadra a M_{fi} je jadrový maticový element, ktorý neobsahuje žiadnu závislosť na energii elektrónu či neutrína. Toto priblíženie zodpovedá tomu, čo sa nazýva dovolený beta rozpad. V tomto prípade je všetká závislosť rozpadovej konštanty na energii schovaná v členi ρ , ktorý reprezentuje počet koncových stavov dostupných pre rozpadové produkty.

Celková energia systému je daná s nepresnosťou ΔE , ktorá odpovedá prirodzenej šírke počiatočného stavu. Ak uvážime prechod do určitého stavu jadra, potom koncové stavy sú len tie, kde celková energia voľných leptónov má tú istú neurčitosť.

Aby sme určili spektrum energií emitovaných elektrónov, je potrebné vyčísliť parciálnu rozpadovú konštantu $d\lambda$, ktorá odpovedá emisii elektrónov s hybnosťou v intervale $(p, p + dp)$. To je

možné urobiť tak, že priradíme elektrónu hybnosť p a zadefinujeme λ ako odpovedajúcu rozpadovú konštantu. Potom vezmeme do úvahy, že experimentálna aparátúra určuje počet elektrónov, ktoré majú hybnosť v danom intervale, a definujeme parciálnu rozpadovú konštantu $d\lambda$ ako

$$d\lambda = \lambda_p \frac{dn}{dp} dp,$$

načo vyintegrujeme cez všetky možné hybnosti, aby sme dostali celkovú rozpadovú konštantu

$$\lambda = \int \lambda_p \frac{dn}{dp} dp.$$

Rozpadová konšanta λ_p je určená zlatým Fermiho pravidlom s hustotou rozpadových stavov $\rho = dn/dE_f$. Ak vezmeme do úvahy reláciu medzi energiou neutrína a elektrónu a zanedbáme pritom veľmi malú kinetickú energiu jadra, dostaneme

$$E_f = E_e + E_{\nu_e} = m_e c^2 + T_e + T_{\nu_e} = m_e c^2 + Q.$$

Ak budeme predpokladať, že neutríno ma nulovú hmotnosť, potom platí pre jeho energiu $E_{\nu_e} = qc$, čo po dosadení do vzťahu vyššie dáva

$$q = \frac{Q - T_e}{c},$$

kde c je rýchlosť svetla. Takže pre fixovanú energiu elektrónu je $dE_f = cdq$ a pre hustotu finálnych stavov dostávame

$$\frac{dn}{dE_f} = \frac{dn}{dq} \frac{dq}{dE_f} = \frac{dn}{dq} \frac{1}{c}.$$

Konečnou zámenou λ_p za λ vo Fermiho zlatom pravidle a dosadením za $\rho(E_f)$ môžme písat pre parciálnu rozpadovú konštantu

$$d\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{q^2}{V^2} |M_{fi}|^2 \frac{1}{c} \frac{dn}{dq} \frac{dn}{dp} dp,$$

kde dn/dq a dn/dp sú dané modelom Fermiho plynu ako

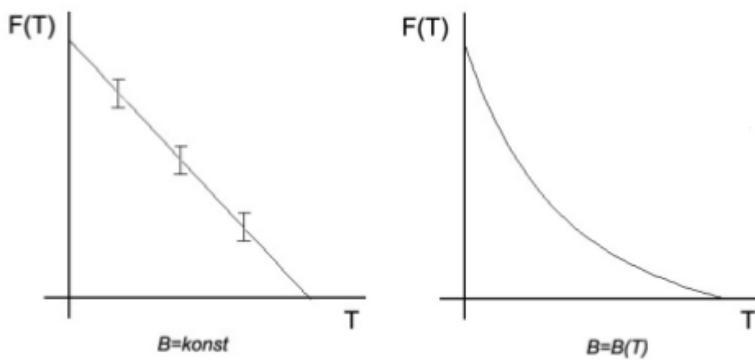
$$\frac{dn}{dq} = \frac{4\pi q^2 V}{\hbar^3} \quad \frac{dn}{dp} = \frac{4\pi p^2 V}{\hbar^3}.$$

Pre rozdelenie energie vyletujúcich elektrónov dostávame vzťah

$$N_e(T_e) = N_0 B \sqrt{T_e(T_e + 2m_e c^2)} (T_e + m_e c^2) (T_{max} - T_e)^2,$$

kde N_0 je počet jadier vo vzorke, B je veličina charakterizujúca vplyv štruktúry atómového jadra na beta rozpad a T_e je kinetická energia elektrónu.

Takýto vzťah by sme dostali bez započítania Coulombickej interakcie. V skutočnosti ale Coulombická interakcia má vplyv na pohyb elektrónov, vďaka čomu možno vysvetliť rozdiely v spektrách pre nízkoenergetické elektróny. Ak by sme chceli Coulombickú interakciu pripočítať, stačí daný vzťah vynásobiť faktorom $F(T, Z)$. Tento faktor sa obvykle znázorňuje pomocou Fermiho diagramu, viď obrázok 6.9, a má nasledujúci tvar



Obr. 6.9: Fermiho-Curie plot.

$$F(T, Z) \left(\frac{N_e(T_e)}{\sqrt{T_e(T_e + 2m_e c^2)(T_e + 2m_e c^2)}} \right)^{1/2} = \sqrt{N_0 B} (T_{max} - T_e).$$

Lineárna závislosť Fermi-Curie grafu spočíva na predpoklade nulovej hmotnosti neutrína. Ak by sme uvažovali hmotnosť neutrína, tak by sa nám táto rovná čiara na konci spektra ohla smerom dolu.

Veličinu B , ktorá charakterizuje vplyv štruktúry atómového jadra na beta rozpad a mení sa od jadra k jadru vďaka rôzne atómové štruktúre, možno vyjadriť vzťahom

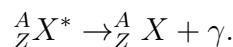
$$B = \frac{\ln 2}{f T_{1/2}},$$

kde $f T_{1/2}$ nazývame zrovňávací polčas.

6.9 Rozpad γ

Lúče γ sú elektromagnetickou radiáciou energie, ktorá je vo všeobecnosti vyššia než 0.1 MeV. Tieto lúče sú emitované pri prechode excitovaného jadra na nižšiu energetickú hladinu alebo priamo do základného stavu.

Excitované jadrá obyčajne najprv prechádzajú do nižších stavov emisiou častic a až potom nastáva gama emisia, ak je však emisia častice zakázaná výberovými pravidlami alebo obmedzená Coulombickou bariérou tak nastáva táto gama emisia ako prvá. Ak je však možná emisia častice, tak je uprednostnená. Ku gama rozpadu dôjde, pokiaľ energia prechodu nie je dostatočne veľká na emisiu častice. Môžeme teda povedať, že radiačné prechody bežne sprevádzajú beta a alfa rádioaktívne rozpady. Schematicky možno rozpad gama rozpad zapísat



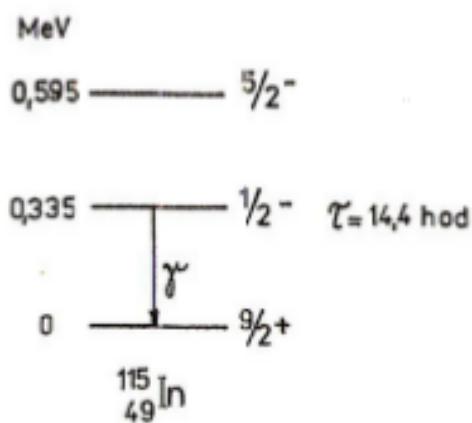
Dominanciu časticovej emisie nad gama emisiou, pre energie väčšie ako prahová energia pre emisiu častice, možno preukázať jednoduchým výpočtom. Miera emisie nukleónov, ak je energeticky povolená, je úmerná frekvencii jadrového pohybu $W_n \approx \omega \approx v/R$, kde v je rýchlosť nukleónu

a R polomer jadra. Tento vzťah približne udáva počet nárazov nukleónu na stenu jadra za jednotku času. Energia w vyžiarená za jednotku času nábojom pohybujúcim sa rovnakým spôsobom je rádovo $w = \frac{e^2}{3\pi\epsilon_0 c^3} \left(\frac{v^2}{R}\right)^2$. Potom miera emisie gama lúča s energiou $\hbar\omega = \hbar(v/R)$ je

$$W_\gamma = \frac{w}{\hbar\omega} = \frac{4}{3} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \frac{v}{R} \ll W_n.$$

Stredné doby života jadier pre rozpad gama sa nachádzajú prevažne v intervale $(10^{-7}; 10^{-11})$ s, čo znamená, že jadrá v excitovanom stave, ktoré vznikli po rozpade alfa alebo beta, sa spravidla veľmi rýchlo dostanú do základného stavu radiačnom gama prechodom. Pre tieto prechody platia podobne ako pre prechody v atómovom obale nejaké výberové pravidla. Možnosti niektorých prechodov sú však výberovými pravidlami silne potlačené a v takom prípade radiačný prechod, ktorý je dovolený z energetického hľadiska, nastáva s malou pravdepodobnosťou. Jadro môže potom pomerne dlhú dobu stráviť v niektorom excitovanom stave, jeho stav sa tak stáva metastabilným a jadro v tomto stave sa nazýva izomérom.

Jedným z typických príkladov izoméru je indium $^{115m}_{49}\text{In}$, ktorého najnižšie energetické hladiny sú na nasledujúcom obrázku 6.10 uvedené aj so svojimi charakteristikami - spinom a paritou. Základný stav má spin a paritu rovné $\frac{9}{2}^+$. Prvý excitovaný stav má spin a paritu rovné $\frac{1}{2}^-$ a od základného stavu sa lísi neveľkou energiou 0,335 MeV. Pri naznačenom prechode medzi oboma stavmi musí dôjsť k veľkej zmene momentu hybnosti (spinu) jadra a relatívne malej zmene energie. Preto je tento prechod veľmi nepravdepodobný. Stredná doba života izoméru $^{115m}_{49}\text{In}$ v stave $\frac{1}{2}^-$ je 14,4 hodiny, čo je veličina o mnoho rádov väčšia než v obvyklom prípade radiačného prechodu gama. Oblasti izomerických jadier sa nachádzajú pred magickými číslami 50, 82 a 126 a v ich blízkom okolí.



Obr. 6.10: Najnižšie energetické hladiny izoméru $^{115m}_{49}\text{In}$ a nuklidu $^{115}_{49}\text{In}$.

6.10 Energetika γ rozpadu

Ked' jadro prechádza z počiatočného stavu E_i do koncového stavu E_f , je vyžiarené kvantum γ s energiou E_γ , ktorá súvisí s rozdielom energii medzi oboma stavmi $\Delta E = E_i - E_f$. Táto energia

sa rozdelí medzi emitované γ kvantum a spätný ráz jadra. Použitím zákona zachovania energie a hybnosti dostaneme vzťah

$$\Delta E = E_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2},$$

kde M je kľudová hmotnosť jadra. Keďže $E_\gamma \ll Mc^2$, $(\Delta E)^2 \approx E_\gamma^2$, vzťah sa redukuje na

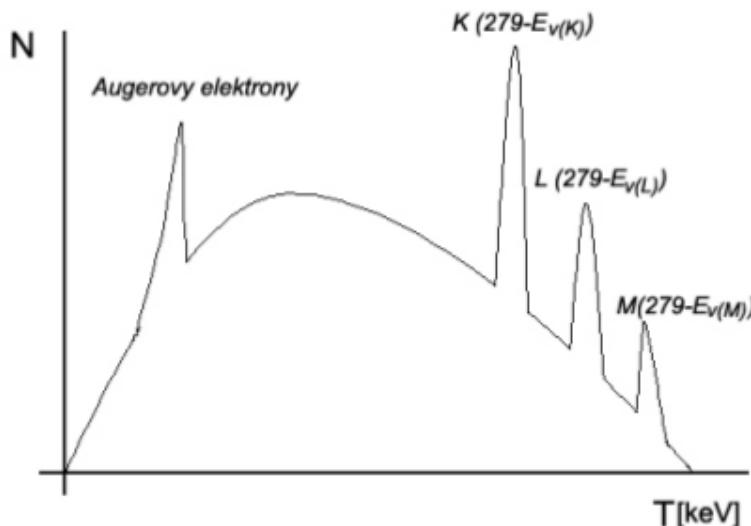
$$E_\gamma \approx \Delta E - \frac{(\Delta E)^2}{2Mc^2}.$$

Odtiaľ možno nahliadnuť, že pre $A \approx 100$ je rozdiel ΔE a E_γ (aj pre veľmi energetické gama žiarenie, kedy $E_\gamma = 10$ MeV) oveľa menší ako nepresnosť v meraní energie gama, ktorá činí 1 - 2 keV. Preto je možné zanedbať energiu spätného rázu jadra pri bežných meraniach gama žiarenia. Rozdiel energii medzi ΔE a E_γ však hrá dôležitú úlohu v Mössbauerovom jave, ktorý má v sekcii Jadrová spektroskopia svoju vlastnú kapitolu.

Čo je tiež u gama rozpadu dôležité, je to, že vyžarovanie kvánt gama nevedie narozenie od predchádzajúcich rozpadov ani ku zmene počtu neutrónov, ani ku zmene počtu protónov, teda ani ku zmene prvku, ani ku zmene izotopického stavu. Naviac energetické spektrum týchto fotónov je diskrétné, pretože sa jedná o prechody medzi diskrétnym energetickým hladinám počiatocného stavu jadra o energii E_i a konečného stavu jadra o energii E_f . Máme tu teda úplnú analógiu k tomu, čo sa odohráva pri radiačných prechodoch v obale atómu. Preto môžeme povedať, že čiarové spektrum žiarenia gama svedčí o existencii diskrétneho energetického stavu jadra.

Môžeme navyše očakávať (na základe Heisenbergovho princípu neurčitosti), že energia vznikajúcich fotónov pri radiačných prechodoch v jadre bude podstatne väčšia ako energia fotónov vyžarovaných z atómového obalu.

Energetické spektrum gama žiarenia je vyobrazené na obrázku 6.11. Jedná sa o spektrum, ktoré spája spojité spektrum elektrónov emitovaných pri beta rozpade, na ktoré sú nanesené ostré piky Augerových a konverzných elektrónov pochádzajúcich z gama prechodov.



Obr. 6.11: Energetické spektrum gama žiarenia.

6.11 Výberove pravidla

Emisia gama je formou elektromagnetického žiarenia a ako taká je spôsobená zmenou elektrického poľa indukujúceho magnetické pole. Rozoznávame dva druhy emisie gama - elektrické (E) vyžarovanie a magnetické (M) vyžarovanie. Tieto názvy pochádzajú zo semiklasickej teórie žiarenia, v ktorej žiarenie vzniká v dôsledku časovej zmeny rozdelenia prúdu a náboja. Klasifikácia výsledného žiarenia je založená na fakte, že celkový moment hybnosti rovnako ako parita (jedná sa o elektromagnetický prechod) sa zachovávajú.

Fotón si odnáša celkový moment hybnosti, daný kvantovým číslom J , ktorý musí rešpektovať fakt, že fotón je vektorový bozón so spinom rovným jednej. Minimálna hodnota je tak $J = 1$, pretože reálny fotón má dva možné stavy polarizácie zodpovedajúce napríklad $J_z = \pm 1$. Ak označíme spin jadra v počiatočnom stave J_i a spin jadra v koncovom stave J_f , vidíme, že prechod $J_i = 0 \rightarrow J_f = 0$ je striktne zakázaný.

Fotóny majú všeobecne multipolaritu J , a tak môžeme rozlišovať aj multipolaritu prechodov. Tie možno nazvať dipólovým ($J = 1$), kvadrupólovými ($J = 2$), oktupólovými ($J = 3$) atď. Napríklad $M2$ značí magnetické kvadrupólové žiarenia.

Pre celkový moment musí platiť

$$\vec{J} = \vec{J}_i - \vec{J}_f$$

$$|J_i - J_f| \leq J \leq J_i + J_f.$$

Dôležité je vziať do úvahy tiež paritu. V klasickej fyzike je dipól $q\vec{r}$ sformovaný ako dva opačné náboje q vo vzdialosti \vec{r} . Zmenou $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ zistíme, že má zápornú paritu. Magnetický dipól je ekvivalentný nábojom cirkulujúcim rýchlosťou \vec{v} a formujúcim tak prúdovú slučku polomeru r . Magnetický dipól tak má tvar $q\vec{r} \times \vec{v}$, čo nemení znamienko pri inverzii parity, a má tak kladnú paritu. Všeobecne platí, že elektricky multipólový prechod ma paritu $(-1)^L$, zatiaľčo magnetický multipólový prechod ma paritu $(-1)^{L+1}$. Výberové pravidla pre gama emisiu máme zhrnuté v nasledujúcej tabuľke

Multipolarita	Dipólový		Kvadrupolový		Oktupólový	
Druh záření	E1	M1	E2	M2	E3	M3
L	1	1	2	2	3	3
ΔP	ano	ne	ne	ano	ano	ne

Hoci sú prechody $J_i = 0 \rightarrow J_f = 0$ zakázané kvôli tomu, že fotón je reálna častica, v prípade, že by bol fotón virtuálny, sa takéto prechody môžu prihodiť (parita sa pritom nemení). Dôvodom pre to je skutočnosť, že polarizačné stavy virtuálneho fotónu nie sú obmedzené tak ako polarizačné stavy reálneho fotónu. Energia virtuálneho fotónu sa môže odovzdať atómovému elektrónu, ktorý je tak emitovaný z atómu. Ide pritom zvyčajne o elektrón z niektorého z vnútorných vrstiev, teda K alebo L, ktorého vlnová funkcia presahuje do jadra. Tento proces sa nazýva vnútorná konverzia.

6.12 Vnútorná konverzia elektrónov

Vyššie sme spomenuli že elektromagnetický prechod medzi dvoma excitovaným stavmi sa môže prihodiť aj prostredníctvom vnútornej konverzie. K tomuto javu dochádza z dôvodu interakcie jadrového elektromagnetického poľa s atómovým elektrónom, ktorému tak odovzdáva dostatočnú energiu na opustenie atómu. Elektrón je emitovaný s diskrétnou energiou, ktorá je spojená s rozdielom $\Delta E = E_i - E_f$ medzi dvoma stavmi, vzťahom

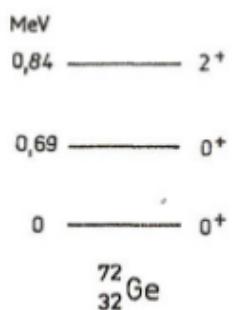
$$E_e = \Delta E - B_e - T_R,$$

kde B_c je väzbová energia elektrónu a T_R je energia spätného rázu jadra.

Emitované elektróny pochádzajú z rôznych orbitálov, teda obvykle pozorujeme niekoľko diskrétnych línii vnútornej konverzie, tj. energetické spektrum elektrónov vyžiarených pri vnútornej konverzii je čiarové. Pravdepodobnosť vnútornej konverzie pre rôzne atómy a excitované hladiny je rôzna a charakterizuje sa tzv. konverzným koeficientom, ktorý udáva pomer stredného počtu procesov N_e (vyžiari sa elektrón), ku strednému počtu procesov N_γ (vyžiari sa gama). Konverzný koeficient tiež silne závisí na rozdieli ΔE , protónovom čísle Z a na vrstve. Je daný vzťahom

$$\alpha_k = \frac{N_e}{N_\gamma}.$$

Typický prípad, v ktorom nastáva vnútorná konverzia, je demonštrovaný na obrázku 6.12. Majme izotop germánia $^{72}_{32}\text{Ge}$, ktorého základný a prvý excitovaný stav majú rovnaký spin rovný nule a párnú paritu. Zákon zachovania momentu hybnosti nedovoľuje, aby došlo medzi týmito stavmi k radiačnému prechodu, pretože fotón má spin rovný jednej. Pri deexcitácii, ktorá sa tu často označuje ako $0 - 0$ prechod, odovzdá jadro germánia elektrónu energiu 0,69 MeV a ten nadobudne kinetickú energiu podľa vyššie uvedeného vzťahu.



Obr. 6.12: Najnižšie energetické hladiny jadra $^{72}_{32}\text{Ge}$.

Ak je vzdialenosť medzi hladinami daného nuklidu väčšia ako $2m_e c^2$, kde m_e je pokojová hmotnosť elektrónu, a ak nie je medzi týmito hladinami dovolený radiačný prechod, môže jadro prejsť do nižšieho energetického stavu aj tak, že sa v jeho elektromagnetickom poli vytvorí pár pozitron a elektrón, ktorý odnesie príslušnú energiu. Tento jav, ktorý možno pozorovať napríklad pri deexcitaci kyslíka $^{16}_8\text{O}$, je nazývaný dvojitou konverzie. U uvedeného jadra je to opäť $0 - 0$ prechod, pri ktorom sa znižuje energia jadra o 6,1 MeV. Na dvojitej konverzii sa nepodieľa elektrónový obal.

Vnútorná konverzia často sprevádza beta rozpad, pretože materské jadrá môžu prechádzať beta rozpadom na dcérské jadra v excitovanom stave, ktoré sa ďalej deexcitujú práve elektromagnetickými prechodom. Vďaka tomu často v energetickom spektre beta žiarenia pozorujeme sadu diskrétnych čiar.

Ešte spomeňme, že pomenovanie tohto javu pochádza z historického označenia „vnútorná konverzia žiarenia gama“, ktoré vzniklo na základe mylnej domnenky, že k emisii elektrónov dochádza v dôsledku absorpcie fotónu gama, ktorý je emitovaný jadrom v atómovom obale. V skutočnosti ale fotón žiarenia gama z jadra nevyletí (je len virtuálny), energia deexcitácie vzbudenej hladiny jadra je odovzdaná najbližšiemu elektrónu (teda elektrónu na najnižšej vrstve - K vrstve) priamo.

6.13 Jadrový izomer

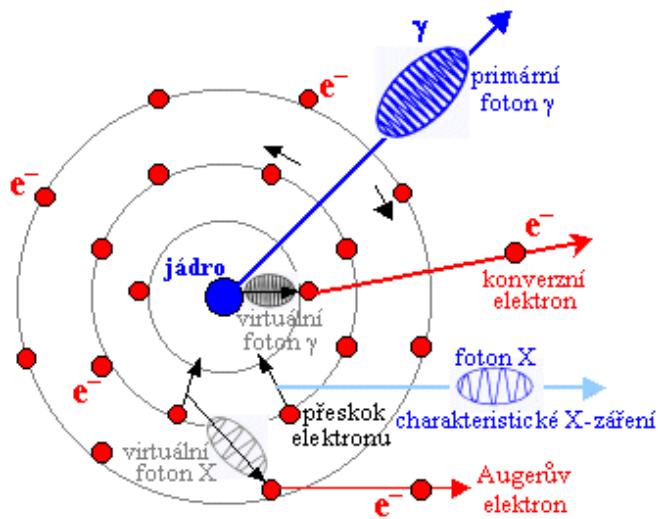
Většina jaderných excitovaných stavů je velmi nestabilní a prakticky okamžitě deexcituje vyzářením fotonového záření gama. V některých případech však jaderné excitované hladiny nedeexcitují okamžitě, ale až po uplynutí určitého delšího času - říkáme, že jsou metastabilní. Tento jev se též nazývá jaderná izomerie - jádra mohou existovat ve dvou izomerních stavech, nazývají se izomery.

Příčina metastability a izomerie: Hlavním mechanismem potlačení gama-deexcitace vzbuzených jaderných hladin, kterému metastabilní izomery vděčí za svoje dlouhé poločasy, je relativní „zákaz“ gama přechodu z důvodu velkého rozdílu momentů hybnosti (spinů) mezi příslušnými jadernými hladinami - „spinový nesoulad“.

Vnitřní konverze záření gama a X; konverzní a Augerovy elektrony: Pokud je jádro součástí atomu, nemusí se všechny dexcitace v jádře vyzářit jako fotony záření gama. Může dojít ke konkurenčním procesům, zabraňujícím emisi části fotonů záření gama při deexcitaci vzbuzených jaderných hladin - především k procesu tzv. vnitřní elektronové konverze záření gama (zkráceně jen vnitřní konverze gama). Energie jaderné deexcitace se nevyzáří, ale je předána některému elektronu v obalu, který pak vylétá jako tzv. konverzní elektron.

V obrázku 6.13 jsou schematicky znázorněny všechny příslušné procesy. Především, modrou šipkou je znázorněn základní případ „nerušeného“ vyzáření fotonu gama z excitovaného jádra. Proces vnitřní konverze si můžeme zjednodušeně představit tak, že foton gama, emitovaný při deexcitaci vzbuzené jaderné hladiny, se může „srazit“ s obalovým elektronem vlastního atomu, který přebere veškerou jeho energii (dojde k fotoefektu), foton gama zanikne a místo něj vyletí elektron uvolněný díky přijaté energii z vazby v atomu (tlustší červená šipka). Tento jev je běžně pozorován, nazývá se vnitřní konverze záření gama (dříve se nazýval též „vnitřní fotoefekt“) a příslušné elektrony se nazývají konverzní elektrony.

Uvedené mechanismy vnitřní konverze je nyní třeba považovat jen za heuristické; foton záření gama ve skutečnosti vůbec z jádra nevyletí (je jen virtuální), nýbrž energie deexcitace vzbuzené hladiny jádra je elektromagnetickou interakcí předána nejbližšímu obalovému elektronu přímo a ten pak z atomu vyletí s kinetickou energií danou rozdílem energie deexcitace jádra a vazbové energie



Obr. 6.13: Schématické znázornění vnitřní konverze záření gama za vzniku konverzních elektronů a charakteristického X-záření a vnitřní konverze záření X za vzniku Augerových elektronů.

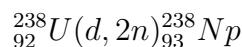
elektronu v obalu. Fyzické vyzáření fotonu gama zde není nutné, neboť vlnová funkce obalových elektronů částečně proniká do jádra (je nenulová pravděpodobnost výskytu elektronu v oblasti jádra) a interakce může nastat bezprostředně. Navzdory svému názvu tedy vnitřní konverze není „dvoustupňový“ proces (při němž by se foton gama nejprve emitoval a pak byl pohlcen elektronem, který se vyzáří), ale přímým „jednostupňovým“ elektromagnetickým procesem.

6.14 Transuránové prvky

Sú prvky, ktoré nasledujú v Mendelejevovej periodickej sústave za uránom. V prírode sa bežne nevyskytujú, všetky sa pripravujú umelo. Ľahšie transurány, ako je neptúnium, plutónium, americium a curium, sú produkované v ľahkovodných jadrových reaktoroch. Majú pomerne dlhé polčasy rozpadu a možno ich teda extrahovať z vyhoreného jadrového paliva chemickou cestou.

Príprava: Východiskový materiál pre prípravu všetkých transuránov je urán-238, najťažší nuklid, ktorý sa vyskytuje v prírode. Používajú sa dve metódy prípravy ťažkých prvkov:

- Záchyt niekoľkých neutrónov a následný beta rozpad vzniknutého izotopu.
- Bombardovanie ťažkých prvkov urýchlenými iónmi, napr.:



Bombardovaním ľahkými časticami (deuterony, alfa častice) získame prvky s atómovým číslom vyšším o jednu až dve jednotky, ak ale použijeme ťažšie ióny, napr. uhlík-12 alebo kyslík-16 môžeme získať prvky s protónovým číslom vyšším o šest až desať jednotiek oproti východiskovému jadru.

Kapitola 7

Teorie jaderných procesů

7.1 Zadanie

Energie reakce, Energie rozpadu, Výtěžek jaderných reakcí(tlustý a tenký terčík), Zákony zachování, Princip detailní rovnováhy, Klasifikace jaderných reakcí, Mechanismy jaderných reakcí(model složeného jádra, přímé reakce, optický model atomového jádra), Štěpení, Syntéza, Uvést příklady některých důležitých jaderných reakcí.

7.2 Historický přehled studia jaderných reakcí

Termín jaderná reakce je značně široký, ve fyzice atomového jádra si pod ním představujeme interakci nebo jinak řečeno srážku dvou mikročastic, ze které se opět vynořují mikročástice. Alespoň jedna z těchto mikročastic musí být jádrem s atomovým číslem Z větším než jedna. Jaderné reakce probíhají v podstatě v neomezeném intervalu energií, ve fyzice atomového jádra však máme na mysli relativní kinetické energie převážně v intervalu od nuly do 100 MeV, výjimečně až do hodnot rovných řádově několika GeV.

- r. 1919 - Ernest Rutherford - 1. umělá jaderná reakce $\alpha + {}^{14}_7 N \rightarrow {}^{17}_8 O + p$
- r. 1924 → potvrzeno Blacketttem za použití Wilsonovy mlžné komory
- r. 1932 - objev neutronu J. Chadwickem v reakci $\alpha + {}^9_4 Be \rightarrow {}^{12}_6 C + n$
- r. 1932 - Cockcroft a Walton → 1. reakce s urychljenými protony: $p + {}^7_3 Li \rightarrow 2\alpha$
- v r. 1934 - manželé Curierovi objevili umělou radioaktivitu
- v r. 1939 - objeveno štěpení uranu → Hahn, Strassmann
- v r. 1942 → Fermi - spuštění 1. jaderného reaktoru s přírodním uranem o výkonu několika wattů
- r. 1951 → 1. jaderná ponorka (Nautilus)
- r. 1955 → 1. jaderná elektrárna (Snipping Port)

7.3 Základní pojmy

- zapisujeme jako relaci tak, že na levé straně se píšou objekty vstupující do reakce a na pravé straně objekty z ní vystupující, od vstupujících k vystupujícím směruje šipka definující, které objekty považujeme za počáteční a které za koncové

→ sevřený zápis \Rightarrow jen tehdy, když v reakcích vystupují elementární částice nebo jádra helia (α), deuteronu (d), tritia (t) \Rightarrow odpovídá experimentu \Rightarrow těžké částice vstupující do reakce jsou zpravidla nehybným terčíkem, lehká částice je obvykle na jistou energii urychleným projektilom

- Zápis: $a + A \rightarrow C^* \rightarrow B + b$, C^* ... složené jádro, mezistav, přes který může reakce probíhat

- Sevřený zápis: $A(a, b)B$

7.3.1 Různé procesy

- → pružný rozptyl (n, n) , (p, p)
- → nepružný rozptyl (n, n') , (p, p') , ...
- → jaderné reakce:
 - → vznik nového jádra a částice - $A(a, b)B$
 - → vznik nového jádra a více částic - $A(a, b_1 b_2 b_3 \dots)B$
 - → štěpení jádra - (n, f)
 - → tříštění jader

7.3.2 Základní definice

- vstupní kanál - částice (jádra) a jejich charakteristiky (energie, hybnosti, spiny,) do reakce vstupující
- výstupní kanál - částice (jádra) a jejich charakteristiky z reakce vystupující
- účinný průřez σ - závisí na energiích, hybnostech, spinech, nábojích \Rightarrow pravděpodobnost, že při srážce $A + a$ dojde k přeměně $a + A \rightarrow b + B$, $[\sigma] = \text{m}^2$
- excitační funkce - závislost účinného průřezu na energii $\sigma(E)$ - excitační funkce
- prahová reakce - nastávají až od určité energie
- výtěžek reakce - počet přeměn dělený počtem nalétávajících částic
- tenký terčík - nezmění hustotu a energii částic svazku
- tlustý terčík - hustota a energie částic svazku se mění

7.3.3 Zákony zachování

⇒ energie, hybnosti, momentu hybnosti, el. náboje, parity, baryonového a leptonového čísla

- Energie a hybnosti
 - lze určit směry výletu a možné energie produktů reakce
 - pro určení úhlového rozdělení a energetického rozdělení je třeba znát typ interakce
 - k nalezení možných směrů výletu produktů reakce lze použít vektorový diagram hybností ⇒ diagram nezávisí na typu interakce a lze jej použít pouze pro nerelativistické přiblížení
- Momentu hybnosti
 - pouze diskrétní hodnoty $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ [\hbar]
 - pro nízké energie a krátký dosah sil → reakce možná pouze pro ohraničené nevelké číslo l
⇒ výhodné přejít do vlastních stavů momentu hybnosti
 - poloklasicky $pb = l\hbar \Rightarrow l \leq \frac{pb_{max}}{\hbar} = \frac{2\pi R}{\lambda}$
- Náboje - suma el. nábojů před reakcí a po ní se zachovává
- Baryonové čísla - pro nízké energie ($E < m_nc^2$) → zákon zachování počtu nukleonů
- Parity - parita výchozího stavu se během reakce nemění, protože při změně relativního orbitálního momentu $\Pi_f = (-1)^{\Delta l} \Pi_i$, např. při pružném rozptylu, nemůže dojít ke změně orbitálního momentu o $\Delta l = \text{liché}$, i když by to při změně orientace spinu bylo z hlediska zachování momentu hybnosti možné
- REAKCE POD VLIVEM SILNÉ INTERAKCE - platí zákon zachování celkového izotopického spinu (izospin) i zákon zachování jeho projekce do jedné ze souřadných os a dále zákon zachování parity
- REAKCE POD VLIVEM ELEKTROMAGNETICKÉ INTERAKCE - neplatí zákon zachování celkového izotopického spinu
- REAKCE POD VLIVEM SLABÉ INTERAKCE - neplatí zákon zachování izospinu v žádné formě, ani zákon zachování parity

7.4 Energie reakce, energie rozpadu

- Energie reakce Q : rozdíl sumy klidových energií částic před reakcí a po ní nebo jako rozdíl sumy kinetických reakcí po reakci a před ní:

$$Q = \sum_{j=1}^{n_i} m_j c^2 - \sum_{k=1}^{n_f} m_k c^2 = \sum_{k=1}^{n_f} T_K - \sum_{j=1}^{n_i} T_j \quad (7.1)$$

$\Rightarrow Q$ nezávisí na souřadné soustavě

\Rightarrow 3 druhy reakcí:

- Exoergická reakce: $Q > 0 \Rightarrow$ energie se uvolňuje (samovolné rozpady jader či částic, reakce probíhající při libovolné energii nalétávající částice). V případě rozpadu hovoříme o energii rozpadu.
- Pružný rozptyl: $Q = 0$
- Endoergická reakce: $Q < 0 \Rightarrow$ existuje práh reakce, energii je třeba dodat, aby se reakce vůbec uskutečnila

- zůstane-li jádro B ve vzbuzeném stavu $\Rightarrow Q - E^* = T_b + T_B - T_a - T_A$, kde E^* je excitační energie

7.4.1 Prahová energie

- v těžišťové souřadné soustavě (CMS):

- počáteční stav: $\sum_{j=1}^{n_i} \vec{p}_j' = 0$
- ZZH (konečný stav): $\sum_{k=1}^{n_f} \vec{p}_k' = 0$
- reakce může nastat, pokud $\sum_{k=1}^{n_f} T_k' \geq 0$
- prahová energie v CMS

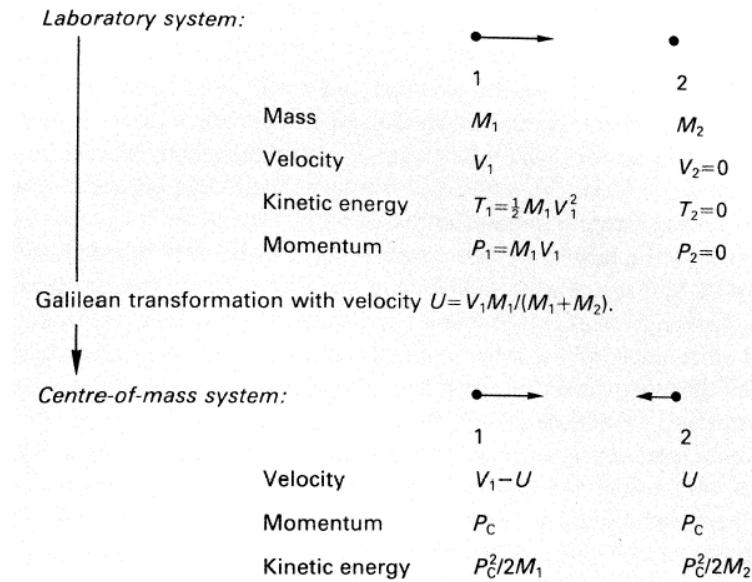
$$T'_{THR} = -Q = \sum_{k=1}^{n_i} T'_k = \sum_{k=1}^{n_f} m_k c^2 - \sum_{j=1}^{n_i} m_j c^2 = |Q| \quad (7.2)$$

- prahová energie v LAB pro projektil a terčík ($p_2 = 0$)

- kinetická energie těžiště ($T = p^2/2m$)

$$T_{CMS} = \frac{p_1^2}{2(m_1 + m_2)} \quad (7.3)$$

$$T_{THR} = T_i = |Q| \left(1 + \frac{m_1}{m_2} \right) \quad (7.4)$$



The centre-of-mass momentum is $P_c=P_1M_2/(M_1+M_2)$.

The total kinetic energy in the centre-of-mass is $T_c=T_1M_2/(M_1+M_2)$.

Obr. 7.1: Srovnání laboratorní a těžišťové soustavy

7.4.2 Srážkový diagram hybností

- Předpokládáme, že terčové jádro je v klidu
- Vztahy mezi hybnostmi částic před a po srážce:

$$v'_1 = \tilde{v}_1' + v_{CM}, \quad p'_1 = \tilde{p}_1' + \frac{m_1}{m_1 + m_2} p_1 \quad (7.5)$$

$$v'_2 = \tilde{v}_2' + v_{CM}, \quad p'_2 = -\tilde{p}_1' + \frac{m_2}{m_1 + m_2} p_1 \quad (7.6)$$

Tabuľka 7.1: Přehled hybností

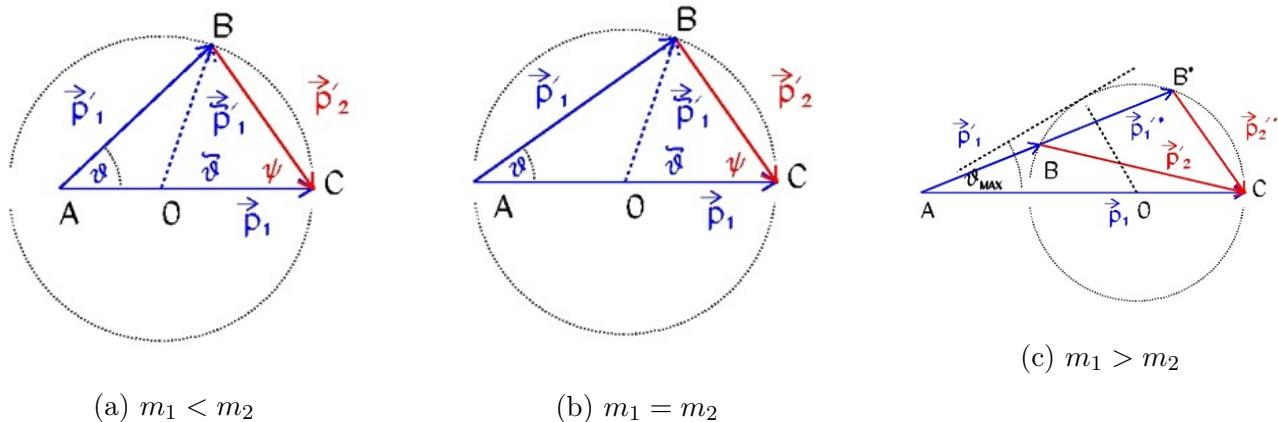
	Před zrážkou		Po zrážce	
	LAB	CMS	LAB	CMS
Částice 1	p_1	$\tilde{p}_1 = p_1 \frac{m_2}{m_1 + m_2}$	$p'_1 = \tilde{p}_1' + \frac{m_1}{m_1 + m_2} p_1$	\tilde{p}_1'
Částice 2	$p_2 = 0$	$\tilde{p}_2 = -p_1 \frac{m_2}{m_1 + m_2}$	$p'_2 = -\tilde{p}_1' + \frac{m_2}{m_1 + m_2} p_1$	$\tilde{p}_2' = -\tilde{p}_1'$

Sečteme-li tyto rovnice, dostaneme zákon zachování hybnosti pro zkoumaný případ: $p_1 = p'_1 + p'_2$

- Konstrukce vektorového diagramu hybností:

- hybnost p_1 dopadající částice zobrazíme orientovanou úsečkou AC
- rozdělíme úsečku AC na dvě části v poměru $AO : OC = m_1 : m_2$
- kolem bodu 0 opíšeme kružnici procházející bodem $C \Rightarrow$ její poloměr je roven velikosti hybnosti p_1 v těžišťové soustavě $\tilde{p}_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} p_1$

\Rightarrow kružnice je geometrickým místem vrcholů B vektorového trojúhelníku hybností ABC (znázorňuje zákon zachování hybnosti), jehož strany AB a BC představují možné hybnosti častic po srážce v laboratorní soustavě.



Obr. 7.2: Konstrukce vektorového diagramu hybností

V závislosti na poměru hmotností častic se může bod A nacházet uvnitř dané kružnice, na ní nebo vně. Úhel rozptylu v těžišťové soustavě může nabývat všechny možné hodnoty $\tilde{\vartheta}$ od 0 do π . Dovolené hodnoty úhlu rozptylu ϑ v laboratorní soustavě a úhlu odrazu ψ v laboratorní soustavě jsou v tabulce:

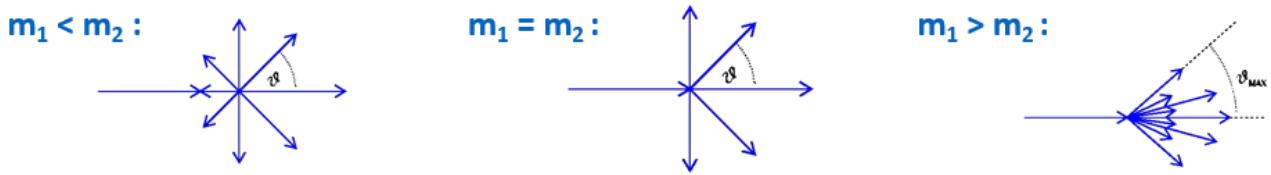
V laboratorní soustavě:

- $m_1 < m_2 \rightarrow$ dopadající částice rozptýleny do obou polokoulí
- $m_1 = m_2 \rightarrow$ dopadající částice rozptýleny do přední polokoule
- $m_1 > m_2 \rightarrow$ dopadající částice rozptýleny do přední polokoule do kuželes s vrcholovým úhlem $2\vartheta_{max}$ (osou kuželes je směr dopadajících častic): $\sin \vartheta_{max} = m_2/m_1$

Vztah mezi úhly rozptylu a odrazu v laboratorní a těžišťové soustavě (připomínka předpokladu

$m_1 < m_2$	$m_1 = m_2$	$m_1 > m_2$
$v_1 > v_{CM}$	$v_1 = v_{CM}$	$v_1 < v_{CM}$
$\vartheta + \psi > \pi/2$	$\vartheta + \psi = \pi/2$	$\vartheta + \psi < \pi/2$
$\vartheta = <0, \pi>$	$\vartheta = <0, \pi/2>$	$\vartheta = <0, \vartheta_{MAX}>$
$\psi = <0, \pi/2>$	$\psi = <0, \pi/2>$	$\psi = <0, \pi/2>$

Obr. 7.3: Dovolené hodnoty úhlu rozptylu ϑ v laboratorní soustavě a úhlu odrazu ψ v laboratorní soustavě

Obr. 7.4: Dovolené hodnoty úhlu rozptylu ϑ v laboratorní soustavě

pružného rozptylu):

$$\psi = \frac{\pi - \tilde{\vartheta}}{2} \quad \tan \vartheta = \frac{\sin \tilde{\vartheta}}{\cos \tilde{\vartheta} + (m_1/m_2)}. \quad (7.7)$$

Vektorový diagram hybností poskytuje veškerou informaci, kterou lze získat z pouhých zákonů zachování hybností a energií. Ukazuje možné varianty rozletu částic, nic ale neříká o pravděpodobnostech realizace jednotlivých možných variant.

7.5 Výtěžky reakcí, účinný průřez

- ÚČINNÝ PRŮŘEZ - $\sigma \Rightarrow$ pravděpodobnost, že při srážce $a + A$ dojde k přeměně $a + A \rightarrow B + b$
 - \Rightarrow závisí pouze na typu interakce (slabá, silná, elektromag.) mezi a a A , základních charakteristikách a a A a pohybových vlastnostech a a A
 - \Rightarrow nezávisí na hustotě toku dopadajících částic typu a , ani na počtu ostřelovaných terčových jader typu $A \Rightarrow$ nezávisí na provedení experimentu
- VÝTĚŽEK - $\omega \Rightarrow$ udává podíl počtu přeměn ΔN na počtu dopadajících částic N_0

$$\omega = \frac{\Delta N}{N_0} \quad (7.8)$$

\Rightarrow bezrozměrná veličina

\Rightarrow závisí na účinném průřezu σ , na kinetické energii nalétávající částice T_a a na konkrétním terčíku, proto nemůže sloužit jako univerzální charakteristika jaderné reakce

\Rightarrow závisí na tom, zda je terčík tenký nebo tlustý

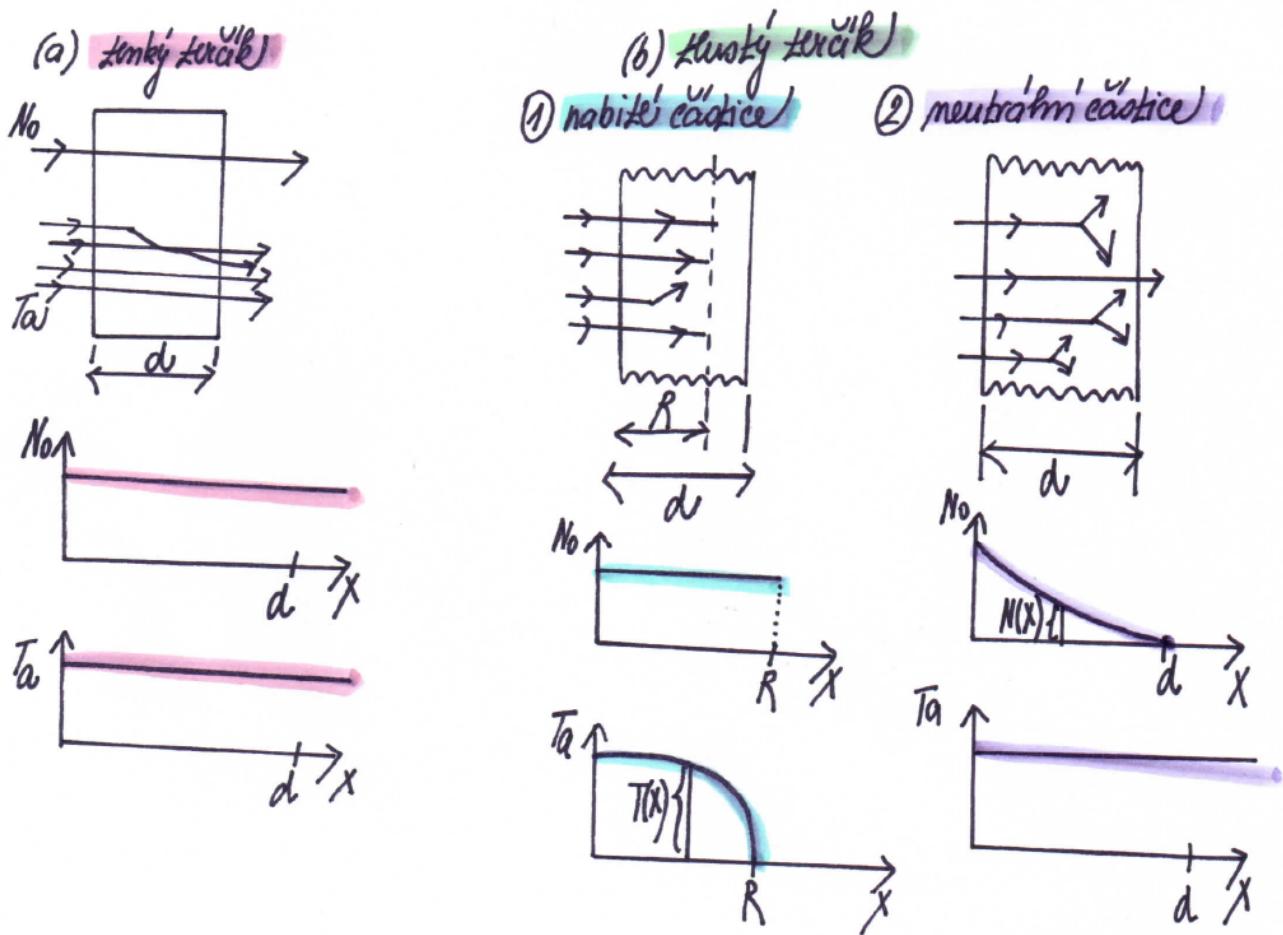
- TENKÝ TERČÍK \Rightarrow nemění energii a hustotu částic svazku
 - \Rightarrow na všechna terčíková jádra dopadá stejný tok N_0 ostřelujících částic též energie (všechny terčové částice mají stejnou šanci zúčastnit se jaderné reakce)
 - \Rightarrow počet částic N_0 se nemění s hloubkou terče, stejně jako jejich kinetická energie T_a
 - \Rightarrow výtěžek:

$$\omega = \frac{\Delta N}{N_0} = \sigma \cdot n \cdot x \ll 1, \quad (7.9)$$

kde σ je celkový účinný průřez, n je počet terčíkových jader v 1 m^3 a x je tloušťka terče $\Rightarrow n \cdot x$ je plošná hustota terče.

- TLUSTÝ TERČÍK \Rightarrow hustota a energie částic svazku se mění \Rightarrow průběh závisí na tom, o jaký typ částic jde
 - reakce s nabitymi částicemi
 - reakce s neutrony
 - reakce s fotony

7.5.1 Interakce v terčíku



Obr. 7.5: Interakce v terčíku

7.6 Reakce s nabitymi částicemi

- ztráta energie ionizací a excitací terčíkových atomů
- reakce nastávají při různé energii T nalétávajících částic: $\sigma(T)$
- celkový počet částic se mění jadernými reakcemi \Rightarrow lze zanedbat $N(x) = N_0$
- tlustý terč (tloušťka $d >$ dolet R)

$$dN = N(x) \cdot n \cdot \sigma(x) \cdot dx \cong N_0 \cdot n \cdot \sigma(x) \cdot dx \quad (7.10)$$

- výtěžek reakce je (při $d > R$)

$$\omega = \frac{\Delta N}{N_0} = n \cdot \int_0^R \sigma(x) dx = n \cdot \int_{T_a}^0 \frac{\sigma(T)}{dT} dT = n \int_0^{T_a} \frac{\sigma(T)}{dx} dT \quad (7.11)$$

$z - \frac{dT}{dx} \Rightarrow$ vyšší T_a , $\sigma(T)$ a nižší energetické ztráty \Rightarrow vyšší dolet a výtěžek $\omega = \omega(T)$ - excitační funkce

\Rightarrow

$$\sigma(T) = \frac{1}{n} \frac{d\omega}{dT} \left| \frac{dT}{dx} \right| \quad (7.12)$$

- střední účinný průřez

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{R} \int_0^R \sigma(x) dx \Rightarrow \omega = n \cdot \bar{\sigma} \cdot R \quad (7.13)$$

7.7 Reakce s neutrony

- neinteragují s atomovými obaly, pouze rozptyl a absorbce na jádrech
- ubývá počet neutronů, ale jejich energie se příliš nemění
- svazek monoenergetických neutronů o hustotě toku N_0
- počet reakcí dN ve vrstvě terče dx v hloubce x je

$$dN = -N(x) \cdot n \cdot \sigma \cdot dx, \quad (7.14)$$

kde $N(x)$ je hustota toku neutronů v místě x .

- σ je celkový účinný průřez $\sigma = \sigma_{pruzny} + \sigma_{nepruzny} + \sigma_{absorbce} + \dots$
- počet neutronů prošlých terčíkem o tloušťce x

$$N(x) = N_0 \exp(-n\sigma x) \quad \text{pro } 0 \leq x \leq d \quad (7.15)$$

- z N_0 neutronů bude interagovat v terči o tloušťce d :

$$\Delta N = N_0(1 - \exp(-n\sigma d)) \quad (7.16)$$

\Rightarrow výtěžek je pak:

$$\omega = \frac{\Delta N}{N_0} = 1 - \exp(-n\sigma d) \quad (7.17)$$

- pro určování účinného průřezu $\sigma \Rightarrow$ transmisi metoda, kdy měříme intenzitu na začátku a na konci terčíku

$$\sigma = -\frac{1}{nd} \ln \left(\frac{N(d)}{N_0} \right) \quad (7.18)$$

- závislost $\sigma = \sigma(T_a)$, $\omega = \omega(T_a)$... excitační funkce
- cílem studia jaderných reakcí \Rightarrow měření excitační funkce, úhlového rozložení produktů, energetického rozložení produktů, studium vnitřního kvantového stavu produktů

7.8 Reakce s fotony

- reagují s jádry i elektrony - rozptyl a absorbce \Rightarrow zmenšení hustoty toku fotonů:

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x), \quad (7.19)$$

kde μ je lineární součinitel zeslabení, $\mu = \mu_a \cdot n$, kde μ_a je atomový součinitel zeslabení, n je počet terčových atomů v jednotce objemu

- pro tenký terčík (zeslabení lze zanedbat) je výtěžek reakce:

$$\omega = \frac{\Delta I}{I_0} \frac{\sigma}{\mu_a} = n \cdot \sigma \cdot d, \quad (7.20)$$

kde ΔI je celkový počet reakcí, $\Delta \frac{\sigma}{\mu_a}$ je počet studovaných fotojaderných reakcí

- pro tlustý terčík:

$$\omega = \frac{\Delta I}{I_0} \frac{\sigma}{\mu_a} = \frac{\sigma}{\mu_a} (1 - \exp(-\mu_a n d)) \quad (7.21)$$

7.9 Klasifikace jaderných reakcí

Podle použitého projektilu:

- pružný rozptyl (n, n), (p, p) $\Rightarrow Q = 0$

- při pružném rozptylu v poli jádra dochází k zakřivení dráhy nalétávající částice, avšak kinetická energie se nemění v jiný druh energie - nedochází ke změně vnitřního stavu částice, žádné excitace ani deexcitace
- při pružném rozptylu je splněn zákon zachování energie a hybnosti nalétávající částice a a rozptylujícího se jádra A
- částice pokračuje v pohybu obecně odlišným směrem a s nižší energií a hybností, jejíž část byla předána jádru
- symbolický zápis pružného rozptylu je $a + A \rightarrow a' + A'$, kde částice napravo jsou tytéž jako částice nalevo, jen s jinou hybností a kinetickou energií
- dochází tedy jen k transformaci interakční energie a kinetické energie translačního pohybu částice
- příklady mohou být: zpomalování neutronů lehkými jádry, metoda odražených jader využívá k detekci rychlých neutronů, zpětný rozptyl

- nepružný rozptyl ($n, n' \gamma$), ($\alpha, \alpha' \gamma$) $\Rightarrow Q < 0$

- při nepružném rozptylu dochází k přeměnám kinetické energie částice a na jiné druhy energie při jiných procesech než mechanickém pohybu (např. k emisi kvant záření, změnám vnitřní struktury - excitace, deexcitace)

- typickým procesem při nepružném rozptylu je excitace jádra A - přechod nukleonů na některou z vyšších energetických hladin, při následné deexcitaci je emitováno záření γ
- při nepružném rozptylu primárních částic obecně vzniká sekundární ionizující záření
- příklady: nepružný rozptyl rychlých neutronů, Coulombická excitace atomových jader
- radiační záchyt $(n, \gamma), (p, \gamma)$ - záchyt pomalých neutronů (používá se v reaktorech k výrobě radionuklidů apod.), záchyt protonů lze pozorovat u lehčích prvků
- deuteronové reakce $(d,p), (d,t), (d,n)$ - reakce ${}^2H(d, n){}^3He$ a ${}^3H(d, n){}^4He$ se používají v neutronových generátorech termojaderné reakce
- reakce s α - částicemi $(\alpha, p), (\alpha, n)$ - důležité pro lehké prvky, reakce ${}^9Be(\alpha, n){}^{12}C$ vedla k objevení neutronu - užitím této reakce se získávají neutrony v radionuklidových zdrojích
- reakce s neutrony $(n, p), (n, \alpha)$ - detekce pomalých neutronů ${}^6Li(n, \alpha){}^3H, {}^{10}B(n, \alpha){}^7Li$; pravové detektory pro rychlé neutrony ${}^{32}S(n, p){}^{32}P$; tvorba radiouhlíku ${}^{14}C$ v jaderné reakci ${}^{14}N(n, p){}^{14}C$
- Fotojaderné reakce $(\gamma, n), (\gamma, p), (\gamma, \alpha)$ při $Q < 0$
 - významné u D a Be
 - fotojaderné reakce vyvolávané brzdným zářením na těžkých prvcích (W,U), zdroje neutronů, např. ${}^9Be(\gamma, n){}^8Be$
- reakce s protony - (p, α)
- reakce s těžkými ionty
- štěpení (n, f)
 - tepelné a rezonanční neutrony způsobují štěpení ${}^{235}U, {}^{238}U, {}^{239}Pu$
 - ostatní jádra se štěpí rychlými neutrony
- tříšťivé procesy (hluboké štěpení)
 - dopadající vysokoenergetické částice ($T > 100$ MeV) mohou roztržit jádro na velký počet drobných odštěpků, stopy v emulzích, komorách vykazují tvar hvězdy

7.10 Mechanismy jaderných reakcí

- pronikne-li ostřelující částice do oblasti terčíkového jádra, může interakce probíhat v zásadě dvěma způsoby: reakcí přes složené jádro, přímou reakcí
- přímé reakce (také pružný a nepružný rozptyl) - reakce trvající velmi krátce $\tau \sim 10^{-22}$ s → široké (rozmazené) hladiny → pomalé změny σ s energií projektelu

- reakce přes složené jádro (Bohr) - vzniká jádro s poločasem rozpadu $\tau \sim 10^{-16}$ s → úzké hladiny → rychlé změny σ s energií projektilu (rezonanční charakter), rozpad do různých kanálů

7.10.1 Srovnání úhlových rozdělení



Obr. 7.6: Srovnání úhlových rozdělení

7.10.2 Princip detailní rovnováhy

Nízkoenergetické reakce → energie interakce $H_{int} \ll$ energie celé soustavy → lze pro určení pravděpodobnosti P_{if} přechodu od stavu ϕ_i ke stavu ϕ_f použít zlaté pravidlo poruchového počtu:

$$P_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{fi}|^2 \frac{d\nu}{dE_0}, \quad (7.22)$$

kde H_{fi} je maticový element přechodu: $H_{fi} = \langle \phi_f | H_{int} | \phi_i \rangle = \int \phi_f^* H_{int} \phi_i dV$

V objemu V je počet $d\nu$ stavů (elementárních buněk po jedné částici s hybností $p \div p + dp$):

$$d\nu = \frac{V \cdot 4\pi \cdot p^2 dp}{h^3} = \frac{4\pi \cdot V p^2 dp}{(2\pi\hbar^3)} \quad (7.23)$$

a tedy:

$$\frac{d\nu}{dE_0} = \frac{1}{dE_0} \frac{4\pi \cdot V p^2 dp}{(2\pi\hbar^3)} \quad (7.24)$$

Dále uvažujme reakci $A(a, b)B$ v těžišťové soustavě. V konečném stavu platí: $\vec{p}_b = -\vec{p}_B \rightarrow$ pouze jedna nezávislá hybnost (zvolme p_b). Jestli $dE_0 = dE_b + dE_B$:

$$\frac{d\nu}{dE_0} = \frac{1}{dE_b + dE_B} \frac{4\pi \cdot V_b p_b^2 dp_b}{(2\pi\hbar^3)} \quad (7.25)$$

Dosadíme za $dE = (p/m)dp$:

$$dE_b + dE_B = \frac{p_b}{m_b} dp_b + \frac{p_B}{m_B} dp_B = \left(\frac{1}{m_b} + \frac{1}{m_B} \right) p_b dp_b = \frac{1}{m_f} p_b dp_b, \quad (7.26)$$

kde m_f je redukovaná hmotnost konečného stavu.

Pak dostaneme:

$$\frac{d\nu}{dE_0} = \frac{4\pi \cdot V}{(2\pi\hbar^3)} m_f p_b. \quad (7.27)$$

Má-li částice (fermion) spin I , podle Pauliho principu může být v každém stavu $2I + 1$ částic. Platí to pro oba produkty reakce:

$$\frac{d\nu}{dE_0} = \frac{4\pi \cdot V}{(2\pi\hbar^3)} (2I_b + 1)(2I_s + 1)m_f p_b \quad (7.28)$$

Dosadíme do výrazu pro pravděpodobnost ($P_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{fi}|^2 \frac{d\nu}{dE_0}$)

$$P_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{if}|^2 \frac{4\pi \cdot V}{(2\pi\hbar^3)} (2I_b + 1)(2I_B + 1)m_f p_b = |H_{if}|^2 \frac{4\pi \cdot V}{(2\pi)^2 \hbar^4} (2I_b + 1)(2I_B + 1)m_f p_b \quad (7.29)$$

Vztah mezi diferenciálním účinným průřezem a pravděpodobností přechodu:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\theta = \frac{(P_{if})_\theta}{j} = \frac{P_{if}}{4\pi \cdot j}, \quad (7.30)$$

kde $(P_{if})_\theta = (1/4\pi) P_{if}$ pravděpodobnost vztažená na jednotku prostorového úhlu. Hustota toku dopadajících částic: $j = Nv_i$, kde v_i je rychlosť dopadajících částic a N je jejich počet v jednotce objemu. Vztáhneme-li jej na jednu dopadající částici (V je objem zaujímaný jednou částicí):

$$N = 1/V, \quad \rightarrow j = v_i/V \quad (7.31)$$

Potom

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\theta = \frac{P_{if}V}{4\pi v_i} = \frac{Vm_i}{4\pi \cdot p_i} P_{if}, \quad (7.32)$$

kde m_i je redukovaná počáteční hmotnosť (jádro považujeme za nehybné, takže v_i je vzájemná rychlosť). Dosadíme za P_{if} :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\theta = \frac{V^2 (2I_b + 1)(2I_B + 1)}{(2\pi)^2 \hbar^4} |H_{fi}|^2 m_i m_f \frac{p_f}{p_i} = \frac{(2I_b + 1)(2I_B + 1)}{(2\pi)^2 \hbar^4} |H_{if}|_{norm}^2 m_i m_f \frac{p_f}{p_i} \quad (7.33)$$

Člen V^2 se pokrátil s faktorem $1/V^2$, který se objeví před členem $|H_{if}|$ v případě normování vlnových funkcí členem $1/\sqrt{V}$. Úhlová závislost je plně obsažena v $|H_{if}|$.

Odvodíme obdobný vztah pro inverzní proces.

Jestliže: $|H_{fi}|^2 = |H_{if}|^2$ spočteme poměr obou účinných průřezů:

$$\frac{\sigma_{i \rightarrow f}}{\sigma_{f \rightarrow i}} = \frac{(2I_b + 1)(2I_B + 1)p_f^2}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)p_i^2} \quad (7.34)$$

Tento vztah se nazývá princip detailní rovnováhy jaderné reakce.

Je-li v malé oblasti energií $|H_{if}|^2$ konstantní, dostáváme : $\sigma = \text{konst.} \frac{p_f}{p_i}$

7.10.3 Model složeného jádra

→ vhodný pro neutrony s $T_n < 1$ MeV

- v r. 1936 dánský fyzik Niels Bohr ⇒ chtěl vysvětlit jaderné reakce jako dvoufázový proces sestávající nejdříve z vytvoření relativně dlouhožijícího přechodového jádra a jeho následného rozpadu

- bombardující částice nejprve ztratí veškerou svou energii v cílovém jádře (po vniknutí do jádra v něm vykoná několik srážek s nukleony, při nichž ztratí tolik energie, že již není schopna jádro opustit), načež se stane nedílnou součástí nového excitovaného nestabilního jádra zvaného složené jádro



- rozpad složeného jádra: 10^{-19} s – 10^{-15} s

⇒ jádro přechází do stabilního stavu ⇒ emisí kvant γ , emisí částice (n, p, α) ⇒ emitovány izotropně do všech směrů (jádro "zapomíná", jakým způsobem vzniklo)

⇒ druhá etapa jaderné reakce je nezávislá na první

⇒ ztrácí se informace o původní částici

- máme buď reakci:

- rezonanční

- nerezonanční

- představme si, že nalétávající částice a je nukleon ⇒ aby se vytvořilo složené (nestabilní) jádro C^* ⇒ musí se nukleon dostat na nějakou neobsazenou hladinu v tomto jádře ⇒ vytvořené jádro je nestabilní

⇒ energetickým hladinám nukleonů v jádře budou obecně příslušet nenulové šířky hladin Γ , které umožňují zánik daného nestabilního stavu

⇒ střední doba života nestabilního jádra je $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}$

- rezonanční charakter

→ jednotlivé energetické hladiny i s jejich šírkami Γ dostatečně daleko od sebe ⇒ $\Delta E \gg \Gamma \rightarrow \sigma(E)$

→ dopadající neutron může vytvořit složené jádro jen tehdy, když jeho energie bude ležet v blízkém okolí ostré hodnoty příslušné danému energet. stavu

→ rezonanční maximum v průběhu účinného průřezu v místě izolované (od ostatních hladin oddělené) hladiny E_{res}

→ tvar rezonance popisuje Breit-Wignerův vzorec:

$$\sigma_{cb} = \pi g \left(\frac{\lambda_a}{2\pi} \right)^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_{res})^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (7.36)$$

$$g = \frac{2I_c + 1}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \quad (7.37)$$

- pro oblast okolo 1-20 MeV rezonance hustě blízko sebe a jsou široké
 - nedají se rozdělit - vzniká kontinuum (statistická oblast)
 - nerezonanční charakter
 - když budou jednotlivé energetické hladiny složeného jádra ležet velmi blízko u sebe ⇒ svými šířkami se budou prakticky "překrývat", neutron o energii ležící v relativně širokém intervalu může vytvořit složené jádro ⇒ $\Delta E \ll \Gamma \rightarrow \sigma(E)$
 - účinný průřez: $\sigma_{ab} = \sigma_{ac} \cdot \sigma_{cb} = \sigma_{Ac} \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$
 - Γ_b je pravděpodobnost, že rozpad C^* bude probíhat s vysláním částice b ⇒ představuje současně šířku energetické hladiny C^*
- $$\Gamma_b = \frac{\hbar}{\tau_b} = \hbar \omega_b \quad \dots \text{Heisenbergův princip neurčitosti} \quad (7.38)$$
- Γ je celková šířka = součet částečných šířek hladin (⇒ doba života τ)

$$\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_a + \Gamma_{a'} + \Gamma_b + \dots \quad (7.39)$$

- možná reprezentace reakce přes složené jádro v rámci kapkového modelu:
 - vybuzené složené jádro - ohřátá kapka vody
 - snížení energie výletem nukleonů - ochlazení odpařením molekul ⇒ vypařovací modely
 - Maximum pro pružnou část: $\Gamma_b = 0, \Gamma_a = \Gamma : \sigma_{aamax} = 4 \frac{\pi}{k_a^2}$
 - Maximum pro nepružnou část: $\Gamma_b = \Gamma_a = \Gamma/2 : \sigma_{abmax} = \frac{\pi}{k_a^2}$

7.10.4 Přímé jaderné reakce



- trvá: 10^{-22} s - čas průletu projektilem terčíkem (pružný a nepružný rozptyl)
- částice se srazí s jedním (nebo s několika) z nukleonů a uvede jej do vyššího energetického stavu nebo jej vyrazí z jádra (uvolní z vazby v poli jaderných sil)
- sama částice může zůstat v jádře vázána, nebo jej opustí
- i případ dvojnásobné kolize, srážka primární částice s 2 nukleony
- přímý proces = při interakci předá dopadající částice nukleonům jádra hybnost přímo
- reakce strhávání - z deuteronu může být stržen neutron a pohlcen terčíkovým jádrem, zatímco proton pokračuje v pohybu ve směru pohybu deuteronu ⇒ reakce (d,p)
 - ⇒ při vyšších energiích i (d, n) způsobená strháváním protonů
- reakce vytrhávání (nabírání) - (n,d), (p,d) - vytržení nukleonu z jádra kolem letícím projektilom

- reakce přenosu (vybíjení) - výměna nukleonů mezi terčíkem a projektilom
- Rozdíly ve srovnání s reakcí přes složené jádro:
 - úhlové rozdělení je nesymetrické - silný vzrůst intenzity ve směru dopadu
 - excitační funkce nemá rezonanční charakter
 - větší podíl vyletujících částic s vyšší energií
 - relativní poměry účinných průřezů různých procesů neodpovídají modelu složeného jádra

7.10.5 Modely jaderných reakcí

Pro popis reakcí se vytvářejí modely, které popisují různé třídy reakcí.

Střední potenciál jádra vytvářený nukleony terčíkového jádra.

Projektil vletí do jádra → je pod vlivem středního potenciálu → ten se může změnit vlivem energie projektilu.

Nutnost započítání vlivu elektromagnetické interakce a coulombovské pole - fotojaderné a elektrojaderné reakce, reakce coulombovského buzení. Elektromagnetickou část interakce lze spočítat přesně.

- OPTICKÝ MODEL - jádro je spojité prostředí - láme a pohlcuje de Broglieho vlnu spojenou s nalétávajícími částicemi
- STATISTICKÝ MODEL - v reakcích přes složené jádro spousta mezistavů → velký počet stupňů volnosti → uvažujeme pouze střední hodnoty veličin
- KASKÁDNÍ MODELY - vysoké (relativistické) energie → malá vlnová délka nukleonů → nukleony dobře lokalizovány → reakce (tříštivá) jako sekvence srážek jednotlivých nukleonů
- jaderná reakce je popsána úplně - známe σ pro všechny měřitelné parametry (energie, úhly, druhy částic ...). Tomu se lze blížit v modelech přímých reakcí, nelze v statistickém modelu.

7.10.6 Optický model

Při hrubém průměrování excitační funkce se ukáže i rozdělení vykazující ve směru dopadu maxima vznikající při ohybu → potenciálový rozptyl. Kromě potenciálového rozptylu je třeba popsat i pohlcení dopadající částice (vznik složeného jádra).

Lze popsat optickým modelem:

Předpoklad: jádro je spojité prostředí, které láme a absorbuje de Broglieho vlny dopadajících částic.

Limitní případ je model černého tělesa → jádro pohlcuje všechny dopadající částice.

Zjednodušení: reakce dopadající částice s jádrem se approximuje rozptylem a pohlcením částice silovým centrem

Problém $A_1 + A_2$ částic → problém dvou částic

Hledá se tvar středního potenciálu (optický potenciál) $U(r)$ vytvářený silovým centrem, který po dosazení do Schrödingerovy rovnice a splnění okrajových podmínek dává přímo střední hodnotu amplitudy rozptylu.

Optický potenciál zavedeme jako empirický potenciál. Volba parametrů → spočítání diferenciálního účinného průřezu → porovnání s experimentálním úhlovým rozdělením.

Přítomnost absorbce → komplexní člen → $U(r) = V(r) + iW(r)$

Reálná část $V(r)$ má tvar potenciálu slupkového modelu (nejčastěji Woodsova - Saxonova tvaru se započtením spin-orbitální interakce)

Imaginární část: nízké energie → převaha absorbce na povrchu

vyšší energie (≥ 80 MeV) → převaha absorbce v objemu

Při konkrétních výpočtech je třeba započítat vliv coulombovského potenciálu a odstředivého potenciálu.

Kapitola 8

Využitie jadrovej fyziky, astrofyzika

8.1 Zadanie

Aplikácie jadrovej fyziky (jadrová energia, metóda nukleárnej magnetickej rezonancie, Mössbauerov jav, výroba a použitie rádionuklidov, dátovacie metódy atď.), Kozmické žiarenie, Radiačné pásy Zeme, Energia hviezd (protón-protónový cyklus, uhlíko-kyslíkový cyklus), Neutrínová astronómia, Vznik chemických prvkov, Neutrónové hviezdy.

8.2 Aplikácie jadrovej fyziky

8.2.1 Jadrová energia

Jadrová energia alebo nepresne atómová energia je energia uvoľnená pri jadrovej reakcii, presnejšie pri premenách atómových jadier na systémy s absolútne vyššou väzbovou energiou štiepením jadier alebo termojadrovou reakciou. Prejavuje sa okrem iného ako tepelná energia.

Prvý úspešný pokus s jadrovým štiepením vykonali v roku 1938 v Berlíne Otto Hahn, Lise Meitnerová a Fritz Strassmann.

Počas 2. svetovej vojny sa rozbehol jadrový program v rade štátov. Prvá riadená reťazová štiepna reakcia sa uskutočnila 2. decembra 1942 v reaktore CP-1, ktorý pod vedením Enrica Fermiho postavili v podzemí štadiónu Chicagskej univerzity. Motivácia pokusov bola jednak vedecká, ale aj vojenská - reaktory založené na výsledkoch Fermiho výskumu potom slúžili na výrobu plutónia na použitie v jadrovej zbrani. Po zvrhnutí atómových bômb na Hirošimu a Nagasaki sa konštrukcia reaktorov na výrobu plutónia rozbehla aj v ďalších štátoch.

Na výrobu elektriny sa jadrový reaktor prvý raz využil 20. decembra 1951 vo výskumnej stanici EBR-I pri Arce. Zariadenie založené na rýchлом množivom reaktore dodávalo spočiatku výkon okolo 200 kW.

Prvá jadrová elektráreň bola postavená v ZSSR v meste Obninsk. K rozvodnej sieti bola oficiálne pripojená 27. júna 1954. V 5MW reaktore bol použitý grafit ako moderátor a voda ako chladiace médium.

Využitie jadrovej energie sa potom rýchlo rozvíjalo. V roku 1960 tvoril inštalovaný výkon menej

ako 1 gigawatt (GW), na konci sedemdesiatych rokov už 100 GW, a 300 GW v osemdesiatych rokoch.

Od konca 80. rokov je nárast oveľa slabší a prevažne tvorený výstavbou jadrových elektrární v Číne. V roku 2005 bol inštalovaný výkon 366 GW. Proti využitiu jadrovej energie sa v niektorých krajinách zdvihla vlna odporu, založená jednak na obavách z nehody (ako napr. Černobyľská havária), jednak na strachu z radiácie. V Rakúsku (1978), Švédsku (1980) a Taliansku (1987) dokonca prebehli referendá, dôsledkom ktorých sa upustilo od využitia jadrovej energie.

Na mierové účely sa v súčasnosti priemyselne využíva štiepná reakcia uránu alebo plutónia, predmetom intenzívneho výskumu je praktické využitie termonukleárnej syntézy vodíka na hélium.

Najvýznamnejším využitím jadrovej energie je výroba elektrickej energie v jadrových elektrárnach. Jadrové zdroje majú dnes približne 17% podiel na svetovej výrobe elektriny a približne 7% podiel na spotrebe energie celkovo.

Najväčší podiel elektrického prúdu z jadra dosahuje Litva (asi 80%), Francúzsko (asi 78%) a Belgicko (asi 60%).

Jadrové reaktory sa takisto používajú na pohon lodí a ponoriek, na výrobu izotopov na ďalšie využitie a na výskum, zároveň sa (väčšinou ako vedľajší produkt pri výrobe elektriny) využívajú na vykurovanie či ohrev vody.

Dejiny využitia jadrovej energie poznamenali tri veľké nehody – v roku 1986 v Černobyle, podstatne menšia v roku 1979 v Three Mile Islandu v USA a v roku 2011 v Japonsku v oblasti Fukušima.

8.2.2 Nukleárna magnetická rezonancia

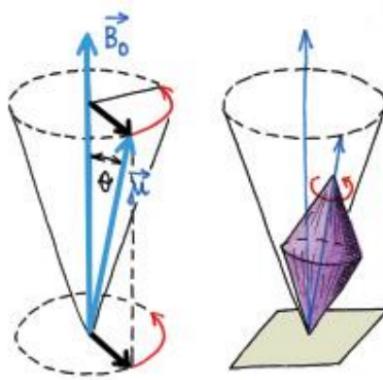
NMR je jav, pri ktorom jadro v magnetickom poli absorbuje a následne emituje elektromagnetické žiarenia. Táto energia má špecifickú rezonančnú frekvenciu ktorá závisí na sile magnetického poľa a na magnetických vlastnostiach izotopu atómu.

Ak je jadro s nenulovým spinom umiestnené do vonkajšieho magnetického poľa B_0 , tak toto pole núti magnetický moment jadra zorientovať sa do jeho smeru. Spin jadra však bráni tejto zmene orientácie a výsledkom je, že magnetický moment začne precesovať okolo vonkajšieho poľa, pričom sa jeho orientácia k tomuto poľu nemení - zachováva sa zložka μ paralelná s B_0 , zložka μ kolmá na B_0 rotuje v rovine kolmej na B_0 . Situácia je veľmi podobná k správaniu sa mechanického zotrvačníka v gravitačnom poli.

V NMR sa využívajú magnetické polia B_0 s veľkosťou 0,1 – 20 T. Pri takýchto poliach je frekvencia precesie spinov v oblasti 1 – 1000 MHz, čo je rádiovrekvenčná oblasť.

Všetky vlastnosti atómových jadier závisia od ich zloženia, preto aj NMR vlastnosti sú pre každý izotop iné. Znamená to, že rôzne izotopy toho istého prvku majú iné NMR vlastnosti. Niektoré dôležité, v prírode bohatohostí zastúpené izotopy (^{12}C , ^{16}O) majú spin aj magnetický moment nulový a preto sú v NMR neaktívne. Pre organickú chémiu a biochémiu sú najdôležitejšími jadrami vodík (izotop ^1H , výskyt 99,98%) a uhlík (izotop ^{13}C , výskyt 1,1%).

Merateľnou veličinou v NMR je výsledný magnetický moment všetkých spinov vo vzorke, ktorý sa nazýva magnetizácia vzorky M . Ak je vzorka mimo magnetického poľa, tak všetky orientácie



Obr. 8.1: Precesia atómového magnetického dipólu μ okolo magnetického poľa B_0 a analógia s precesiou mechanického zotrvačníka v gravitačnom poli.

individuálnych atómových magnetických momentov sú pravdepodobne rovnaké a výsledná magnetizácia je nulová. Ak sa vzorka vloží do silného magnetického poľa, tak podľa zákonov termodynamiky budú orientácie viac paralelné s poľom B_0 energeticky výhodnejšie a preto v rovnovážnej vzorke aj viac zastúpené.

Ak sa na vzorku v rovnováhe aplikuje elektromagnetické žiarenia, ktoré má rovnakú frekvenciu, ako je precesia spinov f_0 , vychýli sa magnetizácia zo smeru B_0 a vznikne nerovnovážna magnetizácia M , ktorá precesuje okolo B_0 podobne ako každý individuálny spin. Takáto magnetizácia je dobre merateľná a je tou veličinou, ktorá sa pri NMR experimentoch priamo meria.

Z uvedeného vyplýva schéma základného NMR experimentu. Na začiatku experimentu sa vzorka nechá voľne relaxovať, pričom nastáva jej polarizácia. Vytvorí sa rovnovážna magnetizácia, ktorá sa potom krátkym pôsobením elektromagnetického žiarenia preklopí do roviny kolmej na B_0 . Vzniknutá nerovnovážna magnetizácia precesuje okolo B_0 a indukuje v cievke prijímača signál, ktorý sa digitalizuje a ukladá do pamäti počítača.

8.2.3 Výroba a využitie rádionuklidov

Rádionuklid alebo rádioaktívny nuklid je atóm, ktorého jadro sa samovoľne premieňa za vysielania vysokoenergetického žiarenia. V dnešnej dobe sa pre potreby nukleárnej medicíny používajú iba umelo pripravené rádionuklidy, ktoré dosahujú vysoké čistoty. Získavajú sa z:

- cyklotrónov (^{111}In , ^{123}I , ^{201}Tl)

Kladne nabité čästice sú urýchľované a narazia do terča, vyrobeného z materských prvkov.

Jadrovými interakciami sa mení ich jadrová štruktúra a protónové čísla. Po ožarovaní sa z terča chemickými reakciami uvoľní rádionuklid.

- jadrových reaktorov (^{99}Mo , ^{59}Fe)

Z jadrových reaktorov štiepiacich ^{235}U možno získavať jednak rádioizotopy izoláciou zo štiepných produktov, jednak možno využiť vzniknuté neutróny.

- rádionuklidových generátorov (^{99m}Tc , ^{81m}Kr , ^{68}Ga , ^{90}Y)

Vďaka svojej cene, veľkosti, jednoduchosti a ľahkému použitiu sú najpoužívanejším zdrojom rádionuklidov.

Rádionuklidy sa používajú v mnohých odvetviach, a to napr.

- strojárenstvo a technika
 - Zisťovanie skrytých vád materiálu (bezdotykové meranie hrúbky materiálu) - využíva sa zoslabenie žiarenia pri prechode látkou
 - Konštrukcia termočlánkov na výrobu elektriny - využíva sa Seebeckov jav a teplo uvoľnené pri rádioaktívnej premene
- medicína a lekárstvo
 - Liečenie zhubných nádorov
 - Sledovanie prietoku krvi - rádionuklid ^{99m}Tc ako žiarič γ s polčasom premeny 6 hodín
 - Zisťovanie činnosti štitnej žľazy - ^{132}I s polčasom premeny 2 hodiny
 - Liečba reumatických chorôb
 - Výroba liečiv
 - Sterilizácia lekárskych nástrojov a predmetov
- archeológia a geológia
 - Meranie veku hornín zemskej kôry
 - Zisťovanie veku rôznych vykopávok
- ochrana životného prostredia
 - Detektory dymu
 - Hlásiče požiaru
 - Sledujú rozptyl škodlivých a prítomnosť toxickej látok
- potravinárstvo
 - Ošetrenie potravín (zabraňuje sa ich skazaniu alebo klíčeniu)

8.2.4 Dátovacie metódy

Rádioaktívne datovanie je technika používaná na datovanie materiálov, obvykle založená na porovnávaní medzi množstvom prirodzene sa vyskytujúceho rádioaktívneho izotopu s produktami jeho rozpadu. Je to jeden z hlavných informačných prameňov o veku hornín, veku Zeme a podobne. Využíva sa na datovanie širokého okruhu prírodných aj umelých materiálov. Najznámejšou technikou je rádiouhlíkové datovanie. Existujú aj ďalšie, ako napr. draselnoargónové datovanie a

uránové datovanie. Poskytuje významný informačný prameň o veku fosílií a o pomeroch na zemi behom jej evolúcie.

Rádiouhlíková metóda datovania je založená na výpočtu veku z poklesu počtu atómov izotopu ^{14}C v pôvodne živých objektoch. Táto metóda bola objavená v roku 1940 a používa sa hlavne v archeológii, ale aj v etnobotanických vedách.

Uhlík sa využíva preto, že je z veľkej časti zastúpený v každom živom organizme. V prírode sa izotop ^{14}C vyskytuje ako 0,000000001% všetkého uhlíku. Zároveň však v živých organizmoch, rovnako ako kdekoľvek inde, dochádza k jeho rozpadu. Zmeraním pomeru jeho koncentrácie k stabilnému ^{12}C je potom možné vypočítať dobu, kedy bola vzorka vyradená z kolobehu v prírode (kedy organizmus zomrel).

Podrobnejšie vychádza princíp rádiouhlíkového datovania z faktu, že sa v atmosfére zachováva rovnováha medzi tvorbou ^{14}C dopadom kozmického žiarenia a jeho prirodzeným rádioaktívny rozpadom. Tým pádom panuje aj rovnováha medzi koncentráciami ^{14}C a ostatných izotopov uhlíka. Pomer týchto koncentrácií je teda v čase konštantný a to platí aj pre uhlík, ktorý sa dostane do tela živých organizmov. Táto situácia trvá do tej doby, než organizmus zomrie. Do mŕtveho tela už nový uhlík nevstupuje, no izotop ^{14}C sa nadálej rozpada.

Na dlhšie časové úseky sa používa argón a urán, pretože koncentrácia ^{14}C sú už príliš nízke, než aby mohli byť ich rozdiely zmerané.

8.3 Kozmické žiarenie

Kozmickým žiarením sa nazýva žiarenie, ktoré dopadá na Zem z kozmického priestoru. Štúdium kozmického žiarenia zohralo v minulosti dôležitú úlohu pri vzniku fyziky elementárnych častíc, keďže prvé elementárne čästice boli objavené práve pri tomto štúdiu. Bol to pozitron, mión, pión a ďalšie, ktoré sa podarilo objaviť v tridsiatych až päťdesiatych rokoch.

V tej dobe predstavovalo žiarenie prichádzajúce z vesmíru prakticky jediný zdroj čästíc s vyššími energiami, ako poskytovali rádioaktívne rozpady a vtedajšie urýchľovače. Čästice kozmického žiarenia dosahujú súčasne až energie 10^{20} eV, ale len s veľmi malou početnosťou.

Fyzika kozmického žiarenia má uplatnenie v geofyzike, astrofyzike a v kozmológii.

8.3.1 Primárne kozmické žiarenia

Kozmické žiarenie, ktoré sa pozoruje za hranicami zemskej atmosféry, sa nazýva primárne kozmické žiarenie. Medzi jeho základné vlastnosti patrí časovo nemenná hustota toku a izotropný dopad na vonkajšie vrstvy atmosféry. Celková intenzita zo všetkých smerov tvorí približne 0,7 – 1 čästíc na $\text{s} \cdot \text{cm}^2$. Maximálne energie dopadajúcich čästíc je 10^{19} eV, zatiaľčo stredná energia je zhruba GeV.

Primárne kozmické žiarenie sa skladá prevažne z protónov (90%), deuterónov (7%), α čästíc (1%), elektrón-pozitronových párov (1%) a jadier ľahkých prvkov (1%). S rastúcou energiou čästíc rastie relatívne zastúpenie prvkov s veľkým Z a klesá relatívne zastúpenie protónov.

Minimálna energia nabitej častice primárneho žiarenia, ktorá ešte môže dopadnúť na povrch Zeme, závisí na zemepisnej šírke vzťahom

$$E \approx 1,9 \cdot 10^{10} \cos^4(\varphi) \text{ eV} \quad (8.1)$$

Nabitá častica nalietavajúca do magnetického poľa Zeme sa pohybuje po špirále pozdĺž siločiar magnetického poľa Zeme smerom k pólom. Preto je intenzita kozmického žiarenia na póloch väčšia, než na rovníku - tento efekt sa nazýva šírkový efekt. Okrem toho sa pozoruje tzv. *východo-západná anomália*. Intenzita kozmického žiarenia prichádzajúceho zo západného zmeru je väčšia, než z východného smeru, čo súvisí s tým, že väčšina častíc primárneho kozmického žiarenia je kladne nabitá.

Častice primárneho kozmického žiarenia, ktoré vstupujú do atmosféry Zeme, sa zrážajú s atómami a jadrami a interagujú s nimi. Pri týchto interakciách sú z atómových obalov vyžiarené elektróny a zjadier nukleóny a vznikajú aj ďalšie častice. Absorpciou primárneho kozmického žiarenia s jednak predáva energia ionizáciou do atmosféry a tak vzniká veľký počet častíc sekundárneho kozmického žiarenia.

8.3.2 Sekundárne kozmické žiarenie

Sekundárne kozmické žiarenie delíme dvomi spôsobmi - podľa prenikavosti v látkach a podľa jeho zloženia.

Ked' meriame intenzitu sekundárneho kozmického žiarenia pred prechodom látkou a po ňom, pozorujeme najskôr rýchly pokles hustoty toku prejdeného žiarenia s rastúcou hrúbkou látky. Po dosiahnutí istej kritickej hodnoty sa pokles podstatne zmierní. Tento fakt viedol k rozdeleniu kozmického žiarenia podľa prenikavosti. Sekundárne žiarenie teda delíme na dve zložky - mäkkú, ktorá sa v látkach silno pohlcuje, a tvrdú (prenikavú), ktorá sa v látkach naopak pohlcuje slabo. Mäkkú zložku tvoria predovšetkým nízkoenergetické protóny, pióny a elektrón-fotónový komponent. Oproti tomu prenikavú zložku tvoria hlavne vysokoenergetické mióny a jadrový aktívny komponent.

Aby sme vysvetlili druhý spôsob triedenia, preberieme podrobnejšie interakciu primárneho vysokoenergetického protónu s látkou v zemskej atmosféri. Protón bude strácať energiu od vstupu do atmosféry zrážkami s elektrónmi v obaloch atómov, pri ktorých sa budú atómy ionizovať, a zrážkami s atómovými jadrami. Pri zrážke protónu s jadrami vznikajú okrem veľkého množstva nabitých častíc tiež neutrálne častice, napr. neutróny či π^0 mezóny. Neutróny, potom čo sa dostačne spomalia zrážkami s jadrami, sú absorbované jadrami dusíku ($n + {}_7^{14}\text{N} \rightarrow {}_6^{14}\text{C} + p$). Mezóny sa však rozpadajú na dva fotóny

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (8.2)$$

a tieto fotóny vytvárajú počiatok tzv. elektromagnetickej kaskády. V poli atómových jadier produkujú páry elektrónu a pozitronu, pričom elektrón aj pozitron vylietavajú prevažne pod malými uhlami vzhľadom ku smeru letu pôvodného fotónu. Pohybujúci sa elektrón aj pozitron môžu vyžiaťi v poli jadra brzdný fotón, ktorý opäť vytvára páru e^-e^+ , a tak ďalej.

Vzhľadom k tomu, že pri brzdnom žiareni a pri tvorbe páru sa energia s veľkou pravdepodobnosťou rozdelí na dve približne rovnako veľké časti, zmenšovanie energie v kaskáde prebieha exponenciálne a počet častíc rastie lavínovito až do tej doby, než energia jednotlivých častíc klesne natoľko, že sa častice začnú pohlcovať v obaloch atómov či molekúl. V elektromagnetickej kaskáde sú produkované častice kolimované prevažne do pôvodného smeru častice vyvolávajúcej kaskádu.

Počet častíc v kaskáde závisí na energii primárnej častice. Pre energie častíc $\sim 10^{15}$ eV možno zaznamenať detektormi na zemskom povrchu častice z kaskády vyvolané jednou primárной časticou až na rozlohe niekoľko stoviek metrov štvorcových. Nemožno ale prakticky rozlísiť, aká primárna častica kaskádu vyvolala.

Sekundárne kozmické žiarenie tak podľa zloženia delíme na:

- **elektrón-fotónová zložka** - sem patria fotóny, elektróny a pozitróny, ktoré sú zložkami elektromagnetickej kaskády a sú tiež súčasťou mäkkej zložky žiarenia
- **jadrová aktívna zložka** - podobne ako elektromagnetická kaskáda sa vytvárajú aj spršky iného typu. Sú vyvolané nukleónmi a nabitými piónmi a sprška tohto druhu je vytváraná hlavne silnými interakciami častíc. Aj táto sprška postupuje v úzkom kuželi a vyvíja sa tak dlho, dokým energia častíc neklesne na niekoľko desiatok MeV.
- **miónová zložka** - na úrovni mora už väčšina častíc sekundárneho kozmického žiarenia nepatrí ani k jednej z predchádzajúcich zložiek. Väčšinu častíc v nej tvoria mióny, ktoré vznikli rozpadom π^\pm ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ a $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$) a ktoré majú strednú dobu života $\tau_\mu \sim 10^{-6}$ s. Vzhľadom k tomu, že mióny interagujú s látkou elektromagneticky a slabo, nielenže sa dostanú na úroveň mora, ale môžu preniknúť aj do veľkých hĺbek pod povrch Zeme.

8.3.3 Pôvod kozmického žiarenia

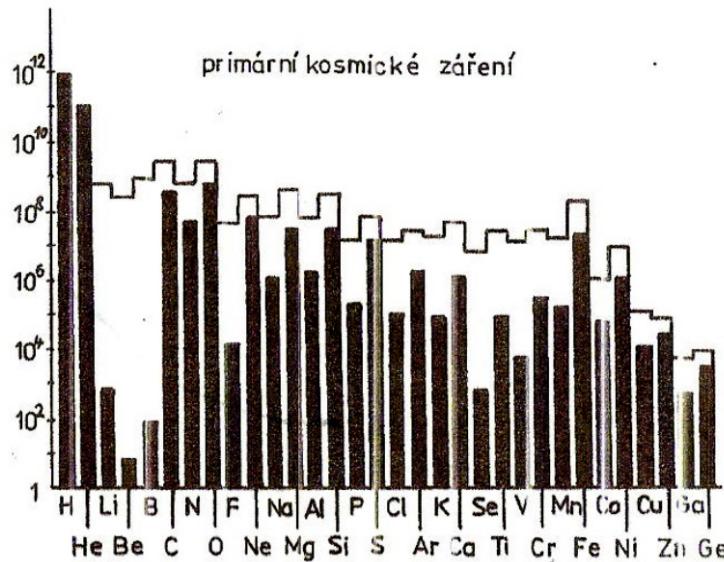
Výskum zloženia primárnej zložky kozmického žiarenia môže dať odpoveď na otázku, odkiaľ kozmické žiarenia pochádza a akým spôsobom získavajú častice energie dosahujúce 10^{20} eV.

Na obrázku 8.2 je uvedené zastúpenie prvkov s atómovým číslom $1 \leq Z \leq 32$ obsiahnutých v kozmickom žiareni a je porovnané so zastúpením prvkov v galaxii určeným zo spektrálnych meraní a z analýzy meteoritov.

Obe zastúpenia vykazujú súčasť značné rozdiely, napr. výskyt ľažkých prvkov je v kozmickom žiareni väčší než v galaktickej hmote a tiež variancie v závislosti na Z vo výskyti prvkov v kozmickom žaireni sú menšie než pre hmotu v galaxii. Rozdiel však nie je tak drastický, aby nemohol byť vysvetlený napr. tým, že ľažké nuklidy v kozmickom žaireni sa rozpadli pod vplyvom interakcie s medzihviezdou hmotou na ľahšie.

Toto porovnanie vylučuje niektoré hypotézy o pôvode kozmického žiarenia:

- Je v rozpore s hypotézou, že kozmické žiarenie vzniklo pri Veľkom tresku. Pri ňom by sa mal prakticky výlučne produkovať vodík a tým pádom by kozmické žiarenie nemohlo obsahovať ľažšie prvky.



Obr. 8.2: Relatívne zastúpenie prvkov v primárnej zložke kozmického žiarenia so strednou energiou 4 GeV/nukleón (biely histogram) v porovnaní so zastúpením prvkov v galaxii (čierny histogram).

- Rovnako nie je v súlade s hypotézou, že kozmické žiarenie vzniklo zo starých hviezd, pretože potom by podiel ľahkých prvkov musel byť väčší, než sa pozoruje.
- Štúdium stôp zanechaných ionizujúcim kozmickým žiareniom v kryštalickej stavbe meteoritov naznačuje, že kozmické žiarenie nevzniklo ani behom lokálnej katastrofy (výbuch supernovy). Hustota kozmického žiarenia v Slnečnej sústave totiž zostáva konštantné po celú poslednú miliardu rokov.
- Oproti tomu existujú aj hypotézy, ktoré nie sú v tak silnom rozpore s uvedenými dátami, ale ktoré popisujú iba častice s energiou neprekračujúcou 10 GeV. Jedna z nich hľadá pôvod kozmického žiarenia v Slnečnej sústave a za jeho zdroj považuje slnečné škvarky, z ktorých sú vysielané behom zvýšenej slnečnej aktivity nabité častice, ktoré sú urýchľované magnetickým poľom Slnka.
- Inú hypotézu navrhol Enrico Fermi. Častice sa podľa nej pri zrážkach s medzihviedsnou hmotou urýchluje alebo spomaľuje a vďaka štatistickým fluktuáciám urýchlenie môže nadobudnúť až exponenciálneho charakteru v závislosti na počte zrážok alebo veku častice. Bohužiaľ sa táto hypotéza nehodí pre urýchľovanie ľahkých častíc a je v rozpore s údajmi o rýchlosťi medzihviedsných mračien, ktorá je rádovo rovná 10 km/s, a je preto na urýchľovanie Fermiho mechanizmom nepostačujúca.

Po objave nových astronomických objektov, ako sú pulzary, s magnetickými poľami o mnoho rádov intenzívnejšími, než je magnetické pole Zeme, prevládla hypotéza, že častice nezískavajú energiu spojito, ale pulzne v pulzaroč alebo počas výbuchu supernov. Ani tieto zdroje nestačia na to, aby vysvetlili existenciu kozmického žiarenia s najvyššími energiami. Je preto možné, že najenergetickejšia zložka kozmického žiarenia vzniká za hranicami našej galaxie.

8.3.4 Detekcia kozmického žiarenia

Snahy o kvantitatívnu registráciu kozmického žiarenia mali značný význam pre detekciu elementárnych častíc vôbec.

Častice primárneho kozmického žiarenia sa registrujú vo veľkých výškach nad povrhom Zeme detektormi umiestnenými v balónoch alebo na umelých družiciach Zeme. S pomocou družíc a balónov nie je však možné efektívne registrovať častice s veľmi vysokými energiami, pretože rozmery detektora pre tento účel sú podstatne väčšie, než veľkosť nosného zariadenia. Preto sa stále budujú laboratória kozmického žiarenia vo vysokohorských oblastiach.

Jadrá prvkov a protóny primárneho kozmického žiarenia, ako ukazuje pozorovanie, dopadajú do atmosféry Zeme prakticky izotropne. To ale nemusí byť dané tým, že zdroje kozmického žiarenia sú rozložené izotropne, ale tým, že okrem magnetického poľa Zeme pôsobí na nabité častice ešte magnetické pole galaxie, ktoré dráhy častíc deformuje, takže častice sa pohybujú priestorom po špirálach, a preto sa zobrazenie prípadného zdroja rozmažáva.

Jedinými vhodnými kandidátmi na skúmanie možných zdrojov kozmického žiarenia sú preto neutrálne častice bez elektrického náboja. Z nich ale neprichádzajú do úvahy neutróny, pretože sa rozpadajú β rozpadom ešte skôr, ako dopadnú na Zem. V β rozpade vznikajúce antineutróna sú častice interagujúce slabo a boli by vhodnými kandidátmi, keby nebolo tak obtiažne ich registrovať.

Na zmapovanie možných zdrojov kozmického žiarenia preto možno prakticky použiť γ žiarenie. Môžeme totiž očakávať, že pri urýchľovaní nabitých častíc kozmického žiarenia až na energie 10^{20} eV dochádza k vyžarovaniu vysokoenergetických fotónov s energiami rovnakého rádu.

Fotóny kozmického žiarenia nie je možné detektovať priamo na úrovni morskej hladiny, pretože pri prelete atmosférou interagujú s atómami a vytvárajú elektromagnetickej kaskády. Môžu súčasťou byť zaznamenané v družiciach, ale iba do určitej energie. Rozmery družíc neumožňujú totiž detektovať toku fotónov menšie než 1 fotón m^{-2} za mesiac.

K detekcii primárnych fotónov sa používajú dve metódy: v jednej sa zaznamenávajú priamo sekundárne častice elektromagnetickej kaskády detektormi umiestnenými na sústredných kružničiach na ploche niekoľko stoviek m^2 . Táto metóda je vhodná pre fotóny s energiami $> 10^{15}$ eV. V druhej metóde sa detektuje Čerenkovovo žiarenie vysielané nabitými časticami elektromagnetickej kaskády, a to aj v prípade, že tieto častice na Zem nedopadnú, ale absorbuju sa v atmosfére. Táto metóda umožňuje znížiť energetický prah detekcie až do 10^{12} eV. Pozorovanie Čerenkovovho žiarenia sa robí za bezmesačných nocí teleskopom zloženým zo zrkadiel, ktoré fokusuje svetlo do fotonásobiča.

Ani jedna z uvedených metód však nemôže stanoviť, či primárnu časticou bol vysokoenergetický fotón alebo nejaká nabitá častica, ktorých rozloženie by malo byť izotropné. To vedie k nutnosti študovať na pozadí izotropného žiarenia z vesmíru anizotropie elektromagnetickej kaskád prichádzajúcich z daného smeru.

Jedným zo závažných problémov fyziky kozmického žiarenia je tiež detekcia slnečných neutrín. K výskumu neutrínovej zložky kozmického žiarenia sa budujú laboratória vo veľkých hĺbkach pod povrhom zeme, aby boli odfiltrované ostatné zložky kozmického žiarenia.

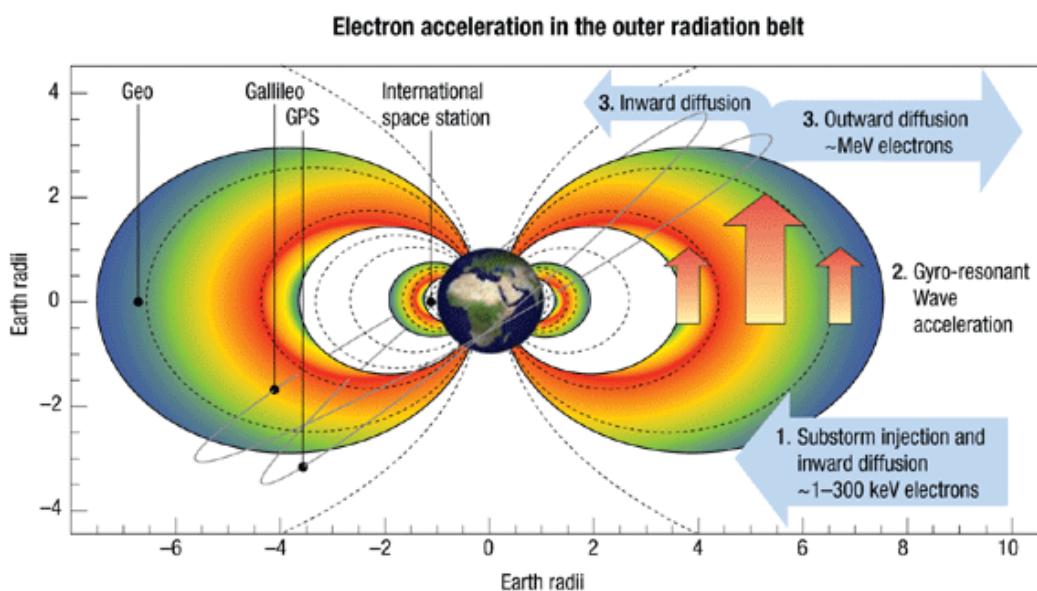
8.4 Radiačné pásy zeme

Pre nabité čästice s energiami menšími než približne 1 GeV existujú v magnetickom poli Zeme pasce, z ktorých sa nemôžu dostať von. Tieto magnetické pasce majú tvar toroidov a obklopujú Zem v šírkovom smere. Ich vzdialenosť od povrchu Zeme je určená energiou čästíc. Čím je energia vyššia, tým bližšie k Zemi sa pasca nachádza. Tieto pasce potom tvoria prirodzený rezervoár nabitých čästíc.

Existenciu týchto pásov vedci teoreticky predpokladali už v dobe pred kozmickou érou. Potvrdili ich až merania družíc Explorer I (v roku 1958) a neskôr aj Explorer III, o ktoré sa zaslúžil James Van Allen, po ktorom sú pásy pomenované.

Oblasti žiarenia si môžeme predstaviť ako vnútorný a vonkajší pás obopínajúci Zem. Vnútorný pás sa skladá prevažne z protónov, zatiaľčo vonkajší pás tvoria najmä elektróny. Čästice v týchto pásoch dokáže preniknúť oloveným štítom s hrúbkou 1 mm.

Termín Van Allenove pásy súvisí z radiačnými pásmi okolo Zeme, ale podobné pásy boli objavené aj okolo ďalších planét. Kvôli zemskej atmosfére sa pri našej planéte vyskytujú až vo výške 200 až 1000 km. Pásy končia pri uhle 65° pod rovníkom, priamo nad pólmami sa nenachádzajú.



Obr. 8.3: Van Allenove radiačné pásy.

8.4.1 Vonkajší (elektrónový) Van Allenov pás

Veľký vonkajší pás radiácie sa nachádza vo výške od 13 do 60 tisíc kilometrov, najintenzívnejšie vo výške 14,5 až 19 tisíc km. Vedci sa domnievajú, že ho tvorí plazma zachytená magnetosférou Zeme. Bolo namerané, že sa v páse nachádza len malé množstvo čästíc nabitých vysokou energiou.

Prítomnosť čästíc vo vonkajšom páse je rôzna, primárne sa tu ale vyskytujú elektróny a rôzne ióny. Väčšina iónov je vo forme energetických protónov, ale určité percento tvoria aj α čästice a

kladné ióny kyslíku. Táto zmes iónov naznačuje, že častice obsiahnuté vo vonkajšom páse pravdepodobne pochádzajú z viacerých rôznych zdrojov. Prítomné elektróny tu prúdia rýchlo pozdĺž vonkajšieho okraja pásu, nadobúdajú pritom kinetických energií 40 až 100 keV a ich stredné doby života sú v rozmedzí 10^5 až 10^7 s.

Vonkajší pás je väčší a rozptýlenejší ako vnútorný, častice v ňom sú premenlivejšie a mávajú nižšie kinetické energie.

8.4.2 Vnútorný (protónový) Van Allenov pás

Vnútorný pás sa rozkladá zhruba vo výške 1 až 6 tisíc km nad povrhom Zeme. Obsahuje vysoké koncentrácie energetických protónov, zachytených silným magnetickým poľom, s energiami od 20 do 800 MeV a so strednou dobou života približne 100 rokov.

Medzi vedcami panuje domnenka, že protóny s energiami väčšími, než 50 MeV v nižších výškach sú dôsledkom β rozpadu neutrónov kozmického žiarenia. Zdrojom protónov s nižšími energiami je pravdepodobne difúzia protónov závislá na zmenách v magnetickom poli v priebehu geomagnetických búrok.

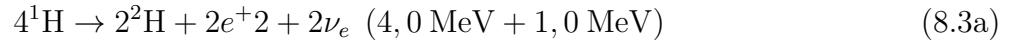
8.5 Jadrové procesy v hviezdach

Na to aby sa teleso dalo charakterizovať ako hviezda, musia v jeho vnútri prebiehať termojadrové reakcie alebo muselo fázou termojadrových reakcií prejsť v minulosti. Termojadrová reakcia je reakcia, pri ktorej sa jadrá atómov ľahkých chemických prvkov zlúčia za vzniku ľahšieho prvku. Keďže jadrá atómov sú kladne nabité a navzájom sa silne odpudzujú, na spustenie termojadrovej reakcie je potrebná veľmi vysoká teplota a tlak, ktoré tieto odpudivé sily prekonajú.

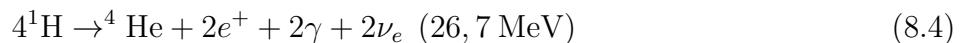
U veľkej väčšiny hviezd (tzv. hlavnej postupnosti) vstupujú do reakcie jadrá najľahšieho známeho chemického prvku vodíka a výsledným produktom je hélium. Premena ľahkého vodíka na hélium môže prebiehať dvoma odlišnými spôsobmi a to protón-protónovým cyklom alebo uhlíkovo-dusíkovo-kyslíkovým cyklom (nazývaným aj CNO cyklus podľa chemických značiek prvkov, ktoré sa ho zúčastňujú). Na to, ktorý z týchto cyklov v jadre hviezdy prevláda, má vplyv hlavné teplota v jadre. Do 16 miliónov stupňov je dominantný protón-protónový cyklus, nad touto hranicou prevláda CNO cyklus. Pre fungovanie CNO cyklu je nevyhnutná tiež prítomnosť týchto troch prvkov v jadre hviezdy. Čistá váha novovzniknutého atómového jadra v termojadrovej reakcii je menšia ako súčet hmotností pôvodných jadier. Pri obidvoch cykloch sa zhruba 1/140 hmoty premení na čistú energiu v súlade s Einsteinovou rovnicou $E = mc^2$. Proces fúzie vodíka je veľmi citlivý na teplotu, takže aj mierne zvýšenie teploty jadra spôsobí značný nárast v rýchlosti fúzie. Preto sú teploty v jadrach hviezd hlavnej postupnosti v rozpätí od 4 miliónov kelvinov pre malé hviezdy triedy M po 40 miliónov kelvinov pri ľahkých hviezdach triedy O.

8.5.1 Protón-protónový cyklus

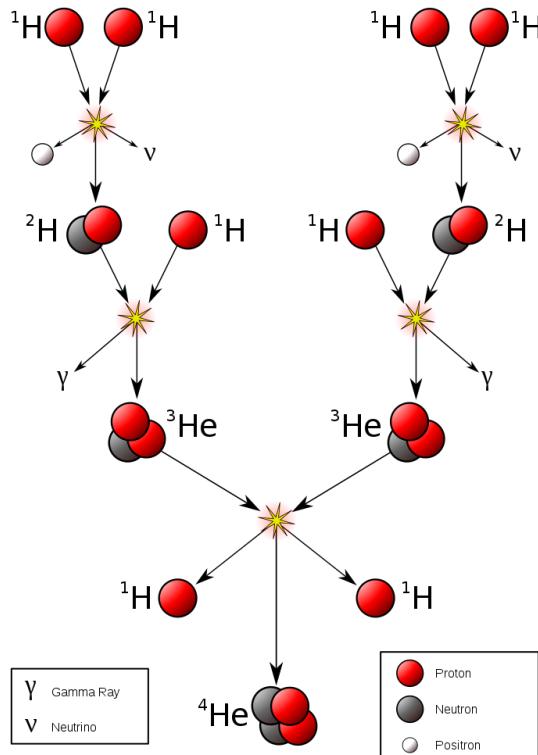
V Slnku, pri teplote 10 miliónov kelvinov, prebieha fúzia vodíka protónovo-protónovým cyklom:



Sumárom týchto reakcií je:



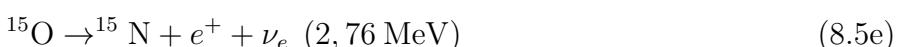
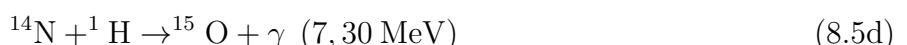
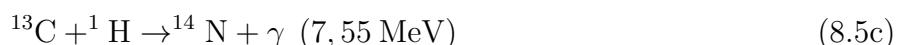
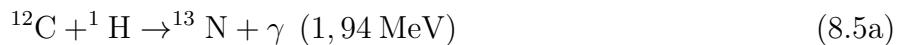
kde e^+ je pozitrón, γ je fotón gama žiarenia, ν_e je neutríno a H a He sú izotopy vodíka a hélia. Energia uvoľnená v tejto reakcii je rádovo v miliónoch elektrónvoltov, to je len maličké množstvo energie. Keďže však neustále prebieha obrovské množstvo týchto reakcií, množstvo energie je dostatočné na udržanie výstupu žiarenia hviezdy.



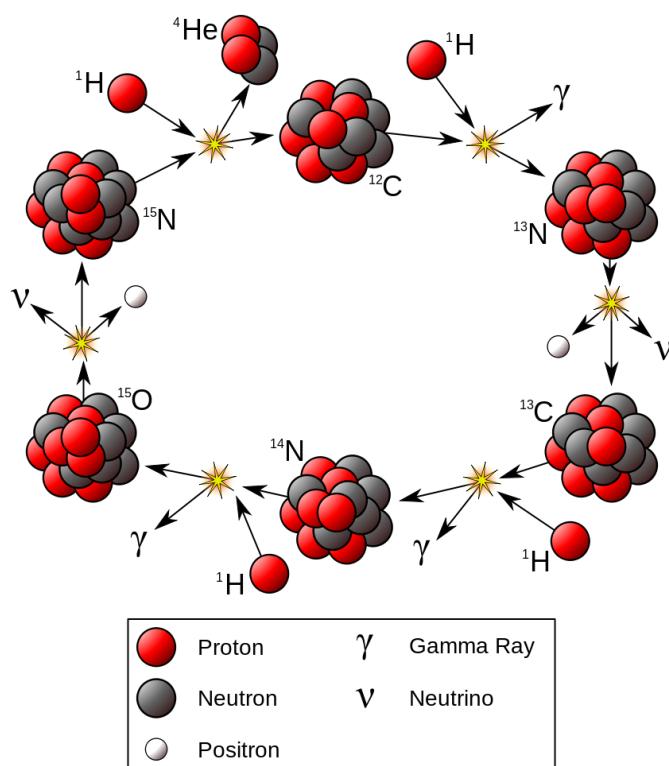
Obr. 8.4: Schéma priebehu protón-protónového cyklu.

8.5.2 CNO cyklus

Uhlíkový cyklus, uhlíkovo-dusíkovo-kyslíkový cyklus, CNO cyklus alebo Betheho-Weizsäckerov cyklus je cyklus jadrových reakcií, pri ktorých sa za účasti uhlíka C, dusíka N a kyslíka O premenia v konečnom dôsledku jadrá vodíka H na jadrá hélia He. Uhlíkový cyklus je základným zdrojom žiarivej energie hviezd s hmotnosťou presahujúcou hmotnosť Slnka. Prebieha postupne nasledujúcimi čiastkovými reakciami:



Celkové množstvo energie, ktoré sa uvoľní pri vzniku jedného jadra hélia vo forme γ žiarenia je $26,74 \text{ MeV}$ ($4,284 \cdot 10^{-12} \text{ J}$), zvyšok energie sa uvoľní vo forme neutrín ν_e . Cyklus sa uplatňuje v centrálnych oblastiach hviezd pri teplotách 16-50 mil. K



Obr. 8.5: Schéma priebehu CNO cyklu.

8.6 Neutrínová astronómia

Neutrínová astronómia je oblasť astronómie, ktorá sa zaobrá výskumom neutrín kozmického pôvodu. V kozmických podmienkach vznikajú neutrína pri termonukleárnych reakciách v Slnku a vo hviezdach, najmä pri vzplanutiach supernov. Veľký počet neutrín musel vzniknúť v začiatotočných fázach vývoja vesmíru (reliktové neutrína s terajšou teplotou okolo 2 K). Pri súčasných pozorovacích možnostiach sa dajú registrovať iba neutrína slnečného pôvodu. Pravdepodobnosť registruvania neutrín je veľmi nízka, lebo neutrína extrémne slabu reagujú s inými časticami (prúd

neutrín môže prejsť bez poznateľného poklesu cez mnoho miliónov hviezd). Na zvýšenie pravdepodobnosti registrovania slnečných neutrín sa používa neutrínový ďalekohľad. Prvé zariadenie tohto typu pozostávalo z veľkého tanku s obsahom 400 m^3 , naplneného tetrachlóretylénom C_2Cl_4 . Tank bol umiestený v šachte hlboko pod povrhom Zeme (1 500 m), aby sa vylúčil vplyv kozmickej žiarenia. Pri reakcii neutrín s atómami chlóru vznikajú rádioaktívne atómy argónu, ktorých prítomnosť možno zistiť; ich počet za jednotku času udáva počet reagujúcich neutrín. Obdobne možno využiť na registráciu toku neutrín vyvolané jadrové reakcie s premenou lítia na berýlium alebo gália na germánium. Uskutočnené experimenty registrovali prekvapujúco nízky tok slnečných neutrín, okolo 1 SNU namiesto teoreticky očakávaného toku okolo 7,5 SNU; táto diferencia nie je dosiaľ spoľahlivo objasnená.

8.7 Vznik chemických prvkov

Pri veľkom tresku vznikli dva prvky - vodík a hélium. Od tej doby vznikajú ďalšie prvky v jadrach hviezd a pri výbuchoch hviezd. Práve prostredníctvom hviezdných výbuchov sa tieto ďalšie prvky rozptyľujú do medzihviezdneho priestoru a stávajú sa súčasťou novo vznikajúcich hviezd a planét.

Celkovo prebiehajú tieto procesy syntézy ľahších prvkov:

- ${}^4\text{He}$ vzniká spaľovaním vodíku
- ${}^3\text{He}$ vzniká pri nedokončenej protón-protónovej reakcii
- Li, Be a B sú pri teplotách jadier hviezd nestabilné a tým možno vysvetliť ich relatívne nízke zastúpenie vo vesmíre. Ich atómy boli vytvorené buď syntézou v období veľkého tresku alebo vznikli rozpadom ťažkých jadier v medzihviezdnom priestore pri dopade kozmického žiarenia.
- ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{18}\text{O}$, ${}^{22}\text{Ne}$ vznikajú pri spaľovaní hélia
- ${}^{14}\text{N}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{15}\text{N}$, ${}^{17}\text{O}$ sú produkty neukončeného CNO cyklu
- ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{26}\text{Al}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{30}\text{P}$, ${}^{32}\text{S}$ vznikajú spaľovaním uhlíku

Všeobecne možno povedať, že behom života hviezdy dochádza ku vzniku prvkov postupne, a to tak, že keď je spotrebované kritické množstvo prvku menej hmotného, nastúpi v plnej intenzite proces spaľovania prvku s vyššou hmotnosťou, ktorý je produkтом predchádzajúceho procesu. Na vzniku prvkov ďažších ako $A = 23$ sa podieľajú nasledujúce deje:

- **alfa proces** - syntéza prvkov pomocou α častic pri teplotách 10^9 K . Pri týchto reakciach sa uvoľňuje γ žiarenie a môžu vznikať prvky až do ${}^{40}\text{Ca}$. Uplatňuje sa vtedy, ak hélium v jadre úplne vyhorelo.
- **equilibrium proces** - tento proces prebieha pri teplotách $4 \cdot 10^9 \text{ K}$ a vedie ku vzniku prvkov skupiny železa: V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni.

- **slow proces** - tento proces produkuje napr. Sr, Zr, Ba, Po. Princíp je jednoduchý: jadra ľahších prvkov sú bombardované neutrónmi, pre ktoré aj pri nízkych energiách nie je náboj jadra prekážkou. Čažké prvky môžu týmto procesom vznikať aj za pomerne nízkych teplôt. Problémom však je nedostatok neutrónov v počiatočnom štádiu života hviezdy, pretože tie nevznikajú ani pri p-p reakci, ani v CNO cykle. Ich koncentrácia sa podstatnejšie zvýši až v pokročilejšom štádiu spaľovaním uhlíku či dusíku pri alfa reakciach, kedy vznikajú voľné neutróny.
- **rapid proces** - je podobný slow procesu, prebieha pri vysokej koncentráции neutrónov, kedy je pravdepodobnosť ich zrážok s jadrami podstatne vyššia. Umožňuje vznik ďažkých prvkov reakciami, kedy medziproduktami môžu byť aj veľmi nestabilné izotopy. Tak sa dôjde až k najťažším prvkom nájdeným v prírode (napr. urán). Tento proces sa uplatňuje pri extrémnych teplotných a tlakových podmienkach tesne pred výbuchom supernovy, jeho výsledkom je široká škála ďažkých prvkov vyrobených na úkor železa.

8.8 Neutrónové hviezdy

Neutrónová hviezdá je vesmírny objekt, ktorý vznikne po výbuchu supernovy. Je to degenerovaná hviezdá z neutrónového plynu, záverečné štádium vývoja hmotných hviezdi. Ak neutrónová hviezdá rotuje a vysiela pritom rýchle záblesky žiarenia, hovoríme o pulzare.

Jej hmotnosť je väčšia, ako 1,4 hmotnosti Slnka, ale menšia, než 3 hmotnosti Slnka. Po prekročení 3-násobku hmotnosti Slnka (táto hranica je známa ako Oppenheimerova-Volkoffova medza), by gravitačný kolaps hviezdy pokračoval až do vzniku čiernej diery.

Neutrónové hviezdy sú zložené z materiálu s extrémnou hustotou, prevažne z neutrónov. Tento materiál vzniká pri výbuchu supernovy extrémnym tlakom, ktorý spôsobí zatlačenie elektrónov do atómových jadier a následnou premenou protónov na neutróny. Neutrónové hviezdy majú priemer 10-30 kilometrov. Obrovská hmotnosť hviezdy stlačená do takého malého objemu znamená obrovskú hustotu, ktorá dosahuje väčšie hodnoty než 10^{14} g/cm^3 . Tlak degenerovaného neutrónového plynu pôsobí proti obrovskej vlastnej gravitácii a zabraňuje ďalšiemu gravitačnému kolapsu.

Odhaduje sa, že v našej Galaxii sa nachádza okolo 30 miliónov neutrónových hviezdi. Pozorovanie osamotených neutrónových hviezdi je ďažké, pretože majú len veľmi malý povrch a to z nich robí veľmi slabé objekty. Častejšie sú pozorované ako zložky neutrónovej dvojhviezdy. Pokiaľ je druhý člen dvojhviezdy plazmová hviezdá, silnou gravitáciou neutrónovej hviezdy je z nej strhávaná plazma a vytvára okolo neutrónovej hviezdy akréčny disk s vysokým uhlovým momentom. Plazma dopadajúca na povrch disku prípadne až na povrch samotnej neutrónovej hviezdy sa prejavuje emisiou röntgenového žiarenia a systém sa prejavuje ako röntgenová dvojhviezda.

Časť II

Experimentálne metódy jadrovej a subjadrovej fyziky

Kapitola 9

Zdroje částic

9.1 Přehled

Částice vznikají v rozpadu - využívají se při kalibraci detektorů ale i při výzkumu a aplikacích (lékařské, materiálové, ...)

Sekundární částice vznikají v reakcích s využitím urychlovačů - s vysokou energií
Zdroje elektronů:

- rozpad beta (spojité spektrum)
- konverzní elektrony (diskrétní spektrum)

Příklady zdrojů elektronů z rozpadu beta:

Zdroj	Poločas rozpadu	E _{MAX} [MeV]
³ H	12,26 let	0,0186
³² P	14,28 dní	1,710
⁹⁰ Sr/ ⁹⁰ Y	27,7 let/64 hod	0,546/2,27
⁹⁹ Tc	2,12·10⁵ let	0,292
²⁰⁴ Tl	3,81 let	0,766

Obr. 9.1: Příklady zdrojů elektronů z rozpadu beta

Zdroje alfa:

- rozpad alfa (diskrétní spektra)
- jaderné reakce (diskrétní spektrum)

Příklady zdrojů částic alfa z rozpadu:

Izotopy	T _{1/2}	Energie [MeV]	Větvení
²⁴¹ Am	433 let	5,486 a 5,443	85% a 12.8%
²¹⁰ Po	138 dní	5,305	100%
²⁴² Cm	163 dní	6,113 a 6,070	74% a 26%

Obr. 9.2: Příklady zdrojů částic alfa z rozpadu

Náboj částic alfa je $Z = 2 \rightarrow$ vysoké energetické ztráty a absorbce při průchodu hmotou \rightarrow zdroje alfa se dávají na podložku a překrývají se extrémně tenkou kovovou fólií

Zdroje záření gamma:

- Rozpad gamma následující rozpad beta (diskrétní spektrum)
- Záření vznikající při anihilaci pozitronu $E_\gamma = 511$ keV
- Brzdné záření

Příklady zdrojů záření gamma:

Zdroj	Typ rozpadu	Poločas rozpadu	Energie [MeV]
^{22}Na	β^+, záchyt	2,603 let	0,511, 1,275
^{54}Mn	Elektronový záchyt	0,855 let	0,835
^{60}Co	β^-	5,27 let	1,173, 1,333
^{133}Ba	Elektronový záchyt	10,54 let	0,081, 0,356
^{137}Cs	β^-	30,2 let	0,662
^{207}Bi	Elektronový záchyt	31,8 let	0,57, 1,06, 1,77

Obr. 9.3: Příklady zdrojů záření gamma

Neutronové zdroje:

- Spontánní štěpení jader
- Štěpení jader, jaderné reaktory
- Jaderné reakce - spojení rozpadu alfa a reakce (α, n), rozpadu gamma a reakce (γ, n) reakce urychlených protonů na lehkém terči, např. na lithiu, beryliu, deuteriu
- Tříšťivé reakce relativistických protonů s těžkými jádry

Příklady neutronových zdrojů využívající reakce:

Většinou zdroj alfa a Be: $Pu + Be$, $Am + Be$

Zdroj jader (radioaktivních):

- štěpení jader - spontánní i indukované
- jaderné reakce
- tříšťivé reakce

Zdroje iontů (pro další urychlení)

Zdroje antičástic, podivných baryonů, mezonů, mionů, tauonů ... - využití urychlovačů a reakcí vysokoenergetických částic s terči

Zdroj ultrarelativistických částic s minimální ionizací (mionů) - kosmické záření

9.2 Zdroje elektronů

9.2.1 Beta rozpad

Nejčastěji využívaným zdrojem rychlých elektronů bývají radioizotopy rozpadající se β^- přechodem

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (9.1)$$

kde X je mateřské jádro a Y je dceřiné jádro a $\bar{\nu}_e$ elektronové antineutrino. Vzhledem k velmi malé pravděpodobnosti interakce neutrín s látkou zde nemusíme detekci těchto částic uvažovat. Dceřinné jádro Y obdrží při rozpadu velmi malou energii, která je běžně pod prahem ionizace. Jediným podstatným producentem ionizujícího záření při beta přechodech je tak elektron.

Většina radionuklidů produkovaných srážkami neutronů se stabilními prvky je beta radioaktivní, je tak možno vytvořit velké množství beta záření emitujících nuklidů s poločasy rozpadu od tisíců let až po poločasy, které lze prakticky využít. Při beta přechodu je dceřinné jádro obvykle ponecháno v některém z excitovaných stavů, ze kterého přechází do základního následnou emisí gamma záření, které doprovází emitovaný elektron z beta rozpadu. Několik příkladů nuklidů, které přecházejí přímo do základního stavu dceřinného jádra a jsou tak producenty čistého beta záření, je uvedeno v tabulce.

Nuklid	Poločas rozpadu	Maximální energie e^- [MeV]
${}^2\text{H}$	12,26 let	0,0186
${}^{14}\text{C}$	5730 let	0,156
${}^{32}\text{P}$	14,28 dne	1,710
${}^{45}\text{Ca}$	165 dne	0,252
${}^{147}\text{Pm}$	2,62 let	0,224

Obr. 9.4: Příklady producentů čistého beta záření

Každý beta rozpad je charakterizován pevně danou energií přechodu Q , která se dělí mezi elektron a neutrino. Energie elektronu se tak může lišit případ od případu a může nabývat od nulové hodnoty až po maximální energii, která je numericky rovna energii přechodu Q .

9.2.2 Vnitřní konverze

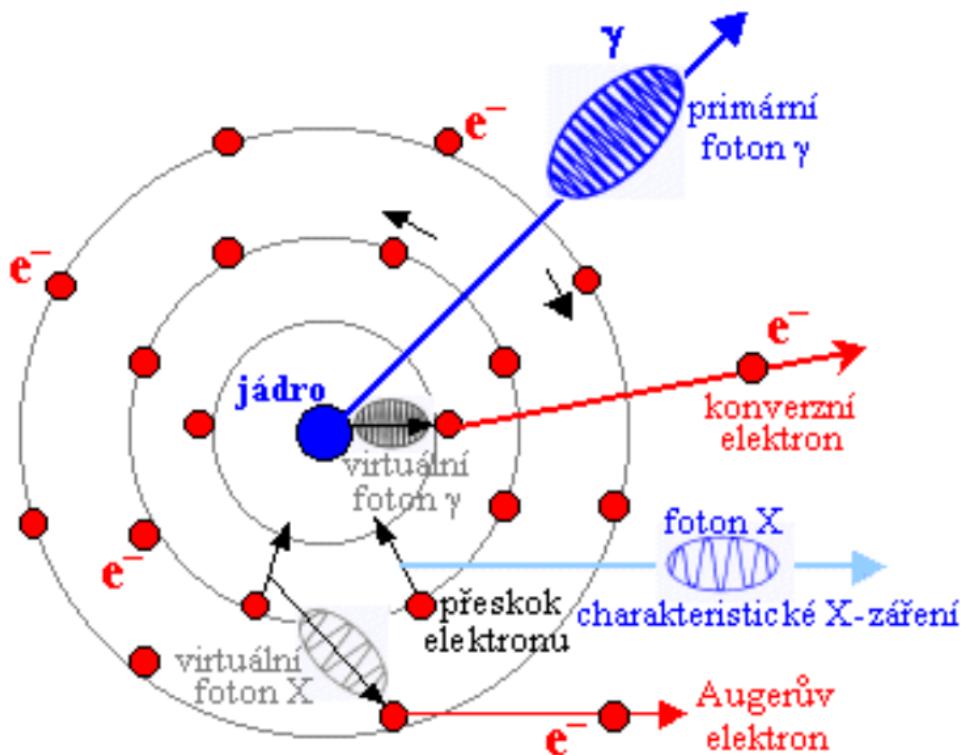
Spojité spektrum energií elektronů produkovaných beta záříčí je pro některé aplikace nevhodné. Naproti tomu proces vnitřní konverze může za jistých podmínek poskytnout téměř monoenergetické elektrony.

K vnitřní konverzi dochází, je-li jádro produkováno v excitovaném stavu, ze kterého nepřejde do základního stavu běžnou emisí gamma kvanta, ale předá svou excitační energii E_{ex} jednomu z orbitálních elektronů, který je následně uvolněn s energií

$$E_e = E_{ex} - E_b, \quad (9.2)$$

kde E_b je vazebná energie elektronu ve slupce, ve které se nachází.

Konverzní elektron může pocházet z jakékoliv slupky (je-li jeho emise na dané slupce energeticky možná). Jedna excitovaná hladina atomového jádra tak může vést k emisi několika skupin elektronů o různých energiích. Další komplikace nastávají v případech, kdy jsou ve zdroji záření jádra v různých excitovaných stavech. Spektrum konverzních elektronů se navíc vždy skládá se spojitým spektrem elektronů, které byly emitovány při rozpadu mateřského jádra.



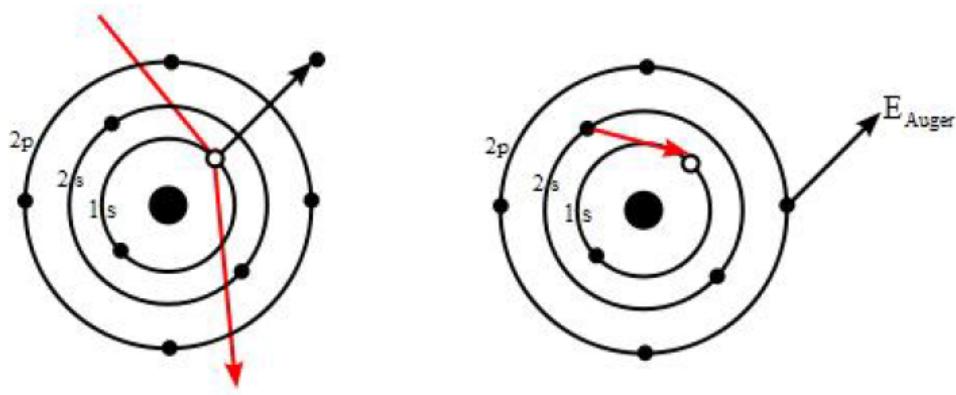
Obr. 9.5: Vnitřní konverze

9.2.3 Augerovy elektrony

Augerovy elektrony jsou přibližně vzato analog konverzních elektronů v případech, kdy excitační energie "pochází" z celého atomu. Existují procesy, při kterých v atomovém obalu vznikne vakance v některé elektronové slupce. Běžně je tato vakance zaplněna elektronem z některé vyšší slupky, přičemž je emitováno gamma kvantum odnášející energii rovnou rozdílu energií daných elektronových slupek.

Tato excitační energie atomu však může být alternativně předána jednomu z vnějších elektronů, který následně opouští atom. Tento elektron se nazývá Augerův a nese energii, která odpovídá rozdílu energií mezi původní excitační energií atomu a vazebnou energií slupky, na které se nachází. Augerovy elektrony tak mají DISKRÉTNÍ ENERGETICKÉ SPEKTRUM. Jejich energie jsou ve srovnání s předešlými způsoby produkce elektronů malé, neboť emise Augerových elektronů je upřednostňována v prvcích s malým Z , pro které je elektronová vazebná energie malá.

Ačkoli tento jev objevila r. 1923 Lise Meitnerová, pojmenován byl po Pierru Augerovi, který ho dva roky poté znovaobjevil.



Obr. 9.6: Augerovy elektrony

9.3 Zdroje těžkých nabitých částic

9.3.1 Alfa rozpad

Těžká jádra jsou energeticky nestabilní vůči spontánní emisi alfa částice. Pravděpodobnost rozpadu je řízena mechanismem penetrací Coulombické bariéry jádra. Poločas rozpadu vhodných zdrojů je v rozsahu od dnů po spousty tisíc let.

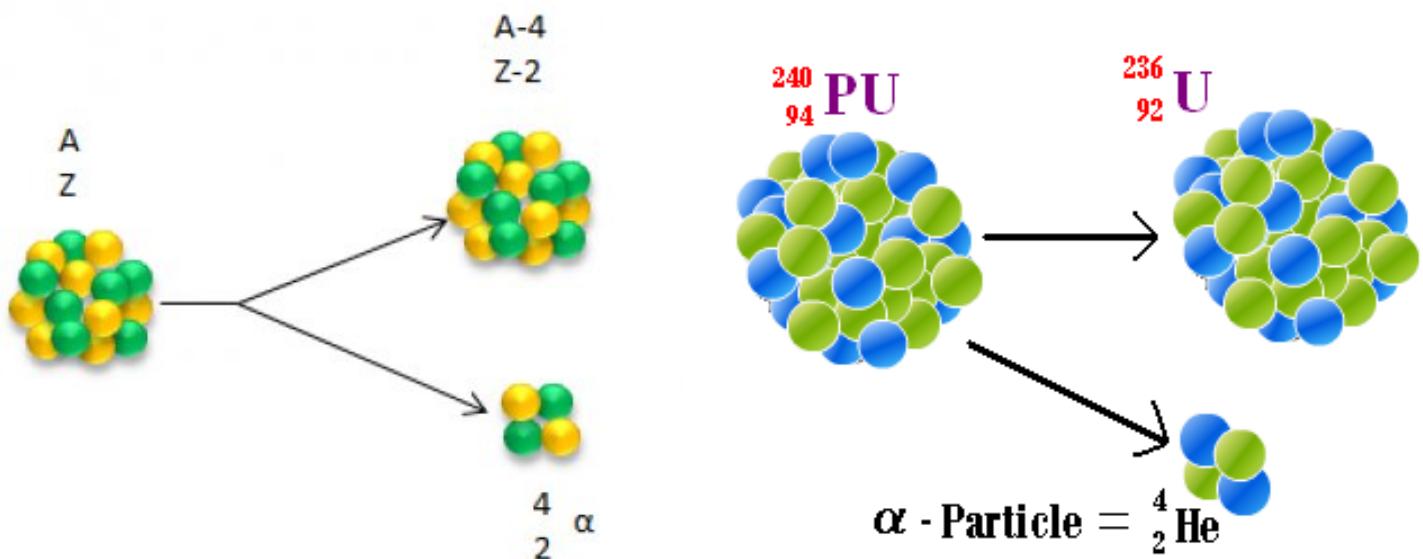
Alfa částice se vyskytují v jedné či několika energetických skupinách, které jsou vždy monoenergetické. Každý přechod mezi mateřským a dceřiným (tj. mezi základním stavem mateřského jádra a základním stavem dceřinného jádra) charakterizuje hodnota Q udávající energetický rozdíl mezi počátečním a koncovým stavem. Tato energie se jednoznačným způsobem dělí mezi alfa částici a odražené jádro, a tudíž si každá alfa částice odnáší energii

$$T_\alpha = \frac{A - 4}{A} Q. \quad (9.3)$$

Je mnoho případů, kde se mezi mateřským a dceřinným jádrem uděje pouze jeden přechod a kdy je tedy alfa částice emitována s jednoznačně danou energií. Pokud je možný přechod na více hladin dceřinného jádra, může energie alfa částice nabývat více hodnot.

Většina alfa částic má energii od 4 po 6 MeV. Navíc existuje silná závislost mezi energií alfa částice a poločasem rozpadu daného mateřského jádra - čím vyšší energie alfa částice, tím kratší poločas rozpadu. Přibližně pod 6,5 MeV bývá poločas rozpadu menší než několik dnů, tyto zdroje mají tudíž menší užitek. Na druhou stranu při poklesu energie pod 4 MeV se stane pravděpodobnost průchodu alfa částice Coulombovskou bariérou velmi malou a poločas rozpadu mateřského jádra tedy velmi vzroste.

Jelikož alfa částice při průchodu materiálem ztrácí svou energii velmi rychle, aby jejich zdroje byly monoenergetické, je třeba je připravovat ve velmi tenkých vrstvách.



Obr. 9.7: Alfa rozpad

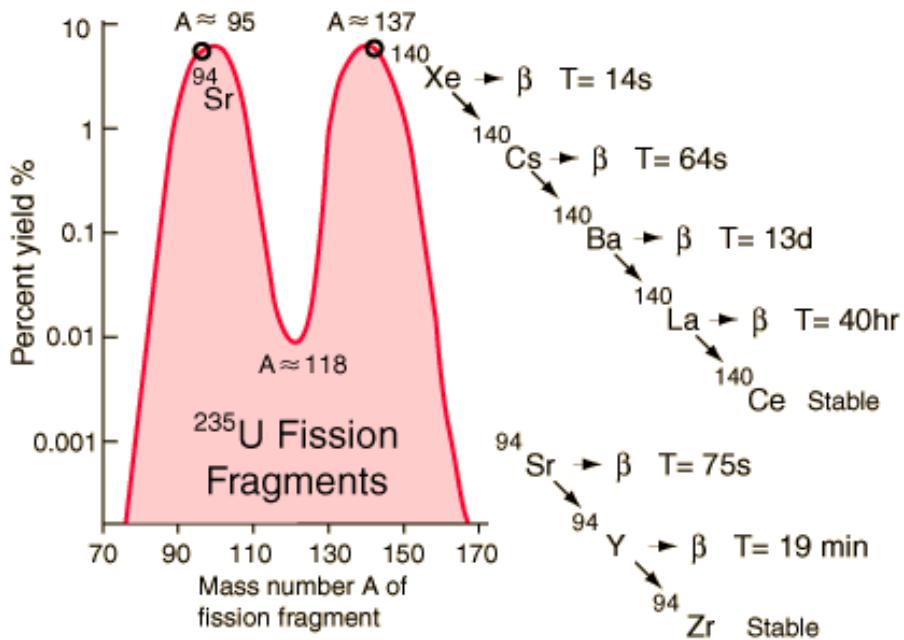
9.3.2 Spontánní štěpení

Štěpný proces je jediným spontánním zdrojem energetických těžkých nabitých částic s hmotou větší než alfa částice. Štěpné produkty jsou tudíž široce využívané při kalibraci a testování detektorů určených k měření ve fyzice těžkých iontů.

Všechna těžká jádra jsou v principu nestabilní vůči spontánnímu štěpení na dvě lehčí jádra. Vzhledem k tomu, že jádra při tomto procesu musí překonávat velké potenciálové bariéry nutné k roztržení jádra z jeho původně téměř sférického tvaru, děje se tento proces zejména u extrémně těžkých jader - transuranových izotopů s velkým hmotovým číslem. Nejvíce využívaným příkladem je kalifornium ${}^{252}\text{Cf}$, které podléhá spontánnímu štěpení s poločasem 85 let a které navíc při každém štěpení uvolní spoustu rychlých neutronů (většina transuranů ovšem podléhá také alfa rozpadu, jehož pravděpodobnost je mnohem vyšší).

Při každém štěpení vznikají dva fragmenty (odštěpky), které díky zákonu zachování hybnosti jsou emitovány v opačných směrech. Jelikož zdroj spontánního štěpení je převážně asymetrické, jsou fragmenty shlukovány do lehké skupiny a těžké skupiny s průměrnými hmotovými čísly 108 a 143. Původně jsou fragmenty kladnými ionty, avšak zpomalováním interakcemi s látkou, kterou prochází, snadno nabízí elektrony, které redukují jejich efektivní náboj. Průměrná energie rozdělená mezi dva fragmenty činí 185 MeV, její rozdělení je opět asymetrické s tím, že lehčí fragment si odnáší větší díl.

Jelikož štěpné fragmenty velmi ochotně ztrácejí energii při průchodu látkou, pokud není zdroj připraven ve formě velmi tenké desky, je třeba při jejich produkci počítat se samoabsorbci v materiálu či s podstatnými energetickými ztrátami.



Obr. 9.8: Štěpení uranu

9.4 Zdroje neutronů

Zdroje neutronů lze dělit podle způsobu produkce na radioizotopické zdroje, spalační zdroje; neutrony lze také získávat jadernými reakcemi pomocí urychlovačů i reaktorů (neutrony indukované štěpení).

Důležité je rozdělení neutronů podle kinetické energie, kde nás zajímají zejména tepelné neutrony.

Druh neutronů	E_{kin} [eV]	T [K]	v [m/s]	λ [\AA]
Tepelné neutrony	0,025	~ 300	~ 2224	1,8

Obr. 9.9: Vlastnosti tepelných neutronů

9.4.1 Radioizotopické neutronové zdroje

Přímé radioizotopické zdroje neutronů prakticky nejsou dostupné; pouze 8Be se specifickým β rozpadem, který vede k excitovanému stavu, jenž se dále rozpadá emisí neutronů, je využitelný.

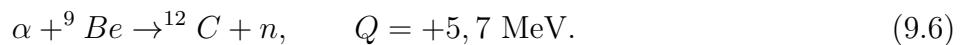
Mohou se však využít fotoneutronové zdroje - ty jsou založeny na absorpci fotonu, jenž vede k následné emisi neutronu. Platí, že monoenergetické fotony produkují přibližně monoenergetické neutrony. Pro produkci neutronů o smysluplné intenzitě jsou zapotřebí velké intenzity fotonů - pouze přibližně jeden foton z 10^5 až 10^6 fotonů generuje neutron.

Dvě reakce jsou zde využitelné:

$$\gamma + ^9Be \rightarrow ^8Be + n, \quad Q = -1,666 \text{ MeV}, \quad (9.4)$$



Pro zdroj neutronů lze využít i α částice z přímého α rozpadu několika vhodných radionuklidů. Množství materiálů může vést k reakci (α, n) při energiích α částic dostupných z radioaktivního rozpadu. Největšího výtežku je ale dosáhnuto při volbě berylia za terčíkový materiál (beryllium má malou vazebnou energii neutronů $BE_n \approx 1,7 \text{ MeV}$):



Většinou ale s beryliem reaguje pouze 10^{-4} α částic; některé vzniklé izotopy mohou vést k velmi dlouhým řetězcům přeměn, které sice přispívají k celkovému výtežku neutronů, ale také tvoří fotonové pozadí.

9.4.2 Neutrony produkované v reakcích s nabitymi částicemi

Spousta jaderných reakcí dokáže produkovat neutrony, nicméně je přitom vyžadován již urychlený svazek částic. Tyto reakce tak nejsou tolik vhodné jako radioaktivní zdroje. Na druhou stranu výběrem vhodné energie a úhlu nalétávajících částic je možno dosáhnout libovolné energie svazku neutronů, který je navíc monoenergeticky.

9.4.3 Spalační neutronové zdroje

Spalační neutronové zdroje sestávají z urychlovače, jenž poskytuje svazek protonů nebo těžších iontů o dostatečně vysoké energii ($\sim 1 \text{ GeV}$) a intenzitě, a vhodného terčového materiálu složeného z těžkých jader. Samotná spalační energie, jak je známa ze studií kosmického záření, spočívá ve vyrážení nukleonů z jádra pomocí vysoce energetických bombardujících částic.

Pulsy neutronů z terčového materiálu jsou následně zpomalovány v moderátoru a vedeny dále k detektorům apod.

Urychlovače přitom musí poskytovat velmi krátké pulsy ($< 1 \text{ ms}$) částic o energii 1 až 3 GeV s frekvencí $\sim 60 \text{ Hz}$ k maximalizaci neutronového výtežku.

9.4.4 Spontánní štěpení

Spontánní štěpení je druhem radioaktivního rozpadu velmi těžkých izotopů (teoreticky možné pro jádra těžší než 100 amu, energeticky pro jádra těžší než 230 amu). Pro uran a thorium je sice takové štěpení možné, ale jelikož k němu dochází jen ve velmi malé míře, většinou není bráno v potaz.

Ke spontánnímu štěpení zato velmi často ve srovnání s dříve uvedenými prvky dochází u kalifornia ${}^{252}Cf$, což je transuranový prvek objevený při bombardování curia α částicemi. Je to zároveň nejtěžší prvek, jehož bylo vyprodukováno vážitelné množství. Energie neutronů ze spontánního štěpení kalifornia má spojité rozdělení s průměrnou energií 1 - 3 MeV.

Kalifornia se používá jako zdroje neutronů pro nastartování jaderných reaktorů, léčbu nádorů, radiografii, či jako neutronového aktivačního detektoru. Ve vojenství se používá zejména izotop

^{251}Cf díky tomu, že má velmi malou kritickou hmotnost (asi 2 kg), vysokou letalitu a s tím spojenou krátkou dobu toxického ozáření.

Matematická podmínka pro to, u kterých prvků může ke spontánnímu štěpení dojít, zní

$$\frac{Z^2}{A} \geq 45, \quad (9.7)$$

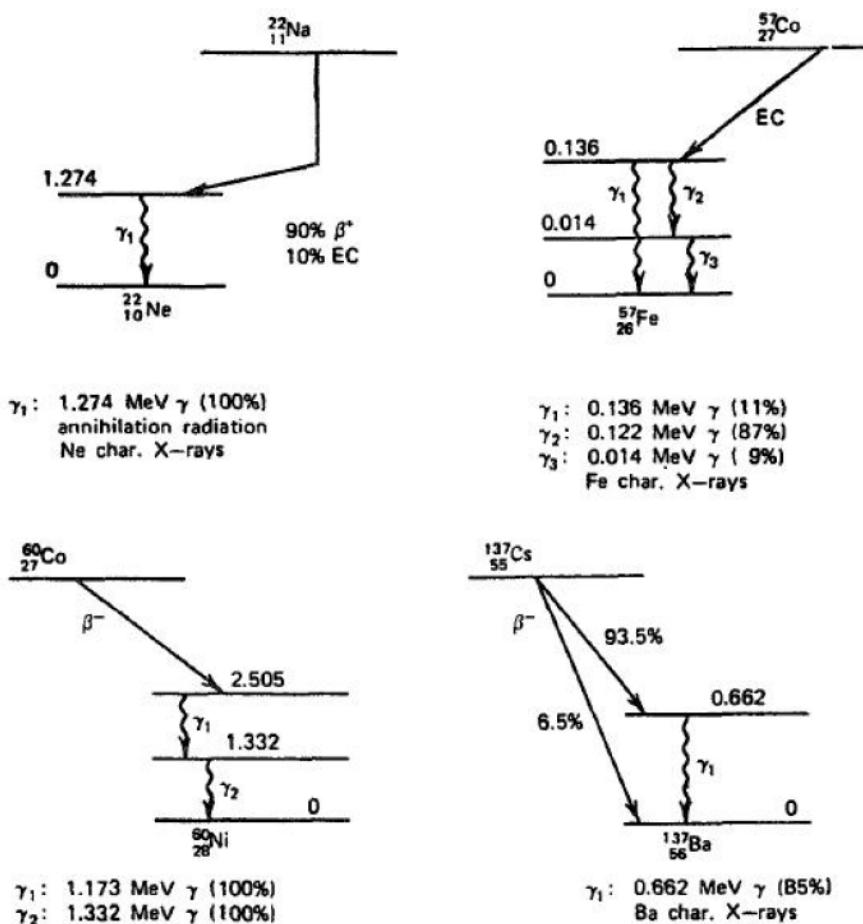
kde Z je protonové číslo a A nukleonové číslo.

9.5 Zdroje záření γ

9.5.1 Gamma přechody následující beta rozpad

Záření gamma je emitováno excitovanými jádry při jejich přechodu k níže ležícím hladinám. U většiny praktických laboratorních zdrojů jsou tyto excitované stavy jader vytvořeny při rozpadu mateřského jádra.

Čtyři příklady široce používané jako kalibrace zdrojů gamma záření jsou na obrázku. V každém z uvedených případů je excitovaný stav dceřinného jádra vytvořen některým z druhů beta rozpadu, který je ve srovnání s přechodem gamma do základního stavu jádra (typicky v řádech pikosekund či ještě méně) poměrně pomalým procesem charakterizovaným poločasem rozpadu stovky dnů nebo delším.



Obr. 9.10: Rozpadová schémata pro zdroje gamma záření

Deexcitace dceřinného jádra do základního stavu se děje pomocí emise fotonu, jehož energie je přesněrovna rozdílu energií mezi počátečním a koncovým stavem jádra. Záření gamma tak přesně reflektuje strukturu energetických úrovní dceřinného jádra. Jelikož jaderné stavy mají přesně definované energie, jsou energie gamma záření emitované při těchto přechodech také přesně dány a jsou takřka monoenergetické.

Běžně užívané zdroje gamma záření založené na beta rozpadu jsou limitovány do energií pod 2,8 MeV. Jediný nuklid, který může sloužit jako potenciální zdroj gamma záření o vyšší energii, je ^{56}Co . Krátký poločas rozpadu (77 dnů) u něj ale limituje použití pouze na zařízení s přístupem k urychlovačům potřebným k jeho produkci skrze reakci $^{56}Fe(p, n)$. Dalším možným radioizotopem pro vysokoengetické kalibrace je ^{16}N s energiemi emitovaného gamma záření 6,13 a 7,11 MeV emitovaných při β^- přechodu na ^{16}O .

Zdroje záření gamma obvykle sestávají ze vzorku radioizotopu (o aktivitě 10^5 Bq) uzavřeného v plastovém disku. Tloušťka pouzdra se volí dostatečná, aby zastavila jakékoli primární částice produkované při beta přechodu a propustila pouze žádané gamma záření.

9.5.2 Vyzařování při anihilaci

Při samovolném β^+ přechodu je generováno také elektromagnetické záření. Jeho původ spočívá v osudu positronů emitovaných při rozpadu, které procestují látkou pouze několik milimetrů, než ztratí svou kinetickou energii. V případě, že jejich energie je již velmi malá (což je na konci jejich dosahu) anihilují s elektrony vyskytujícími se ve stínícím materiálu. Původní elektron a pozitron zmizí a jsou nahrazeny dvěma opačně směrovanými fotony, z nichž každý má energii 511 keV.

Toto záření se samozřejmě skládá s následujícím zářením emitovaným při přechodu dceřinného jádra do základního stavu. Například v přechodu ^{22}Na jsou tímto způsobem emitovány fotony o energiích 511 keV a 1274 keV.

9.5.3 Záření gamma následující jaderné reakce

Pakliže je potřeba záření gamma o energiích vyšších, než které jsou dostupné z beta aktivních izotopů, musí se uvážit jiné procesy vedoucí k výše ležícím excitovaným stavům jádra. Jednou z možností je jaderná reakce

$${}_2^4\alpha + {}_4^9Be \rightarrow {}_6^{12}C^* + n, \quad (9.8)$$

při které je jádro ${}^{12}C$ ponecháno v excitovaném stavu. Jeho rozpad následně vede k fotonu gamma záření o energii 4,44 MeV. Naneštěstí jsou průměrné doby života tohoto stavu velice krátké (61 fs), a uhlíkový atom se nestihne před emisí gamma záření uklidnit. Výsledná energie gamma je tak rozmažána Dopplerovskými efekty závisejícími na relativní orientaci odraženého jádra a fotonu; toto rozmažání představuje okolo jednoho procenta energie gamma. Tato šířka je dostačující pro kalibrační účely, ale je příliš velká pro detektory s velmi přesným energetickým rozlišením.

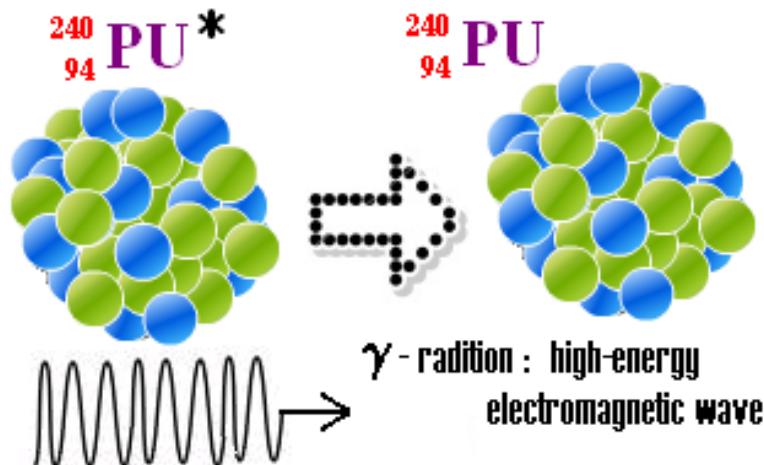
Jinou možností je použití relace



kde se jádro kyslíku formuje ve vzbuzeném stavu 6,13 MeV nad základním stavem a s dobou života 2×10^{-11} s, která je dostatečně dlouhá k eliminaci Dopplerovských efektů. Výsledné záření gamma je tak v podstatě monoenergetické.

Jelikož většina alfa částic nevede k reakci, dokud neztratí část své energie v terčovém materiálu, je třeba k vytvoření zdroje gamma záření použít radiátor alfa záření o velké aktivitě.

Záření gamma je také vysíláno po absorpci termálních neutronů jádry. Zdroje termálních neutronů zde mohou být intenzivní svazky z jaderných reaktorů či urychlovacích zařízení. U těchto zdrojů gamma se energie záření pohybují až do 9 MeV.



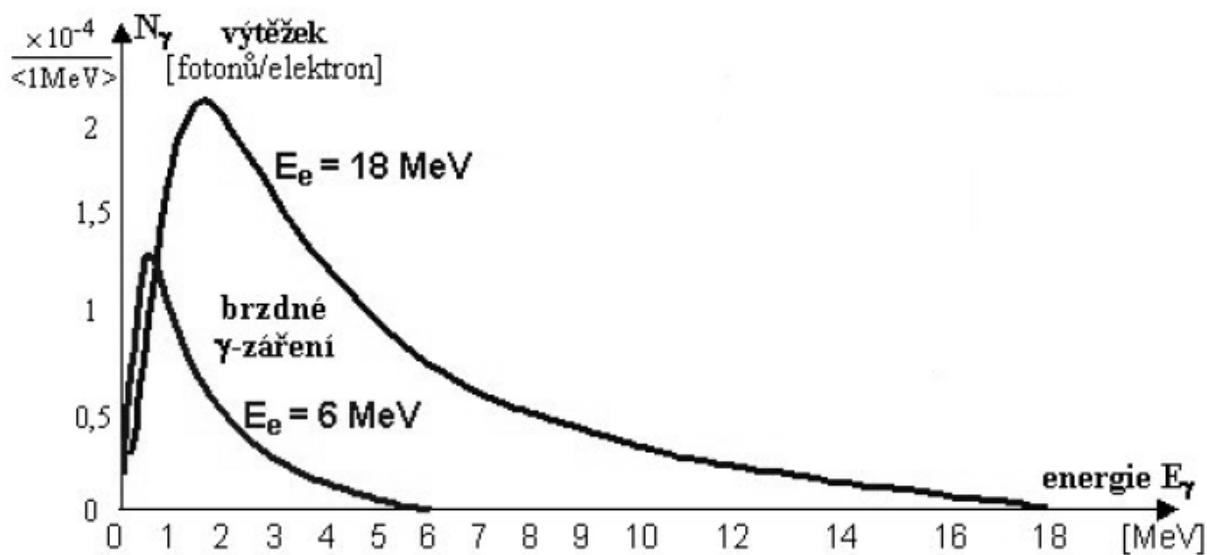
Obr. 9.11: Vznik gamma záření po přechodu excitovaného jádra do základního stavu

9.5.4 Brzdné záření

Při interakci rychlých elektronů s látkou se část jejich energie mění v elektromagnetické záření ve formě brzdného záření. Část energie elektronu konvertovaná v brzdné záření roste s rostoucí energií elektronu a je největší pro absorbujucí materiály s vysokým atomovým číslem. Tento proces je důležitý pro produkci rentgenovského záření z konvenčních rentgenek.

Pro monoenergetické elektrony, které se zpomalí a zastaví v daném materiálu, je spektrum brzdného záření SPOJITÉ s energiami emitovaných fotonů rostoucími až po původní energii elektronu, přičemž dominuje emise nízkoenergetických fotonů (do 1/3 energie elektronu) a průměrná energie fotonu je malý zlomek energie elektronu (kolem 1/8 energie elektronu). Střední energie brzdného záření je tedy podstatně nižší než původní energie elektronů.

Jelikož jsou tato spektra spojitá, nelze je použít přímo ke kalibraci detektorů. Tvar spektra lze však měnit použitím různých materiálů, jimiž elektrony prochází.



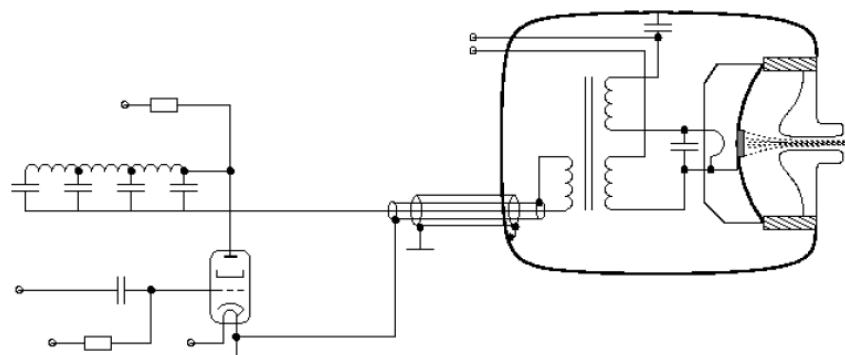
Obr. 9.12: Spektrum brzdného záření vznikajícího dopadem elektronů o energii 6 a 18 MeV

9.5.5 Zdroje částic - Petráček

- ZDROJE ELEKTRONŮ

Zdroje elektronů dělíme na diodové a triodové. Výhodou triodových zdrojů je možnost produkovat kratší pulsy s většími proudy svazku. Toho je dosaženo zejména díky tomu, že jsou omezeny kapacity, které je třeba nabíjet na vysoké napětí.

Jako první probereme konstrukci diodového zdroje. Na základě externího signálu dojde k sepnutí elektronky v důsledku čehož vznikne na soustavě LC členů zapojených v jejím anodovém obvodu ke vzniku krátkého vysokonapěťového pulzu. Ten je přiveden koaxiálním kabelem do tělesa samotného zdroje. Tam dojde k transformaci na cca 10x vyšší napětí, které je přivedeno na nepřímo žhavenou katodu emitující elektrony. Tyto elektrony jsou napětím pulsu urychleny a skrze Pierceovu čočku vstříknuty do svazkové trubice.

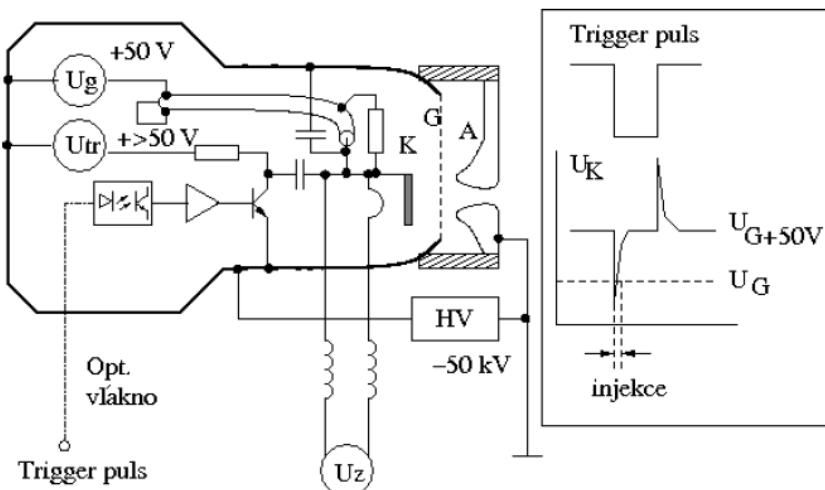


Obr. 9.13: Schéma diodového zdroje elektronů

Katoda musí být žhavená vláknem tak, aby emitovala dostatečné množství elektronů. Těleso

zdroje je naplněno transformátorovým olejem, který zabraňuje výbojům v obvodu vysokonapěťového transformátoru. Limitujícím faktorem pro dosažení krátkého pulsu je kapacita koaxiálního vedení, po kterém je veden primární puls o amplitudě cca 5 keV. Aby bylo možno vytvářet pulsy kratší, je třeba pracovat s menší amplitudou pulsu a s co nejmenšími kapacitami. Těmto požadavkům vyhovuje triodový zdroj zobrazený na obrázku.

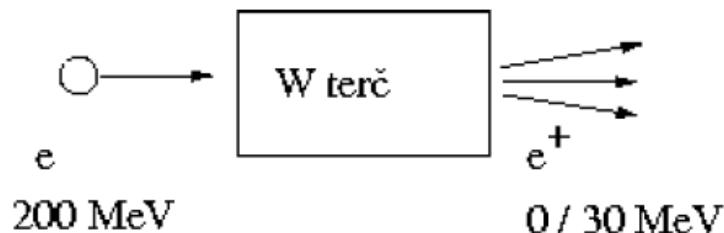
Triodový zdroj je stále na vysokém záporném potenciálu přibližně 50 keV. Jeho nepřímo žhavená katoda produkuje stále proud elektronů, ale tento proud nemůže projít přes mřížku polarizovanou tak, že elektrony zastaví. Pouze krátký puls vytvořený v koaxiálním zpožďovacím vedení po sepnutí tranzistoru tuto mřížku otevře a elektrony mohou být urychleny a vstříknuty do svazkové trubice. Spouštěcí impulz musí být do zdroje přiveden pomocí optického kabelu.



Obr. 9.14: Schéma triodového zdroje elektronů

• ZDROJE POZITRONŮ

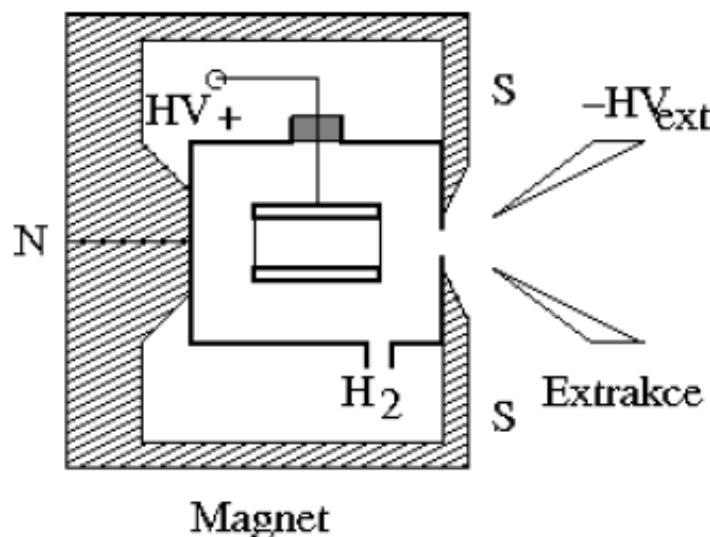
Jako zdroj pozitronů lze využít buď β^+ zdroj (například ^{22}Na) s moderátorem pozitronů (pevný Xeon) a pozitronovým akumulátorem, nebo lze pozitrony vyrábět procesem tvorby párů e^+e^- . První zmíněný postup se využívá při přípravě velmi chladných pozitronů pro produkci antivodíku, druhý pak při produkci pozitronů pro další urychlení. Wolframový terč je bombardován elektronovým svazkem o energii ≈ 200 MeV. Při brzdění elektronů vzniká brzdné záření, jehož fotony způsobují v blízkosti wolframových jader tvorbu e^+e^- párů. Vyletující pozitrony lze vyfiltrovat z reakčních produktů pomocí magnetického pole. Vznikající pozitrony mají široké spektrum energií sahajících až do 30 MeV.



Obr. 9.15: Příprava pozitronů ve wolframovém terči

- **ZDROJE IONTŮ**

Pro přípravu iontů (protonů či jader těžších prvků) lze použít několik postupů. Pro částečnou ionizaci jader lze např. využít laserového paprsku. Po částečném urychlení jsou tyto ionty prostřeleny skrz tenkou tzv. STRIPPING FOLII, která je zbaví i zbývajících elektronů. Pro přípravu protonů se často využívá výbojových zdrojů. Jako příklad takového zdroje uvedeme výbojový zdroj PIG (Philips Ion Gauge) využívající výboj ve vodíku umístěném v magnetickém poli zajišťujícím hoření výboje i při nižších tlacích. Z výbojového plazmatu jsou protony extrahovány extrakční elektrodou.

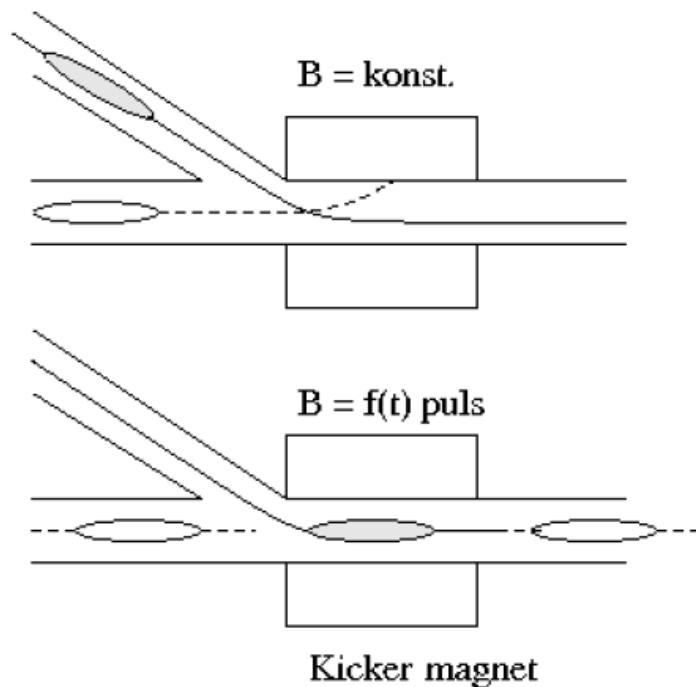


Obr. 9.16: Výbojový zdroj protonů PIG

- **INJEKCE ČÁSTIC DO STORAGE RINGU**

Částice vyrobené ve zdroji a předurychlené lineárním urychlovačem je třeba vstříknout do synchrotronu, který je dále urychlí. To lze provést buď pomocí pulsních magnetů nebo - ve speciálních případech - pomocí vstříkování přes stripping folii. Díky urychlovacím vysokofrekvenčním dutinám může být na obvodu synchrotronu umístěno pouze určité množství shlužeb částic. Pokud jsou všechny tyto pozice zaplněny shlužeb částic na ose svazku, nelze

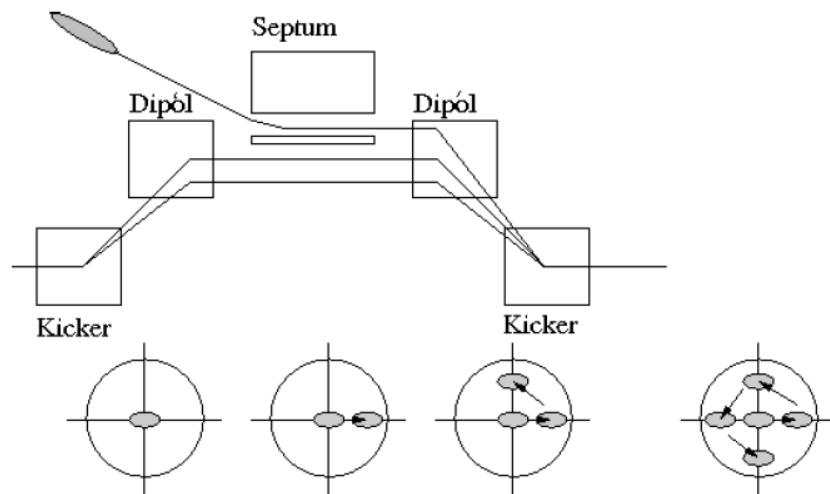
již na osu svazku další shluky přidat. V této souvislosti mluvíme o zaplněném podélném fázovém prostoru urychlovače.



Obr. 9.17: Injekce částic do urychlovače, zaplňování podélného fázového prostoru

Kdybychom pro navedení shluku na dráhu v synchrotronu použili magnet s konstantní magnetickou indukcí, došlo by k tomu, že vstřikovaný shluk by se sice dostal na správnou dráhu, ale shluky v urychlovači již cirkulující by z ní byly vychýleny a dopadly by na stěnu svazkové trubice. Pomocí pulsního magnetického pole působícího pouze v době průletu vstřikovaného shluku se tomuto problému můžeme vyhnout.

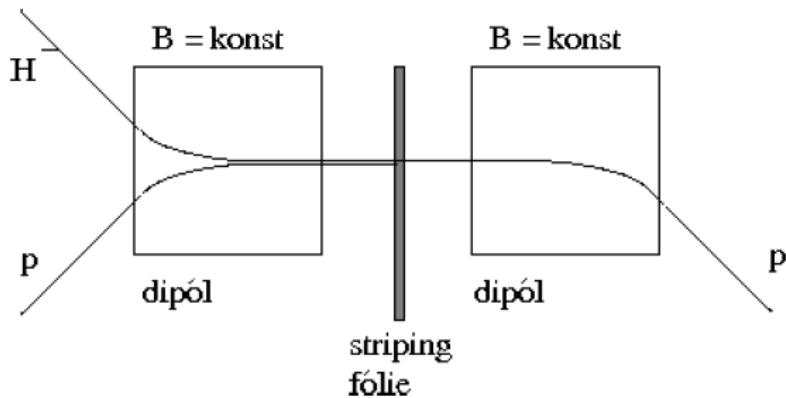
Pokud potřebujeme přidat do synchrotronu další shluky částic, můžeme využít i příčný fázový prostor, do kterého lze umístit několik shluků mimo osu svazku.



Obr. 9.18: Plnění příčného fázového prostoru urychlovače

- INJEKCE PROTONŮ SKRZE STRIPPING FÓLII

Protony lze injektovat pomocí stripping folie. Negativní vodíkové ionty H^- jsou vstříknuty do konstantního dipólového magnetického pole, které je v našem příkladu na obrázku zatáčí doleva. Po průletu stripping fólií jsou odtrženy oba elektrony a dále pokračuje pouze kladný proton. Po oběhu synchrotronu se proton dostává do pole prvního magnetu, který jej - díky kladnému náboji - zatáčí doprava a dopraví jej na stejnou dráhu jako vstřikovaný iont.



Obr. 9.19: Plnění urychlovače přes stripping fólii

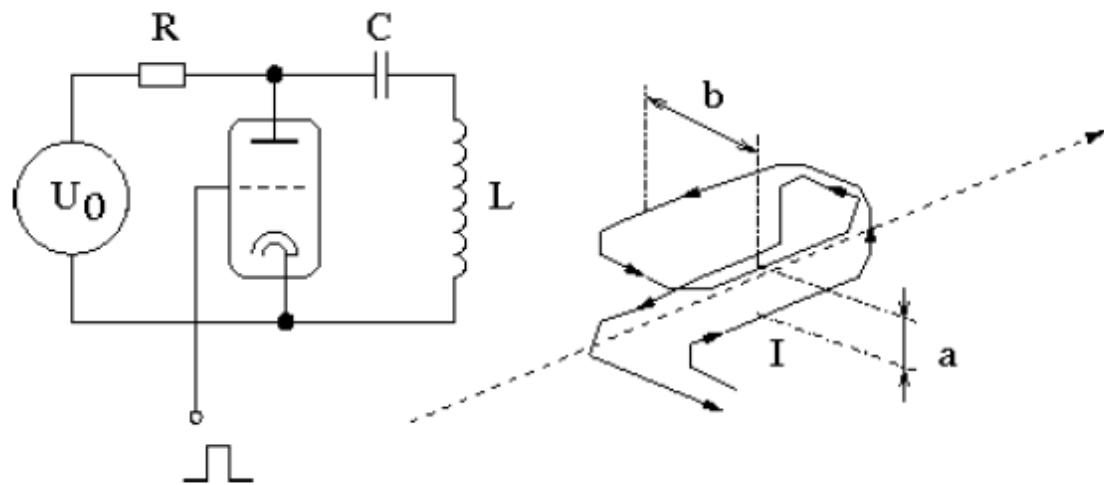
- ELEKTRONIKA KICKERU

Nyní si ukážeme schéma vinutí a elektroniky pulsního magnetu - kickeru. Aby bylo možno dosáhnout minimální délky pulsu, je třeba, aby vinutí kickeru mělo minimální indukčnost. Toho lze docílit způsobem vinutí, které je na obrázku vpravo. Pulsní proud se v cívce magnetu tvoří vybitím kondenzátoru přes sepnutou elektronku, na obrázku vlevo.

Obvykle potřebujeme pulsy o délce $\approx 1 \mu s$. Pro zobrazené vinutí můžeme indukci magnetického pole vypočítat ze vztahu

$$B_z = \frac{4\mu_0 b}{\pi(a^2 + b^2)} I, \quad (9.10)$$

kde I je proud tekoucí vinutím, μ_0 je permeabilita vakua, a, b jsou rozměry vinutí.



Obr. 9.20: Geometrické usporádání a elektronika kickeru

Kapitola 10

Urýchľovače nabitých častíc

Na štúdium vlastností, štruktúry a interakcií elementárnych častíc, výrobu umelých rádionuklidov, ako aj na aplikácie v rôznych oblastiach vedy a techniky je treba použiť častice urýchlené na vysoké kinetické energie. Keďže prírodné rádioaktívne látky poskytujú obmedzenú intenzitu a hlavne energiu emitovaných častíc, je nutné sa obrátiť k umelému urýchľovaniu častíc. Prístroje, ktoré nám to dovoľujú, sa nazývajú urýchľovače častíc.

Umelo urýchliť dokážeme iba stabilné elektricky nabité častice, zatiaľčo častice bez náboja alebo krátko žijúce častice (napr. pióny, hyperóny) možno získať sekundárne interakciami urýchlených nabitých častíc s ďalšími časticami vo vhodnom terčíku (rozpadom častíc sekundárneho zväzku možno získať zväzky terciálne, napr. ν_e či ν_μ). Vlastné urýchľovanie nabitých častíc spôsobuje elektrické pole (s intenzitou \vec{E}) svojim silovým pôsobením na náboj $\vec{F}_e = q\vec{E}$, magnetické pole sa v urýchľovačoch využíva na zmenu dráhy nabitých častíc a tiež zaistuje fokuzáciu zväzku.

Nárast energie urýchľovanej častice za jednotku času je daný vzťahom

$$\frac{dE}{dt} = Ze\vec{v} \cdot \vec{\epsilon} \quad (10.1)$$

kde $\vec{\epsilon}$ je vektor intenzity elektrického poľa. V rezonančných urýchľovačoch elektrické pole zabezpečuje ešte fázovanie zväzku.

Uhlová rýchlosť ω_c nazývaná cyklotrónová frekvencia v magnetickom poli je daná vzťahom

$$\omega_c = \frac{v}{R} = \frac{qB}{m} = \frac{qB}{m_0\gamma} = \frac{qBc^2}{E}. \quad (10.2)$$

Dôležitou vlastnosťou urýchľovačov je ich luminozita. Intenzita, s akou prebiehajú interakcie urýchlených častíc, závisí na hustote ich toku. Charakterizuje sa práve pomocou veličiny zvanej luminozita L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$], čo je počet častíc na jednotku plochy za jednotku času. Na veľkých urýchľovačoch sa dosahuje luminozita $L \approx 10^{31}$ až $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Početnosť produkovaných častíc z interakcií s účinným prierezom σ dokážeme určiť podľa vzťahu $R = \sigma L$.

Budeme predpokladať, že zväzky sú tvorené malými valcovými zhlukmi (*bunches*) častíc s priečnym prierezom S , ktoré sú rovnomerne rozprestrené v oboch smeroch pozdĺž urýchľovacej trubice. Zhluky sa v oblasti experimentu zrážajú s frekvenciou f_B , hustota toku častíc v oblasti experimentu cirkulujúcich v pravotočivom zmysle v kruhovom urýchľovači je $j_R = f_B \frac{N_R}{S}$. Počty

častíc v zhlukoch krúžiacich v pravotočivom (resp. ľavotočivom) zmysle sú N_R (resp. N_L). Potom pre luminozitu kruhového urýchľovača platí vzťah

$$L = f_B \frac{N_R N_L}{S} \quad (10.3)$$

Kedže všetky pozorované udalosti v mikrosvete sú nepriame, spôsoby štúdia mikrosveta sa obmedzujú na rozpady nestabilných mikroobjektov (premena α , β , samovoľné štiepenie) a na realizáciu zrážkových procesov. K realizácii zrážkových procesov je potreba zdroja častíc, terčíkov a detektorov.

10.1 História

História urýchľovačov siaha až do začiatku 20. storočia k Ernestovi Rutherfordovi. Tomu sa v roku 1919 podarilo ožarovaním jadier dusíku alfa časticami premeniť dusík na kyslík. Bola to nielen prvá jadrová reakcia, ale aj prvá transmutácia prvku, čo bol večný sen alchymistov.

Behom ďalších rokov sa vedci snažili rozbiť atómové jadrá. Tu sa objavila prvá iniciatíva využiť urýchlené častice. Rutherford si uvedomil, že prírodné alfa častice sú príliš neúčinné, a že potrebuje umelé zdroje, ktoré poskytujú vyššie energie, ako prirodzená rádioaktivita. V roku 1924 prišiel do jeho laboratória John Cockcroft a spoločne hľadali spôsob, akým urýchliť protóny elektrickým poľom s vysokým napäťom.

V roku 1929 skonštruoval Robert Jemison Van de Graaff prvý funkčný prototyp generátoru vysokého napäťia. V roku 1931 získal na svoj generátor patent. V tom istom roku zostrojil lineárny urýchľovač dlhý 2 metre a dosahujúci energie 1,5 MeV. Generátor vtedy produkoval napätie približne milión voltov, pričom bol vyrobený z materiálu za 90 dolárov.

V roku 1932 sa Johnovi Cockcroftovi a Ernestovi Waltonovi podarilo zostrojiť lineárny urýchľovač na inom princípe, než na ktorom pracoval Van de Graafov stroj. Zdrojom napäťia sa stal tzv. kaskádový generátor. Aj ich sprevádzali ťažkosti pri stavbe nového urýchľovača, najmä pri vytvorení vákuového systému. Ich práca znamenala obrovský posun vpred. Vedci sa totiž domnievali, že na rozbitie jadier bude treba veľmi veľká energia. Ruský fyzik George Gamow teoreticky sformuloval predpoklad tunelového efektu (založeného na kvantovej mechanike), ktorý hovorí, že do jadra sa môžu dostať protóny aj s omnoho menšou energiou.

Na vývoji urýchľovačov sa podieľal aj Rolf Wideroe. Tento nórsky inžinier prišiel už v roku 1922 s návrhom kruhového urýchľovača - bevatronu. V roku 1926 predložil tento návrh ako svoju dizertačnú prácu, no tá bola zamietnutá rovnako ako jeho žiadosť na patentovom úrade. Pre nedostatočné teoretické prepracovanie zostrojil v roku 1927 nefunkčný prototyp. Aj kvôli týmto nezdarom prešiel ku stavbe lineárneho urýchľovača. Ešte v tom roku sa mu podarilo zostrojiť prvý funkčný lineárny urýchľovač. Jeho prevratné myšlienky inšpirovali mnoho vedcov, napr. Ernesta Lawrenca.

Ernest Lawrence dostal prezývku „drtič atómov“. Spoločne so svojim študentom Davidom Sloanom zostrojili v roku 1931 prvý rezonančný lineárny urýchľovač, v ktorom sa postupne elektricky

nabité čästice urýchľujú pomocou vysokofrekvenčného elektromagnetického poľa. Lawrence bol inspirovaný článkom, ktorý Wideroe publikoval. Síce nevedel nemecky, ale z obrázku pochopil hlavnú myšlienku.

V roku 1931 došlo k významnej modifikácii na kruhový urýchľovač, čo bol prvý cyklotrón. Lawrence je nositeľom Nobelovej ceny za tento vynález a predovšetkým za ním získané výsledky v oblasti umelých rádioaktívnych prvkov. Jednalo sa o malý stroj s priemerom 10 cm, protónom sa vtedy podarilo udeliť energiu 80 keV. Vďaka rýchlemu vývoju mali cyklotróny behom dvoch rokov priemer okolo 80 cm a protóny získavali energiu 1,2 MeV. Pomocou cyklotrónu mohol byť atóm rozbitý skôr, než sa to podarilo Cockcroftovi a Waltonovi, no Lawrence svoj prístroj sprvu nepoužíval na fyzikálne pokusy.

Behom tridsiatych rokov boli v Berkeley uvedené do prevádzky stále väčšie cyklotróny a stávali sa užitočnejším nástrojom aj pre iné vedecké odvetvia. Jednou z oblastí, ktorou sa Lawrence zaoberal, bola príprava rádioaktívnych izotopov pre medicínu a biológiu.

V roku 1940 zstrojil Donald Kerst magnetický indukčný urýchľovač elektrónov - betatron. Princíp indukčného urýchľovania spracoval už v dvadsiatych rokoch Wideroe. Aj Kerstove experimenty sa stretávali s problémami, jeho prístroj¹ tak namiesto pôvodných 400 dolárov stál 2000 dolárov. Postupne sa však ukázalo, že cyklotrónová technika naráža na technické problémy, ktoré limitujú energiu dosiahnutú na tomto typu urýchľovača na cca 20 MeV. Na dosiahnutie vyšších energií museli byť vynájdené nové typy urýchľovacej techniky.

Po druhej svetovej vojne vynašiel Lawrencov kolega Edwin McMillan nový typ urýchľovača - synchrotron. V ňom sa čästice nepohybujú po špirále, ale po kruhovej dráhe. Prvý protónový synchrotron pracoval v BNL (Brookhaven National Laboratory) neďaleko New Yorku. V roku 1952 dosiahol energiu až 3 GeV. Bol to prvý urýchľovač, ktorý poskytoval čästice s energiou porovnateľnou s kozmickým žiarením a preto sa mu tiež hovorilo aj kozmotron. V roku 1955 vyprodukovali fyzici na tomto urýchľovači antiprotóny. Kozmotronu patrilo prvenstvo až do doby, než v Berkeley v roku 1954 uviedli do prevádzky Bevatron² s energiou 6 GeV.

V decembri 1949 sa vo Švajčiarsku konala konferencia spojených národov, ktorá sa zaoberala biednym stavom vedy v povojnovej Európe. Vedci sa behom vojny rozutekali po celom svete a centrum výskumu sa presunulo do USA. Tu po prvýkrát zaznela výzva francúzskeho fyzika Louisa de Broglieho, ktorý doporučil založiť medzinárodné výskumné laboratórium. O 6 mesiacov neskôr sa neďaleko Ženevy zrodil CERN. S výstavbou sa začalo v roku 1954. Rusi nechceli zaostávať za zbytkom sveta a tak po vzore CERNu založili Spojený ústav jadrových výskumov v meste Dubna. V roku 1956 bola podpísaná zmluva, ktorá definuje tento ústav ako medzinárodnú inštitúciu s niekoľkými členskými štátmi. V roku 1957 tu bol uvedený do prevádzky synchrofázotron, ktorý dosahoval svetový rekord 10 GeV.

Studená vojna na poli vedeckom znamenala predovšetkým konkurenciu medzi CERNom, BNL a Dubnou. Hlavným cieľom CERNu bolo postaviť protónový synchrotron PS s energiou 28 GeV,

¹jeho prístroj niesol niekoľko názvov, napr. Rheotron, Inductron, Super-X-Ray Machine, Cosmic Ray Machine, Ausserordentlichhochgeschwindigkeitelektronenentwickelndenschwerarbeitsbeigollitron.

²Názov pochádza zo skratky Billions of electronvolts - BeV

najväčší urýchľovač tej doby, a prekonať tak ruské prvenstvo. BNL plánovala výstavbu urýchľovača AGS (Alternativ Gradient Synchrotron), ktorý mal dosiahnuť energiu 30 GeV a získať tak rekord. V roku 1959 po spustení synchrotrónu v CERNe Európa tento závod vyhrala. Rivalita medzi laboratóriami bola taká, že dokonca sovietsky kolegovia poslali fľašu vodky určenú špeciálne na túto príležitosť do CERNu. Fľaša kolovala po úspešnom spustení kontrolou miestnosťou. Potom vedúci skupiny PS, John Adams, uložil do práznej fľaše záznamy, ktoré dokumentovali dosiahnutý úspech, a nechal fľašu poslať naspäť do Ruska.

V roku 1967 poskytol prvý zväzok lineárny urýchľovač SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) v Berkeley. Veľký zlom v ich práci nastal, keď posunuli detektory ďalej od línie zväzku, aby mohli pozorovať elektróny, ktoré zmenili smer. K údivu všetkých bolo týchto elektrónov veľmi veľa. V tej dobe tu pôsobil Richard Feynman a James Bjorker. Vďaka ich prevratnému experimentu dospeli k záveru, že vnútri nukleónu sa nachádzajú nabité bodové objekty.

Ďalším americkým centrom zaobrajúcim sa urýchľovaniu častíc bol Fermilab (Fermi National Accelerator Laboratory). Bol založený v roku 1967 a prvým riaditeľom sa stal Robert Wilson, vynálezca hmlovej komory. Od roku 1983 sa tu nachádzal najväčší urýchľovač sveta - Tevatron. Ten so svojim obvodom 6,28 km dosahoval energiu 980 GeV. K najvýznamnejším objavom patrí objav charmonia, b kvarku, t kvarku a τ neutrína.

10.2 Zdroje častíc na urýchľovanie

Zdroj urýchľovaných častíc (iónový zdroj) emituje do štartovacieho miesta urýchľovacieho systému požadovaný druh častíc ako sú elektróny, protóny či ťažšie ióny. V najjednoduchšom prípade sa jedná o ionizačnú trubicu obsahujúcu príslušný zriedený plyn (napr. vodík), kde v tlejúcom výboji medzi katódou a anódou (pri napätí stovky až tisíce voltov) vznikajú ióny a tie sú pomocou tenkej kapiláry vedené elektródou do urýchľovacieho systému.

Na získanie ťažkých iónov sa používa výboj v zriedenom plyne (obsahujúcom príslušný prvok) pri dostatočne vysokom napätí, aby dochádzalo k ionizácii aj na K-šupke. Vznikajú pritom ióny s rôznym stupňom ionizácie, z ktorých je treba požadované jadrá (ióny s najvyšším stupňom ionizácie) odseparovať pomocou magnetického poľa a zaviesť ich do urýchľovacieho systému.

Pre urýchľovače elektrónov je zdrojom obyčajná žeravá katóda (termoemisia elektrónov) opatrená vhodnými urýchľujúcimi a fokuzujúcimi anódami.

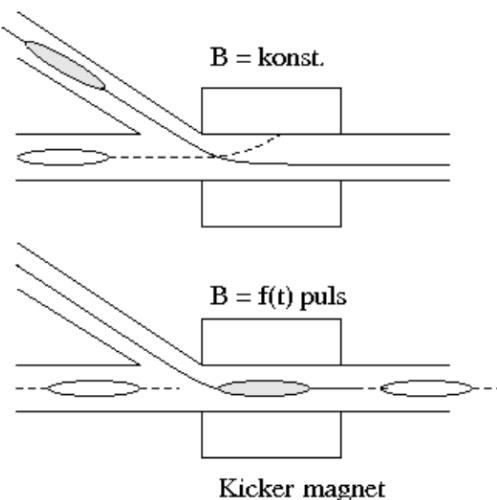
Zložitejšie sa pre urýchlenie získavajú antičastice. Napr. pozitróny sa získavajú ostreľovaním terčíku z materiálu s vysokým protónovým číslom Z urýchlenými elektrónmi, pričom elektromagnetickou interakciou v poli jadier vznikajú okrem iného aj pozitróny. Podobne antiprotóny je nutné získavať ostreľovaním vhodného terčíku protónmi urýchlenými na energie vyššie než 3 GeV, kedy dochádza k reakciám $p + p \rightarrow 2p + p + \bar{p}$.

Pri veľkých urýchľovačoch s vysokými energiami sa ako zdroje častíc k urýchleniu niekedy používajú injektory - do hlavnej komory sú predurýchlené častice vstrekovane pomocným lineárnym či kruhovým urýchľovačom (s energiou v rádoch MeV, prípadne GeV) a následne urýchľované na požadovanú vysokú energiu.

10.3 Injekcia častíc do storage ringu

Častice vyrobené v zdroji a predurýchlené lineárnym urýchľovačom je treba vstreknúť do synchrotrónu, ktorý ich ďalej urýchli. To možno spraviť buď pomocou pulzných magnetov alebo - v špeciálnych prípadoch - pomocou vstrekovania cez stripping fóliu. Vďaka urýchľovacím vysokofrekvenčným dutinám môže byť na obvode synchrotrónu umiestnené iba určité množstvo zhlukov častíc. Pokiaľ sú všetky tieto pozície zaplnené zhlukmi na osi zväzku, nemožno už na os zväzku ďalšie zhluky pridať. V tejto súvislosti hovoríme o zaplnenom pozdĺžnom fázovom priestore urýchľovača.

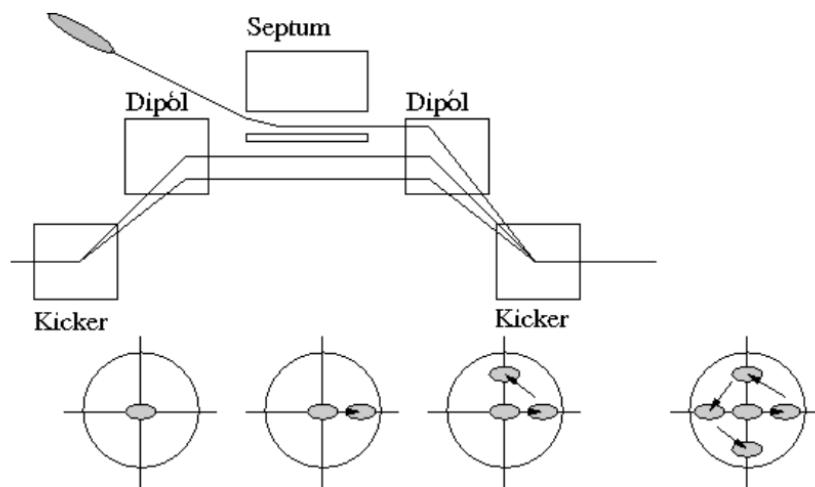
Keby sme na navedenie zhluku na dráhu v synchrotróne použili magnet s konštantnou magnetickou indukciou, došlo by k tomu, že vstrekovaný zhluk by sa síce dostal na správnu dráhu, ale zhluky v urýchľovači už cirkulujúce by z nej boli vychýlené a dopadli by na stenu zväzkovej trubice. Pomocou pulzného magnetického poľa pôsobiaceho iba počas doby preletu vstrekovaného zhluku sa tomuto problému môžeme vyhnúť, čo je znázornené na obr. 10.1.



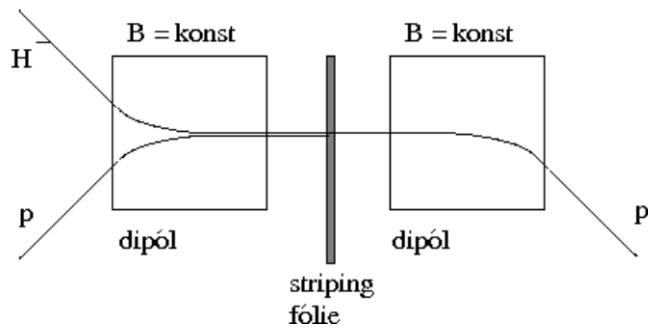
Obr. 10.1: Injekcia častíc do urýchľovača, zapĺňanie pozdĺžneho fázového priestoru.

Pokiaľ potrebujeme pridať do synchrotrónu ďalšie zhluky častíc, môžeme využiť aj priečny fázový priestor, do ktorého možno umiestniť niekoľko zhlukov mimo os zväzku. Tento postup môžeme realizovať pomocou sústavy magnetov znázornenej na obr. 10.2. Na obrázku je znázornené aj postupné plnenie v priečnej rovine.

Protóny môžeme injektovať pomocou stripping fólie. Negatívne vodíkové ióny sú vstreknuté do konštantného dipólového magnetického poľa, ktoré v našom prípade na obr. 10.3 zatáča doľava. Po prelete stripping fóliou sú odtrhnuté oba elektróny a ďalej pokračuje iba kladný protón. Po obehu synchrotrónom sa protón dostáva do poľa prvého magnetu, ktorý ho vďaka pozitívному náboju zatáča doprava a dopraví ho na rovnakú dráhu ako vstrekovaný ión.



Obr. 10.2: Plnenie priečneho fázového priestoru urýchľovača.



Obr. 10.3: Plnenie urýchľovača cez stripping fóliu.

10.4 Zrážače

Ak dopadá urýchlená častica na pevný a nepohyblivý terčík a tam sa zrazí s ďalšími časticami alebo jadrom, spotrebuje sa na vlastnú interakciu v skutočnosti len malá časť kinetickej energie nalietavajúcej častice, pretože podľa zákona akcie a reakcie sa časť energie dopadajúcej častice premení na kinetickú energiu odrazenej častice a novo vzniknutých častíc. Pre výsledok interakcie je dôležitá kinetická energia v ťažiskovej sústave oboch častíc - len tá sa skutočne spotrebuje na vlastnú interakciu.

Podstatné zvýšenie efektívnej energie interakcie môžeme dosiahnuť tým, že nalietavajúca a terčíková častica sa budú pohybovať oproti sebe s porovnatelne veľkými kinetickými energiami. Obe takéto častice sa potom po zrážke prakticky zastavia a skoro celá ich kinetická energia sa môže využiť na vlastnú interakciu a tvorbu nových častíc. V tom spočíva metóda protichodných³ zväzkov bez použitia klasického terčíku - obe častice, ktorých interakcie chceme skúmať, sa urýchlia na vysoké energie a v protichodných zväzkoch sa púšťajú oproti sebe tak, aby sa vzájomne čelne

³česky vstřícných

zrážali a interagovali.

Výhodou protichodných zväzkov je veľká hodnota energie, ktorá sa využije na vlastnú interakciu a tiež to, že experimentálna aparátura je umiestnená okolo miesta zrážky (tzv. 4π geometria). Nevýhodou je to, že nemôžeme formovať sekundárne zväzky, naviac prevedenie experimentov využívajúcich protichodné zväzky je podstatne pomalšie ako experimenty pracujúce s pevnými terčíkmi (pevný terčík totiž obsahuje viac častíc ako zväzok).

Oba zväzky sa urýchľujú buď v jednej trubici (napr. elektrón-pozitrónové zväzky), alebo v dvoch rôznych trubiciach. V danom mieste urýchľovacieho prstenca sa oba zväzky urýchlených častíc, letiacich opačným smerom oproti sebe, pôsobením magnetického poľa fokusujú a navedú sa tak, aby sa čelne zrážali. Prístroje tohto druhu sa nazvajú zrážače (*collidery*) a umožňujú študovať interakcie častíc s podstatne vyššími efektívnymi energiami ako klasické urýchľovače s pevnými terčíkmi. Miesto, kde dochádza k interakciám - interakčná oblasť - je obklopené zložitým detekčným systémom pre detailné štúdium sekundárnych častíc. Zrážače sa používajú iba na bádateľský výskum interakcií častíc s vysokou energiou za vzniku nových exotických častíc.

10.5 Lineárne urýchľovače

Lineárne urýchľovače urýchľujú nabité častice pôsobením elektrického poľa behom ich pohybu po priamej dráhe. Môžeme ich rozdeliť na elektrostatické a vysokofrekvenčné.

Výhody lineárnych urýchľovačov oproti kruhovým sú najmä: jednoduchšia stavba, netreba možutné magnety, jednoduchosť injekcie a extrakcie častíc či urýchľovanie bez strát synchrotrónovým žiareniom elektrónov. Oproti tomu nevýhodami sú fokuzácia a príliš veľká dĺžka urýchľovača.

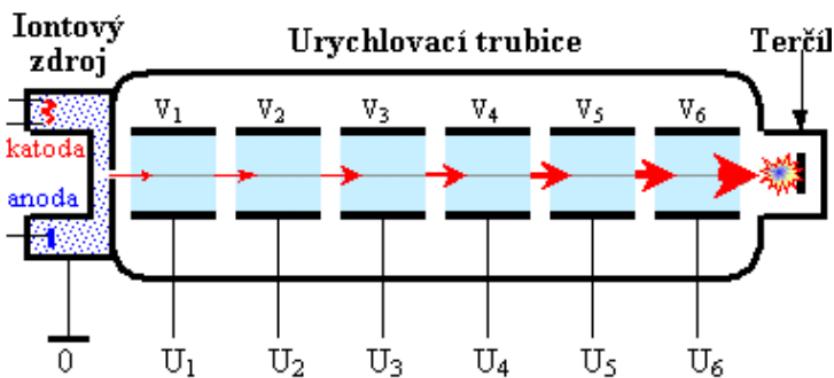
10.5.1 Elektrostatické lineárne urýchľovače

Elektrostatické lineárne urýchľovače sa skladajú zo zdroja vysokého napätia, dutej vákuovej urýchľovacej trubice a terčíku, kam dopadajú urýchlené častice. Iónový zdroj emituje častice do systému zloženého z niekoľkých kovových valcových elektród V_1, V_2, \dots, V_n , medzi ktorými sa nachádza postupne rastúce vysoké napätie U_1, U_2, \dots, U_n . Častice s nábojom q sú urýchľované elektrostatickým poľom na energiu $E = q(U_1 + U_2 + \dots + U_n)$. Medzera medzi dvomi po sebe nasledujúcimi elektródami pôsobí na častice ako „elektrická šošovka“. Zväzok častíc potom dopadá na terčík. Ten je zdrojom žiarenia X .

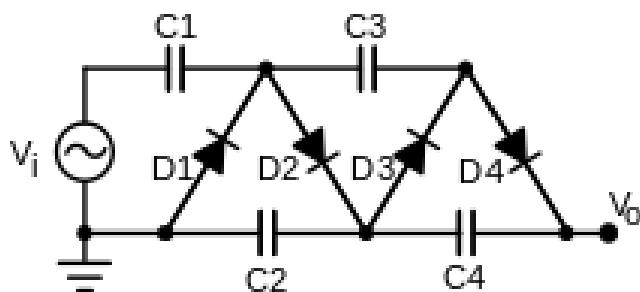
Existujú dva typy zdroja napätia (ich názov sa potom používa aj pre názov samotného urýchľovača):

- Cockcroft-Waltonov generátor

Jeho základom je násobič napätia. V kaskádovom generátore sa vysoké napätie dosiahne mnohonásobným zvýšením striedavého napätia, získaného transformátorom. Cockcroft-Waltonov urýchľovač sa v dnešnej dobe používa v obrúč urýchľovačoch ako predstupeň hlavného urýchľovača. Získaná energia je až 4 MeV.



Obr. 10.4: Schéma elektrostatického lineárneho urýchľovača.



Obr. 10.5: Schéma dvojstupňového Cockcroft-Waltonovho generátoru.

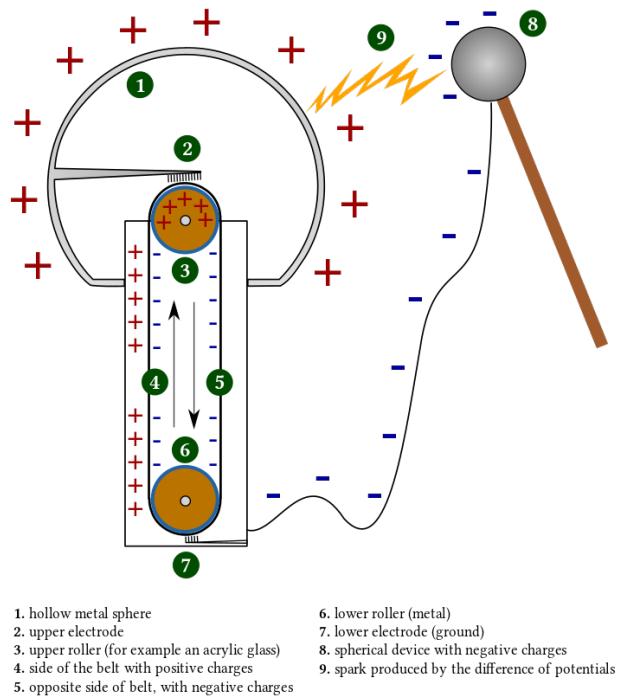
- Van der Graafov generátor

Van der Graafov generátor je anglická hudobná skupina hrajúca progresívny rock. Kapela bola založená v roku 1967 v Manchesteri spevákom Peterom Hammillom. Tou sa ale zaoberať nebudeme. Nás totiž zaujíma zdroj vysokého napäťia s rovnakým názvom.

Toto zariadenie je založené na známom pokuse z elektrostatiky a v zmenšenom prevedení ho nájdeme v každom fyzikálnom kabinete. Princíp tohto generátoru je v tom, že pokiaľ sa vnútri vodiča nachádza dutina, v ktorej nie sú žiadne makroskopické náboje, zostáva intenzita elektrického poľa v tejto dutine nulová. Pole v dutine je vykompenzované poľom povrchových nábojov. Pomocou pohyblivého pásu z izolujúceho materiálu, ako napr. hodváb či guma, sa prenáša kladný náboj z externého zdroja do vnútra kovovej gule, tam je potom odvedený na jej povrch a pole vnútri ostáva nulové. Vybitá časť pásu sa potom vracia k novému nabitiu. S opakovaným privádzaním náboja do vnútra vodiča môžeme tento vodič nabiť teoreticky neobmedzene veľkým nábojom. Obmedzenie potenciálu, dosiahnutého na guľách elektrostatického generátoru je dané prierazným napäťom obklopujúceho plynu. Preto sa ukázalo účelnejším umiestniť generátor do vzduchotesného obalu, vnútri ktorého sa vytvorí tlak niekoľko atmosfér, čím sa zvyšuje prierazné napätie. Ešte účinnejšie je umiestnenie generátoru v stlačenom plyne s veľkou elektrickou pevnosťou, napr. freón.

Malý elektrostatický urýchľovač elektrónov mal kedysi doma každý z nás, jedná sa totiž o televíznu CRT (Cathode Ray Tube) obrazovku, v ktorej sa elektróny urýchľujú elektrickým poľom

Van de Graaff Generator



Obr. 10.6: Schéma Van der Graafovho generátoru.

s napäťom okolo 16 kV.

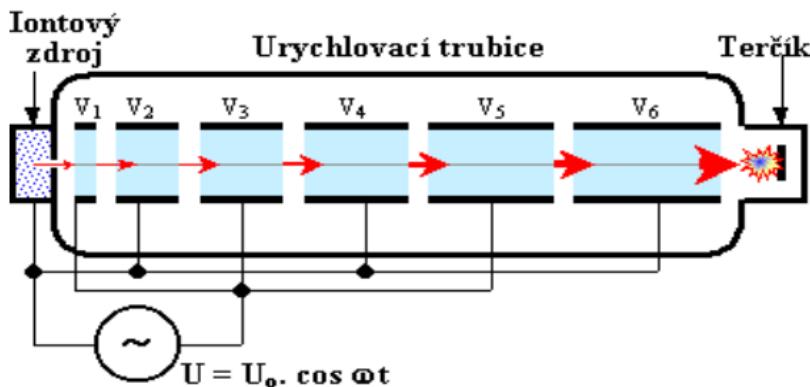
10.5.2 Vysokofrekvenčné lineárne urýchl'ovače

Jedná sa o efektívnejší spôsob urýchľovania nabitých častíc na vysokú energiu bez použitia enormne vysokého napäťia. Zo zdroja Z sú časticie emitované do urýchľovacieho systému valcových elektród V_1, V_2, \dots, V_n , ktoré sú pripojené ku striedavému elektrickému napätiu

$$U(t) = U_0 \cos(\omega t) = U_0 \cos(2\pi f t) \quad (10.4)$$

s amplitúdou U_0 a frekvenciou f . K jednému pólu vysokofrekvenčného zdroja elektrického napäťia sú pripojené nepárne valce, k druhému pólu párne valce. Ak prejde kladná častica s nábojom q a hmotnosťou m zo zdroja Z vo fáze, kedy prvá valcová elektróda V_1 má záporný potenciál $-U_0$, potom získa energiu $E_1 = qU_0$ a rýchlosť $v_1 = \sqrt{\frac{2qU_0}{m}}$, takže vzdialenosť l_1 vnútri valca V_1 preletí za čas $t_1 = \frac{l_1}{v_1}$. Frekvenciu f striedavého napäťia volíme práve tak, aby častica vstúpila do medzery medzi valcami v okamžiku, kedy sa polarity obrátia a valec V_1 má kladný potenciál a valec V_2 naopak záporný potenciál, potom sa častica znova urýchlí o energiu qU_0 , čo znamená, že má už energiu $2qU_0$. Pokiaľ chceme docieliť to, aby sa časticie pri prechode každou elektródou urýchlila, musí byť synchronizácia medzi frekvenciou f , napäťím U a dĺžkami elektród l_k volená tak, aby sa obrátila polarity striedavého napäťia behom prechodu častíc medzi elektródami. Ako je vidieť na obrázku 10.7, musí sa dĺžka valcových elektród zvyšovať, ako narastá rýchlosť častíc.

K samotnému elektrickému urýchleniu potom dochádza v medzérach medzi elektródami, vnútri valcov preliatajú častice iba vďaka zotrvačnosti.



Obr. 10.7: Schéma vysokofrekvenčného lineárneho urýchľovača.

Vývojom lineárnych vysokofrekvenčných urýchľovačov sa frekvencia f stále zvyšovala a valcové elektródy nahradili dutinové rezonátory. Tieto lineárne urýchľovače používajú na vytvorenie urýchľujúceho poľa vlnovody, napájané frekvenciou niekoľko GHz z klystronových generátorov.

- vysokofrekvenčné lineárne urýchľovače s postupnou vlnou

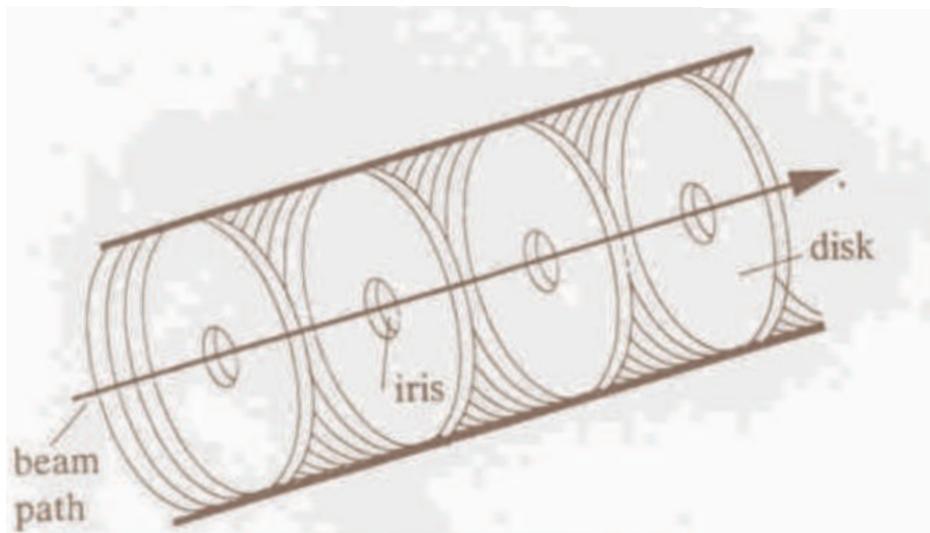
Tieto urýchľovače sa používajú na urýchlenie elektrónov. Urýchľovaciu trubicu tvorí vlnovod, ktorým postupuje elektromagnetická nosná vlna. Po vstreknutí častíc zo zdroja do vlnovodu sa tieto častice stretnú s nosnou vlnou, fázová rýchlosť vlny je menšia než rýchlosť svetla. Pokiaľ budú mať častice v okamžiku stretu zhodnú rýchlosť s elektromagnetickou vlnou, budú si svoju polohu vzhľadom k vlnie zachovávať. Tým budú častice trvalo pod vplyvom urýchľujúceho poľa, ako keď morská vlna nesie loďku. Tento vlnovod je v podstate valcovitá trubica, v ktorej sa nachádzajú kruhové clony s otvorom uprostred. Týmito clonami sa zaistí zaťaženie vlnovodu, vďaka nemu potom bude fázová rýchlosť šírenia elektromagnetickej vlny menšia ako rýchlosť svetla.

- vysokofrekvenčné lineárne urýchľovače so stojatou vlnou

Vo vysokofrekvenčnom lineárnom urýchľovači prejde vysokofrekvenčná vlna po urýchľovacej dráhe a na konci sa odrazí naspäť. Vznikne tak stojatá vlna s veľmi veľkým silovým poľom, ktorá silno urýchľuje elektróny do 10 MeV s frekvenciou 100 Hz až 100 kHz. V oboch prípadoch dôjde k veľkému urýchleniu na krátkej dráhe.

10.6 Kruhové urýchľovače

Najväčšie súčasné urýchľovače sú urýchľovače kruhové. Jedná sa o veľmi účinný spôsob, ako urýchľovať nabité častice na vysoké energie ich mnohonásobným urýchlením v elektrickom poli, ktoré sú opakovane vracané po kruhovej dráhe pôsobením magnetického poľa. Na časticu s nábojom



Obr. 10.8: Urýchľovacia štruktúra pre elektrónový lineárny urýchľovač s kruhovými clonami.

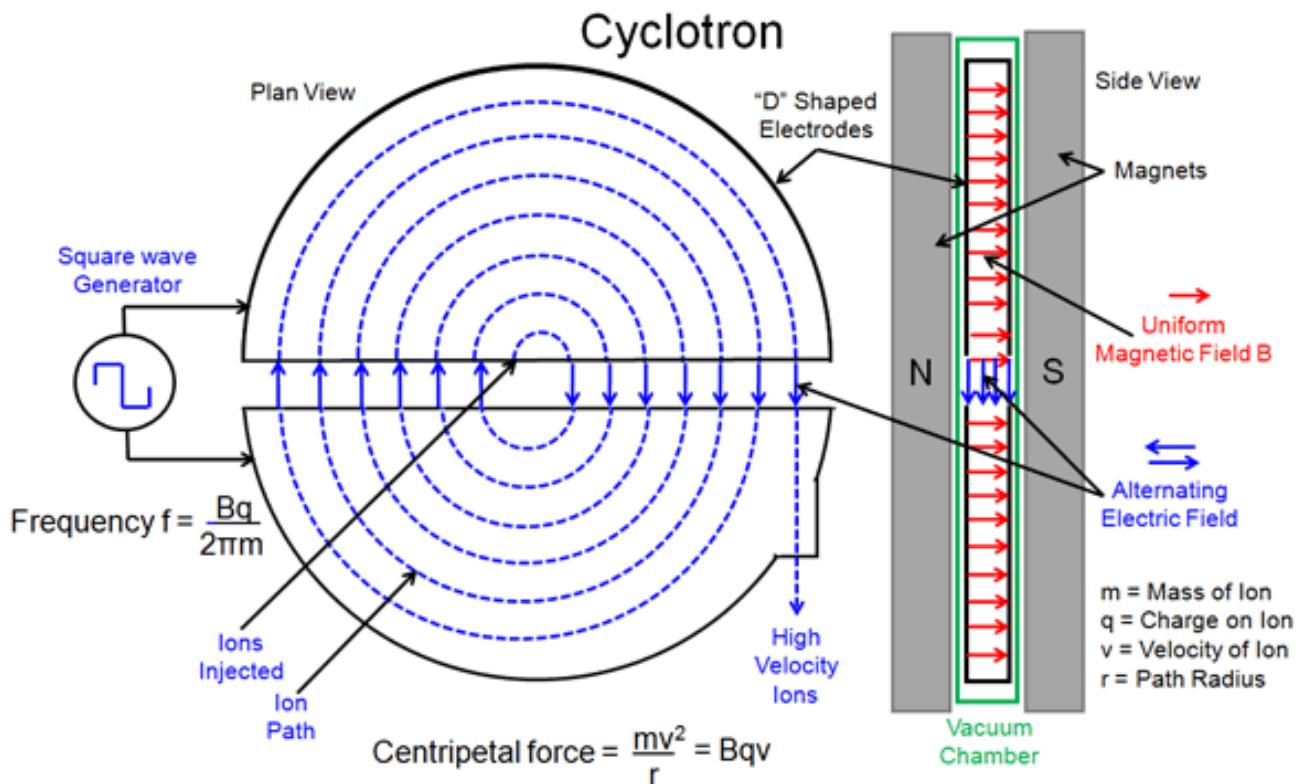
q tu pôsobí ako elektrická urýchľujúca sila $\vec{F}_e = q\vec{E}$, tak aj Lorentzova $\vec{F}_m = q\vec{v} \times \vec{B}$, ktorá pôsobí v magnetickom poli s intenzitou B kolmo na smer pohybu častice s rýchlosťou v . Nabité častica potom vplyvom pôsobenia magnetickej sily koná kruhový pohyb s polomerom $R = \frac{mv}{Bq}$. Pokiaľ je vo vhodných miestach cyklickej dráhy synchrónne použité elektrické pole, častice sú periodicky urýchlené pri každom svojom obehu.

10.6.1 Cyklotrón

Jedná sa o základný typ kruhového urýchľovača. Používa sa na urýchľovanie do energií 15 MeV ťažkých nabitych častíc, napr. protónov alebo deuterónov.

V cyklotróne sa častice pohybujú vnútri dvoch polkruhových dutých kovových komôr, duantov, označených D_1 a D_2 , umiestnených medzi pôlovými nástavcami obrovského magnetu, medzi ktorými sa nachádza urýchľovacia medzera. K duantom je priložené striedavé napätie $U = U_0 \cos(2\pi ft)$. Po tom, čo sú častice vstreknuté zo zdroja do stredu urýchľovacej medzery, sú vďaka pôsobeniu elektrickej sily vtiahnuté do jedného z duantov, ktorý má práve opačnú polaritu. Vnútri duantu je potom sila elektrického poľa odtienená silou silného magnetického poľa, vďaka ktorej sa častice pohybujú po polkružnici s polomerom $R = \frac{mv}{Bq}$. Frekvencia obehu častice je konštantná $f = \frac{Bq}{2\pi m}$. Častica sa pohybuje po špirálovej dráhe, kde ju drží časovo nemenné magnetické pole. Aby sme dosiahli synchronizáciu, musí byť frekvencia zdroja zhodná s frekvenciou obehu častice. Keď častica opíše polkružnicu v prvom duante, dorazí opäť do urýchľovacej medzery medzi duantami. Polarita je už opačná, častica je opäť urýchlená elektrickým poľom, čo znamená, že do druhého duantu je vtiahnutá s rýchlosťou v_2 , ktorá je väčšia než rýchlosť v_1 , s ktorou bola vtiahnutá do prvého duantu. Pri prechode z jedného duantu do druhého sa častica vždy urýchli a zväčší sa tiež polomer jej dráhy, čo znamená, že častica sa pohybuje po špirále. To sa deje, až pokým častica nevstúpi do poslednej dráhy, ktorá má maximálny polomer. Tu je potom magneticky alebo elektrostaticky vyvedená a narazí na terčík, kde vyvolá požadované procesy. Ak častica dosiahne relativistické rýchlosťi, začne jej hmotnosť rásť a doba obehu sa predĺži. Rast

hmotnosti v závislosti na rýchlosť je vyjadrený vzťahom $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$. Častica už preto nemôže byť urýchľovaná striedavým napäťom s konštantnou frekvenciou, ale urýchlovaciu frekvenciu treba prispôsobiť frekvencii obehu častic tak, aby s ňou bola stále v rezonancii. Takto modifikovaný cyklotrón sa nazýva fázotron alebo synchrocyklotrón.



Note that the accelerating field frequency is independent of the particle velocity and the path radius

Obr. 10.9: Schématické znázornenie cyklotrónu.

10.6.2 Synchrocyklotrón

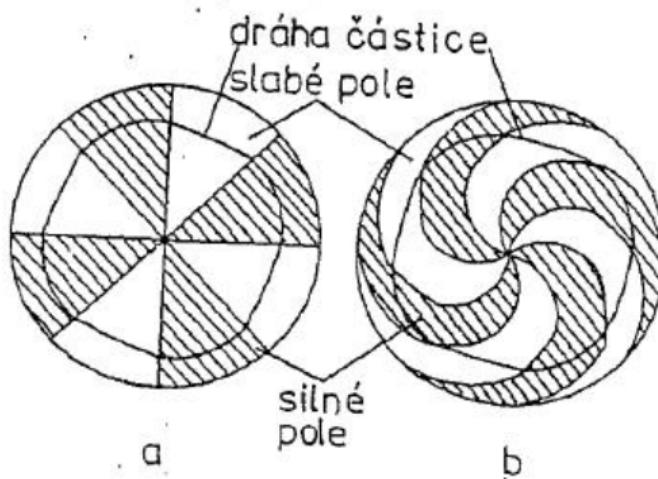
Pre dosiahnutie vyšších energií je nutné kompenzovať vplyv rastu relativistickej hmotnosti s rýchlosťou, čím je spôsobený pokles uhlovej rýchlosťi jednotlivých častic na ich špirálovom pohybe. Vzhľadom k periodicky sa meniacemu urýchľovaciemu elektrickému poľu s konštantnou frekvenciou sa časticie spomaľujú. Periodickou zmenou frekvencie možno dosiahnuť synchronizácie s klesajúcou frekvenciou obiehajúcej časticie. Fokuzácia je zaistená vhodným priemetom magnetického poľa.

10.6.3 Izochrónny relativistický cyklotrón

Ďalšie odstránenie nežiadúceho rastu hmotnosti sa spraví nárastom magnetickej indukcie s polomerom dráhy. Tým je ale porušená podmienka axiálnej fokuzácie, vďaka ktorej bolo magnetické pole na okraji slabšie, ako uprostred. Pri izochrónnom relativistickom cyklotróne je magnet

rozdelený na sektory, magnetické pole je striedavo silné a slabé a prechod medzi sektormi fokusuje zväzok častíc. Frekvencia vysokofrekvenčného generátoru je konštantná.

Tieto cyklotróny sa používajú do energií asi 600 MeV, možno v nich dosiahnuť prúd niekoľko stoviek μA . Často sú používané ako mezónové továrne, t.j. z terčíku ožiareného urýchlenými protónmi sa získavajú veľmi intenzívne zväzky mezónov π či K . Najvýznamnejší izocyklotron je kanadský Triumf urýchľujúci protóny na 520 MeV.

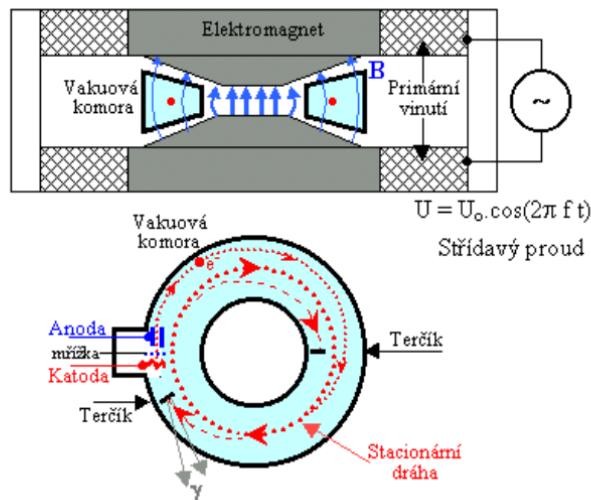


Obr. 10.10: Schéma usporiadania magnetického poľa v izochrónnom cyklotróne. Magnet je rozdeľený na radiálne (a) alebo špirálne (b) sektory. Vektor magnetickej indukcie \vec{B} smeruje kolmo na obrázok.

10.6.4 Betatron

Názov je odvodený od rozpadu beta, ktorého produktom sú práve elektróny. Jedná sa teda o urýchľovač elektrónov. Elektróny, pohybujúce sa na dráhe s nemenným polomerom sú urýchľované silou elektromagnetickej indukcie. Jedná sa v podstate o transformátor, ktorého primárne vinutie je napájané striedavým prúdom a ktorého sekundárnym závitom je vákuová urýchľovacia trubica v tvare prstenca, ktorý je zhotovený z izolujúceho materiálu, ako je napr. sklo, alebo porcelán. Trubica sa nachádza medzi pólovými nástavcami magnetu. Striedavý prúd v primárnej časti urýchľuje elektróny v sekundáre pozdĺž kruhovej dráhy. Už čiastočne urýchленé elektróny sú vo vhodnom okamžiku vstrekované do urýchľovacej trubice elektrónovou tryskou, tvorenou katódou. Ich dráha sa špirálovito zakriva, až sa dostanú na kruhovú dráhu, kde sa ich rýchlosť zväčšuje. Na konci urýchľovania sa elektróny pohybujú po špirále z vonkajšej strany, kde narazia na terčík. Elektróny v urýchľovači prebehnú veľmi veľkú dráhu a nepatrné odchýlky znamenajú náraz častice na stenu a stratu energie. Preto je opäť veľmi dôležitá fokuzácia. Tá pôsobí rovno v dvoch smeroch, axiálnom a radiálnom. V axiálnom smere upravujeme magnetické pole pomocou pólových nástavcov magnetu tak, aby na okraji bolo slabšie, než uprostred. V radiálnom sa zaistuje návrat častíc na stabilnú dráhu.

Betatrony sa používajú na urýchlenie elektrónov do energií približne 300 MeV⁴. Častice získajú pri každom obehu približne 100 eV. Betatrony sa v šesťdesiatych až osiemdesiatych rokoch používali v rádioterapii, hlavne ako zdroj tvrdého brzdného γ žiarenia s energiou do cca 40 MeV.



Obr. 10.11: Schématické znázornenie betatronu.

10.6.5 Mikrotrón

Špeciálnym, ale zriedka používaným typom kruhového urýchľovača, je mikrotrón. V magnetickom poli medzi pólovými nástavcami silného elektromagnetu je umiestnená plochá valcová komora s vysokým vákuom, podobne ako pri cyklotróne, avšak miesto duantov je pri okraji komory umiestnený elektrický urýchľovací systém - dutinový rezonátor (napájaný vysokofrekvenčným napäťom). Elektróny preletavajú mnohokrát týmto rezonátorom, kam sú po kruhovej dráhe vracané magnetickým poľom, pričom pri každom prelete sú urýchľované na väčšie a väčšie energie. Vzhľadom ku zvýšenej kinetickej energii je polomer dráhy elektrónu po každom prelete rezonátoru väčší a väčší. Aby elektrón prišiel medzi elektródy rezonátoru v správnej fáze períody vysokofrekvenčného napäťa a mohol byť znova urýchlený, je treba splniť podmienky rezonancie

$$\omega_c = \frac{qBc^2}{mc^2} = \frac{qBc^2}{E_k + m_0c^2}. \quad (10.5)$$

Periód obehu je potom

$$T = \frac{2\pi}{\omega_c} = \frac{2\pi m_0}{Bq} \left(1 + \frac{E_k}{m_0c^2} \right) \quad (10.6)$$

a pre polometry dráh platí vzťah

$$R = \frac{p}{Bq} = \frac{1}{Bqc} \sqrt{E_k(E_k + 2m_0c^2)}. \quad (10.7)$$

V mikrotrónoch každé urýchlenie dodá elektrónu energiu m_0c^2 , ako je zrejmé z tabuľky 10.1.

⁴typicky však urýchľujú elektróny len do energií 20 až 50 MeV

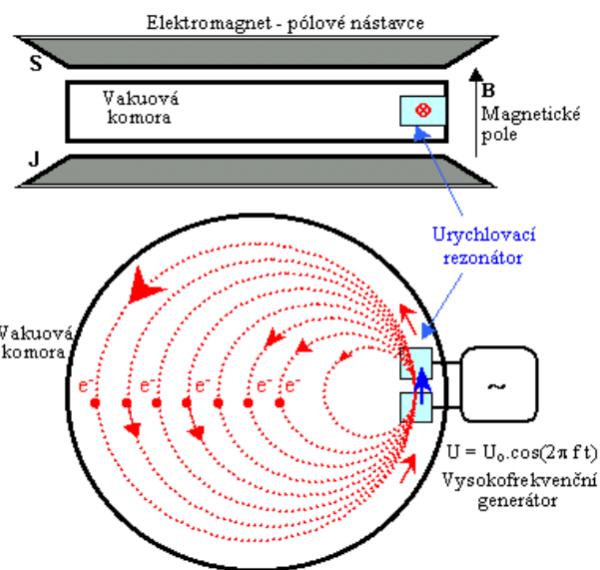
Urýchlenie	Energia	Doba obehu	Polomer
Prvé	$E_k = m_0 c^2$	$T_1 = \frac{2\pi m_0}{Bq} (1+1) = 2T_0$	$R_1 = \frac{m_0 c^2}{Bqc} \sqrt{3}$
Druhé	$E_k = 2m_0 c^2$	$T_2 = \frac{2\pi m_0}{Bq} (1+2) = 3T_0$	$R_2 = \frac{m_0 c^2}{Bqc} \sqrt{8}$
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots
k -te	$E_k = km_0 c^2$	$T_k = \frac{2\pi m_0}{Bq} (1+k) = (1+k)T_0$	$R_k = \frac{m_0 c^2}{Bqc} \sqrt{k(k+2)}$

Tabuľka 10.1: Energia, doba obehu a polomer kruhovej trajektórie urýchľovanej častice v mikrotróne.

Frekvencie vysokofrekvenčného generátoru sa volia tak, aby $\tau_{gen} = T_0$. Doba obehu je potom vždy celým násobkom períody τ_{gen} , vďaka čomu bude elektrón prichádzať do vysokofrekvenčného poľa generátoru vždy v správnej fáze a bude poľom urýchlený.

Elektróny na urýchlenie sa vstrekujú elektrónovým delom, prípadne sa získajú emisiou zo stien rezonátoru. Mikrotróny sa občas používajú na urýchľovanie elektrónov na energiu niekoľko MeV, ich prednosťou je však dosiahnutie vysokých intenzít toku urýchlených elektrónov vo zväzku. Z jednotlivých dráh možno vyextrahovať monoenergetické zväzky elektrónov, z menších dráh nižšie energie, z dráhy s najväčším polomerom pri okraji urýchľovacej komory potom elektróny s maximálnou energiou.

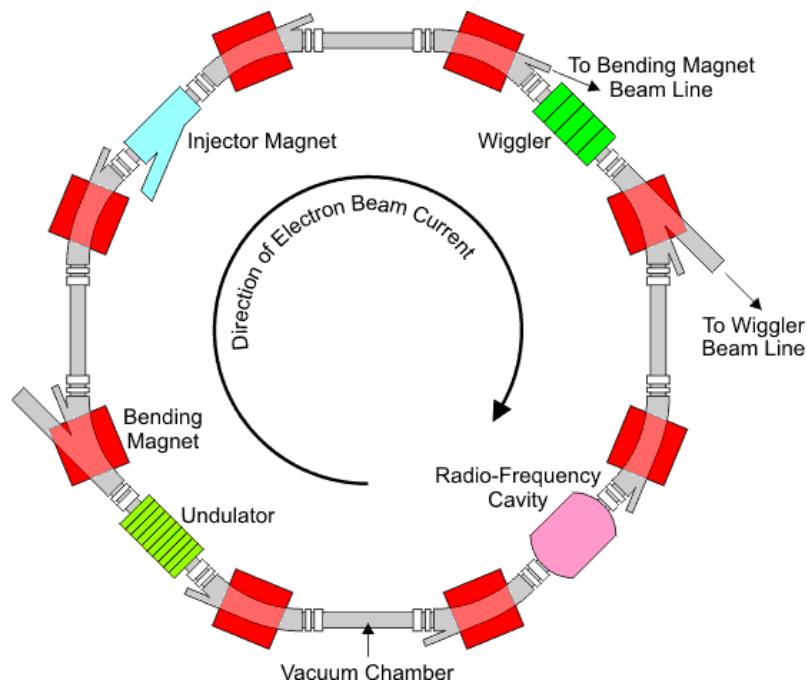
Zvláštnym typom mikrotrónu je tzv. *race-track mikrotron*, v ktorom je magnet rozdelený na dva sektory a medzi nimi je umiestnený lineárny urýchľovač. Príkladom je urýchľovač MAMI v Nemecku, ktorý urýchľuje na 1580 MeV.



Obr. 10.12: Schématické znázornenie mikrotrónu.

10.6.6 Synchrotrón

Veľké súčasné urýchľovače zvané synchrotróny používajú premenné magnetické pole tak, aby polomer trajektórie zostával nemenný aj pri náraste relativistickej hmotnosti. Rýchlosť je potom takmer rovná rýchlosťi svetla. Pokiaľ chceme častice urýchliť na veľmi vysoké energie, vychádza v špirálovom urýchľovači veľký polomer. Preto sa častice v synchrotróne nepohybujú po špirále, ale po kruhovej dráhe vnútri trubice, z ktorej bol vyčerpaný vzduch. Z praktického hľadiska je špirálovitý spôsob urýchlenia na vysoké energie nepoužiteľný. Vákuový priestor aj elektromagnety by dosahovali enormných rozmerov. Muselo teda dôjsť k modifikácii na urýchľovač s pevnou kruhovou dráhou. To umožňuje budovať urýchľovače tvaru prstanca kolosalných rozmerov, pozdĺž neho sú rozmiestnené magnety. Urýchľovacia komora pritom musí byť umiestnená s milimetrovou presnosťou.



Obr. 10.13: Schématické znázornenie synchrotrónu.

- Elektrónový synchrotrón

Používa sa na urýchlenie elektrónov, ktoré sa pohybujú po dráhe s nemenným polomerom. Frekvencia urýchľovacieho napäťia je konštantná, naopak magnetická indukcia v priebehu urýchlenia rastie. Toto zariadenie pracuje v počiatočnej fáze rovnako ako betatron (do energie približne 2 MeV). Potom dôjde ku splneniu podmienky pre synchrotrónny režim, urýchľovanie prechádza na pulzný režim. Fokuzácia aj aplikácia je podobná ako pri betatrone.

- Protónový synchrotrón (Synchrofázotron)

Ak sa v synchrotróne mení aj frekvencia urýchľovacieho napäťia, vznikne synchrofázotron. Behom urýchľovania na dráhe s konštantným polomerom rastie teda magnetická indukcia aj frekvencia napäťia. Urýchľovacia trubica je vákuová a má väčšinou priemer 3 až 8 cm, tvorí

kruh s priemerom stoviek metrov až niekoľko kilometrov. Okolo trubice sú rozmiestnené elektromagnety, majúce tvar kruhového výseku, týchto segmentov býva stovky kusov. Okolo kruhovej dráhy sú na vhodných miestach tiež urýchľovacie elektródy, ktoré sú napájané striedavým vysokým napäťom. Frekvencia tohto napäťa je synchronne zvyšovaná, pretože je dôležité, aby častice medzi elektródy prišli práve v tom okamžiku, kedy polarita zaistí ďalšie a ďalšie urýchlenie. Častice, ktoré sú v synchrotróne, sú už predom čiastočne urýchlené v lineárnom urýchľovači na energie približne 20 až 100 MeV. S týmito energiami vstupujú častice z injektoru do urýchľovacej trubice v pravidelných dávkach. Behom urýchľovacieho cyklu, ktorý trvá asi 4 sekundy, vykoná častica až niekoľko miliónov obehov a urýchli sa až na niekoľko TeV. Tento cyklus sa behom minúty niekoľkokrát zopakuje, po jeho skončení dopadnú častice podľa potreby na vonkajší alebo vnútorný terčík. Pokiaľ sa jedná o protichodný zväzok, častice sú zavedené do akumulačného prstenca. Pri náraze na terčík potom vznikne množstvo rôznych druhov častíc, tie potom môžeme odseparovať pomocou magnetických a elektrických polí, fokuzáciou sformovať zväzok a ten potom môže naraziť na ďalší terčík. V takom prípade sa jedná o sekundárne zväzky.

Fokuzácia je dôležitá už pri prechode urýchľovacou trubicou. Častice totiž po vstreknutí konajú radiálne a vertikálne kmity okolo svojej základnej dráhy a tiež sa rozbierajú zo zväzku do všetkých strán, pretože sa vďaka súhlasnému náboju odpudzujú. Pomocou silnej magnetickej fokuzácie dôjde ku sformovaniu častíc do úzkeho intenzívneho zväzku. Podstata fokuzácie spočíva vo vhodne zostavených segmentoch elektromagnetu, ktoré majú striedavo kladný a záporný gradient intenzity magnetického poľa, čo potom vedie k dvojitej fokuzácii v radiálnom a vertikálnom smere striedavo.

10.6.7 Synchrotronové žiarenie

Celkom špeciálny spôsob využitia sekundárneho žiarenia z urýchľovačov spočíva vo využití synchrotronového žiarenia. Je to elektromagnetické žiarenie, ktoré vyžaruje nabité častica pri pohybe po zakrivenej dráhe. Z hľadiska funkcie kruhových urýchľovačov je to jav parazitný a nepriaznivý, ktorý bráni dosahovať vysoké energie, obzvlášť pri elektrónoch. Avšak UV a RTG zložka synchrotronového žiarenia môže byť využitá v niektorých aplikáciach, napr. pri analýze materiálov alebo v biológii či v medicínskej diagnostike.

Ako je známe zo zákonov elektrodynamiky, častica s pokojovou hmotnosťou m_0 , nábojom q , pohybujúca sa s kinetickou energiou E po dráhe s polomerom R vyžaruje elektromagnetické vlny výkonom

$$P = \frac{2}{3} \frac{q^2 c}{R^2} \left(\frac{E}{m_0 c^2} \right)^4. \quad (10.8)$$

Z tejto rovnice vidíme, že vyžarovanie je podstatné iba pre ľahké nabité častice (elektróny či pozitrony) pohybujúce sa s vysokou energiou, t.j. relativistickou rýchlosťou po silne zakrivenej dráhe. Pri pomalom pohybe sa obiehajúce častice java ako oscilujúci elektrický dipól vyžarujujúci slabé monochromatické žiarenie (s frekvenciou danou periódou obehu) prakticky do všetkých smerov.

Pri pohybe častice relativistickou rýchlosťou je však elektromagnetické žiarenie vysielané v úzkom kuželi, ktoré osou je dotyčnica k orbite v danom bode. Uhol otvorenia tohto kužela je približne rovný $\frac{mc^2}{E}$. Vonkajší pozorovateľ navyše bude schopný detektovať žiarenie iba počas doby, kedy tento kužel pretína jeho stanovisko („majákový efekt“). Pri pohybe častice po kruhovej dráhe bude teda pevný pozorovateľ registrovať pulzy žiarenia, ktorých frekvencia je daná dobou obehu častice $T = \frac{L}{c}$, kde L je dĺžka orbity.

Spektrum vlastného synchrotrónového žiarenia sa skladá z radu harmonických zložiek, ktoré sú v dôsledku priebežného pohybu po orbite natoľko rozmazené, že sa výsledné spektrum javí ako spojité.

10.7 Fokuzácia a fázovanie

10.7.1 Slabá fokuzácia

Cieľom fokuzácie je návrat urýchľovanej častice na stabilnú orbitu polomeru R . Pri fokuzácii je nutné pôsobiť na časticu v dvoch smeroch - *axiálnom* (axiálnu fokuzáciu dosiahneme vhodným tvarom pólových nástavcov - na okraj je magnetické pole slabšie než v strede) a *radiálnom* (radiálna fokuzácia vyžaduje, aby magnetické pole zoslabovalo od stredu k okrajom pomalšie, než $\frac{1}{r}$), keďže nabité častica pri urýchľovaní vykonáva okolo stabilnej orbity tzv. *betatrónové kmity* - jednak axiálne a tiež radiálne.

Prakticky možno fokuzáciu zaistiť vhodným tvarom pólových nástavcov magnetu. V tomto spôsobe sa volí závislosť magnetickej indukcie na polomere r v tvare

$$B(r) = B(R) \left(\frac{r}{R} \right)^{-n}, \quad (10.9)$$

kde $0 < n < 1$ je index poľa. Vzhľadom k jeho malej hodnote sú magnetické fokusačné sily slabé, priečne rozmery zväzku sú relatívne veľké a tým pádom rozmery urýchľovacích komôr veľké.

10.7.2 Silná fokuzácia

Pri veľkých komorách s polomerom R , ktorý na dosiahnutie vysokých energií rádovo stoviek GeV musí dosahovať niekoľko kilometrov, je potrebné, aby prierez urýchľovacej trubice bol čo najmenší - aby bolo možné dosiahnuť potrebného vákuu a aby náklady na výrobu elektromagnetov, ako aj nároky na ich elektrický príkon, neboli extrémne vysoké.

Častice po vstreku do urýchľovacej trubice konajú radiálne a vertikálne kmity okolo svojej základnej kruhovej dráhy. Okrem toho majú častice v zväzku tendenciu rozbiehať sa do všetkých strán, pretože sú súhlasne nabité a odpudzujú sa. Ak nemá dôjsť k dopadu častice na stenu trubice, je treba udržať urýchľované častice na ich orbite s vysokou presnosťou, takže je treba udržať amplitúdu radiálnych a vertikálnych kmitov čo najnižšiu, rovnako ako rozptyl častíc.

Inými slovami, je treba spraviť silnú fokuzáciu, pri ktorej sa zhluk vstreknutých častíc behom urýchľovania koncentruje a formuje do intenzívneho úzkeho zväzku prudko letiacich častíc. Táto silná magnetická fokuzácia je realizovaná tak, že elektromagnet synchrotrónu je zostavený

z veľkého počtu vhodne tvarovaných segmentov, ktoré majú striedavo kladný a záporný gradient intenzity magnetického poľa. Tieto gradienty magnetického poľa pôsobia v radiálnom a vertikálnom smere striedavo ako spojne a rozptylné magnetické šošovky, ktoré v konečnom dôsledku vedú k dvojitej fokuzácii zväzku v oboch smeroch.

Silná fokuzácia sa používa v protónových synchrotrónoch. Magnet je rozdelený na páry počet sektorov - magnety tak budia okrem homogénneho poľa aj nehomogénne pole s veľkým indexom ~ 300 . Indexy poľa a gradienty sú striedavo kladné a záporné, striedavo sa vykonáva radiálna fokuzácia a axiálna defokuzácia a naopak.

10.7.3 Magnety v urýchľovačoch

Častice v urýchľovačoch musia byť usmerňované silou takým spôsobom, aby sa pohybovali po približne kruhovej dráhe. To môžeme dosiahnuť použitím dipólového elektrostatického alebo dipólového magnetického poľa. Väčšina urýchľovačov však urýchľuje relativistické nabité častice, takže je praktickejšie používať dipólové magnety.

Dipólové magnety sami o sebe ale obstarávajú iba slabú fokuzáciu a urýchľovače používajúce iba tento typ magnetov by mali veľmi veľké zväzky. Preto sú dipólové magnety dopĺňané kvadrupolovými a sextupolovými magnetmi, ktoré zabezpečujú silnú fokuzáciu.

Dipólové magnety vytvárajú homogénne magnetické pole. Častice sa v ňom pohybujú po kruhovej trajektórii kolmo na smer magnetickej indukcie. V urýchľovačoch sa dipólové magnety okrem samotného ohýbania trajektórie používajú na injekciu a ejekciu častíc z a do urýchľovača, korekciu orbít a produkciu synchrotronového žiarenia.

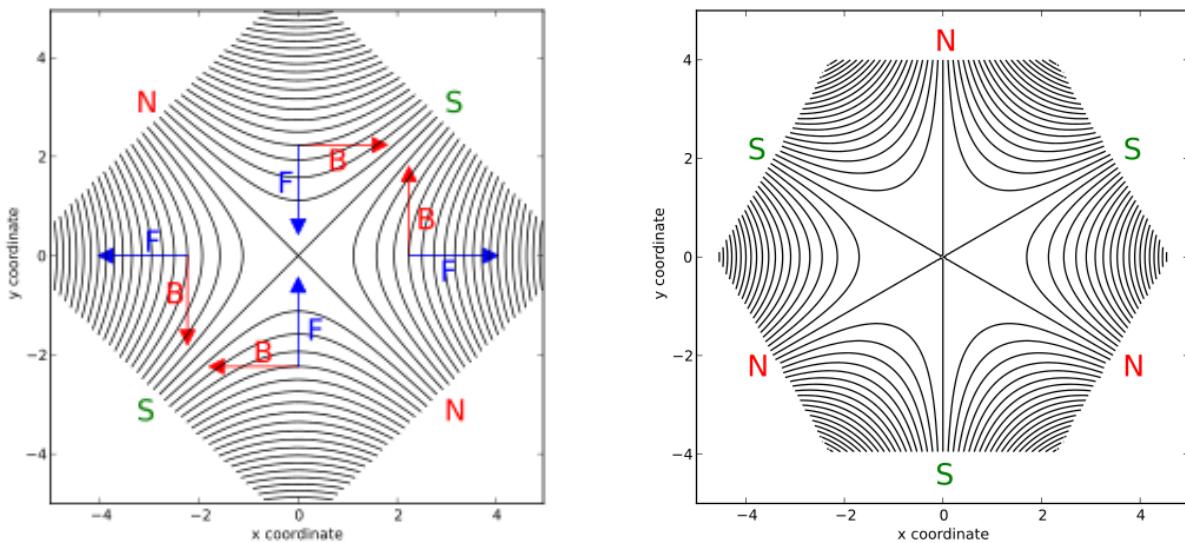
Kvadrupolové magnety môžu byť typ F a typu D. F kvadrupoly fokusujú zväzok horizontálne, no zároveň ho vertikálne defokusujú. D kvadrupoly fungujú presne naopak. Zákony elektromagnetizmu totiž neumožňujú, aby kvadrupól dokázal fokusovať v oboch smeroch súčasne. Ak sú F a D kvadrupoly umiestnené striedavo za sebou, ich polia sa vzájomne vyrušia. Ak je však medzi nimi medzera (s vhodnou veľkosťou), výsledným efektom bude fokuzácia vo vertikálnom aj horizontálnom smere.

Sextupolové magnety majú ohniskovú vzdialenosť nepriamo úmernú vzdialenosťi od stredu magnetu. Sila, ktorá na častice pôsobí je teda úmerná vzdialnosti od osi zväzku. Pokiaľ sextupolový magnet uložíme na miesto, v ktorom častice v zväzku sú usporiadane podľa ich energie, sextupól bude pôsobiť ako sila, ktorá fokusuje častice všetkých energií do jedného bodu. To vyruší tendenciu kvadrupolových magnetov rozbiehať zväzok.

10.7.4 Fázovanie

Fázová stabilita zaistí oneskoreným či zrýchleným časticiam návrat do rezonancie s vysoko-frekvenčným poľom.

1. Častica v rezonancii s vysokofrekvenčným poľom prilieta v čase t_0 , na štrbine je napätie $U = 0$. Pre $t_0 = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$ sa ich energia nezmení.



Obr. 10.14: Magnetické pole ideálneho kvadrupólu (naľavo) a sextupólu (napravo).

2. Častica príde skôr, t.j. $t_1 < t_0$, kedy $U > 0$. Zväčší sa hmotnosť častice, tým pádom $\omega < \omega_c$ a $T > T_c$. Častica sa zjavne oneskoruje a postupne sa dostáva na rovnovážnu dráhu.
3. Častica sa oneskoruje, t.j. $t_2 > t_0$, kedy $U < 0$. Zmenšuje sa hmotnosť častice, tým pádom $\omega > \omega_c$ a $T < T_c$. Častica sa urýchľuje a postupne sa dostáva na rovnobežnú dráhu.

Pre rovnovážne hodnoty platia vzťahy (pri konštantnom R a B):

$$\omega_c = \frac{Bq}{m} \quad (10.10a)$$

$$T_c = \frac{2\pi m}{Bq} \quad (10.10b)$$

Aby sme to zhrnuli, fáza, frekvencia, energia a polomer dráhy častice oscilujú okolo rovnovážnej polohy odpovedajúcej rezonancii pohybu častice s urýchľujúcim poľom. Toto fázovanie je samočinné. Princíp fázovej stability možno využiť aj na urýchľovanie častíc (v synchrocyclotróne či elektrónovom synchrotróne).

10.8 Laserové plazmové urýchľovače

Pri prechode intenzívneho svetelného lúča z laseru plynným prostredím dochádza k ionizácii plynu, vzniká plazma. Ak ožiarime plynné prostredie veľmi intenzívnym krátkym pulzom laserového svetla, vzniká v prostredí plazmová stopa, ktorá za sebou strháva uvoľnené elektróny. Tie sa tu pohybujú v prostredí kladných iónov pri pôsobení Coulombickej sily, pričom môže dochádzať k periodickému vychyľovaniu súboru elektrónov voči súboru iónov (ktoré sa vďaka svojej podstatne väčšej hmotnosti takmer nepohybujú) - k osciláciám elektrónov v Coulombickom poli, sprevádzaným periodicky premenným elektrickým poľom. Vzniká akási stopa vlniaci sa koncentrácie

elektrónov a intenzity elektrického poľa - plazmová vlna, podobná vlniacej sa stope alebo brázde, ktoré za sebou zanecháva loď rýchlo plávajúca po vodnej hladine.

Frekvencia oscilácií elektrónov v plazmovej vlne je

$$\omega_p = \frac{r_p q^2}{\epsilon_0 m_e}, \quad (10.11)$$

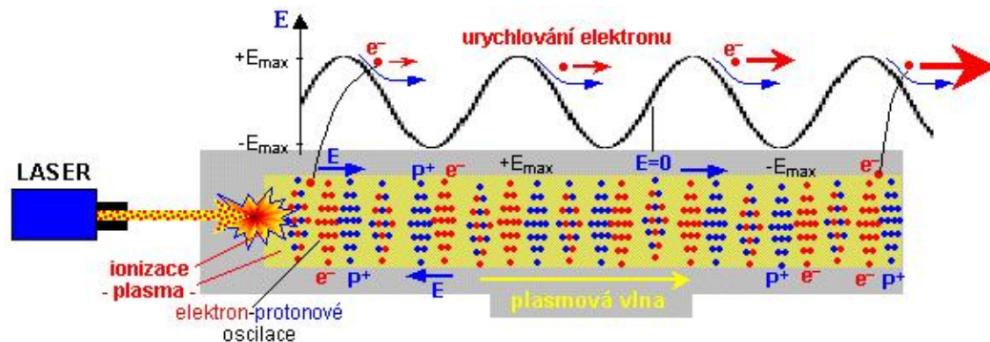
kde m_e je hmotnosť elektrónu, q jeho náboj a r_p hustota plazmy. Pri osciláciách elektrónov v plazmovej vlne vzniká striedavé elektrické pole s amplitúdou intenzity

$$E_{max} = \frac{m_e \omega_p c}{q} \quad (10.12)$$

Pre hustoty $r_p \gg 10^{18}$ častíc/cm³ dosahuje urýchľujúci gradient hodnoty $E \gg 1$ GeV/cm, čo je o dva až tri rády viac, než v lineárnych urýchľovačoch.

Pozdĺžna zložka oscilujúceho elektrického poľa v tejto plazmovej vlne môže za určitých okolností urýchľovať elektróny, ktoré sú nesené na vlne elektrického poľa.

Pri použití laseru s pikosekundovými pulzmi s vysokou intenzitou vzniká veľmi intenzívne pozdĺžne urýchľovacie pole, ktoré môže elektróny urýchliť na energiu asi 50 MeV. Pokusné urýchľovače založené na tomto princípe dostali názov LWFA (*Laser Waked Field Accelerator*). Ich výhodou sú malé rozmery, navyše rýchly pokrok laserovej techniky sľubuje možnosti efektívneho urýchľovania riadeného niekoľkými sekvenčnými laserovými pulzmi.



Obr. 10.15: Schéma laserového plazmového urýchľovača.

10.9 Najvýznamnejšie urýchľovače

10.9.1 LHC

Zatiaľ najväčší urýchľovač bol vybudovaný v európskom centre pre jadrový výskum (CERN) na švajčiarsko-francúzskej pomedzí pod názvom **Veľký Hadrónový Zrážač** (LHC).

LHC je synchrotrón, ktorého prstenec sa nachádza v tuneli po predchádzajúcim elektrónovom urýchľovači LEP asi 50 až 150 metrov pod zemou a jeho obvod je 27 km.

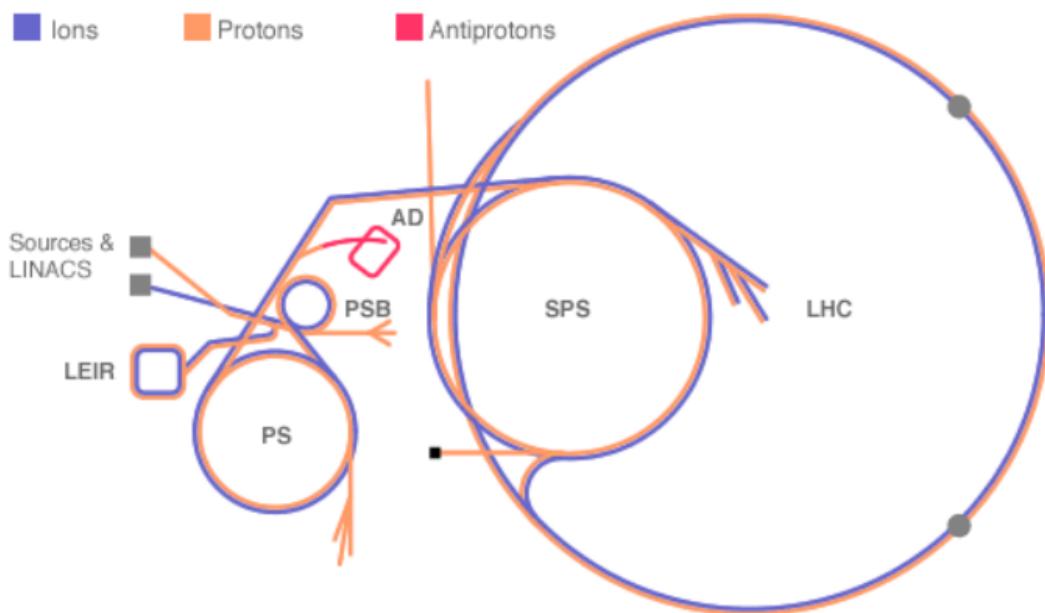
Kedže LHC je synchrotrón, potrebuje na svoju činnosť už predurýchlené čästice⁵ - sú dokonca štvorstupňovo predurýchlené. Protóny, získané ionizačiou vodíku, sú najskôr urýchlené v lineárnom urýchľovači LINAC na energiu 50 MeV, odtiaľ sú vedené do kruhového urýchľovača Proton

⁵približne na 0,45 TeV

Synchrotron Booster, kde získajú energiu 1,4 GeV. Potom sú nasmerované do prstenca protónového synchrotrónu PS s výstupnou energiou 25 GeV a nakoniec do ďalšieho synchrotrónu SOS (Super Proton Synchrotron), ktorý im udelí energiu 0,45 TeV. S touto východzou energiou sú injektované k finálnemu urýchleniu do prstenca hlavného urýchľovača LHC, kde sú behom miliónu obenov (a približne dvadsiatich minút) urýchlené na 7 TeV.

Vzhľadom k tomu, že synchrotrón pracuje v pulznom režime, urýchľujú sa protóny v skupinách či zhľukoch. Protóny sa urýchľujú v dvoch trubiciach v opačných smeroch. Okrem protónov urýchľuje LHC aj ľahšie jadrá, predovšetkým jadrá olova alebo po novom aj xénia.

Po obvode LHC sú štyri miesta, kde sa trubice prepájajú a protismerné zväzky častíc sa krížia - tu prebiehajú zrážky. Tieto miesta sú obklopené veľkými a zložitými detekčnými systémami, pomocou ktorých je pripravených šesť experimentov. Keďže každý z týchto experimentov sa sústredí na odlišnú problematiku, medzi jednotlivými experimentami sú rozdiely v metóde detekcie, štruktúre detektoru a získavaní dát. Niekoľko experimentov si v ďalšom texte popíšeme detajlnejšie.



Obr. 10.16: Schématický diagram urýchľovacieho komplexu v CERNe.

ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) ATLAS je naväčším detekčným systémom, hlavným nosným programom LHC⁶. Má za úlohu komplexne merať a analyzovať časticu vznikajúcu pri zrážkach protónov s energiou 14 TeV. Detekčný systém ATLAS má valcové koaxiálne usporiadanie, pričom je najzložitejším a najnákladnejším detekčným zariadením v doterajšej histórii.

Vnútorná časť detektoru, ktorá zaznamenáva dráhy nabitých častíc vylietavajúcich z miesta zrážky, sa skladá z troch vrstiev dráhových detektorov: najnižšie sú polovodičové pixelové detektory, potom stripové detektory a detektory prechodového žiarenia. Celý systém je umiestnený v silnom pozdĺžnom magnetickom poli supravodivého solenoidálneho elektromagnetu - zo zakrivenia dráh častíc v magnetickom poli možno určiť náboj a hybnosť častíc.

⁶Túto vetu môžete použiť iba v prípade, že v miestnosti nie je nikto z ALICE

Ďalšiu vrstvu detekčného systému tvorí spektrometer, ktorého úlohou je absorbovať energiu vylietavajúcich častíc a kvantifikovať ju pomocou výstupných elektrických impulzov.

Poslednou vrstvou, vonkajšou, je miónový spektrometer, určený na detekciu vysokoenergetických miónov, ktoré sú schopné prejsť vrstvou spektrometru. Analýzou dráh miónov, zakrivených silným toroidálnym magentickým poľom, možno určiť ich hybnosti a znamienka elektrických nábojov. K detekcii dráh miónov sa používajú driftové trubicové a mnohokáblové ionizačné komory.

CMS (Compact Muon Solenoid) Detektor CMS je optimalizovaný na detailnú analýzu miónov. Mal by spolupracovať so systémom ATLAS kvôli komplexnej analýze vysokoenergetických interakcií. Jeho štruktúra je podobná ako v ATLASe. Na analýzu trajektórii rýchlych miónov je súčasťou detekčného systému veľký elektromagnet valcového tvaru (solenoid) vytvárajúci magnetické pole s veľkosťou 4 T. Na deteknčých systémoch ATLAS a CMS sa očakáva objav nových častíc.

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) ALICE je ďalším experimentálnym systémom, ktorého úlohou je štúdium zrážok jadier (ťakžých iónov), predovšetkým olova (xénia), s ťažiskovou energiou až 5 GeV/nukleón a skúmanie vlastností vznikajúcej kvark-gluónovej plazmy.

ALICE má valcové koaxiálne usporiadanie veľkého počtu detektorov, určených k registrácii a rekonštrukcii parametrov predovšetkým nabitých častíc vznikajúcich pri zrážkach jadier. Mal by slúžiť na štúdium extrémnych stavov hmoty pri podobných podmienkach, aké boli vo vesmíre na počiatku hadrónovej éry, t.j. v prvých mikrosekundách existencie vesmíru.

TOTEM (Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation) TOTEM má slúžiť k presnému meraniu efektívnych rozmerov protónu - účinných prierezov - pre rôzne druhy interakcií a tiež na kalibračné meranie vlastností LHC ako je napr. luminozita (účinnosť produkcie zrážok v urýchľovači). Tvorený je ôsmymi detektormi umiestnenými blízko zrážajúcich sa zväzkov v detektore CMS.

LHCb (Large Hadron Collider beauty) LHCb má za úlohu študovať narušenie CP-symetrie pri rozpadoch B-mezónov obsahujúcich ťažký bottom kvark. Pri vysokoenergetických zrážkach protónov v LHC vzniká mimo iné aj veľký počet párov $b - \bar{b}$ a ich hadronizáciou B-mezóny a baryóny. Spôsob rozpadu týchto častíc je citlivý na narušenie CP-symetrie⁷.

Častice sú najskôr lokalizované detektorom VELO (VERtex LOcator) umiestneným blízko miesta zrážky. Identifikácia častíc pre prechodom a po prechode dipólovým magnetickým poľom je prevádzaná pomocou dvoch prstencových zobrazovacích Čerenkovových detektorov RICH (Ring Imaging Cherenkov detectors). Komora RICH1 sa nachádza hneď za detektorem VELO, za magnetom je detektor stôp častíc, nasleduje komora RICH2 na identifikáciu častíc s veľkou hybnosťou. Ďalej sú zaradené elektromagnetické a hadrónové kalorimetre na meranie energie častíc. Nakoniec sú umiestnené miónové komory.

⁷teda na to, či sa hmota chová odlišne ako antihmota

Výsledky z LHCb môžu byť zaujímavé z hľadiska vzniku nerovnováhy medzi hmotou a anti-hmotou (baryónová asymetria) v počiatočných fázach vývoja vesmíru.

10.9.2 SPS

Super Proton Synchrotron je urýchľovač častíc pracujúci v CERNe. Pôvodne mal urýchľovať na energie 300 GeV, následne sa dosiahla energia 400 GeV.

Medzi rokmi 1981 a 1984 slúžil ako protón-antiprotónový zrážač (označenie $Spp\bar{S}$) a ním urýchlené zväzky častíc poskytovali dátu k experimentom UA1 a UA2, ktoré vyústili k objavu W a Z bozónov. V súčasnej dobe je SPS používaný ako koncový predurýchľovač protónových zväzkov s vysokou intenzitou pred ich vstupom do LHC.

10.9.3 Tevatron

Tevatron je kruhový urýchľovač pracujúci vo Fermilabe. Je schopný urýchľovať časticie na energie 1 TeV (odtiaľ pochádza jeho názov). Je to synchrotrón a urýchľuje protóny a antiprotóny.

K urýchľovaniu dochádza v niekoľkých etapách. Tou prvou je Cockcroft-Waltonov predurýchľovač urýchľujúci na 750 keV, v ktorom sa ionizuje plynný vodík a urýchľujú záporné ióny použitím kladného napäcia. Ióny následne cestujú 150 metrov dlhým lineárnym urýchľovačom, ktorý používa oscilujúce elektrické pole na urýchlenie iónov na energiu 400 MeV. Ióny následne prechádzajú fóliou uhlíku, kde sa zbavia elektrónov. Protóny potom pokračujú do Boosteru.

Booster je malý kruhový urýchľovač, ktorý udelí protónom energiu 8 GeV. Tie následne pokračujú do hlavného injektoru (Main Injector), ktorý ich ďalej urýchli na 150 GeV. Hlavný injektor je tiež použitý na produkciu protónov s energiou 120 GeV slúžiacich k vytvoreniu antiprotónov (tie sú vytvorené pri zrážkach na niklovom terčíku), ktorým následne udelí energiu 120 GeV. Nakoniec protóny aj antiprotóny injektuje do Tevatronu.

Tevatron dokončí urýchľovanie už predurýchlených častíc, ktoré dostanú energiu 980 GeV. Protóny a antiprotóny sú urýchľované v opačných smeroch, ich cesty sa krížia v dvoch bodoch, ktoré sú obklopené detektormi D0 a CDF. Tieto detektory tak skúmajú zrážky pri energiách 1.96 GeV.

Tevatron prispel k objavu 3 zo 17 elementárnych častíc. Posledným a najvýznamnejším z nich bol objav top kvarku. Bol najvýkonnejším urýchľovačom 25 rokov - od svojho vzniku do roku 2008, kedy bol úspešne spustený urýchľovač LHC v CERNe. Svoju činnosť skončil 30.9.2011.

10.9.4 RHIC

Relativistický zrážač ťažkých iónov (RHIC) sa nachádza v Brookhavenovej národnej laboratórii a jedná sa o prvé zariadenie schopné zrážať ťažké ióny. Primárne používa ióny zlata, lebo ich jadro je husto napratané nukleónmi. Jedinečnou vlastnosťou RHICu je schopnosť zrážať polarizované protóny.

RHIC čelne zráža dva lúče iónov zlata, kedy tieto ióny cestujú relativistickými rýchlosťami. Lúče nalietavajú v opačných smeroch urýchľovacími trubicami s obvodom 3,9 km a na tejto dráhe

sa celkom šesťkrát kríži. Pri zrážke sa protóny a neutróny „roztavia” a na krátky čas sa uvoľnia inak viazané kvarky a gluóny. Krátko po zrážke sa vytvorí mnoho častíc, čo poskytuje vodítko ku skúmaniu toho, čo sa vlastne pri interakcii stalo.

Rovnako ako pri iných zariadeniach, aj tu sú častice urýchlované niekoľkokrát, než dosiahnu storage ring RHICu. Prvým štádiom urýchľovania pre ióny je Electron Beam Ion Source, ktorý jadrá zlata opúšťajú s energiou 2 MeV na nukleón. Protóny sú prvotne urýchlené lineárnym urýchľovačom na 200 MeV. Ióny zlata sú ďalej urýchlené Booster Synchrotronom na 100 MeV na nukleón a injektované do Alterning Gradient Synchrotron (AGS) k urýchleniu na 8,86 GeV na nukleón a následne injekcií do storage ringu RHICu.

STAR Detektor STAR sa skladá z mnohých typov detektorov, z ktorých sa každý špecializuje na detekovanie určitých druhov častíc či charakterizovanie ich pohybu. Hlavnou úlohou tohto detektoru je štúdium formácie a charakteristik kvark-gluónovej plazmy.

S hmotnosťou 1200 ton a veľkosťou domu je STAR robustný detektor. Srdcom tohto detektoru je Time Projection Chamber (TPC), ktorá stopuje a identifikuje častice vzniknuté v zrážkach ťažkých iónov.

PHENIX Detektor PHENIX zaznamenáva množstvo rozdielnych častíc zo zrážok na zrážači RHIC a je špecializovaný na detekciu riedkych javov zahrňujúcich elektromagnetickú interakciu. Jedná sa opäť o veľmi masívne zariadenie - jeho hmotnosť je okolo 4000 ton a má tucet detektorových subsystémov. Obrie magnety produkujú silné magnetické pole slúžiace na zakrivenie trajektórií nabitých častíc. Detekujúce komory zaznamenávajú nárazy pozdĺž trajektórie letu častice a merajú tak zakrivenie a tým aj hybnosť danej častice. Ostatné detektory identifikujú druh častice a merajú jej energiu. Ďalšie ešte zvládnú zaznamenávať, kde ku kolízii došlo a určia aj to, či išlo o čelnú alebo periferálnu zrážku.

Kapitola 11

Registrácia a detekcia ionizujúceho žiarenia

Ionizujúce žiarenie je okom neviditeľné, takže aby sme sa o jeho existencii vôbec mohli presvedčiť, je treba ho detektovať pomocou príslušných fyzikálnych metód a vhodnej prístrojovej techniky. Okrem „zviditeľnenia“ nám detekcia umožňuje skúmať vlastnosti tohto žiarenia a využívať ho v množstve vedecko-technických, priemyslových a medicínskych aplikácií. Poskytuje nám kvantitatívne informácie o intenzite, energii, priestorovej distribúcii a príp. ďalších vlastnostiach žiarenia.

11.1 Druhy detektorov ionizujúceho žiarenia

Bola vyvinutá rada detektorov ionizujúceho žiarenia, ktoré (okrem spoločného základného javu, ktorým sú ionizačné účinky žiarenia) využívajú rôzne princípy a technické konštrukcie. Prístroje na detekciu ionizujúceho žiarenia sa niekedy označujú súhrnným názvom **rádiometre**. Fungujú buď samostatne, alebo sú súčasťou prístrojov na meranie niektorých veličín a monitorovanie určitých dejov pomocou radiačných metód.

Špeciálnym typom rádiometrov sú tzv. dozimetre. Sú to väčšinou jednoduché detekčné prístroje, ktoré sú cejchované v jednotkách radiačnej dávky (Gray, Sievert) či dávkového príkonu. Používajú sa pri radiačnom monitorovaní na posudzovanie účinku žiarenia predovšetkým na živé tkanivo.

Detektory ionizujúceho žiarenia môžeme rozdeliť podľa troch kritérií: časový priebeh detekcie, fyzikálno-technický princíp detekcie a komplexnosť meranej radiačnej informácie.

Podľa časového priebehu detekcie rozoznávame dve základné skupiny detektorov:

- **Kontinuálne (online) detektory** - poskytujú priebežnú informáciu o okamžitej intenzite žiarenia či počte kvántov ionizujúceho žiarenia. Odozva takého detektoru by mala byť úmerná okamžitej intenzite žiarenia. Ak detektor prestane byť ožarovaný, signál na jeho výstupe poklesne na nulu, či na hodnotu pozadia. Detektory tohto druhu sú takmer vždy elektronické.
- **Kumulatívne (integrálne) detektory** - postupne zhromažďujú svoju rastúcu odozvu behom expozície. Táto odozva zostáva v detektore uchovaná aj po skončení expozície a môže sa využiť dodatočne. Vyhodnotením sa získa údaj o celkovej hodnote ožiarenia za celú dobu, počas ktorej bol detektor vystavený ožiareniu.

Rôzne druhy detektorov poskytujú odozvu na interakciu častíc rôznymi, často veľmi odlišnými, spôsobmi. Líšia sa preto svojimi vlastnosťami a tým aj možnosťami a oblasťou svojho využitia. Podľa princípu detekcie rozoznávame tri skupiny detektorov:

- **Fotografické** - založené na fotochemických účinkoch žiarenia (filmové dozimetre, rtg filmy, jadrové emulzie), alebo využívajúce fotografické zobrazenie stôp častíc v určitom látkovom prostredí (hmlové a bublinkové komory).
- **Materiálové** - využívajúce dlhodobejšej zmeny vlastností určitých vhodných látok (zloženie, objem, farba) pôsobením ionizujúceho žiarenia. Tažké častice (predovšetkým α) zanechávajú v materiály určité stopy, ktoré sa dajú zviditeľniť či detektovať. Vzhľadom k nízkej citlivosti sú použiteľné iba pre vysoké intenzity či dlhodobú kumulatívnu detekciu. Pri väčšine materiálových kumulatívnych detektorov sa stretávame s nepriaznivým javom zvaným *fading* - slabnutím odozvy detektoru s časom, k čomu dochádza priebežne v období medzi ožiareniom a vyhodnotením. V dôsledku fyzikálnych a chemických vplyvov v materiály detektoru dochádza k spontánemu miznutiu latentného obrazu vo fotografických materiáloch, či ku spontánnej deexcitácii metastabilných elektrónových hladín termoluminiscenčných dozimetrov.
- **Elektronické detektory** - v nich sa časť absorbovanej energie ionizačného žiarenia prevádzza na elektrické prúdy či impulzy, ktoré sa zosilňujú a vyhodnocujú v elektronických aparátúrach. Vstupná časť detekčného prístroja je vlastný detektor - čidlo zariadenia, ktoré prevádzza časť energie žiarenia na merateľnú elektrickú odozvu. Tá sa potom spracováva v elektronických obvodoch rádiometra a zobrazuje sa alebo zapisuje v regisračnom zariadení. Medzi elektronické detektory patria plynové ionizačné komory, scintilačné detektory, polovodičové detektory, mikrokalorimetrické detektory, magnetické spektrometre.

Ionizujúce žiarenie, ktoré potrebujeme detektovať, sa často skladá z častíc a kvánt rôzneho druhu a energie, ktoré prichádzajú z rôznych smerov a miest v priestore, z rôznych rádioaktívnych, elektronických či kozmických zdrojov. Podľa komplexnosti meranej informácie môžeme meracie prístroje ionizujúceho žiarenia rozdeliť na 4 skupiny:

- **Detektory žiarenia** - prevádzajú obyčajnú registráciu interakcií častíc s detektorom, s príp. určením časového okamžiku interakcie. Udávajú iba intenzitu žiarenia, resp. počet kvánt žiarenia, bez informácie o druhu žiarenia a jeho energii. Tieto nespektrometrické detektory neposkytujú informácie o energii žiarenia a môžu byť použité iba na základnú detekciu častíc alebo fotónov. Medzi tieto najjednoduchšie detektory patria filmové a termoluminiscenčné dozimetre, ionizačné komory vrátane GM detektorov.
- **Spektrometre ionizujúceho žiarenia** - merajú nielen intenzitu či počet kvánt žiarenia, ale aj energiu kvánt a príp. jeho ďalšie charakteristiky. Výsledkom je väčšinou energetické spektrum $N = N(E)$, zachytávajúce graficky závislosť početnosti N na energii E . Spektrum teda vyjadruje energetické rozloženie kvánt študovaného žiarenia. Jedným z druhov spektrometrov sú tzv. kalorimetre - detekčné systémy, ktoré absorbujú všetku energiu častice

a ich výstupná odozva je úmerná tejto energii. Používajú sa predovšetkým na analýzu vysokoenergetického žiarenia vznikajúceho pri interakciach rýchlych častíc. Tieto energetické častice nepredávajú v látke svoju energiu pri jednej či niekoľkých málo interakciách, ale vytvárajú kaskády sekundárnych častíc, ktoré sa môžu ďalej vetviť na ďalšie spŕšky, zasahujúce veľké objemy látky.

- **Zobrazovacie detektory** - kamery, ktoré zobrazujú (vizuálne alebo elektronicky) priestorové rozloženie intenzity žiarenia. Najjednoduchším zobrazovacím detektorom je fotografický film. V rtg diagnostike sa tiež používala luminiscenčné tienidlá, ktoré boli neskôr doplnené zosilňovačmi obrazu a príp. elektronickým spracovávaním. Dnes sa používajú multidetektorové systémy priestorovo vhodne rozmiestnených detektorov, ktoré poskytujú informácie o miestach dopadu žiarenia, alebo o uhloch, z ktorých žiarenie prilieta. Príkladom sú scintilačné kamery.
- **Dráhové detektory častíc** - merajú dráhy pohybu jednotlivých častíc v priestore, vrátane ich zakrivenia v magnetickom poli. Dosahuje sa to buď na základe materiálových efektov (fotochemické reakcie, kondenzácia kvapôčiek z pary alebo vznik bubliniek v prehriatej kvapaline) alebo elektronicky zložitými systémami veľkého množstva priestorovo rozmiestnených detektorov, polovodičových alebo ionizačných komôr - súhrnnne nazývaných *trackery*. Analýzou dráh častíc, či už priamych či rôzne zakrivených v magnetickom poli, alebo rozvetvujúcich sa dráh v dôsledku zrážok a interkacií, sa získavajú informácie o vlastnostiach elementárnych častíc, jadrových a časticových interakciách.

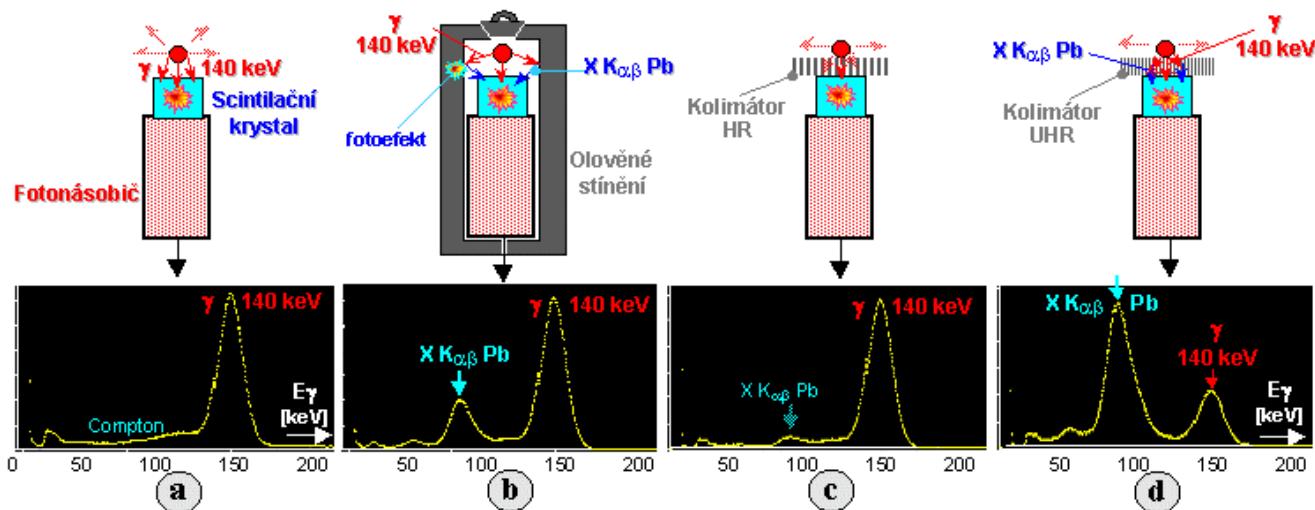
11.2 Tienenie, kolimácia a filtrácia detekovaného žiarenia

V mnohých prípadoch nestačí umiestniť samotný „holý“ detektor požadovaného žiarenia do určitého miesta a registrovať prichádzajúce kvantá. Okrem vlastného analyzovaného žiarenia sa v mieste merania takmer vždy vyskytuje aj ďalšie nežiadúce a rušivé žiarenie. Je to jednak prírodné žiarenie (rádioaktivita prostredia, kozmické žiarenie), žiarenie z prípadných ďalších okolných zdrojov, niekedy aj nežiadúce zložky v samotnom meranom žiareni. Na elimináciu či obmedzenie týchto rušivých radiačných vplyvov sa detektor vybavuje ďalšími vhodnými mechanickými či elektronickými dielmi, čím sa zväzok či pole detekovaného žiarenia upraví v zásade troma spôsobmi

- **Tienenie detektora**

Na potlačenie nežiadúceho žiarenia z okolia je treba vlastný detektor obklopiť dostatočne silným obalom z látky dobre absorbijúcej žiarenie - umiestniť detektor do vhodného tienenia. Najčastejším konštrukčným materiáлом na tienenie γ žiarenia je olovo, v špeciálnych prípadoch sa používa aj wolfrám a iné materiály. Niekoľko používame aj čiastočné odtieneňie primárneho detekovaného žiarenia - predovšetkým v prípade silného žiarenia, ktoré by zahľtilo citlivý detektor.

V materiály tienenia dochádza k interakciám detekovaného žiarenia s atómami látky, čo môže viesť ku vzniku sekundárneho žiarenia. Okrem Comptonovského rozptylu, generujúceho žiarenie so spojitým spektrom, je to aj fotoefekt, doprevádzaný vznikom charakteristického röntgenového žiarenia s čiarovým spektrom. Na obr. 11.1 vidíme vplyv rôznych typov tienenia scintilačného detektora na tvar spektra meranej vzorky rádionuklidu ^{99m}Tc , emitujúceho žiarenie gama s energiou 140 keV. Pri detektore bez tienenia (a) je pred fotopíkom celkom nevýrazné monotónne Comptonovské kontinuum. Pre meranie nízkych aktivít je nutné umiestniť detektor dovnútra masívneho oloveného tienenia (b). Vedľajším efektom tohto užitočného opatrenia je interakcia gama fotónov s atómami tienenia napr. fotoefektom, pri ktorom vzniká sekundárne charakteristické röntgenové žiarenie olova s energiou cca 70-80 keV, ktoré sa uplatňuje v spektre. Špeciálnym druhom tienenia sú kolimátory, používané ako primárny zobrazovací element v scintigrafii. Interakciou gama fotónov fotoefektom s olovenými prepážkami medzi otvormi kolimátoru vzniká tak tiež charakteristické röntgenové žiarenie olova. Pokial má kolimátor relatívne hrubé prepážky (cca 0,5 mm), je charakteristické žiarenie olova účinne absorbované a v spektre prejdeného žiarenia vidíme iba nevýrazný X-pík (c). Pri kolimátoroch LE UHR s drobnými otvormi a veľmi tenkými prepážkami dochádza k výraznému prežiarovaniu gama aj charakteristického röntgenového žiarenia olova, takže v spektre môže byť röntgenovský fotopík dokonca výraznejší, než primárny fotopík 140 keV.



Obr. 11.1: Vplyv rôznej geometrie tienenia detektoru na scintilačné spektrum. a) Základné scintilačné spektrum vzorky ^{99m}Tc nameranej detektorm bez tienenia. b) Spektrum namerané detektorm vnútri oloveného tienenia (7cm Pb). c) Spektrum namerané cez olovená scintigrafický kolimátor typu HR. d) Spektrum cez kolimátor UHR s drobnými otvormi.

• Kolimácia detekovaného žiarenia

V prípade, že potrebujeme detektovať iba žiarenie prichádzajúce z určitého smeru, opatríme detektor kolimátorom - takým mechanickým a geometrickým usporiadaním materiálov absorbujúcich daný druh žiarenia, ktoré prepustí iba žiarenie prichádzajúce z určitých

požadovaných smerov (uhlov), zatiaľ čo žiarenia z iných smerov absorbuje a neprepúšťa. Najjednoduchšie kolimátory majú tvar rôznych tubusov a clón. Špeciálne zložité konfigurované zobrazovacie kolimátory s veľkým počtom otvorov hrajú kľúčovú úlohu v scintigrafii. Rôzne druhy špeciálne tvarovaných kolimátorov sa používajú v rádioterapii, najdôležitejší je mnoholamelový multi-leaf kolimátor MLC.

Okrem vyššie uvedenej priamočiarej „fyzickej“ kolimácie žiarenia sa v niektorých špeciálnych detekčných systémoch používa aj iný spôsob smerovej selekcie žiarenia, tzv. elektronická kolimácia, bez použitia mechanického kolimátoru. Je založená na špecifickom chovaní kvánt ionizujúceho žiarenia v detekčnom systéme - šírení dvojíc (či viac) kvánt v určitých presne daných smeroch, ich koincidenčnú detekciu sústavou väčšieho počtu detektorov a následnej pozičnej a uhlovej rekonštrukcii smeru šírenia kvánt. Táto analýza umožňuje vyberať k ďalšiemu spracovaniu iba také kvantá žiarenia, ktoré majú požadovaný smer - prevádzka elektronickú kolimáciu a zobrazenie distribúcie žiarenia v danom poli. Metóda elektronickej kolimácie sa používa v pozitronovej emisnej tomografii PET.

• **Filtrácia detekovaného žiarenia**

Používa sa v špeciálnych prípadoch, kedy vlastné merané žiarenie obsahuje kvantá alebo časticie rôznych druhov a energií, pričom potrebujeme merať iba jednu zo zložiek primárneho žiarenia a ostatných sa chceme zbaviť.

Príkladom môže byť meranie rádionuklidovej čistoty preparátov v prípade, že daný základný rádionuklid emitujúci žiarenie γ s nízkou energiou je kontaminovaný malou prímesou rádionuklidu vyžarujúceho vyššiu energiu. Pri priamom meraní by bol detektor zahltený základným žiarením nižšej energie, v ktorého záplave by sa riedko prichádzajúce vysokoenergetické fotóny strácali. V takomto prípade možno s výhodou použiť metódu filtrácie tieniacou absorpčnou vložkou: fľaštičku so skúmaným preparátom umiestníme do oloveného tienenia vhodnej hrúbky, ktoré takmer úplne pohltí intenzívne nízkoenergetické žiarenie, avšak preustí značnú časť slabého, avšak vysokoenergetického γ žiarenia kontaminantu.

Pri použití kolimácie a filtrácie si musíme byť vedomí toho, že určitá časť prichádzajúceho žiarenia nebude detekovaná, dochádza ku zníženiu detekčnej účinnosti. Pri kvantitatívnych meraniach je preto treba na túto okolnosť spraviť príslušnú korekciu, či ju zahrnúť do kalibrácie detekčného systému.

Kapitola 12

Detektory žiarenia

Naše súčasné znalosti o jadrovom a subatómovom svete pochádzajú zo štúdia rozpadu nestabilných častíc a jadier a z interakcií medzi časticami a jadrami, pričom podstata všetkých týchto dejov môže byť skúmaná iba vďaka údajom z meraní, ktoré nám poskytujú vhodné detektory.

Takéto informácie možno obdržať prevažne tromi spôsobmi: buď obdržaním signálu, ktorý je produkovaný vo chvíli, kedy častica prechádza prostredím detektoru, alebo prechodom častíc elektromagnetickým poľom a sledovaním ich trajektórií, či detekciou charakteristického žiarenia, ktoré dané častice emitujú.

12.1 Všeobecné vlastnosti detektorov

Než budeme diskutovať rozličné typy detektorov, priblížime niektoré všeobecné vlastnosti, ktoré sa vzťahujú ku všetkým typom detektorov.

12.1.1 Zjednodušený model detektoru

Najskôr začneme s hypotetickým detektorom, na ktorý dopadá niektoré z druhov žiarenia, a upriamime pozornosť na interakciu jednej častice v detektore. Aby sme dostali od detektoru nejakú odozvu, žiarenie musí v priestore detektoru interagovať. Čas interakcie je veľmi krátky (typicky niekoľko nanosekúnd v plynových detektoroch alebo niekoľko pikosekúnd v detektoroch s pevnými látkami), a tak vo väčšine prípadov sa uloženie energie častice v priestore detektoru deje prakticky okamžite.

Celkový výsledok interakcie žiarenia v širokej triede detektorov je výskyt daného elektrického náboja vnútri aktívneho objemu detektoru. Predpokladajme, že v našom zjednodušenom modeli detektoru sa náboj Q vyskytne v čase $t = 0$ ako výsledok interakcie častice. Ďalej však je nutné tento náboj zhromaždiť, aby sformoval elektrický signál. To je typicky dosiahnuté pomocou elektrického poľa vnútri detektoru, ktoré donúti kladné a záporné ióny vytvorené pri prechode častice detektorom pohybovať sa opačnými smermi. Doba potrebná k zozbieraniu náboja sa mení podľa typu detektoru (odráža mobilitu nosičov náboja vnútri detektoru rovnako ako priemernú vzdialenosť, ktorú musia ióny prejsť, než sa dostanú k elektródam), napr. v ionizačných komorách sa

udáva v rádoch milisekúnd, zatiaľ čo v polovodičových detektoroch v rádoch nanosekúnd.

Začnime teda s modelom detektora, ktorého odozva na jednu časticu bude prúd, ktorý tečie po čas rovný dobe zbierania náboja t_c . Časový integrál cez dobu trvania toku prúdu potom bude udávať celkový elektrický náboj Q generovaný danou interakciou

$$\int_0^{t_c} i(t) dt = Q. \quad (12.1)$$

V reálnom detektore je ale situácia odlišná kvôli tomu, že množstvo častíc interaguje v objeme detektora vo veľmi krátkom čase. Pokiaľ je miera ožiarenia veľká, môže sa stať, že detekovaný prúd pochádza od viac, než jednej interakcie.

Dôležité je tiež zmieniť sa o fakte, že príchod častice ionizujúceho žiarenia je náhodný jav riadený Poissonovým rozdelením a časové intervaly medzi následnými impulzami sú rozdelené náhodne.

12.1.2 Vyhodnotenie odozvy detektoru

Existujú tri všeobecné operačné módy detektorov - **pulzné**, **prúdové** a **MSV** (*mean square voltage*) mód. Pulzný mód je najpoužívanejším módom, ale aj prúdový mód má množstvo aplikácií. MSV mód je limitovaný na špeciálne aplikácie, ktoré vyžadujú jeho špeciálne charakteristiky.

V pulznom móde je zaznamenaná každá častica, ktorá interaguje s detektorom. Vo väčšine prípadov sa eviduje celkový náboj Q po prechode častice detektorom, keďže energia, ktorú častica v detektore zanechá, je priamo úmerná danému náboju. Všetky detektory, ktoré sa používajú k meraniu energií jednotlivých častíc (t.j. ku spektroskopii), musia operovať v tomto móde. Môžeme sa stretnúť tiež s inými potrebami merania: napr. detekovať všetky pulzy iba nad určitú hladinu, čo môže byť použité, pokiaľ nás zaujíma iba intenzita žiarenia.

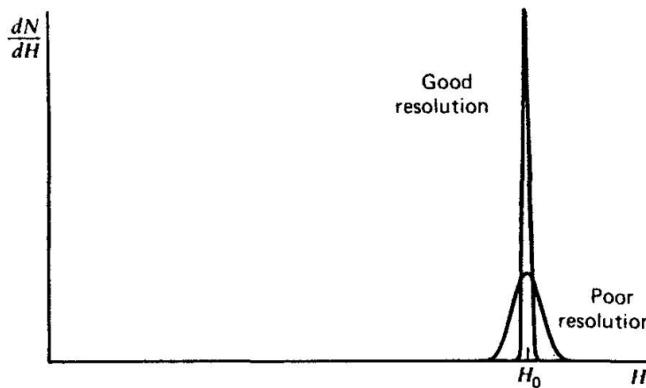
Pri veľmi vysokej miere eventov sa pulzný mód stáva nepraktickým až nepoužiteľným. Doba medzi nasledujúcimi eventami sa môže natoľko skrátiť, až sa prúdové impulzy začnú v čase prekrývať. V takýchto prípadoch sa možno obrátiť k alternatívnym technikám detekcie, kedy meriame prúd s veľkosťou odpovedajúcou vytvorenému náboju za jednotku času. Toto odpovedá prúdovému módu.

MSV mód je najužitočnejší, keď meriame žiarenie v prostredí so zloženou radiáciou. V takom prípade je totiž veľkosť produkovaného náboja závislá od typu žiarenia. Keďže tiež platí, že stredný štvorec signálu je úmerný štvorcu náboja¹, dokážeme tak v tomto operačnom móde rozoznať rôzne typy žiarenia.

12.1.3 Energetické rozlíšenie

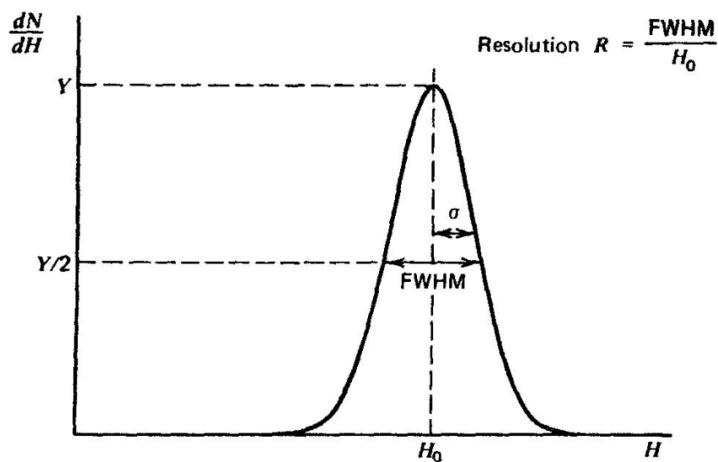
Pri množstve aplikácií detektorov žiarenia je predmetom merania rozdelenie energií žiarenia, t.j. spektroskopia.

¹ $\overline{\sigma^2(t)} = \frac{rQ^2}{T}$, kde r je početnosť udalostí a T je čas odozvy.



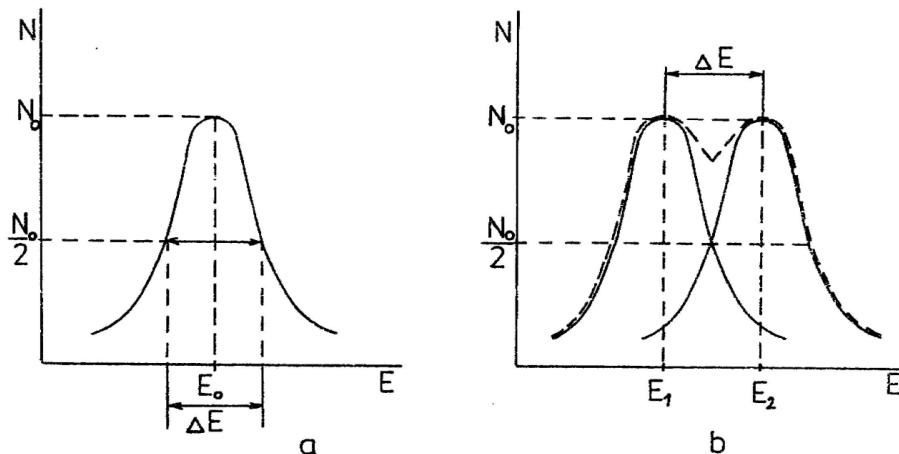
Obr. 12.1: Príklad odozvy pre detektor s dobrým a zlým energetickým rozlíšením.

Dôležité vlastnosti detektorov pri spektroskopickom meraní môžu byť testované zaznamenáváním odozvy na monoenergetický zdroj žiarenia. Rozdelenie diferenciálnych výšok pulzov produkovanych detektorom za týchto podmienok zobrazuje obrázok 12.1. Toto rozdelenie je nazývané *response funkciou* (funkce odezvy) detektora. V oboch prípadoch bolo detekované rovnaké množstvo pulzov a plochy pod oboma píkmi sú zhodné. Napriek tomu, že sú obe rozdelenia ustrednené na rovnakú priemernú hodnotu H_0 , šírka rozdelenia detektora so zlým rozlíšením je o dosť väčšia. To odráža fakt, že od pulzu k pulzu bolo detekované veľké množstvo fluktuácií napriek tomu, že v detektore bola deponovaná tá istá energia pre každý event. Ak sa zmenší množstvo týchto fluktuácií, šírka odpovedajúceho rozdelenia sa tiež zmenší a pík bude viac pripomínať matematickú delta funkciu. Schopnosť pri danom meraní rozlíšiť väčšie detaily rozloženia energie častíc žiarenia sa teda evidentne zlepšuje so zmenšujúcou sa šírkou response funkcie.

Obr. 12.2: Pre píky, ktoré majú Gaussovský tvar so štandardnou odchýlkou σ , je FWHM dané $2,35\sigma$.

Formálna definícia energetického rozlíšenia detektora je zobrazená na obr. 12.2. Plná šírka v polovici výšky (FWHM) je definovaná ako šírka rozdelenia v úrovni, ktorá je polovicou maxima píku. Táto definícia tak úplne zanedbáva vplyv pozadia, na ktoré sa môže pík superponovať. Kon-

venčne je energetické rozlíšenie bezrozmerou veličinou udávanou v percentách, ktorá sa definuje ako podiel FWHM ku polohe píku H_0 . Napr. polovodičové detektory používané ku spektroskopii alfa častíc majú energetické rozlíšenie menšie než 1%, zatiaľ čo scintilačné detektory používané pre detekciu gama žiarenia majú rozlíšenie 5 – 10%. Je teda jasné, že čím menšie energetické rozlíšenie daný detektor má, tým lepšie bude schopný rozlísiť dve časticie, ktorých energie ležia blízko seba.



Obr. 12.3: Rozdelenie kinetickej energie častíc (a) vysielaných monoenergetickým zdrojom s energiou E_0 . N je početnosť častíc. Rozdelenie dvoch ďalších skupín častíc (b) s energiami E_1 a E_2 a šírkou rozdelenia ΔE . Čiarkovaná krivka je súčtová krivka oboch spektrálnych čiar.

Ak je teda energia časticie E_0 rozdelená s pološírkou ΔE (viď obr. 12.3), je relatívne energetické rozlíšenie R dané vzťahom

$$R = \frac{\Delta E}{E_0}. \quad (12.2)$$

Pološírka ΔE navyše udáva aj možnú polohu ďalšej spektrálnej čiary, ktorú možno zariadením s daným rozlíšením ešte od susednej odlísiť.

Všeobecne je energetické rozlíšenie funkciou energie deponovanej v detektore, ktorá sa zlepšuje so zvyšujúcou sa energiou. Tento fakt je daný Poissonovým rozdelením ionizácií a excitácií. Stredná energia potrebná k produkcií jedného ión-elektrónového páru je hodnota w závislá iba na materiály. Pre energiu E tak môžeme očakávať $N = \frac{E}{w}$ ionizácií. So zvyšujúcou sa energiou rastie počet ionizačných eventov, čoho výsledkom sú menšie relatívne fluktuácie.

Pre počítanie fluktuácií je treba zvážiť dva prípady. Pre detektor, kde žiarenie nie je celkom pochltené, je počet ionizačných interakcií daný Poissonovským rozdelením. Odchýlka tohto rozdelenia je daná

$$\sigma = \sqrt{N}, \quad (12.3)$$

kde N je stredný počet párov produkovaných ionizáciou. Relatívne energetické rozlíšenie je tak dané

$$R = 2,35 \frac{\sqrt{J}}{J} = 2,35 \sqrt{\frac{w}{E}}, \quad (12.4)$$

kde faktor 2,35 vzťahuje štandardnú odchýlku Gaussiánu k jeho FWHM.

Ak je absorbovaná celá energia žiarenia, ako v detektoroch používaných ku spektroskopickým meraniam, predpoklad Poissonovského rozdelenia nie je správny. V mnohých detektoroch je energetické rozlíšenie pozorované menšie než to určené z Poissonovho rozdelenia. Rozdiel je v tom, že celková deponovaná energia je fixná, zatiaľ čo v predchádzajúcom prípade mohla deponovaná energia fluktuovať. Celkový počet ionizácií a energia ionizujúcej častice stratená v každej interakciu sú zviazané touto hodnotou. Štatisticky to znamená, že ionizačné eventy nie sú všetky nezávislé, a preto Poissonovo rozdelenie nemožno aplikovať. Prvým, kto spočítal odchýlku za týchto podmienok, bol Ugo Fano a odvodil

$$\sigma = \sqrt{FN} \quad (12.5)$$

kde N je stredný počet produkovaných ionizačných párov a F je **Fano faktor**.

Fano faktor je funkcia všetkých fundamentálnych procesov, ktoré môžu viesť k prenosu energie v detektore, zahrňujúce všetky reakcie, ktoré nemusia viesť k ionizácií (napr. fotónové excitácie). Je to teda konštantu charakterizujúca detekujúce médium. Teoreticky je veľmi obtiažne Fano faktor určiť, pretože to vyžaduje podrobnú znalosť všetkých reakcií, ktoré môžu nastáť v detektore.

S použitím Fano faktoru je relatívne energetické rozlíšenie dané

$$R = 2,35 \sqrt{\frac{Fw}{E}} \quad (12.6)$$

Pre $F = 1$ je rozptyl rovnaký, ako pre Poissonove rozdelenie. To je prípad scintilačných detektorov. Pre množstvo detektorov, polovodičových či plynových, je $F < 1$, čo veľmi zvyšuje energetické rozlíšenie týchto typov detektorov. Hodnoty pre niekoľko materiálov sú uvedené v tabuľke 12.1.

Materiál	Fano faktor
Kremík	0,09
Germánium	0,06
Argón	0,20
Xenón	0,13

Tabuľka 12.1: Hodnoty Fano faktoru pre niekoľko materiálov.

Fano faktor odráža mieru, ktorou sa energia interagujúcej častice premieňa na nosiče informácie v detektore. Ak bude energia vstupujúceho žiarenia vždy premenená na iónové páry, potom ich počet bude vždy presne rovnaký bez akýchkoľvek štatistických fluktuácií - v takom prípade bude $F = 0$. Naopak ak sa len malá časť energie žiarenia bude podieľať na tvorbe páru, ktoré teda vznikajú len s malou pravdepodobnosťou, budú dobre splnené podmienky pre Poissonovo rozdelenie, potom $\sigma = \sqrt{N}$ a $F = 1$.

12.1.4 Detekčná účinnosť

Predstavme si opäť náš hypotetický detektor. V princípe pre každú časticu, ktorá interaguje v priestore detektora, dá tento detektor odozvu. Primárne častice (ako napr. alfa či beta častice) spôsobujú excitáciu alebo ionizáciu ihneď po vstupe do aktívneho objemu detektora a po tom,

čo prejdú časťou dráhy svojho dosahu, vytvoria dostatok iónových párov pozdĺž svojej dráhy, aby výsledný pulz bol dostatočne veľký k zaznamenaniu. Preto si možno jednoducho predstaviť situáciu, kedy je detektor schopný zaznamenať každú nabitú častice, ktorá vstúpi do jeho objemu. Pri týchto podmienkach je detekčná účinnosť 100%.

Na druhej strane ale pre časticu bez náboja (ako napr. gama žiarenie alebo neutróny) je situácia zložitejšia, nakoľko tieto časticu musia najskôr zinteragovať v objeme detektora a vytvoriť sekundárnu nabitú časticu. Detektory neutrálnych častic tak často mávajú účinnosť nižšiu než 100%. Potom je treba mať presný údaj o efektivite detektora, aby bolo možné vziať počet zaznamenaných pulzov k počtu neutrónov či fotónov gama žiarenia, ktoré vnikli do detektora.

Detekčnú účinnosť môžeme rozdeliť na dva druhy: totálnu a vnútornú. Totálna detekčná účinnosť η_{tot} je podiel počtu zaznamenaných pulzov k počtu častic emitovaných zdrojom a berie tak do úvahy nielen vlastnosti detektora, ale aj geometriu. Vnútorná účinnosť η_{in} dáva do podielu počet zaznamenaných pulzov k počtu častic prichádzajúcich do detektora. Táto účinnosť nezávisí na geometrii, ale na materiály, energii žiarenia a hrúbke detektora v smere, v ktorom žiarenie prichádza. Obe účinnosti sú jednoducho previazané vzťahom

$$\eta_{tot} = \eta_{in} \frac{S}{4\pi d} \quad (12.7)$$

kde S je plocha detektora a d je vzdialenosť zdroja a detektora. Pomer $\frac{S}{4\pi d}$ označujeme za geometrickú účinnosť η_{geom} (podíl počtu častic dopadlých na detektor a počtu častic vyzářených zdrojem).

Príčiny toho, že niektoré časticu nie sú registrované a účinnosť je menšia než očakávaných 100%, môžu byť:

- častica pri svojom prechode citlivým objemom nevytvorí ani jeden ión-elektrónový párs
- častica vytvorí iba malý počet ión-elektrónových párov, ktorých signál neprekročí nastavenú hodnotu diskriminačnej hladiny
- časový interval, v ktorom došlo k interakcii dvoch či viacerých po sebe interagujúcich častic, bol kratší, než rozlišovacia doba detektora a/alebo elektroniky zaistujúcej registráciu. V takom prípade účinnosť detekcie klesá s rastúcou početnosťou.

12.1.5 Mŕtva doba

Prakticky vo všetkých detektoroch je pre detekciu dvoch po sebe idúcich eventov ako dvoch odlišných pulzov nutné, aby tieto eventy od seba boli oddelené istým časom. V niektorých prípadoch je tento limitujúci čas daný detektorm ako takým, inokedy napr. elektronikou. Minimálne časové odlíšenie je nazývané **mŕtva doba** systému. Straty kvôli mŕtvej dobe sú vážne najmä pri vysokých početnostiach častic žiarenia.

Mŕtva doba je doba potrebná pre vytvorenie a spracovanie signálu v detektore. Existujú dve možnosti, ako sa môže detektor behom mŕtvej doby chovať: buď sa stane necitlivým k ďalším prichádzajúcim časticiam, alebo zostáva citlivý a vzniká tzv. **pile-up** efekt, t.j. skladanie amplitúd prichádzajúcich častic.

V prípade, že sa mŕtva doba nepredĺži, platí pre skutočný počet častíc vzťah

$$N_s = nT = mT + nmT\tau, \quad (12.8)$$

kde n je skutočná početnosť, T je doba merania, m je početnosť zaznamenaných prípadov, a τ je mŕtva doba. Skutočný počet tak môžeme jednoducho vyjadriť ako

$$N_s = \frac{mT}{1 - m\tau}. \quad (12.9)$$

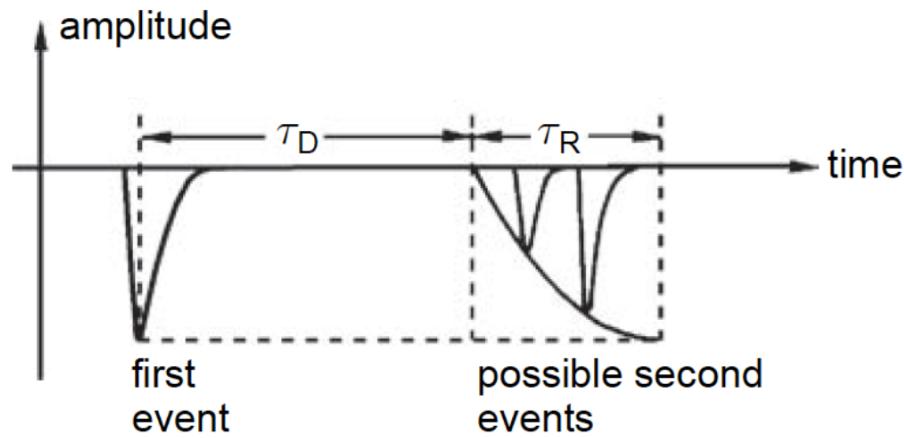
V prípade modelu, kedy sa mŕtva doba predlžuje a vznika pile-up efekt môžeme nameranú početnosť vyjadriť ako

$$m = ne^{-n\tau}. \quad (12.10)$$

Pre oba modely platí, že pre nízke početnosti ($n \ll 1/\tau$) sa nameraná početnosť dá approximovať do rovnakého tvaru:

$$m = \frac{n}{1 + n\tau} \approx n(1 - n\tau) \approx ne^{-n\tau}. \quad (12.11)$$

Mŕtva doba je teda čas, ktorý musí prejsť medzi registráciou jednej častice a schopnosťou reagovať na ďalšiu časticu. Mŕtva doba, počas ktorej nie sú detekované žiadne častice, je nasledovaný fázou, počas ktorej sú častice opäť detekované, avšak detektor nemusí odpovedať na častice s plnou citlivosťou. Po určitom čase, nazývanom doba zotavenia (*recovery time*), detektor dokáže opäť vytvárať signál s normálnou amplitúdou (viď obr. 12.4).



Obr. 12.4: Ukážka mŕtvej doby a doby zotavenia v Geiger-Mullerovom počítači.

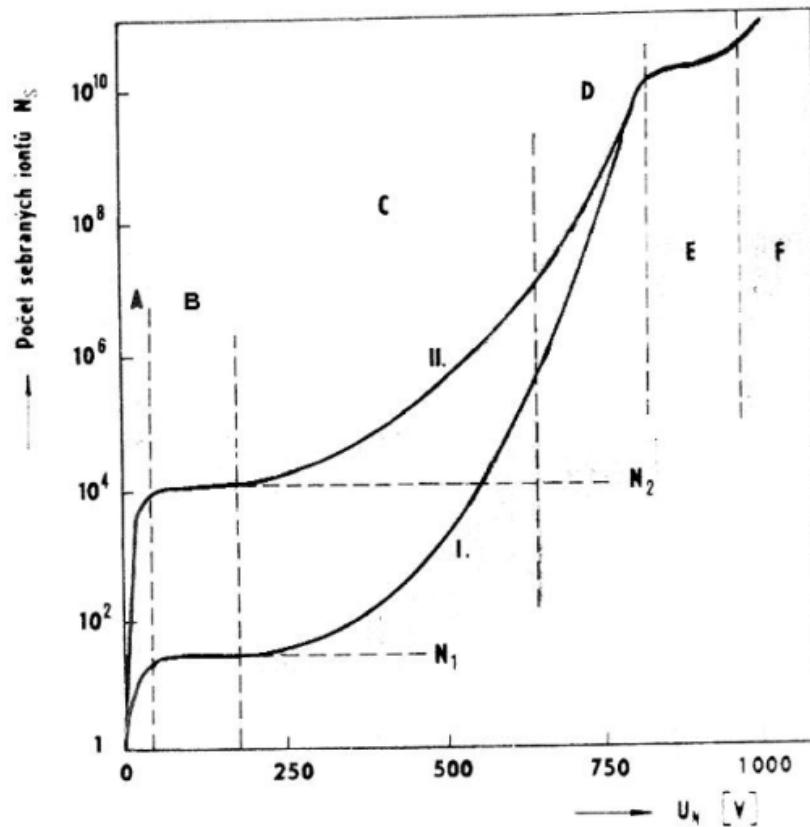
12.2 Plynové detektory

Za štandardných laboratórnych podmienok sa plyny chovajú ako veľmi dobré až vynikajúce izolanty. Pôsobením priamo ionizujúceho žiarenia sa niektoré atómy alebo molekuly, pôvodne neutrálne, premieňajú ionizáciou na kladne nabité ióny a elektróny. Pri interakcii nepriamo ionizujúceho žiarenia túto ionizáciu spôsobujú sekundárne nabité častice. Dôsledkom toho vodivosť plynu narastá. Detektory využívajúce tohto javu sa označujú ako plynové detektory. Patria k nim nasledujúce:

- ionizačné komory
- proporcionálne komory
- Geige-Müllerove detektory
- koronové detektory

Tieto detektory sa od seba vzájomne líšia predovšetkým veľkosťou a rozložením intenzity elektrického poľa (určeným geometriou detektora a napájacím napäťom podľa vzťahu $E = \frac{U}{d}$) a druhom a tlakom pracovného plynu.

Plynovou náplňou komory môže byť v princípe aj obyčajný vzduch, lepšie vlastnosti však vykazujú špeciálne plynové náplne tvorené inertnými chemicky stabilnými plynmi, ktorých molekuly nepodliehajú pri prechode elektrického prúdu chemickým premenám. Najčastejšie sa používa argón, kryptón a xenón.



Obr. 12.5: Závislosť počtu zozbieraných iónov na napäti detektoru.

Všeobecný priebeh charakteristiky plynového detektora je na obr. 12.5 a zobrazuje počet iónov N_s zozbieraných na elektródach počítača v závislosti na pripojenom napäti a teda intenzite elektrického poľa. Krivka I odpovedá časticom, ktorá vnútri pracovného objemu detektora vytvorí N_1 iónových párov, krivka II potom iné časticom, ktoré vytvoria $N_2 > N_1$ iónových párov. Je zrejmé, že táto druhá častica zanechala v detektore vyššiu energiu.

V oblasti A v dôsledku nedostatočnej intenzity elektrického poľa nie sú od seba produkty ionizácie dostatočne rýchlo oddelené a dochádza k ich rekombinácii. Celkový zozbieraný náboj je preto menší, než odpovedá ionizáciou vytvorenému náboju, túto oblasť nazývame *rekombinačnou oblasťou*. S rastúcou intenzitou elektrického poľa rastie aj driftová rýchlosť vytvorených nosičov náboja, pohybujúcich sa k príslušným elektródam a pravdepodobnosť rekombinácie klesá natoľko, že sa od istej hodnoty napäťa na detektore už prakticky neuplatňuje. Počet zozbieraných nosičov náboja N_s sa rovná počtu nosičov vytvorených ionizáciou. Oblasť označená B sa nazýva *oblasť nasýtenia*. Zatiaľ čo oblasť A nie je prakticky používaná, oblasť B je typickým pracovným režimom ionizačných komôr.

Pri ďalšom zvyšovaní napäťa na detektore je počet zozbieraných nosičov náboja N_s väčší než odpovedá N_1 či N_2 , pričom konštanta úmernosti M je iba funkciou napäťa na detektore a označuje sa ako plynové zosilnenie (platí $N_s = MN_{1/2}$). Táto oblasť, kde plynové zosilnenie M nezávisí na veľkostiach N_1 či N_2 , sa nazýva *oblasť proporcionality* a je typickým režimom proporcionálnych detektorov.

Pri ďalšom zvyšovaní napäťa sa plynové zosilnenie M stáva funkciou nielen napäťa, ale aj N_1 a N_2 - túto oblasť (D) nazývame *oblasť obmedzenej proporcionality* a nie je bežné používaným režimom plynových detektorov.

S ďalším zvyšovaním napäťa na detektore obe krvky splývajú v jedinú ďalej rastúcu krvku. Oblasť označená E a charakterizovaná nezávislostou odozvy na veľkosťi pôvodne vytvorených ionizácií a iba veľmi pozvoľnou závislosťou na ďalšom zvyšovaní napäťa sa nazýva *Geiger-Müllerova oblasť* a pracujú v nej Geiger-Müllerove detektory. Pri ďalšom zvyšovaní napäťa dochádza k zapáleniu samovoľného koronového výboja (oblasť F).

Ako ionizačná komora, tak aj proporcionálny detektor umožňuje meranie energie častíc a hovoríme, že majú spektrometrické vlastnosti. Oproti tomu napr. Geiger-Müllerov počítač udáva iba informáciu o detekcii častice, z jeho odozvy nemožno určiť energiu častíc.

Dôležité je tiež zdôrazniť, že k dosiahnutiu oblasti proporcionality a ďalších oblastí ležiacich na obr. 12.5 vpravo od nej je nutné použiť geometrického usporiadania detektoru, ktoré zaistí veľmi nehomogénne elektrické pole (najčastejšie sa používa koaxiálna geometria, niekedy tiež sférická).

12.2.1 Ionizačné komory

Hlavné využitie nachádzajú ionizačné komory v dozimetrii pri stanovení veličín expozícia, kerma a dávka. Komora je naplnená vzduchom, najčastejšie geometrickým tvarom je dosková či valcová, zriedka sférická. Schopnosť práce ionizačných komôr za vysokých teplôt je bezkonkurenčná, žiadny z ostatných známych detektorov túto vlastnosť nemá.

Vyhodnotenie odozvy ionizačnej komory možno spraviť bud' v prúdovom alebo v impulznom režime. Straty pri detekcii častíc v ionizačnej komore sú najmä vplyvom rekombinácie (či už elektrón-iónovej, alebo rekombinácie medzi záporným a kladným iónom - v oboch prípadoch je náboj reprezentujúci pôvodne vytvorený pár stratený a nemôže prispieť ku vzniku signálu v detektore) a difúzia (tá sa deje v smere klesajúceho gradientu a spôsobuje pohyb nábojov proti smeru, ktorým sa pohybuje vplyvom elektrického poľa). Najjednoduchšou cestou ku zníženiu týchto strát

je použite vysokých hodnôt napájacieho napäťia komory.

Elektrický prúd pretekajúci ionizačnou komorou je všeobecne veľmi slabý (cca 10^{-16} až 10^{-9} A) - ionizačná komora má nízku citlivosť, takže sa nehodí na detekciu slabého toku žiarenia. Jej výhodou je však lineárna závislosť prúdu aj v oblasti vysokých intenzít ionizujúceho žiarenia. Ionizačné komory preto majú veľmi dobrú linearitu odozvy na intenzitu detekovaného ionizujúceho žiarenia vo veľmi širokom rozsahu. Využíva sa preto napr. na meranie rozloženia intenzity vo zväzkoch žiarenia v rádioterapii. Najčastejšie použitie ionizačnej komory je v dozimetrii na meranie dávky ionizujúceho žiarenia.

12.2.2 Proporcionálne komory

Tento typ plynových detektorov využíva jav nazývaný **plynové zosilnenie** ku znásobeniu počtu nosičov náboja vytvorených ionizáciou v plyne. Pracuje takmer vždy v impulznom režime (výstupné impulzy majú vďaka plynovému zosilneniu podstatne väčšie amplitúdy než u impulzne pracujúcich ionizačných komôr).

Plynové zosilnenie, ktoré sa odohráva vo veľmi blízkom okolí anódy, je závislé na intenzite elektrického poľa a začína sa za normálneho atmosférického tlaku uplatňovať v plynoch nevytvárajúcich záporné ióny od hodnôt intenzity elektrického poľa 10^6 V/m. Elektróny vytvorené primárnu ionizáciu sú elektrickým poľom urýchlené natoľko, že spôsobujú na svojej dráhe ionizáciu neutrálnych atómov či molekúl plniaceho plynu. Týmto vznikajú ďalšie elektróny, ktoré sú poľom taktiež urýchľované a ak dosiahnu vyššie energie, než je ionizačná energia neutrálnej molekuly, môžu plynovú náplň sami ionizovať. V dôsledku toho počet ión-elektrónových párov rastie a vznika tzv. **Townsendova lavína**.

Rozloženie elektrického poľa obzvlášť v okolí anódy môže podstatne ovplyvniť priestorový náboj kladných iónov, ktoré sa pohybujú ku katóde rýchlosťou podstatne menšou, než elektródy k anóde. Dôsledkom je zníženie amplitúdy signálu a negatívny vplyv na energetickú rozlišovaciu schopnosť detektora.

Proporcionálne detektory sa odporúčajú prevádzkovať pri najnižšom možnom napätí, za ktorého dochádza k plynovému zosilneniu. Je to kvôli ohľadu na potlačenie vplyvu priestorového náboja a šumu detektora.

12.2.3 Geiger-Müllerove detektory

Ak ďalej zvyšujeme napájacie napätie, od istej hladiny budú v dôsledku veľkej intenzity elektrického poľa v oblasti anódy elektrónové lavíny natoľko urýchlené, že okrem nárazovej ionizácie môžu tiež excitovať atómy alebo molekuly plynovej náplne. Deexcitáciu sprevádzza emisia fotónovožiarenia. Tieto fotóny sa z miesta svojho vzniku šíria všetkými smermi, môžu teda dopadnúť na ktorokoľvek miesto katódy. Ak je ich energia väčšia ako výstupná práca elektrónu z kovového povrchu, na ktorý dopadnú, dôjde k emisii fotoelektrónu. Tie sa účinkom poľa pohybujú k anóde, v ktorého okolí spôsobia vznik ďalších lavín a celý proces sa opakuje. Zásluhou fotoelektrónov sa tento Geiger-Müllerov výboj z miesta primárnej ionizácie rozšíri pozdĺž celého počítača.

Nasleduje však zníženie intenzity elektrického poľa vďaka pôsobenie priestorového náboja kladných iónov, ktoré vo forme trubice obalia anódu po celej jej dĺžke. V dôsledku tohto zníženia intenzity elektrického poľa elektróny prestanú excitovať plynovú náplň, ustane tvorba deexcitačných fotónov, na katóde prestanú vznikať fotoelektróny a výboj v počítači ustáva.

Následne ale v detektore vzniká sekundárna lavína. Deje sa tak vďaka tomu, že vrstva kladných iónov, ktoré pôvodne obaľovali anódu, sa pohybuje ku katóde počítača, na ktorého povrchu sa ióny neutralizujú záchytom elektrónov. Pritom je energeticky možná emisia voľného elektrónu z katódy, ktorý za dobu niekoľko mikrosekúnd dosiahne anódu a spustí sekundárnu lavínu. Výsledkom prvotnej ionizácie jedinou časticou tak nie je jeden impulz, ale nepretržitá séria impulzov. Aby mohol počítač registrovať jednotlivé nabité častice prechádzajúce jeho objemom ako jednotlivé impulzy, je treba predísť vzniku sekundárnych lavín. Tento proces sa nazýva zhášanie a podla neho sa Geiger-Müllerove počítače delia na

- **nesamozhášacie** - jedinou možnosťou zhášania u nich je zmenšenie intenzity elektrického poľa znížením napájacieho napäťa pod hodnotu prahového napäťa
- **samozhášacie** - bolo zistené, že samovoľné zhášanie výboja spôsobuje prímes alkoholových pár v inak bežne používaných vzácnych plynoch. Pri neutralizácii kladných iónov zhášacej prímesy na katóde sa uvoľnená energia využije oveľa pravdepodobnejšie k disociácii ich zložitých molekúl než k uvoľneniu elektrónu z povrchu katódy, a preto nedochádza ku spusteniu sekundárnych lavín. Fotoelektróny sú naviac produkované v atómoch zhášajúcej prímesy, čím sa predíde rozšíreniu výboja pozdĺž celého počítaču. Nevýhodou organických zhášacích prímesí je obmedzenie životnosti počítača spôsobené postupným znižovaním počtu neutrálnych molekúl zhášacieho plynu behom doby jeho používania, nakoľko jeho už disociované molekuly nie sú schopné regenerácie na pôvodnú molekulu. Oproti tomu molekuly halogénov pri zhášaní počítača majú schopnosť opäť rekombinovať na neutrálnu molekulu.

Ako je vidieť na obr. 12.5, Geiger-Müllerove počítače pracujú v oblasti, kde nárast napäťa je nasledovaný len malým stúpaním nameranej početnosti. Táto oblasť sa nazýva *pracovnou plošinou* počítača. Jej dĺžka a sklon sú meradlami kvality počítača a závisí na jeho type, predchádzajúcej historii a teplote. Počiatočné napätie odpovedá takej intenzite elektrického poľa, pri ktorej deexcitačné fotóny zaistia pokračovanie výboja generáciou dostatočného počtu fotoelektrónov.

Priestorový náboj kladných iónov, obalujúci ako trubice anódu počítača po celej jej dĺžke, znížuje intenzitu elektrického poľa v jej okolí natoľko, že elektróny pochádzajúce z ďalšej interakcie registrovaného žiarenia nevytvoria lavíny. Tento stav trvá tak dlho, pokiaľ sa driftujúce kladné ióny nedostanú do takej vzdialenosť od anódy, aby pole v jej okolí dosiahlo kritickej intenzity potrebnej pre tvorbu lavín. Tento časový interval sa nazýva mŕtva doba. Čas medzi koncom mŕtvej doby a okamžikom zberu kladných iónov je doba zotavenia.

Detekčná účinnosť GM detektorov všeobecne závisí na stenách detekčnej trubice a na jej plynovej náplni. Diametrálne sa líši pre žiarenie tvorené nabitémi časticami a pre fotónové žiarenie. Pre ťažšie nabité častice (napr. α) a pre elektróny je detekčná účinnosť blízka 100% za predpokladu, že sa dostanú do plynovej náplne, t.j. do citlivého objemu detektora. Aby tam prenikli, musí byť

vstupné okienko z čo najtenšieho ľahkého materiálu². Pre fotónové žiarenie je detekčná účinnosť vlastnej plynovej náplne veľmi nízka, vzhľadom k jeho malej absorpcii v plyne. Naprostá väčšina γ fotónov prejde citlivým objemom plynu bez interakcie. Fotóny s vyššou energiou môžu byť detektorom s plynovou náplňou detekované prakticky iba vtedy, keď budú interagovať s materiálom steny detekčnej trubice.

GM detektory zohrali významnú úlohu v rozvoji jadrovej a radiačnej fyziky - bol to prvý typ detektorov, ktorý dokázal registrovať jednotlivé kvantá ionizujúceho žiarenia a nielen iba intenzitu či tok žiarenia ako je to pri obyčajných ionizačných komorách. Aj v súčasnej dobe sú GM detektory používané pre svoju jednoduchosť, avšak väčšinou iba na menej náročné merania. Napr. v radiačnej ochrane sú to merače kontaminácie, hlásiče radiácie, monitorovacie systémy a pod. Pre presnejšie a náročnejšie merania boli vytlačené predovšetkým scintilačnými a polovodičovými detektormi, ktoré sú súčasťou mnohonásobne drahšie, avšak majú po všetkých stránkach podstatne lepšie parametre.

12.3 Scintilačné detektory

Scintilačné detektory prevádzajú absorbovanú energiu ionizujúceho žiarenia na energiu fotónov s frekvenciou v oblasti viditeľného alebo ultrafialového svetla. Historicky ide o najstarší spôsob detekcie jednotlivých ľahkých nabitých častíc, kedy záblesky tienidla pokrytého vrstvou ZnS boli počítané pomocou jednoduchého mikroskopu okom pozorovateľa. Toto zariadenie sa nazývalo spintariskop a kládlo na zrak pozorovateľa značné nároky. V roku 1909 uskutočnili Geiger a Marsden pomocou spintariskopu experiment zaoberajúci sa rozptylom α častíc na tenkej fólii, ktorý viedol k Rutherfordovmu objavu jadra (1911). V tejto súvislosti sa hovorí, že Marsden, ktorý scintilácie počítal (a boli ich stájisíce), mal Geigerom prísne zakázané pozerať sa von oknom a tráviť čas vonku v dobe ostrého slnečného svetla, aby sa nezhorsili jeho schopnosti „Ľudského scintilačného počítača“.

Je udivujúce, že navzdory subjektivite tejto detekčnej metódy stanovil Regener nielen počet α častíc emitovaných jedným gramom Ra a Po, ale tiež zo známeho toku častíc nabíjajúcich kondenzátor, po zmeraní celkového náboja, určil náboj α častice s chybou menšou než 0,375% jeho súčasnej tabuľkovej hodnoty.

Už v roku 1941 sa pokúsil Krebs využiť fotocitlivého Geiger-Müllerovho detektoru ako náhrady ľudského zraku pri počítaní scintilácií ZnS tienidla. Napriek tomu, že sa o to isté pokúšalo viacero autorov, výsledky neboli dobré. Nevýhod takto aplikovaného GM detektoru bolo mnoho. Medzi hlavné patrila nevýhodne položená oblasť maxima spektrálnej citlivosti (cca 260 nm), schopnosť detekcie no nie spektrometrie, neschopnosť rozlíšenia druhu častice podľa odozvy a napokon veľká mŕtva doba rádu 10^{-4} s.

Prvý prakticky využiteľný scintilačný detektor vznikol (1944) v Los Alamos National Laboratory (USA), kedy Curran a Baker použili na detekciu svetelných zábleskov ZnS fotonásobič firmy RCA typu 1P 21, vyvinutého pre fotometrické účely vo filmovom priemysle.

²hovorí sa o „bezokienkových“ detektoroch

K prevratu, ktorý znamenal návrat scintilačného detekčného princípu do experimentálnych laboratórií došlo po roku 1947, kedy boli v rýchлом slede objavené scintilačné vlastnosti organických³ aj anorganických⁴ látok. Tieto objavy stimulovali výrobcov k vývoju vhodnejších fotonásobičov. Rýchly vývoj nových scintilátorov bol v podstate ukončený objavmi plastikových a kvapalných scintilátorov v roku 1950. Až koncom šesťdesiatych rokov bol uvedený a ďalej vyvíjaný nový scintilátor BGO s vysokým protónovým číslom $Z = 83$. NaI(Tl) však zostal dodnes najpoužívanejším scintilačným detektorm fotónového žiarenia s najlepšou energetickou rozlišovacou schopnosťou.

Scintilačné detektory patria medzi najpoužívanejšie detektory ionizujúceho žiarenia. Ich výhoda spočíva okrem dobrých spektrometrických vlastností tiež v tom, že detekčné médium, scintilátor, môže mať značné rozmery a takmer ľubovoľný tvar. Pritom hmotnosť scintilačných látok je dostatočne veľká, takže možno dosiahnuť pomerne veľkú detekčnú účinnosť, najmä pre gama žiarenie. Scintilačný detektor tiež dáva výstupný signál, ktorého ďalšie spracovanie obvykle nevyžaduje použitie veľmi citlivých zosilňovačov. Vzhľadom k rýchlej odozve sa scintilačné detektory uplatňujú tam, kde je rozhodujúcim činiteľom spracovanie veľkých početností alebo kde potrebujeme získať informácie o časových vzťahoch emisie častíc.

Základné usporiadanie scintilačného detekčného systému je znázornnené na obr. 12.6. Vlastné čidlo detektoru predstavuje scintilátor, v ktorom dopadajúce žiarenie spôsobuje ionizáciu a excitáciu jeho atómov a molekúl. Ich návrat do základného stavu je doprevádzaný emisiou svetelného žiarenia. Aby sa mohli svetelné fotóny maximálne využiť, obklopuje sa scintilátor *reflektorom*. Zozbierané fotóny po prechode optickým kontaktom pôsobia na fotokatódu fotonásobiča. Fotóny po dopade na fotokatódu uvoľňujú fotoelektróny, ktoré sa po fokusácii a urýchlení elektrickým poľom dostávajú na prvú dynódu. Povrch dynód je pokrytý materiálom s veľkým súčiniteľom sekundárnej emisie. Vplyvom toho sa počet elektrónov opúšťajúcich každú nasledujúcu dynódu neustále zväčšuje. Výsledkom tohto násobiaceho procesu je, že každý fotoelektrón vyvolá celkom s elektrónov, ktoré sú potom zozbierané na anóde fotonásobiča. Zosílenie fotonásobiča býva v rozsahu 10^5 až 10^9 .

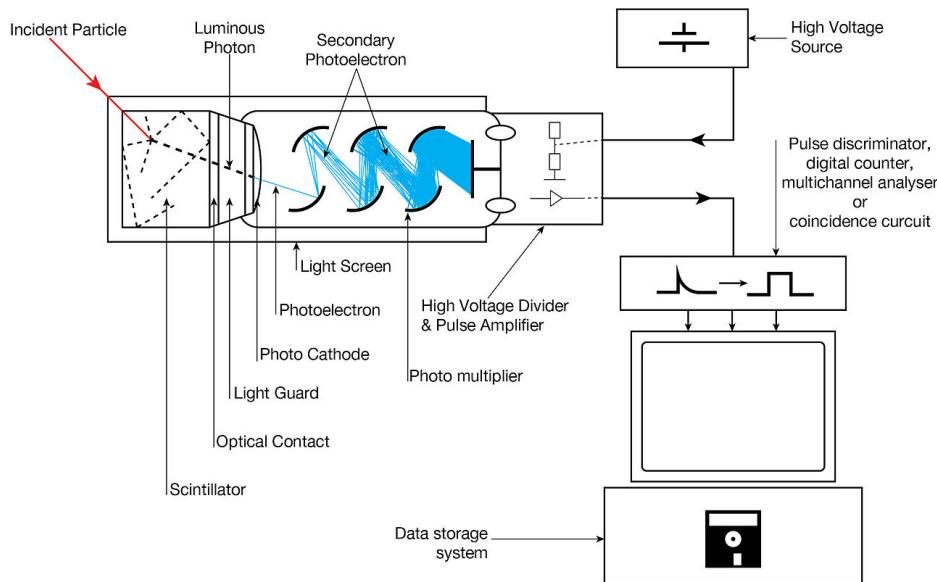
Od vhodných scintilačných materiálov požadujeme nasledujúce vlastnosti: vysoká efektivita premeny kinetickej energie nabitych častíc na scintilačné fotóny, dobrá linearita konverzie - svetelný výťažok by mal byť priamo úmerný uloženej energii pre široké spektrum energií, prieľadnosť pre svoje emisné vlnové dĺžky, emisné spektrum zhodné so spektrálnou citlivosťou fotonásobiča, krátka rozpadová konštanta, dobré optické vlastnosti, dobrá opracovateľnosť, index lomu by mal byť blízky indexu lomu skla ($\sim 1,5$).

12.3.1 Organické scintilátory

Energia ionizujúceho žiarenia v akomkoľvek scintilátore sa prejavuje emisiou fotónov prislúchajúcich do ultrafialovej až viditeľnej časti spektra, ktorá sa označuje ako luminescencia. Tá je v organických scintilátoroch vlastnosťou molekulárnej štruktúry aromatických molekúl a súvisí s energetickými stavmi π elektrónov sprostredkujúcich medziatómové väzby v organických mo-

³antracén - 1947, Kallmann

⁴NaI(Tl) - 1948, Hofstadter



Obr. 12.6: Schéma scintilačného detektora.

lekulách. Pretože tento spôsob väzby nie je závislý na skupenstve, pozorujeme luminescenciu v plynných, kvapalných aj tuhých aromatických látkach.

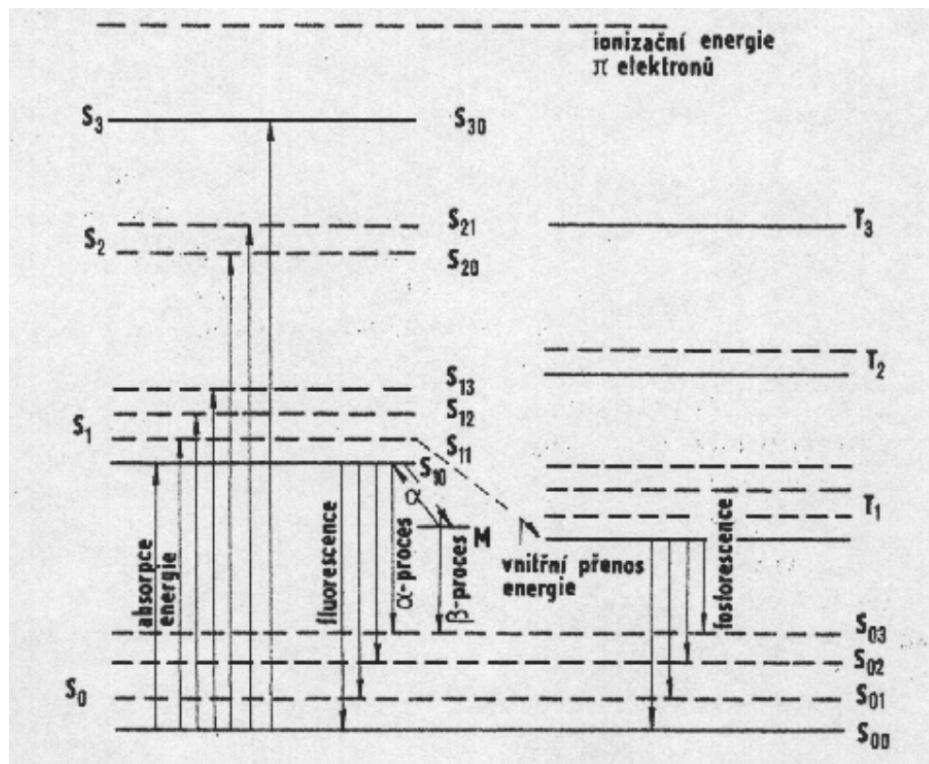
Celková energia vyžiarených luminescenčných fotónov je prirodzene vždy nižšia, než energia absorbovaná scintilátorom. Ich pomer sa nazýva **konverzná účinnosť** scintilátoru.

Absorbovaná energia žiarenia sa spotrebuje hlavne na ionizáciu a excitáciu elektrónov materiálu scintilátoru, efekt luminescencie je spojený iba s deexcitáciou π -elektrónov. Ionizácia iných, než π -elektrónov vedie k dočasnému alebo aj k trvalému poškodeniu molekúl scintilátoru.

Ak je π -elektrón excitovaný priamo alebo prostredníctvom iného elektrónu, prechádza zo základného stavu S_{0j} do excitovaného stavu S_{ij} závislého na veľkosti dodanej energie. Index i označuje excitované singletové stavy, indexom j sú rozlíšené vedľajšie vibračné hladiny i -teho singletového stavu. Podobne je to aj pre tripletové stavy T_{ij} , ktorých energia je vždy nižšia než energia rovnako indexovaného singletového stavu. Singletový stav odpovedá energetickým hladinám, v ktorých je súčet spinov elektrónov molekuly rovný nule. Tripletový stav má celkový spin 1.

Deexcitácia π -elektrónov môže prebehnúť podľa výberových pravidiel z vyšších excitovaných stavov buď priamo do základného stavu, alebo kaskádovo cez nižšie excitované stavy až do základného stavu. Experimentálne bolo dokázané, že k luminescencii môže dôjsť iba pri prechode zo stavu S_{10} do S_{0j} , pričom tento prechod je s istou pravdepodobnosťou nežiarivý. Znamená to, že pri každom prechode medzi oboma zmienenými energetickými stavmi nemusí byť nezbytne vyžiarený fotón. Deexcitačná energia sa v takom prípade mení na teplo, rovnako ako pri všetkých ostatných možných deexcitáciach, ktoré prebehnú inými spôsobmi, než $S_{10} \rightarrow S_{0j}$. O týchto prechodoch potom hovoríme ako o nežiarivých. Prechod $T_{10} \rightarrow S_{0j}$ je spinovo zakázaný, doba života tripletových stavov je preto omnoho väčšia než singletových stavov. Dôsledkom deexcitácií tripletových stavov je veľmi dlhá doba vysvetenia, ktorá je u scintilačného detektora nežiadúca.

Scintilačné detektory obyčajne nie sú vhodné na detekciu ľažkých iónov. Naopak, detekčná účinnosť elektrónov je v podstate stopercentná. Avšak kvôli tomu, že elektróny sa môžu v látke rozptýliť o veľké uhly, môžu opustiť detektor bez toho, aby zanechali celú svoju energiu. Pri beta



Obr. 12.7: Schéma energetických stavov π -elektrónov a názvy luminescencie jednotlivých deexcitačných stavov.

žiaričoch sa často používa metóda tzv. vnútorného počítania, vyznačujúca sa veľmi veľkou detekčnou účinnosťou. Metóda spočíva v tom, že rádioaktívna vzorka je rozpustená alebo rozptýlená v kvapalnom scintilátore, ktorý potom vlastne predstavuje bezokienkový detektor. Vzhľadom k nízkej hustote a nízkemu protónovému číslu Z nie sú organické scintilátory bežne používané na meranie γ žiarenia.

1. organické kryštály
 - (a) antracén - jedná sa o jeden z najstarších a najefektívnejších organických scintilátorov.
 - (b) stylben
2. kvapalné scintilátory - používajú sa ako 4π detektory pre meranie aktivít β žiaričov
3. plastikové scintilátory - jedná sa o scintilačný materiál (*fluor*) rozpustený v monomérnej látke (*base*), ktorá môže byť následne polymerizovaná na pevný plast. Plastikové scintilátory sa veľmi ľahko vyrábajú a tvarujú, sú lacné a môžu dosahovať relatívne veľké objemy. Ako plastové zložky sa používajú najmä polystyrén (PS), polyvyniltoluén (PVT) a polymetylmetakrylát (PMMA). Ako *fluory* sa bežne používajú polyfenyly a aryly oxazolu a oxadiazolu.

12.3.2 Anorganické scintilátory

Scintilátory s prvkami s vysokým protónovým číslom Z , ako sú anorganické kryštály, sa najlepšie hodia na detekciu a spektrometriu γ žiarenia a röntgenového žiarenia.

1. alkalické halogenidy

- (a) NaI(Tl) - [38000 γ/MeV , 230 ns, 415 nm]⁵ jedná sa o najväčší objav v oblasti scintilačných materiálov. Jeho objav v roku 1948 ukázal, že tento materiál vytvára omnoho viac scintilačných fotónov ako ktorýkoľvek iný vtedy známy organický scintilátor. Napriek tomu, že v dnešnej dobe už existujú scintilačné materiály s vyššou efektivitou, lepším energetickým rozlíšením, či rýchlejšou odozvou, iodid sodný patrí stále medzi najpoužívanejšie scintilačné materiály.
- (b) CsI(Tl) - [65000 γ/MeV , 630ns, 540nm] emisné spektrum je posunuté k väčším vlnovým dĺžkam a nevyhovuje tak niektorým fotonásobičom. Pri meraní pomocou fotonásobiča s rozšírenou citlivosťou na červené svetlo má iodid cézny takmer dvojnásobne väčšiu produkciu scintilačných fotónov. Výhodou oproti NaI je, že CsI nie je hygroskopický. Okrem tália sa ako aktivátor používa aj sodík.

2. pomalé anorganické kryštály

- (a) BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) - [8200 γ/MeV , 300ns, 480nm] hlavnou výhodou materiálu je vysoká hustota ($7,13 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$) a vysoké protónové číslo bizmutu (83). Jedná sa o čistý scintilátor, teda nepotrebuje žiadny aktivátor. Je citlivejší na teplotu ako ostatné materiály \Rightarrow je vynikajúci, keď je ochladený na teplotu tekutého dusíku.

3. neaktivované rýchle anorganické kryštály

- (a) BaF₂ - [9500(1400) γ/MeV , 630(0,6) ns, 310(220) nm]⁶ ukazuje sa, že jeho scintilačné svetlo má dve zložky - rýchla zložka s krátkou vlnovou dĺžkou a pomalá zložka s 1000-krát dlhším časom rozpadu a väčšou vlnovou dĺžkou. Rýchla zložka nebola dlho pozorovaná, pretože fotonásobiče neboli citlivé na také krátke vlnové dĺžky. Pomalú zložku možno eliminovať zvýšením teploty nad 200°C
- (b) PbWO₄ - [200 γ/MeV , 6 ns, 425 nm] je súčasťou elektromagnetických kalorimetrov na CMS (77 000 krystálov). Výhody: veľmi rýchly čas odozvy, dobrá radiačná odolnosť, veľká hustota, nízka cena, emisné spektrum vo viditeľnej oblasti. Nevýhody: veľmi nízky svetelný výťažok, veľká teplotná závislosť, veľký index lomu.

12.4 Polovodičové detektory

Nevýhodou scintilačných detektorov je ich relatívne nízke energetické rozlíšenie. Jediný spôsob, ako redukovať štatistický limit energetického rozlíšenia je zvýšiť množstvo nosičov informácií

⁵v hranatej závorke je vždy uvedený svetelný výťažok, čas odozvy a vlnová dĺžka maximálnej emisie

⁶v závorke sú uvedené vlastnosti rýchlej zložky

prenášaných jedným pulzom. Práve polovodičové detektory dokážu generovať omnoho väčšie množstvo nosičov. Fundamentálnym nosičom informácií je elektrón-dierový pár vytvorený pozdĺž cesty, ktorou išla nabité častica cez detektor.

V mriežke kryštálov existujú pre elektróny energetické vrstvy. Spodná, valenčná vrstva, korešponduje s elektrónmi viazanými v atóme. Horná, vodivá vrstva, reprezentuje elektróny, ktoré sa môžu voľne pohybovať kryštálom. Práve tieto elektróny predstavujú vodivosť materiálu. Vodiče majú tieto dve vrstvy prekryté. Nevodiče majú medzi týmito vrstvami medzeru väčšiu ako 3–5 eV. Polovodiče majú túto medzeru veľkú ~ 1 eV.

Pri ľubovoľnej nenulovej teplote je medzi elektrónmi predávaná termálna energia. Tá môže spôsobiť, že elektrón preskočí z valenčnej do vodivej vrstvy a nechá na svojom mieste dieru. Pravdepodobnosť, že sa tak stane, je daná vzťahom

$$P(T) = CT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (12.12)$$

kde E_g je energetický rozdiel medzi valenčnou a vodivou vrstvou, C je konštanta charakterizujúca materiál. Následne dochádza k náhodnej termálnej difúzii elektrónu aj diery preč od miesta vzniku.

Pokiaľ umiestníme polovodič do elektrického poľa, budú elektróny aj diery pritiahané po mriežke v závislosti od náboja. Ich pohyb sa bude skladať z náhodného termálneho pohybu a driftovej rýchlosťi rovnobežnej s vektorom intenzity poľa. Elektróny a diery sa navyše budú pohybovať v opačných smeroch. Správanie sa pohybu diery je spôsobené tým, že do diery vždy príde elektrón, ktorý je pritiahaný elektrickým poľom a nová diera tak vznikne v smere oproti pohybu elektrónov, takže sa správajú akoby kladne nabité. Driftová rýchlosť je úmerná elektrickej intenzite, pričom ich pomer nazývame mobilita

$$v = \mu E \quad (12.13)$$

V polovodičových detektoroch sa využíva najmä germánium a kremík. Germánium je pre svoje veľké protónové číslo ($Z = 32$) veľmi vhodným materiálom pre detektory fotónového žiarenia, zatiaľ čo kremík ($Z = 14$) sa používa na výrobu detektorov fotónov s nízkou energiou a ľahkých nabitéch častic. Porovnanie ich vlastností je v tabuľke 16.1.

Tabuľka 12.2: Prehľad vlastností dvoch najpoužívanejších polovodičov.

	Si	Ge
Z	14	32
atómová hmotnosť	28,09	72,60
hustota ρ [g/cm ³]	2,33	5,33
energetická medzera [eV]	1,1	0,7
mobilita elektrónov μ_e [10 ⁴ cm ² /Vs]	2,1	3,6
mobilita dier μ_d [10 ⁴ cm ² /Vs]	1,1	4,2
Fano faktor F	~0,09-0,12	~0,06-0,13
energia na elektrón-dierový pár [eV]	3,76	2,96

Zatiaľ čo v plynach je driftová rýchlosť elektrónov asi tisíckrát väčšia než kladných iónov, rýchlosť elektrónov a dier v polovodičoch sú rádovo rovnaké. Rýchlosť elektrónov a dier rastú so zvyšujúcou sa intenzitou elektrického poľa, pokým sa nedosiahne saturovaná rýchlosť, kedy už rýchlosť elektrónov a dier na ďalšom zvyšovaní intenzity elektrického poľa nezávisí. Mnohé detektory pracujú pri intenzitách elektrického poľa zaistujúcich saturačnú driftovú rýchlosť nosičov náboja. Vďaka tomu patria polovodičové detektory k detektorom s najrýchlejšou odozvou.

Aby sme zlepšili vodivosť polovodičov, pridávajú sa do nich nečistoty. Podľa nečistoty a toho, či táto nečistota prinesie elektrón alebo dieru navyše rozdeľujeme polovodiče na typ N a typ P.

Polovodiče typu N sú také, kde je pridaný *dopant*, teda atóm, ktorý má namiesto 4 valenčných elektrónov 5, čo sú prvky V. skupiny, napr. fosfor. Tieto nečistoty sú pridávané v rádoch niekoľko častíc na milión. V takom prípade dopant obsadí miesto v mriežke, kde by bol normálne kremík. Keďže je jeden elektrón navyše, tento je viazaný k atómu veľmi slabo a tak je ľahké ho uvoľniť.

Polovodiče typu P sú také, kde je pridaný *akceptor*, teda atóm, ktorý má 3 valenčné elektróny (napr. bór). Tento atóm vytvorí v mriežke navyše dieru.

V tomto type detektorov sa využíva polovodičový prechod. Ten sa pri zapojení v priepustnom smere, čomu odpovedá kladná polarita priloženého napäťa na oblasť *P* a záporná na oblasť *N*, chová ako dióda. Majoritné nosiče oboch typov polovodiča migrujú účinkom elektrického poľa cez prechod, ktorým v dôsledku toho vzniká prúd - dióda viedie a nemôže byť použitá ako detektor.

Pri opačnej polarizácii prechodu ním majoritné nosiče nemôžu driftovať a sú poľom z neho a jeho okolia naopak odsávané, prúd prechodom neprechádza. Vzniká oblasť bez vlastného náboja - tzv. ochudobnená oblasť vhodná pre detekciu. Elektróny a diery, ktoré tu vzniknú interakciou žiarenia, v poli migrujú a vytvárajú prúdový signál.

Najčastejšie sa využíva tzv. čiastočné vyprázdenie detektorov, kedy sa ochudobnená oblasť rozkladá iba v časti polovodiča typu *P*. Tieto detektory sú určené na spektrometriu ľahkých a jemných nabitych častíc a štiepných fragmentov.

Keď preletí nabitá častica polovodičom, produkuje v okolí svojej dráhy elektrón-dierové páry. Tento proces môže byť priamy, alebo nepriamy, kedy častica vyprodukuje vysokoenergetický elektrón a ten následne produkuje ďalšie elektrón-dierové páry. Relevantná vlastnosť, ktorá nás zaujíma v prípade, že chceme použiť polovodič ako detektor, je energia potrebná na tvorbu jedného elektrón-dierového páru. Táto energia sa nazýva ionizačná energia ϵ a ukazuje sa, že je nezávislá od energie žiarenia. Počet vzniknutých párov nezávisí ani na tom, či je polovodič čistý, alebo je typu P alebo N.

Hlavnou výhodou polovodičových detektorov je malá hodnota ionizačnej energie, ktorá je asi 10-krát menšia ako ionizačná energia v bežnom plynovom detektore. Vďaka tomu dokážeme vytvoriť 10-krát viac nosičov náboja, čo znamená lepšie energetické rozlíšenie.

Okrem priemernej hodnoty sú pre nás podstatné aj fluktuácie a rozptyl počtu nosičov náboja, pretože súvisia s energetickým rozlíšením detektora. Podobne ako v plynovom detektore, je pozorovaná štatistická fluktuácia v polovodiči menšia ako predpokladaná hodnota pre prípad, že nosiče náboja sú rozdelené podľa Poissonovho rozdelenia. Poissonov model by sedel v prípade, že by všetky vzniknuté páry pozdĺž dráhy boli nezávislé. V takom prípade by bol rozptyl rovný

celkovému počtu vzniknutých párov, inak povedané E/ϵ . Preto definujeme **Fano faktor** F , ktorý sa pridáva do Poissonovho rozdelenia, aby bol zohľadnený aj tento fakt:

$$F \equiv \frac{\text{pozorovaný štatistický rozptyl}}{E/\epsilon} \quad (12.14)$$

Pre lepšie energetické rozlíšenie požadujeme čo najmenšiu hodnotu Fano faktoru.

Rozdiel medzi kremíkovými a germániovými detektormi je v tom, že zataľ čo kremíkové detektory nemôžu byť hrubšie ako pár milimetrov, germániové detektory môžu mať hrúbku aj niekoľko centimetrov. Vďaka tomu sa môžu využívať ako totálne absorpčné detektory pre γ žiarenie až do niekoľkých MeV. Tieto detektory nazývame HPGe (High purity germanium). Predtým, ako boli objavené súčasné čistiace technológie, germániové kryštály neboli dostatočne čisté na to, aby sa mohli použiť na spektroskopiu. Kedysi sa preto germánium dopovalo lítiom (Ge(Li)) aby vznikla oblasť, v ktorej by mohli elektróny a diery vytvoriť merateľný signál.

Medzi často používané kremíkové detektory patria SSD (*Silicon Strip Detector*), SDD (*Silicon Drift Detector*) a SPD (*Silicon Pixel Detector*), o ktorých sa dočítate viac v kapitole Polohovo citlivé detektory.

12.5 Kalorimetre

V experimentoch pri vysokých energiách je často potreba merať celkovú energiu elektrónov, fotónov či hadrónov pomocou detektorov schopných poskytnúť veľmi rýchlo výstupný signál. Tieto zariadenia sa nazývajú **kalorimetre** a ich energetické rozlíšenie sa mení ako $E^{-1/2}$. Tieto detektory sú nepostrádateľné pre štúdium vysokoenergetických neutrálnych hadrónov, ktorých energiu inak nemožno merať. V súčasnej dobe neexistuje žiadne detekčné zariadenie zrážok častíc, ktorého súčasťou by nebolo kalorimeter. Je to dané týmito vlastnosťami kalorimetrov:

- jeden kalorimeter môže merať energiu vo veľmi širokom intervale. Je to dané tým, že longitudinálny rozmer spŕšky sa chová ako $\ln E$.
- je možné merať energiu a polohu neutrálnych častíc (okrem neutrín)
- je možné merať energiu a polohu zhluku častíc
- s určitým obmedzením je možné časticu identifikovať

Vzhľadom k tomu, že kalorimetre sú používané na meranie energie elektromagnetických častíc (e^- , e^+ , γ) a hadrónov (obe skupiny interagujú s absorbátorom odlišou reakciou a ich spršky majú veľmi odlišné vlastnosti), rozlišujeme kalorimetre na elektromagnetické a hadrónové.

Princíp činnosti kalorimetru je založený na skutočnosti, že energetická častica, ktorá vletí do dostatočne veľkého bloku materiálu s vhodnými vlastnosťami, v ňom vyvolá nepružnou interakciu s atómami absorbátoru spršku sekundárnych častíc. Tieto časticu v materiáli opäť interagujú a počet častíc spršky tak narastá, až pokým energia pripadajúca na jednu časticu poklesne pod určitú medzu. Tým je energia častice uložená v kalorimetri a odmeraná (teda pokiaľ sa podarí

zachytiť všetky častice zo spršky). Ak má materiál vhodné vlastnosti, je vždy rovnaký zlomok pôvodnej energie premenený na merateľný signál. Kalorimetre sú obvykle priečne rozdelené, aby mohli podať informáciu o smere dráhy častice, a tiež pozdĺžne, vďaka čomu môžu poskytnúť informáciu o identite častice (vychádzajúc z tvaru spršky).

Na detekciu elektromagnetických častíc sa používajú kalorimetre homogénne a vrstevnaté. V homogénnych kalorimetroch je radiátor zároveň detekčným materiálom (používajú sa rôzne druhy scintilátorov alebo olovnaté sklo). Dosahujú najlepšie hodnoty energetického rozlíšenia, nie sú ale schopné detektovať polohu jednotlivých spršiek a ich energetický rozsah je značne obmedzený.

Vrstevnatý kalorimeter je zväzok dosiek absorbátora, ktoré sú preložené vrstvami detekčného materiálu. Sprška sa rozvíja v doskách absorbátora, častice spršky generujú merateľný signál pri prelete vrstvami detekčného materiálu (tie sú delené v priečnom smere). Tento druh kalorimetrov má súčasť horšie energetické rozlíšenie, umožňuje však meranie priestorových parametrov spršiek a tiež absorbovanie aj tých najenergetickejších častíc, ktoré vznikajú pri zrážkach ľažkých iónov.

Uvažujme najskôr prípad vysokoenergetických elektrónov a protónov. Pri energiách tak vysokých, že dominujú energetické straty brzdným žiareniom a produkciou páru, sa možno domnievať, že na radiačnej dĺžke vyprodukuje elektrón fotón s polovicou svojej energie a fotón následne v konverznej vzdialosti vyprodukuje páár elektrón-pozitron. Pre účel tejto zjednodušenej diskusie predpokladajme, že radiačná a konverzná dĺžka sú približne rovnaké. Po N radiačných dĺžkach bude počiatočná energia E_0 rozdelená medzi 2^N častíc, kde každá z nich bude mať energiu zhruba rovnú $E \approx E_0/2^N$. Počet týchto častíc pozdĺž pozdĺžneho a priečneho smeru rapidne narastá, pokiaľ nenastane rovnosť $E = E^*$, čo je energia, pod ktorej hodnotou sa stanú dominantnými straty energie ionizáciou, pričom dojde k produkcií elektromagnetickej spršky. Počet častíc takejto spršky je maximálny po vzdialosti N_{max} radiačných dĺžok

$$N_{max} = \frac{\ln(E_0/E^*)}{\ln 2}, \quad (12.15)$$

kde $E^* = E_0/2^{N_{max}}$. Teda tieto častice strácajú energiu ionizáciou a neprodukujú žiadnu ďalšiu radiáciu. Tým pádom elektromagnetická sprška zhasína. Detailná teória tohto javu dovoľuje určiť presné rozmery spršky a teda aj určiť, ako veľký musí elektromagnetický kalorimeter byť.

Obvykle sa kalorimetre vyrábajú z materiálu s vysokým protónovým číslom Z , s malými radiačnými a konverznými dĺžkami. Môžu byť vyrobené z plátkov materiálov ľažkých prvkov, ako napr. olova. Použitím skla dopovaného olovom možno tiež detektovať Čerenkovovo žiarenie emitované časticami spršky.

Energetické rozlíšenie homogénnych elektromagnetických kalorimetrov je určené iba vnútornými fluktuáciami elektromagnetickej spršky, vlastnosťami materiálu a zariadením merajúcim signál. V prípade vrstevnatých kalorimetrov k tomu pristupujú vrstvové fluktuácie:

- vnútorné elektromagnetické vrstvové simulácie - fluktuácie energie stratenej v detekčnom médiu
- Landauove fluktuácie - fluktuácie strát energie nabitéou časticou vo vrstve aktívneho média, sú bezvýznamné pri stratách rádovo v MeV, ale veľmi významné, pokiaľ sú straty v oblasti keV

- fluktuácie v dĺžke dráhy - spôsobené závislošťou dĺžky dráhy častice v aktívnom médiu na uhle, pod ktorým častica do materiálu vletí

Hmotné hadróny oproti tomu nevyžarujú brzdné žiarenie, takže v zrážkach s jadrami môžu produkovať množstvo sekundárnych čästíc, ktoré následne môžu vyprodukovať hadrónovú spršku. Rozmery tejto spršky závisia na jadrovej absorpcnej dĺžke

$$X_N = \frac{A}{N_A \sigma_N(E)} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}, \quad (12.16)$$

kde $\sigma_N(E)$ je účinný prierez reakcie hadrón-jadro. V prípade veľmi energetických protónov a neutrónov $\sigma_N \approx \pi R^2 \approx \pi 1,2^2 A^{2/3} \text{ fm}^2$ a teda $X_N = 36,7 A^{1/3}$. Jadrové absorbačné dĺžky sú omnoho dlhšie, než radiačné a konverzné dĺžky, a preto hadrónové kalorimetre nadobúdajú väčšie rozmery než elektromagnetické (zatiaľ čo pióny pri energii 30 GeV deponujú longitudinálne okolo 95% svojej pôvodnej energie v 80 cm).

Hadrónové kalorimetre umožňujú zmerať energiu hadrónov, vrátane neutrálnych čästíc, napr. neutrónov, ktoré sú v danej oblasti vysokých energií inak nemerateľné. Využíva sa k tomu silná interakcia hadrónov s atómovými jadrami (v hadrónových kalorimetroch je pomerne značný podiel energie venovaný na rozbitie jadra a produkciu nízkoenergetických nukleónov a žiarenia γ). Tieto kalorimetre sú heterogénne, sú zložené z fólií, v ktorých dochádza k silným interakciám, a z detektorov registrujúcich produkciu interakcií. Energetické rozlíšenie je nepriamo úmerné odmocnine z energie čästice, čo znamená, že s rastúcou energiou čästíc sa energetické rozlíšenie zlepšuje.

Na energetické rozlíšenie vrstevnatých kalorimetrov má vplyv najmä pomer e/h . V prípade, kedy $e/h = 1$, kalorimeter nie je citlivý na elektromagnetické fluktuácie. Pokiaľ však $e/h \neq 1$, rozlíšenie kalorimetru zhoršia fluktuácie podielu energie idúcej do elektromagnetického kanálu. Ďalšími faktormi ovplyvňujúcimi energetické stavy sú vrstvové fluktuácie a vrstvový pomer (pomer hrúbky vrstvy absorbátora k hrúbke vrstvy detekčného média).

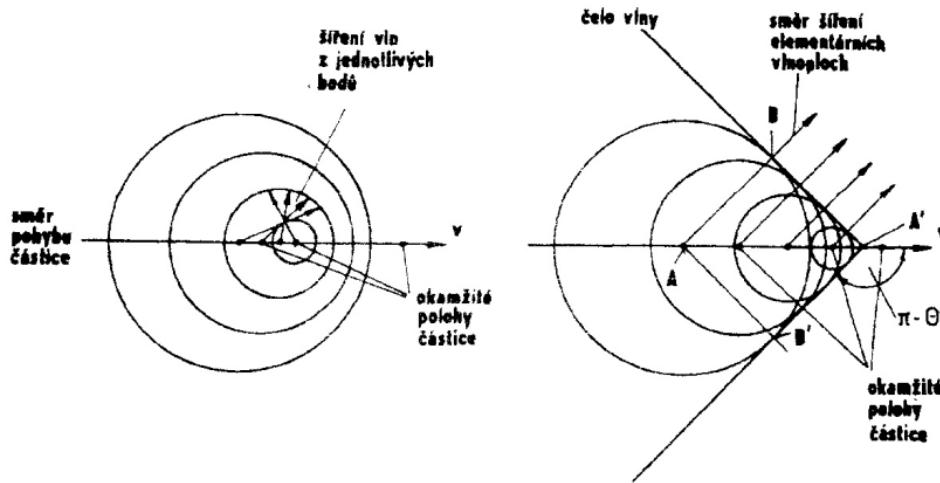
Špeciálny typ kalorimetrov sa používa na detekciu neutrín. Tu je možné využiť iba slabé interakcie neutrín s atómovými jadrami danej látky. Skladajú sa opäť z mohutných absorbátorov preložených detektormi produktov vznikajúcich pri interakcii neutrín s jadrami atómov.

12.6 Čerenkovove detektory

Pri prechode nabitej čästice priehľadným dielektrickým prostredím vzniká ako dôsledok polarizácia atómov prostredia čästicou a následná depolarizácia týchto atómov za vzniku slebého svetelného žiarenia spadajúceho do ultrafialovej a modrej viditeľnej oblasti, ktoré sa vyznačuje výraznou smerovitostou vzhľadom ku dráhe čästice, ktorá ju spôsobila.

K polarizáciám dochádza v tesnej blízkosti dráhy preletajúcej čästice Coulombovskými interakciami, jednotlivé depolarizujúce sa atómy predstavujú elementárne izotropné zdroje sférických svetelných vĺn. Ak je rýchlosť čästice menšia, než je rýchlosť svetla v danom prostredí, t.j. $v < c/n$, potom sa vlny šíria rôznymi smermi a nie je preto pozorovaná emisia svetla. Ak ale platí $v > c/n$, existuje spoločný dotyčnicový povrch ku všetkým jednotlivým elementárnym vlnoplochám, na

ktorých sú tieto vlnoplochy v rovnakej fáze. Dochádza k interferenčnému zosilovaniu a vzniku koherentného svetla.



Obr. 12.8: Huygensova konštrukcia čela vlny Čerenkovovho žiarenia.

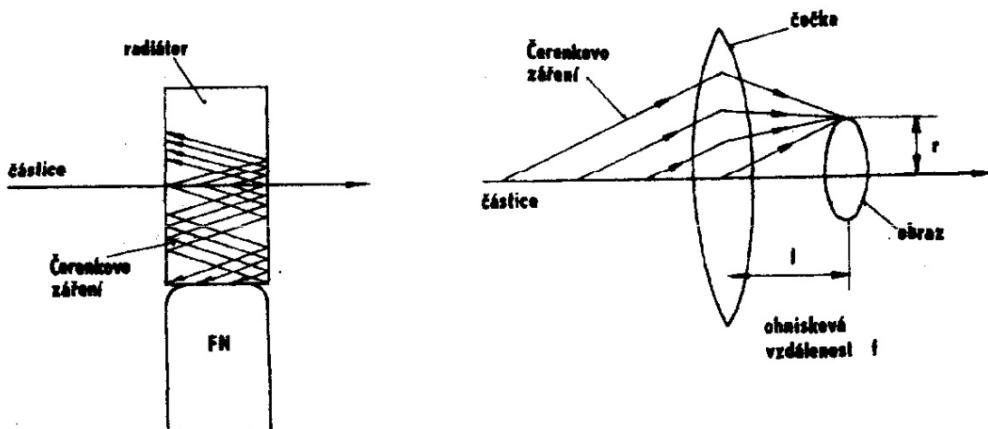
Čelo vlny Čerenkovovho žiarenia má tvar plášťa kužeľa s vrcholovým uhlom 2θ , pričom pre θ platí

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (12.17)$$

Meraním uhlia θ je možné stanoviť rýchlosť a teda aj energiu čästice. Presnosť merania tohto uhlia je teda zviazaná s energetickou rozlišovacou schopnosťou detektora.

Čerenkovove detektory sú používané hlavne vo fyzike čästíc vysokých energií, v oblasti bežných energií sú použiteľné iba na detekciu elektrónov. Ich časová odozva je najrýchlejšia zo všetkých známych typov detektorov, samotná časová konštanta depolarizácie je v ráde pikosekúnd.

Čerenkovove detektory sa rozdeľujú do dvoch kategórií: prvou sú prahové detektory, pretože detekujú iba čästice s energiou vyššou ako prahovou. Druhou kategóriou sú diferenciálne detektory, ktoré umožňujú meranie uhlia θ a určenie rýchlosť čästice a teda aj jej energie. Obe varianty sú znázornené na obr. 12.9.



Obr. 12.9: Schéma Čerenkovovho prahového (naľavo) a diferenciálneho (napravo) detektoru.

Najjednoduchším prahovým detektorom je dielektrikum (radiátor) opticky spojené s fotonásobičom. Akákoľvek nabitá častica s energiou vyššou, než je prahová energia radiátoru, generuje impulzy Čerenkovho žiarenia, ktoré registruje fotonásobič.

Konštrukcia diferenciálneho detektora na obr. 12.9 je jednou z mnohých používaných variant tzv. fokusovaného detektora. Úzky zväzok čästíc je orientovaný v smere optickej osi spojky a budí Čerenkovovo žiarenie v plynovom radiátore v priestore pred ňou. Žiarenie je fokusované do krúžku s priemerom r , zobrazovaného sa v ohniskovej rovine šošovky. Pre uhol potom platí

$$\theta = \arctan \frac{r}{f} \quad (12.18)$$

kde f je ohnisková vzdialenosť šošovky.

Pri detekcii Čerenkovovho žiarenia sa naráža na problém malého počtu vznikajúcich fotónov. Vo vode vzniká cca 200 fotónov na centimeter dráhy ultrarelativistického elektrónu, pri menej optimálnych podmienok je to ešte menej. Sú preto kladené vysoké nároky na vlastnosti fotonásobičov - vysoká kvantová účinnosť fotokatódy pre spektrálnu oblasť Čerenkovovho žiarenia, nízky šum, dobrý optický kontakt fotonásobiča s prostredím či nízka absorpcia žiarenia v prostredí.

12.6.1 Spracovanie signálu

Prvoradým problémom scintilátorov a detektorov založených na Čerenkovovom žiareni je po kiaľ možno bezstratové zbieranie fotónov, prináležiacich obvykle do blízkej ultrafialovej alebo modrej viditeľnej oblasti svetla, z objemu detektora a sústrediť ich na vhodný fotosenzitívny prvok, ktorý je v optickom kontakte najčastejšie s jeho podstavou. Pokrytím ostatných stien reflektujúcim materiálom možno po niekoľkonásobných odrazoch dosiahnuť toho, že takmer všetky fotóny emitované v celom objeme detektoru nakoniec vystúpia podstavou.

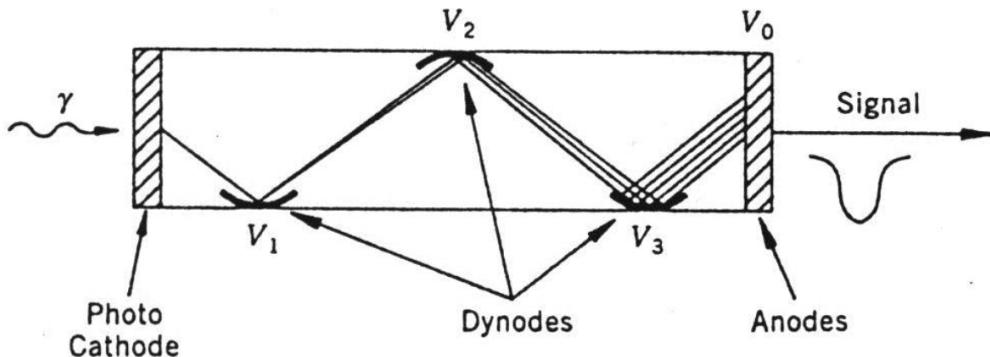
Označme n_s index lomu scintilátoru a n_o index lomu jej obklopujúceho prostredia. Ak zväzok fotónov dopadá zo scintilátoru na ich rozhranie pod uhlom φ (meraný od normály k rozhraniu) väčší než tzv. medzný uhol $\varphi_m = \arcsin \frac{n_o}{n_s}$, dochádza k tzv. totálnemu odrazu. Rozhraním neprejde žiadny fotón do prostredia obklopujúceho scintilátor a plných 100% sa ich odrazí späť do jeho objemu.

V prípade, že je potrebné oddeliť scintilátor od fotonásobiča, používajú sa tzv. svetlovody. Ich funkcia je založená na totálnom odraze od stien. Avšak aj správne navrhnuté svetlovody majú významné straty, v dôsledku ktorých dovedú na katódu iba asi 30 až 70% vstupujúcich fotónov.

Na optických rozhraniach scintilátor - výstupné okienko - svetlovod - vstupné čelo fotonásobiča nesmie dôjsť k reflexii, ktorá by zmenšila počet fotónov dopadajúcich na fotokatódu. Vzhľadom k tomu, že materiály tvoriace rozhranie majú blízke indexy lomu, nemalo by k odrazom dochádzať. Aby sa predišlo aj odrazom spôsobeným nerovnosťou dotykových plôch, vkladá sa medzi detektor a čelo fotonásobiča vrstvička materiálu s blízkym indexom lomu, ktorá medzery zaplní.

12.6.2 Fotonásobiče

Fotonásobiče sú stále najčastejšie používanými fotosenzitívnymi prvkami prevádzajúcimi scintilačné fotóny na impulzný elektrický signál. Fotonásobiče sa skladajú z dvoch hlavných častí: fotokatódy, konvertujúcej fotóny na fotoelektróny, a dynódového násobiaceho systému (viď 12.10).



Obr. 12.10: Schéma fotonásobiča. V ľavej časti je znázornená fotokatóda, ktorá konvertuje prichádzajúce gama kvantum na elektrón. Vnútri fotonásobiča sa následne tento elektrón násobí v systéme dynód, pokiaľ nie je dovedený k anóde.

Činnosť fotokatód je založená na vonkajšom fotoelektrickom jave, pri ktorom je uvoľnený elektrón emitovaný do vakuua. Aby k javu došlo, je treba, aby energia fotónu bola rovnaká alebo vyššia, ako väzbová energia elektrónu materiálu fotokatódy. Veľkosť väzbovej energie teda určuje dlhovlnnú hranicu spektrálnej charakteristiky fotonásobiča. Krátkovlnná medza je určená v podstate spektrálnou priepustnosťou vstupného okienka fotonásobiča.

Ideálna fotokatóda by mala mať v každom mieste rovnakú citlivosť, v skutočnosti tomu tak nie je a najmä na okrajoch fotokatódy je pozorovateľný aj viac než 20%-ný pokles citlivosti. Tento nepríjemný fakt však možno obísť použitím fotonásobiča s priemerom fotokatódy väčším, než je priemer scintilátoru. Podobne, ako nehomogenita fotokatódy, sa prejavuje rôzna účinnosť zberu fotoelektrónov z rôznych miest plochy fotokatódy na prvú dynódu elektrónového násobiaceho systému. K zosilneniu prúdu fotokatódy sa využíva javu sekundárnej emisie. Pri ďom primárny fotón s istou nadprahovou kinetickou energiou pri svojom dopade na povrch kovu s nízkou výstupnou prácou z neho do vakuua vyžiari viac, než jeden sekundárny elektrón. Stredný počet vyrazených sekundárnych elektrónov je úmerný energii dopadajúceho elektrónu. Násobiaci systém sa skladá obvykle z 10 až 14 dynód opatrených povlakom z materiálu s veľkým súčiniteľom sekundárnej emisie, zakončený je zberou elektródou - anódou s najvyšším kladným potenciálom. Dynódy sú tvarom aj vzájomnou geometriou usporiadane tak, aby nedochádzalo k únikom elektrónov zo systému.

12.7 Dráhové komory

Na rozdiel od doteraz preberaných detektorov, ktoré sú schopné registrovať existenciu častíc, rozlíšiť ich od seba, merať tok častíc alebo ich energiu a merať súradnice miesta, ktorým časťica

prešla, poskytujú dráhové komory viac možností. V týchto detektoroch nabitá častica svojimi ionizačnými účinkami zmení stav náplne komory tak, že sa vytvoria viditeľné stopy dráh nabitých častíc. V subatómovej fyzike sa pracoval a aj pracuje s mnohými typmi dráhových komôr.

12.7.1 Jadrové fotoemulzie

Sú to fotografické emulzie s relatívne veľkou koncentráciou bromidu strieborného (AgBr). Vyrobajú sa vo vrstve silnej až 1 mm a sú pomerne citlivé, takže k vytvoreniu latentného obrazu stačí malá energia. Ak vnikne do tejto emulzie rýchla nabitá častica, zanecháva pozdĺž dráhy svojho pohybu ionizačnú stopu, v ktorej fotochemickou reakciou dochádza k uvoľňovaniu striebra v zrniečkach halogénov striebra rozptýlených v želatíne emulzie.

Jadrové emulzie tvoria v niektorých experimentoch súčasne terčík aj detektor. Zostavujú sa z nich bloky s objemom rádovo litrov až desiatok litrov, ktoré sa ožiarujú časticami. Po vyvolaní sa prezerajú mikroskopom. Na zaregistrovaných stopách možno merať dolet, hustotu ionizácie úmernú počtu vyvolaných zrň na jednotke dĺžky dráhy a mnohonásobný rozptyl. Z posledného merania možno určiť hybnosť častice.

Dráha nabitej častice s energiou v oblasti minima ionizácie sa javí ako zhľuk zrniečok s hustotou asi 300 zrniečok na 1 mm dráhy. Emulzie sa tiež rozmiestňujú vo vhodnom geometrickom usporiadanií okolo terčíku. Z počtu a dĺžky stôp v jednotlivých doskách potom možno stanoviť uhlové a energetické rozdelenie produktov reakcie.

Jadrové emulzie zohrali dôležitú úlohu pri štúdiu jadrových procesov elementárnych častíc na prvých generáciach urýchľovačov a v kozmickom žiareni. Nevýhodou jadrových emulzií sú ich malé rozmery a malá operatívnosť použitia - dráhy častíc sa zviditeľňujú až dodatočne, po vyvolaní, ich vyhodnocovanie je pomalé a pracné. Preto boli postupne vytlačené, predovšetkým bublinkovými komorami, ktoré poskytujú podstatne rýchlejšie a úplnejšie informácie o pohybe a interakciách elementárnych častíc. A teraz sú aj bublinkové komory vytláčané elektronickými detekčnými systémami.

Jadrové emulzie sa však dodnes používajú v niektorých časticových experimentoch, kde je treba veľmi vysoké priestorové rozlíšenie registrovaných dráh častíc, rádovo mikrometre. Často sa používa „sendvičové“ usporiadanie fotoemulzií v rade vrstiev filmov priložených tesne k sebe, s príp. preložením vrstvami terčíkového materiálu (napr. olova). Toto usporiadanie sa označuje ako ECC (*Emulsion Cloud Chamber*). Vyhodnocovanie fotoemulzií je v moderných detekčných systémoch plne automatizované, prevádzka sa mikroskopickým skenovaním, elektronickou digitalizáciou a počítačovým vyhodnotením.

12.7.2 Hmlové komory

Prvým druhom detektoru, umožňujúcim priebežne zviditeľniť stopy preletu nabitých častíc, bola hmlová komora. Jej hlavnou časťou je uzavorená komora naplnená plynom s prímesou nasýtených párov. Ak zmeníme podmienky tak, aby sa z nasýtených párov stali pary presýtené, dojde ku kondenzácii na zrniečkach prachu a tiež na iónoch vytvorených nabitou časticou, ktorá pre-

šla komorou. Pri vhodnom osvetlení možno kvapôčky znázorňujúce stopu častice pozorovať alebo dokonca fotografovať. Hmlové komory delíme na expanzné (Wilsonove) a difúzne.

Vo Wilsonovej komore je presýtenie pár dosiahnuté adiabatickou expanziou. Ak spravíme rýchlu expanziu pracovného priestoru komory, dôjde vplyvom adiabatického rozpínania plynu vo valci k poklesu teploty a prítomné nasýtené pary sa stanú parami presýtenými. Hmlová komora ostáva v presýtenom stave citlivá na registráciu dráh častíc iba po dobu desiatín sekundy. Po fotografickom zachytení stôp častíc je treba uviesť komoru do východzieho stavu: prevedie sa spätná kompresia plynu v pracovnom valci, kvapôčky sa vyparia alebo stečú po stenách valca, para sa stane opäť nenasýtenou. Môže potom nastať nový pracovný cyklus expanzia - expozícia - kompresia.

Nevýhodou klasickej Wilsonovej hmlovej komory je krátka citlivá doba registrácie behom pracovného cyklu. Preto bol vyvinutý typ hmlových komôr pracujúcich kontinuálne - difúzne hmlové komory. V difúznej komore sa využíva difúzia pár v plyne s veľkým teplotným gradientom. Ten sa dosiahne zahrievaním jednej dosky, a chladením druhej. Pary alkoholu, vznikajúce v jednej časti komory, difundujú do studenej časti komory. V určitej časti priestoru komory vznikne pásmo, v ktorom nastáva stav presýtených pár. Pary sú neustále dopĺňané kvapkami privádzaného alkoholu, takže difúzna hmlová komora môže v ustálenom stave fungovať nepretržite.

Hmlové komory sa väčšinou umiestňujú do magnetického poľa, ktorého vektor indukcie je kolmý na rovinu, v ktorej pozorujeme, alebo fotografujeme stopy častíc. Dráhy častíc sú potom zakrivené a meraním polomeru krivosti možno určiť náboj a hybnosť častice.

V súčasných experimentoch sa už hmlové komory nevyužívajú.

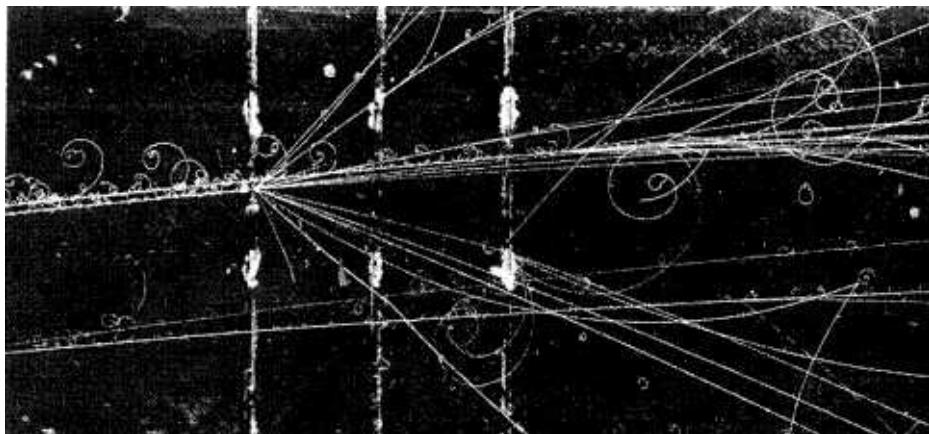
12.7.3 Bublinkové komory

Bublinková komora je tvorená uzavretou nádobou, ktorá je naplnená kvapalinou zahriatou tesne pod bod varu. Pri expanzii kvapaliny môže vzniknúť nestabilná, prehriata kvapalina s teplotou nad bodom varu. V tomto stave vytvárajú nečistoty alebo ióny vzniklé pri prechode nabitej častice centrálnej, v ktorých okolí začne kvapalina vrieť, t.j. objavia sa bublinky. Tie možno osvetliť, vyfotografovať, a tým zachytiť dráhu častice.

Ako náplne sa v bublinkových komorách používajú skvapalnené plyny (napr. vodík, deutérium, propán, xenón a freón), podľa povahy experimentu, na ktorý je komora určená.

Bublinková komora slúži súčasne ako terčík aj ako detektor. Objemy týchto komôr môžu dosahovať až 15 m^3 . Veľké komory mávajú guľový tvar, menšie sú natiahnuté s dĺžkou do dvoch metrov. Umiestňujú sa do magnetického poľa a fotografovanie dráh sa prevádzka niekoľkými kamerami z rôznych smerov, aby bolo možné stopu priestorovo zrekonštruovať. Na snímkoch je možné merať krivosť dráh, uhly, pod ktorými sú častice z miesta interakcie vysielané, a ionizáciu. Z týchto dát dokážeme stanoviť hybnosť častíc, znamienko náboja a druh častice. Pri dostatočne pomalých časticach je možné merať aj dolet.

Komory pracujú v zväzkoch častíc získaných z urýchľovačov. V súčasnej dobe sa už menej používajú. Existujú však špeciálne typy komôr malých rozmerov, kde sa dosahuje veľmi dobré priestorové rozlíšenie $\sim 15\text{ mm}$.



Obr. 12.11: Ukážka fotografickej snímky z bublinkovej komory. Primárna častica (protón) z urýchľovača, prilietava zľava, zanecháva ionizačnú stopu a potom zrážkou produkuje ďalšie častice, z ktorých tie elektricky nabité zanechávajú opäť ionizačné stopy. Komora je vložená do magnetického poľa, takže podľa znamienka náboja sa dráhy častíc zakrivujú vľavo (záporné častice) alebo vpravo (kladné častice).

12.7.4 Iskrové komory

Iskrová komora je jedno z prvých zariadení v časticovej fyzike, ktoré slúžilo na detekciu elektricky nabitých častíc. Boli prevažne používané v rokoch 1940 - 1960.

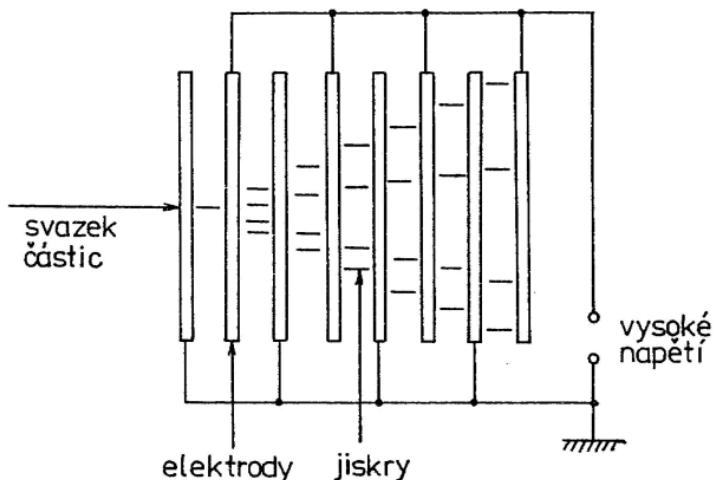
Táto komora pozostáva z kovových dosiek, ktoré sú umiestnené v tlakovo uzavretej komore vyplňenej inertným plynom s vhodnými vlastnosťami (napr: hélium, argón, neón...), viď obr.12.12. Dvojice týchto elektród sú striedavo napojené na vysokom potenciály a uzemnené. Pre vzdialenosť elektród asi 8 mm sa používa napätie asi 10 kV na dobu 0,2 μ s.

Pri prechode nabitej častice cez iskrovú komoru táto častica ionizuje plyn nachádzajúci sa v komore medzi platňami. Za normálnych okolnosti táto ionizácia nie je pozorovateľná. Avšak ak aplikujeme dostatočne veľké napätie medzi susednými platňami predtým ako ionizácia vymizne, tak môžme pozorovať iskry, ktoré sa tvoria pozdĺž trajektórie častice. Týmto spôsobom je v našich silách pozorovať danú trajektóriu príslušnej nabitej častice. Toto vysoké napätie však nemôže byť udržiavané permanentne medzi platňami pretože by to mohlo viesť k formovaniu elektrických oblúkov a priebežnému vybíjaniu zdroja.

Na kontrolu toho, kedy bude dané napätie aplikované, je potrebný ďalší detektor, ktorý bude rozhodovať o tom, kedy zapnúť dané napätie medzi platňami. Tento detektor často obsahuje scintilátory, ktoré sú umiestnené na vrchnej a spodnej strane komory. Keď trigrový systém detektora pocíti, že daným detektorom prešla nabité častica, spustí sa spínač, ktorý priviedie na platne vysoké napätie.

Hlavné medzníky v živote iskrovej komory:

- **1949:** Keuffel prvýkrát pozoruje elektrický výboj medzi paralelnými platňami vznikajúci pozdĺž trajektórie kozmického žiarenia.
- **1955:** Hennings and Bagge spravili pári vylepšení. Použili viacej paralelných dosiek, vylepšili iskru použitím argónu alebo alkoholu a odfotili stereo fotografiu.



Obr. 12.12: Schéma iskrovej komory.

- **1957:** Harwell, Cranshaw a de Beer vyvinuli trigger systém.
- **1959:** Fukui a Migamoto predstavujú možnosť pozorovania viacej ako len jednej častice naraz, použitie vzáyneho plynu a aplikovanie vysokého napäťia ešte rýchlejšie.
- **1963:** Alikhanian prišiel z myšlienky vytvorenia komory, kde medzery medzi platňami budú také široké, že bude možné pozorovať trajektóriu častice, ktorá bude dlhá až 20 cm.

Používanie dráhových komôr sa postupne obmedzuje vzhľadom k relatívne veľmi náročnému spracovaniu dát o dráhach častíc. Pre daný experiment je totiž nutné vyvolať rádovo 10^6 fotografických snímkov, každý z nich prezrieť a vybrať tie, ktoré zachytávajú skúmaný proces. Kedže táto činnosť vyžaduje veľký počet pracovných sôl, stavajú sa miesto dráhových komôr veľké a zložité systémy detektorov dovoľujúce jednoduchšiu analýzu experimentu.

12.7.5 Detektor prechodového žiarenia

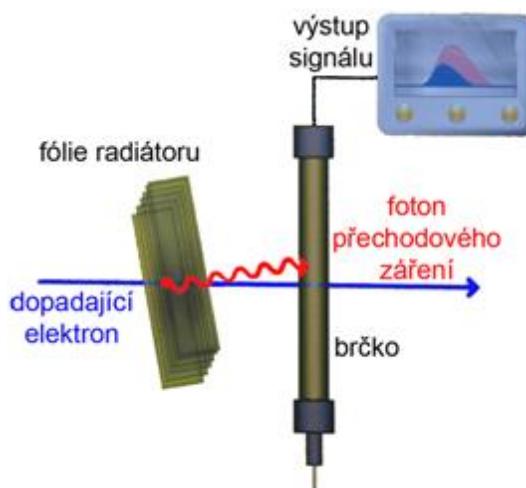
Detektor prechodového žiarenia (TRT - Transition radiation detector) je dráhový detektor využívajúci prechodové žiarenie. Obsahuje stovky tisíc plynom naplnených tenkých slamiek⁷ s priemerom 4 mm. Vnútri každej slamky je veľmi presne vycentrovaný pozlátený wolfrámový drôtik s priemerom 0,03 mm.

Slamky sú obklopené polypropylénovou penou, ktorá plní funkciu radiátoru prechodového žiarenia. Prechodové žiarenie je veľmi slabé žiarenie emitované rýchlymi časticami pri prechode rozhraním dvoch prostredí s rôznymi indexmi lomu. Pravdepodobnosť emisie prechodového žiarenia je daná hmotnosťou častice, ktorá emisiu spôsobuje, v závislosti na veľkosti rýchlosťi⁸.

Častica prechádzajúca slamkou ionizuje plyn, čo sa prejaví vznikom elektrických pulzov na elektródach. Medzi slamku a centrálny drôtik je totiž pripojené vysoké napätie. Elektróny vzniknuté

⁷česky brčka

⁸napr. pión, ktorý má veľkosť rýchlosťi rovnakú ako elektrón, bude menej emitovať žiarenie.



Obr. 12.13: Schéma princípu detektora prechodového žiarenia.

ionizáciou vytvoria elektrónovú lavínu, ktorá sa prejaví vznikom elektrického prúdu na výstupných elektródach detektoru. Časový okamžik, v ktorom bol pulz zaregistrovaný systémom, poskytuje určenie polohy týchto častíc s presnosťou 0,15 mm. Slamky teda fungujú ako plynové detektory.

TRT umožňuje odlišiť elektróny od ťažkých častíc (napr. piónov). Elektróny totiž s ďaleko väčšou pravdepodobnosťou emitujú fotóny prechodového žiarenia než ťažké časticie. K tejto emisii dochádza pri prechode elektrónov vrstvami radiátoru. Odlíšenie elektrónov od ťažkých častíc sa využíva v detektore ATLAS v CERNe.

Na meranie hybnosti je TRT kombinovaný s polovodičovými detektormi: TRT dokončuje identifikáciu elektrónov. TRT tiež umožňuje samostatné meranie hybnosti, ale s menšou presnosťou. Detektor TRT je zostavený z troch častí - z dvoch koncových častí s radiálnymi slamkami (v každej koncovej časti je ich 200 000) a jednej centrálnej valcovej časti so slamkami orientovanými v smere osi (tu je asi 100 000 slamiek).

Kapitola 13

Koincidenčné systémy

13.1 Stručný úvod

Súčasné fyzikálne dej je možné študovať v tzv. koincidenčných meraniach. Základom je elektronický, tzv. koincidenčný blok, na ktorého výstupe sa objaví impulz iba vtedy, keď sú na jeho vstupy privedené impulzy, ktoré sa časovo prekrývajú. Súčasnosť namerania dejov je vždy zača-žená istou chybou, ktorá je daná časovou fluktuáciou vytvárania signálu v detektoroch a vlastnou časovou rozlišovacou chybou koincidenčných zariadení. Celkové časové rozlíšenie súčasných dvoch a viacerých dejov je dané hlavne rýchlosťou vytvárania signálu v detektoroch a pohybuje sa pri dnešnej technike v rozmedzí $10^{-6} - 10^{-10}$ s. Koincidenčný obvod je elektronický obvod, ktorý slúži k detekcii pravých koincidencii a k odlišeniu rozptýlených či náhodných koincidencii. V závislosti od účelu experimentu môžu byť tieto udalosti odmietnuté (anti-koincidencia) alebo prijaté (koincidencie).

Hlavnou myšlienkom koincidenčnej detektie pri spracovaní signálu je nasledujúca skutočnosť: ak detektor zaznamená pulz, je potom istá pravdepodobnosť (p), že sa jedná o šum. Ak ale pulz zaznamenajú zároveň dva detektory potom pravdepodobnosť, že sa jedná o šum bude p^2 . Za predpokladu, že $p \leq 1$ dostávame, že výsledná pravdepodobnosť zaznamenania šumu bude kvôli koincidenčnému meraniu menšia (napríklad ak $p = 0.1$, potom $p^2 = 0.01$).

Jedným z rozhodujúcich faktorov je výška pulzov, ktorých filtrácia prebieha v pulzne výško-vých analyzátoroch. Tieto analyzátori prepustia iba pulzy, ktoré pochádzajú z častíc, ktoré mali dostatočne veľkú energiu. Ďalším rozhodujúcim faktorom pre koincidenčný obvod je signál z časového diskriminátora, ktorý zaznamenáva časy dopadu jednotlivých častíc. Koincidenčný obvod potom vyhodnotí signály s adekvátnou amplitúdou prichádzajúcich z protiľahlých detektorov a rozhodne, či časový rozdiel medzi registráciou oboch dopadov spadá do koincidenčného časového okienka.

V tom najideálnejšom prípade by sme dva signály z detektorov mali zaznamenať v rovnakom čase. Avšak v reálnom svete tomu tak nie je pretože fyzikálne udalosti sú vždy spojené s časom, čo je vo svojej podstate spojity parameter. Meranie spojitého parametra, akým je čas, vyžaduje určitú analógovo-digitálnu konverziu, čo spôsobuje určité chyby v kvantifikácii. Technicky sa koincidencia označuje ako výskyt dvoch udalostí A a B, ku ktorým dochádza v definovanom časovom rozpäti.

Toto rozpäťie sa nazýva koncidenčné okienko T_c . Koincidencia preto nastáva, keď pre časy výskytu udalostí A a B, t_A a t_B , platí nasledovné:

$$-T_c < t_A - t_B < T_c.$$

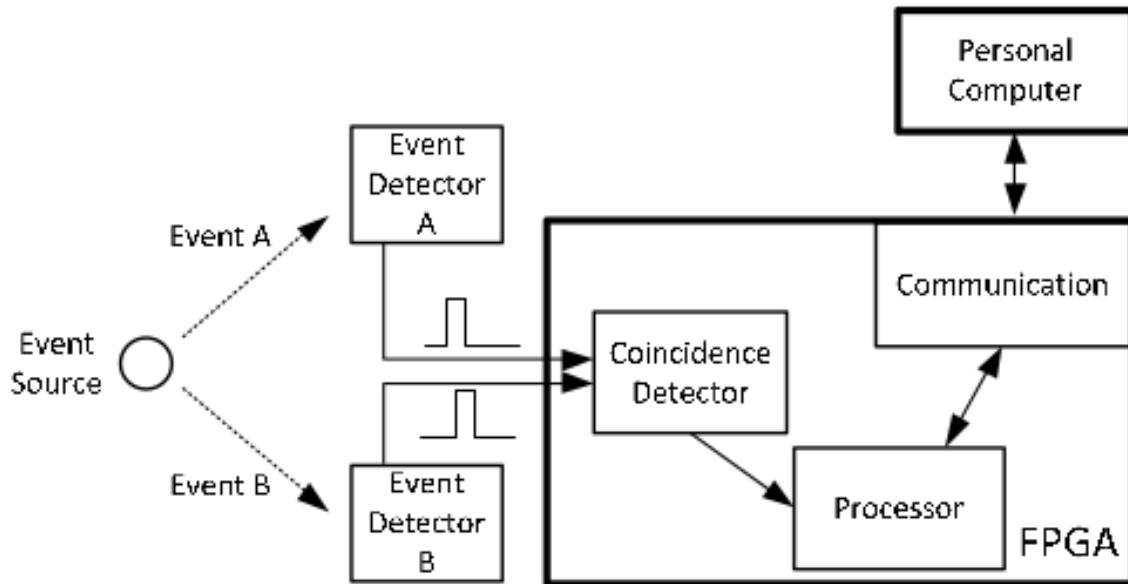
Vo všeobecnosti, mnoho koncidenčných detekčných systémov používaných v medicíne, kvantovej fyzike alebo optike pozostáva z dvoch hlavných časti:

- jednotlivých detektorov, ktoré zaznamenávajú jednotlivé eventy
- koncidenčného detektora

Všeobecná schéma takéhoto systému je znázornená na obrázku (13.1).

Pozitrónová emisná tomografia (PET) napríklad používa detektory scintilačného žiarenia, zatiaľ čo niektoré oblasti výskumu kvantovej mechaniky využívajú moduly na počítanie jednotlivých fotónov tzv. Single Photon Counting Modules (SPCM), ktoré detekujú emitované fotóny. Výstupné porty detektorov zabezpečujú signálny impulz po úspešnej detekcii udalosti, t.j. príchodu fotónov alebo lúčov.

Druhou hlavnou časťou detekcie koincidencie je následná fáza spracovania, ktorá sleduje výstupné impulzy vyššie uvedených detektorov. Ak impulzy dvoch (alebo viacerých) detektorov dorazia vo zvolenom časovom okienku, systém ich považuje za koincidencie. Táto fáza prebieha v tzv. field-programmable gate arrays (FPGAs).



Obr. 13.1: Všeobecná schéma pre koincidenčnú detekciu.

Základná metóda určovania koincidencie je nasledovná: prichádzajúce eventy (t.j. pulzy vysielané detektormi) sa jednoducho privádzajú do tzv. AND brány. Ak sú tieto pulzy zaznamenané v rozsahu koincidenčného okienka tak sa potom aktivuje výstupný port AND brány. Tento prístup však čelí viacerým obmedzeniam. Po prvé, dĺžka impulzov je kritická vzhľadom na dĺžku

koincidenčného okienka. Niektoré výskumy napríklad využívali event detektory, ktoré poskytovali výstupné impulzy o dĺžke 30 ns . Dĺžky týchto impulzov priamo určovali koincidenčné okienko T_c . Ak teda jeden impulz dorazil v čase $t = 0\text{ ns}$ a druhý impulz dorazil v čase $t = 28\text{ ns}$, tak AND brána indikovala pravú koincidenciu pretože rozdiel časov týchto dvoch udalostí spadal do rozsahu koincidenčného okienka. Problém ale bol v tom, že toto okienko bolo dosť veľké a kľudne mohlo dôjsť k tomu, že sa zaznamenali dva impulzy z rôznych eventov. Avšak mnohé experimenty vo fyzike vyžadujú kratšie koincidenčné okienka. Najmodernejšie výskumy dosahujú koincidenčné okienka, ktoré sú v rozmedzí približne 2 ns až $7,5\text{ ns}$. Na dosiahnutie kratších časov by sme moheli zvýšiť frekvencie hodín nachádzajúcich sa vo FPGA. Generátory hodín v súčasne dostupných FPGA sú obmedzené na približne 400 MHz .

Existujú však aj výskumy, v ktorých sa namiesto zvyšovania frekvencie vo FPGA zameriavajú na návrh nových obvodov vo FPGA, ktoré by znížili koincidenčné okienka na meranie dvoch nezávislých signálov. Jedným z takýchto obvodov je Coincidence Detector Latch (CDL) obvod, ktorý je založený na štandardnom RS latch (RS preklápací obvod)¹ CDL dokáže dosiahnuť koincidenčné okienko $\sim 115\text{ ps}$.

Ak sú pulzy akceptované výskovým analyzátorom a zároveň rozdiel času ich detekcie spadá do koincidenčného časového okienka tak potom tieto pulzy môžme vyhodnotiť ako pravé koincidencie, ktoré sú následne zaznamenané počítačom. Niekedy je užitočnejšie nezarátať udalosti, ktoré sú v koincidencii. Obvody, ktoré využívajú tuto skutočnosť sa nazývajú antikoincidenčné obvody a môžu sa účinne použiť na zníženie pozadia napríklad potlačenie Comtonovského pozadia alebo pozadia vytvoreného kozmickým žiareniom. Koincidenčné merania sa najčastejšie robia pre dvojicu detektorov beta-gama a gama-gama žiarenia ale sú možné aj iné varianty.

13.2 Beta-gama koincidenčný detektor

V tejto podkapitole si uvedieme príklad koincidenčného systému pre beta-gama koincidenčie. Budeme opisovať kompaktný beta-gama detekčný systém, ktorý bol navrhnutý a testovaný na Oregon State University. Tento detekčný systém pozostáva z koplanárnych (= v jednej rovine) CdZnTe (CZT) kryštálov, pola kremíkových fotonásobičov (SiPMs) a vakuovo uzavretých cylindrických plastových scintilátorov. Celý systém je namontovaný na obvodovej doske a signálne výstupy z detektorov sú vyčítané pomocou FPGA. Príkladová schéma pre beta-gama koincidenčný systém je znázornená na obrázku (13.2).

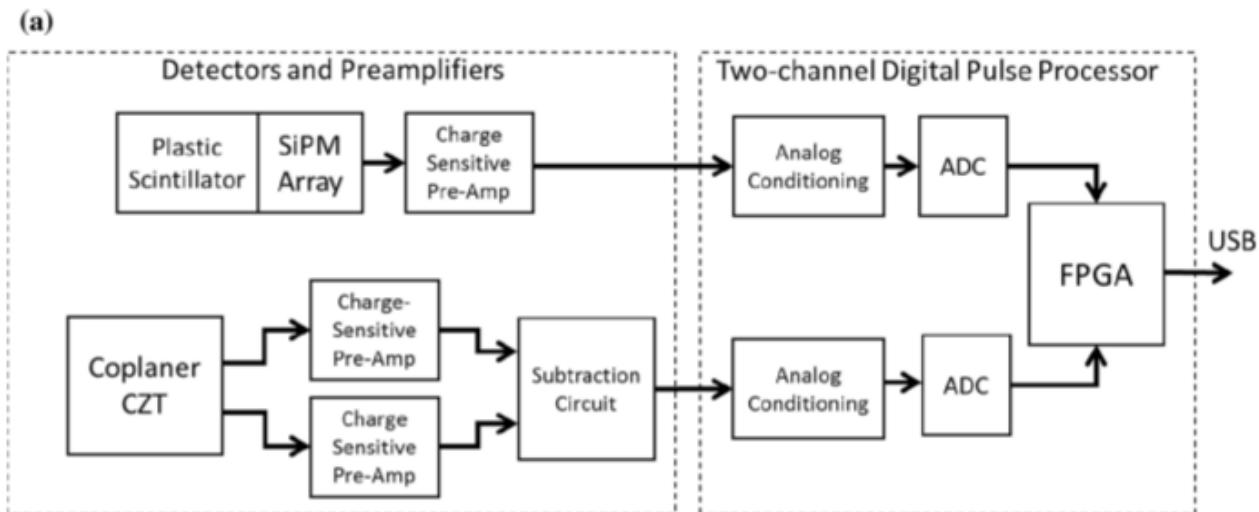
Koplanárne CZT kryštály ponúkajú kompaktnú možnosť pre gamma spektroskopiu s vysokou rozlišovacou schopnosťou pri izbovej teplote.

SiPMs boli vybraté namiesto PMT kvôli dobrému vyčítaniu svetla z plastového scintilátora, porovnatenej veľkosti, požiadavkám na nízke napätie a robustnosti. Použitím dlaždicového zosku-

¹Preklápací obvod je elektronický obvod s niekoľkými stabilnými a nestabilnými stavmi, medzi ktorými sa dokáže (na základe zmeny elektrickej veličiny na niektorom vstupe alebo vnútornej spätnej väzby) prepínať – preklápať. Skladá sa z niekoľkých tranzistorov, logických hradieľ, alebo iných aktívnych súčiastok. Preklápacie obvody majú v elektronike široké využitie ako generátory impulzov, oscilátory, statické pamäte, oneskorovače, časovače, čítače, deliče kmitočtu a pod.

penia SiPM bolo možné pripojiť všetky komponenty detektora a analógovú koincidenčnú elektroniku na jednú dosku plošných spojov. To by bolo nemožne s PMT kvôli dĺžke trubice vyžadovanej multiplikačnými dynódami.

Plastový scintilátor bol vybraný ako plynová bunka aby sa umožnila úplná depozícia energie beta elektrónov a konverzných elektrónov bez významného zoslabenia gama a röntgenových lúčov.



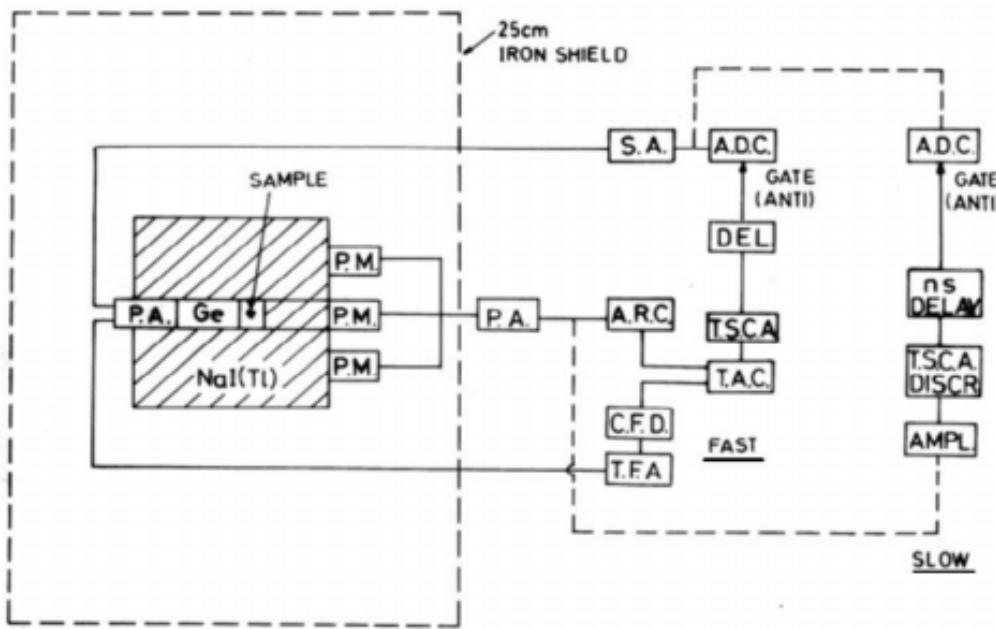
Obr. 13.2: Schéma systému pre beta-gama koincidencie.

13.3 Metóda potláčania Comptonovského rozptylu

Comptonovské pozadie sa pozoruje, keď sa uskutočňuje Comptonov rozptyl v aktívnom objeme detektora a keď z neho uniknú zodpovedajúce rozptylené gama lúče. Tieto udalosti predstavujú Comptonovské pozadie. Cieľom anti-comptonovskej koincidencie je snaha potlačiť toto pozadie v spektre. Koincidenčný systém, ktorý je toho schopný pozostáva z dvoch detektorov, kde jeden detektor obklopuje druhý detektor z každej strany. Úlohou detektora, ktorý obklopuje hlavný detektor je zachytávať rozptylené gama lúče, ktorým sa podarilo uniknúť po rozptyle z hlavného detektora.

Zvyčajne hlavným detektorom je HPGe detektor, ktorý je obklopený Comptonovským supresorom - bežne sa používajú NaI alebo BGO detektory. NaI detektor poskytuje vynikajúcu časovú odozvu a rozlíšenie ale detektor musí byť dosť veľký. BGO detektor môže byť menší ale má horšie rozlíšenie a časovú odozvu. Avšak energetické rozlíšenie týchto detektorov, ktoré fungujú ako supresory, je v tomto prípade nepodstatné, pretože tieto detektory nepoužívame ako spektrometre. Používame ich totiž len na zistenie, či z hlavného detektora unikol nejaký fotón. Ak áno, tak systém povie hlavnému detektoru aby nespracoval daný signál. Zvyčajnou geometriou supresorového detektora je hrubá stenová trubica, ktorá sa nazýva prstencový detektor. Na jednom konci otvoru je HPGe detektor, druhý koniec je uzavretý tzv. "plug" detektorom. Medzi týmto plug detektorom a HPGe detektorom sa nachádza meraná vzorka. Aby sa dosiahla lepšia redukcia Comptonovského pozadia, celý systém je umiestnený vo vnútri pasívneho štítu. Schému anticomptonovského

koincidenčného systému je znázornená na obrázku (13.3).



Obr. 13.3: Schéma systému pre anticomptonovské koincidencie.

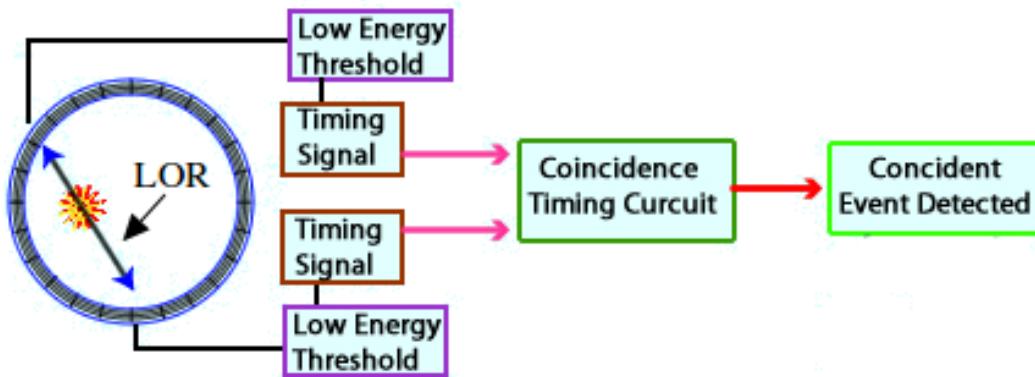
13.4 Gama-gama koincidenčný detektor - PET

O tejto metóde sme už písali v sekcií subatómová fyzika a preto nebudeme túto metódu veľmi rozoberať ale zameriame sa len na fyzikálny princíp.

Pozitrónová emisná tomografia (PET) je založená na koincidencii gama-gama. Presnejšie PET systém využíva koincidenčnú detekciu 511 keV fotónov z anihilácie elektrónu s poziténom. Keďže spárované gama lúče z anihilácie pozitronu sú anti-paralelné, detekcia gama lúčov určuje líniu odozvy (line of response - LOR), ktorá vznikla pri anihilácii. Typicky sú PET systémy založené na pevných scintilátoroch (BGO, LSO, ...) a foto detektoroch (PMT, foto-dióda). Na obrázku (13.4) je znázornená typická geometria PET systému. Skúmaný predmet, ktorý sa skenuje, je obvykle obklopený prstencom, ktorý je zložený z detektorov. Každý detektor zaznamenáva jednotlivé udalosti gama žiarenia a generuje časovaný impulz, ktorý je spojený s každým dopadajúcim fotónom. Tieto impulzy sa potom skombinujú v koincidenčnom obvode, aby sa vybrali spárované gama lúče z rovnakého anihilačného procesu.

13.5 Meranie absolútnej aktivity pomocou koincidencii

Ako ďalšiu aplikáciu koincidenčného obvodu rozoberieme problém merania absolútnej aktivity rádioizotopového zdroja. Ak takýto zdroj emituje dve rozlíšiteľné koincidenčné žiarenia, je možné použiť metódu, pomocou ktorej sa dá spočítať aktívita zdroja bez znalosti absolútnej detekčnej



Obr. 13.4: Schéma systému pre PET systém.

účinnosti detektora. Keďže tieto účinnosti sú často neisté alebo ľažko určiteľné, použitie tejto metódy poskytuje presnejšie výsledky.

Predpokladajme aktivitu zdroja A , ktorý vysiela dve koincidenčné žiarenia, ktoré nie sú vzájomne nijako korelované, čo sa týka uhla emisie. Nastavíme dva detektory tak, že prvý detektor bude zaznamenávať pulzy len od prvého žiarenia, druhý detektor od druhého žiarenia. Výstup týchto detektov po príslušnom spracovaní pulzov je uvedený do koincidencie s rozhodujúcim časom τ .

Počet detekcií r_1 v prvom detektore môžeme napísť ako súčin aktivity A a celkovej efektivity namerania prvého žiarenia ϵ_1 . Táto efektivita zahrňuje priestorový uhol, v ktorom sa nachádza detektor, pravdepodobnosť interakcie v detektore a podiel pulzov akceptovaných následným obvodom. Podobný vzťah platí aj pre druhé žiarenie a preto môžeme písť

$$r_1 = A\epsilon_1$$

$$r_2 = A\epsilon_2$$

Mieru pravej koincidencie r_t môžeme predpovedať vďaka znalosti, že musí dôjsť ku dvom udalostiam: žiarenie 1 sa detektuje v prvom detektore, žiarenie 2 v druhom. Nezávislé pravdepodobnosti (nezávisle preto lebo tieto žiarenia nie sú uhlovo korelované) jednotlivých detekcií sú ϵ_1 a ϵ_2 , tak potom pravdepodobnosť, že dôjde k detekcii prvej a zároveň aj druhej udalosti bude $\epsilon_1\epsilon_2$. Miera pravej koincidencie je tak súčinom tejto kombinovanej pravdepodobnosti a aktivity zdroja A ,

$$r_t = A\epsilon_1\epsilon_2.$$

Meraná miera koincidencie r_{12} je súčtom pravej miery koincidencie r_t a náhodnej miery koincidencie r_{ch}

$$r_{12} = r_t + r_{ch}.$$

Riešením týchto rovníc a elimináciou ϵ_1 a ϵ_2 , môžeme pre aktivity písat

$$A = \frac{r_1 r_2}{r_t}.$$

Tento vzťah udáva aktivitu zdroja, ktorá je vyjadrená cez početnosti, ktoré vieme merať.

V mnohých prípadoch bývajú dva koincidenčné žiarenia: beta a gama, ($\beta - \gamma$), koincidencia. Tieto žiarenia sú emitované pri rozpade daného izotopu. Ak je jedno žiarenie detekované cez celý priestorový uhol, potom je možné požiadavku uhlovej nezávislosti oboch meraných žiareni vynechať. Bežná sa dá táto metóda realizovať použitím 4π proporcionálneho počítača ako beta detektor v spojení s detektorm gama žiarenia, ktorý pokrýva menší uhol. Touto metódou je možné dosiahnuť presnosť blížiacu sa jednému percentu.

13.6 Sumačný koincidenčný mód

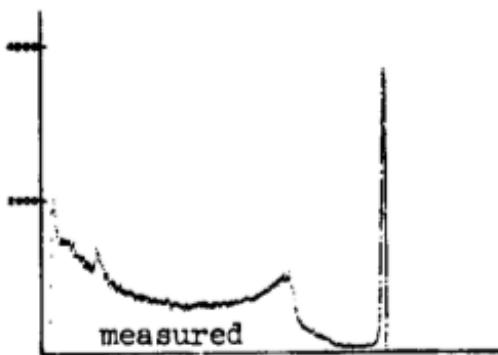
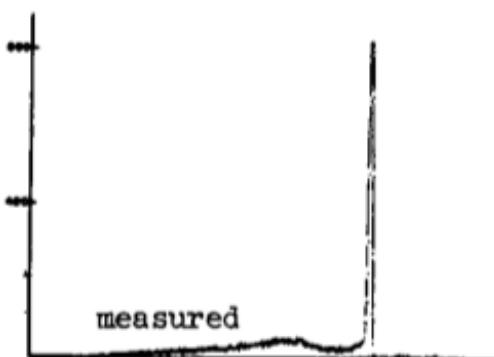
Väčšina Comptonovho pozadia pochádza z jediného Comptonovho rozptylu, po ktorom nasleduje únik rozptyleného gama žiarenia z detektora, zatiaľ čo plné energetické udalosti pri typických energiách gama-žiarenia sú primárne zložené z niekoľkých rozptylených sekvencií, po ktorých nasleduje fotoelektrická absorpcia (čiže dochádza k viacnásobnému rozptylu ale žiaden fotón neunikne z detektora, celá energia sa zaznamenáva). Z toho dôvodu môže byť pomer medzi plne energetickým pikom a Comptonovským pozadím zvýšený požiadavkou, aby zaznamenaná udalosť zodpovedala viacerým interakciám (častica sa viackrát rozptylila) vo vnútri detektora a až po viacnásobnom rozptyle dôjde k zaznamenaniu udalosti detektorom. V germániových detektoroch sa táto voľba zvyčajne uskutočňuje rozdelením detektora na niekoľko segmentov (alebo poskytnutím niekoľkých príťahlihých nezávislých detektorov) a hľadaním koincidenčných impulzov z dvoch alebo viacerých nezávislých segmentov. Keď sa detekuje koincidencia, výstup zo všetkých segmentov detektora sa spočíta a zaznamená. Výsledné spektrum sa skladá iba z maximálneho energetického vrcholu, ležiaceho nad slabým pozadím, ktoré je výrazne potlačené a nemá žiadne náhlé Comptonovské hrany, viď obrázok (13.5).

13.7 Párový koincidenčný spektrometer

Iným prístupom k zjednodušeniu zaznamenaného spektra germániových detektorov je snaha vybrať len piky dvojitého úniku. Ak je energia gama žiarenia dostatočne vysoká, významná časť všetkých interakcií bude zodpovedať výrobe elektrón-pozitronových párov, pri ktorej oba fotóny produkovanej pozitronovou anihiláciou uniknú z primárneho detektora. Pretože tieto anihilačné fotóny sú vždy vyemitované v opačnom smere, dva ďalšie detektory umiestnené na protiťahlihých stranach primárneho detektora ich môžu zachytiť s rozumnou účinnosťou. Ak sa požaduje koincidencia medzi všetkými troma detektormi, výber dvojitych únikových udalostí bude veľmi špecifický a väčšina kontinua (rovnačo ako maximálny energetický vrchol) bude potlačená. Takéto systémy pozostávajú z centrálneho germániového detektora a dvoch okolitých NaI(Tl) alebo BGO scintilátorov. Poloha tohto double piku na energetickej osi je daná nasledovne

$$E_{doublepeak} = hf - 1022 \text{ keV}.$$

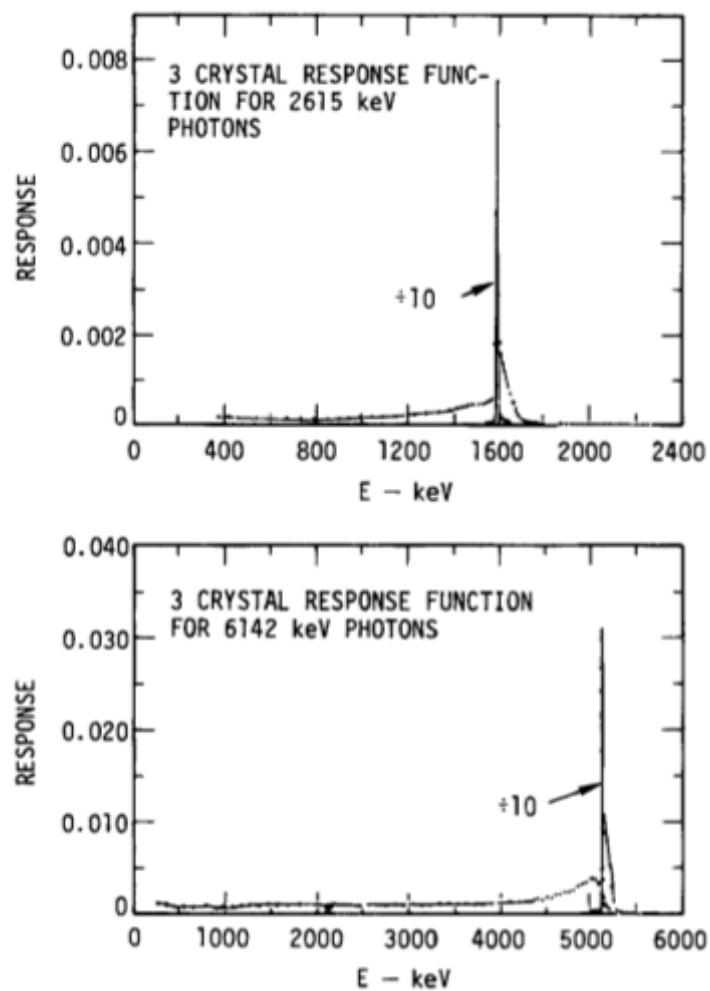
kde hf je počiatočná energia vchádzajúceho gama žiarenia.

DETECTOR OPERATED IN NORMAL MODEDETECTOR OPERATED IN SUM-COINCIDENCE MODE

Obr. 13.5: Príklad spektra pred a po sumačnom koincidenčnom móde.

Na obrázku môžme vidieť príklad spektra pre párový spektrometer. Hoci väčšina zaznamenaných udalostí zodpovedá izolovanému dvojitému únikovému piku, malé pozadie stále pretrváva v dôsledku niekoľkých neideálností.

Impulzy napravo od piku sa dajú zaznamenať z udalostí, pri ktorých sa anihilačný fotón podrobí malému rozptylu pred opustením centrálneho detektora (tým sa zaznamenaná energia zvýší o malinky kúsoček), ale stále bude tento fotón spadat do akceptovateľného impulzového výškového okienka vonkajších detektorov a preto bude zaznamenaná koincidencia. Udalosti na ľavej strane piku môžu byť generované interakciami gama-žiarenia, ktoré sa vyskytujú v blízkosti hranice centrálneho detektora a pre ktoré uniká buď pozitron alebo elektrón bez uloženia celej svojej energie do detektora.



Obr. 13.6: Príklad spektra pre párovú koincidenciu.

Kapitola 14

Polohovo citlivé detektory

14.1 Proporcionálne polohovo citlivé detektory

Proporcionálny detektor je typ plynového ionizačného detektora používaného na meranie častíc ionizujúceho žiarenia. Kľúčovým prvkom je jeho schopnosť merať energiu dopadajúceho žiarenia tým, že produkuje výstup detektora, ktorý je úmerný energii žiarenia; odtiaľ meno detektora. Pri správnej voľbe napäťia sú elektróny, ktoré sa vytvoria v ionizácii, urýchľované smerom k anóde a môžu spôsobiť sekundárnu ionizáciu. V plyne tak dochádza k zosilneniu pôvodného signálu faktorom $\sim 10^4 - 10^6$.

14.1.1 Proporcionálna trubica

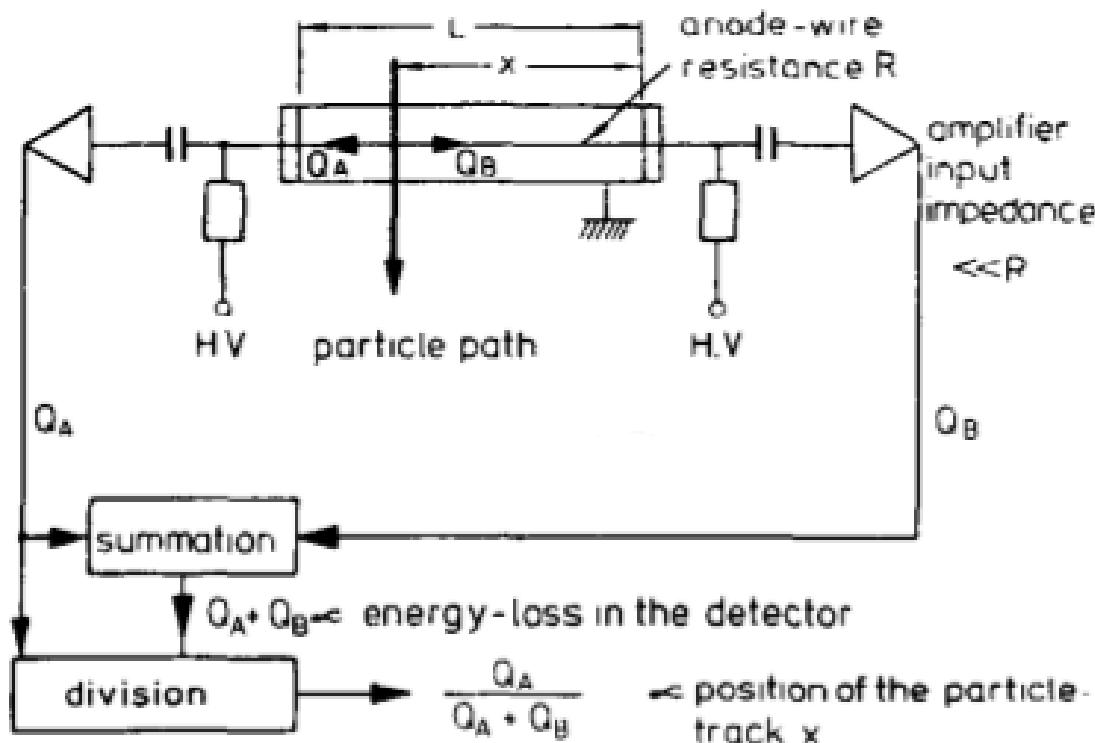
Vzhľadom k tomu, že lavína, ktorá vzniká v týchto detektoroch, je obmedzená na malú časť dĺžky anódy, boli vyvinuté schémy, vďaka ktorým je možné tieto detektory použiť k pozičné citlivému meraniu udalosti. V bežnej valcovej geometrii detektora, elektróny driftujú z miesta ich vzniku pozdĺž radiálneho poľa k anóde. Poloha lavíny je tak dobrým indikátorom axiálnej pozície, kde bol vytvorený pôvodný iónový pár. Pokiaľ ale dráha ionozujúcej častice smeruje pozdĺž anódy, tak bude okolo anódy rozložených viacej lavín, z čoho je možné určiť len strednú polohu častice.

Najbežnejšia metóda snímania polohy v proporcionálnych trubiciach je založená na princípe rozdelenia náboja, viď obrázok (14.1).

Anódový drôt je vyrobený tak, že má význačný odpor na jednotku dĺžky, takže zozbieraný náboj je rozdelený medzi zosilňovače umiestnené na oboch koncoch drôtu v pomere, ktorý je jednoducho spojený s polohou interakcie. Súčet výstupu obidvoch zosilňovačov vytvára konvenčný výstupný impulz s amplitúdou proporcionálou k celkovému náboju. Signál polohy sa generuje vydelením výstupu jedného zosilňovača súčtom signálu, aby sa získal impulz, ktorý indikuje relatívnu polohu pozdĺž anódového vodiča.

14.1.2 Mnohovlákновé proporcionálne čítače

V niektorých situáciách je výhodné dať viac ako jeden anódový drôt do proporcionálneho čítača. Napríklad detektory s veľmi veľkou povrchovou plochou môžu byť konštruované tak, že

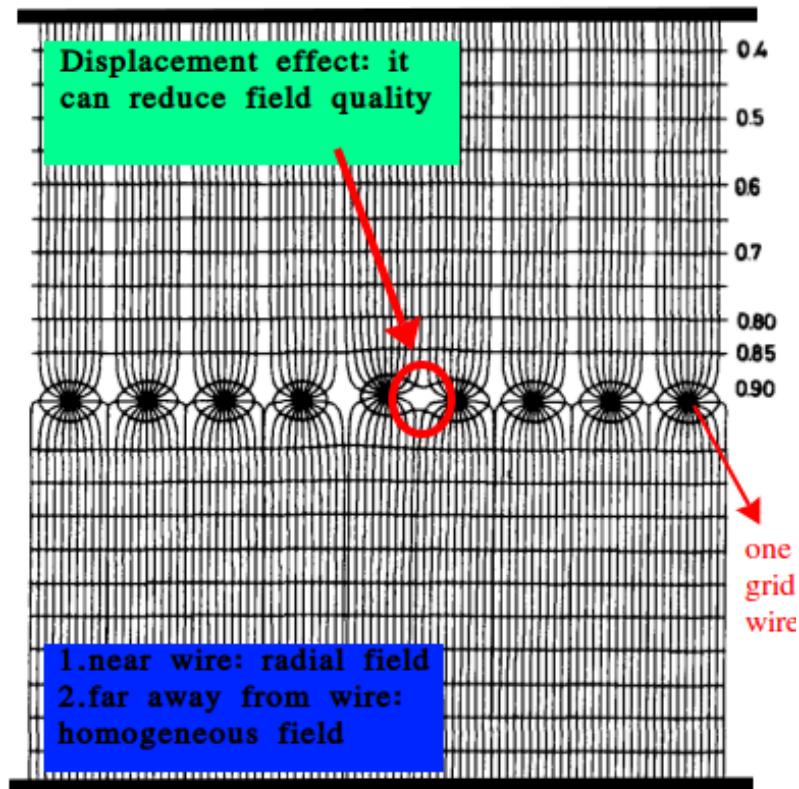


Obr. 14.1: Všeobecná schéma pre koincidenčnú detekciu.

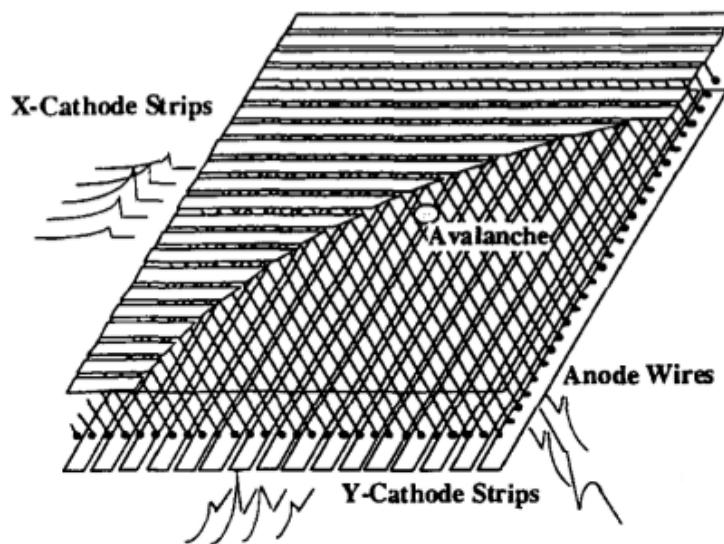
umiestníme mriežku anódových drôtov medzi dve veľké ploché dosky, ktoré slúžia ako katódy na oboch stranách počítadla. Na obrázku (14.2) je načrtnutá táto konfigurácia spoločne s výsledným elektrickým poľom.

Elektróny tvorené ionizáciou plynu driftujú smerom dovnútra k rovine anódových drôtov, najprv v takmer rovnomernom poli. Ako sa tak tieto elektróny približujú k anódovej rovine začnú zrýchľovať smerom k najbližšiemu anódovému drôtu. Silné elektrické pole v blízkom okolí anódového drôtu urýchli elektróny natoľko, že dôjde k vytvoreniu elektrónovej lavíny. Na anódovom drôte, na ktorom sa zhromažďuje elektrónová lavína, sa objaví veľký pulz indukovaný negatívou polaritou, zatiaľ čo susedné anódy vykazujú menšie kladné amplitúdové impulzy. Signály z predzosilňovačov pripojených ku každému drôtu sa teda môžu použiť na lokalizáciu udalosti na najbližší vodič, pričom najmenšie vzdialenosť medzi drôtmami je obmedzená na približne 1 – 2 mm.

Katódové roviny môžu byť tiež vyrobené vo forme izolovaných pásiakov alebo skupín drôtov, ako je to znázornené napríklad na obrázku (14.3) alebo (14.4). Pozitívne signály sú vyvolané lavinami na katódových pruhoch, ale keďže sú umiestnené v určitej vzdialnosti, indukovaný náboj je rozložený na širšiu oblasť. Pásy na jednej katódovej rovine môžu byť v smere x, zatiaľ čo pásy na protiľahlej katóde sú často vytvorené tak, aby boli kolmé, aby poskytli nezávislú súradnicu y. Zariadenie s takýmto dizajnom môže slúžiť ako polohový detektor, ktorý sa používa pri výskume častíc s vysokou energiou.



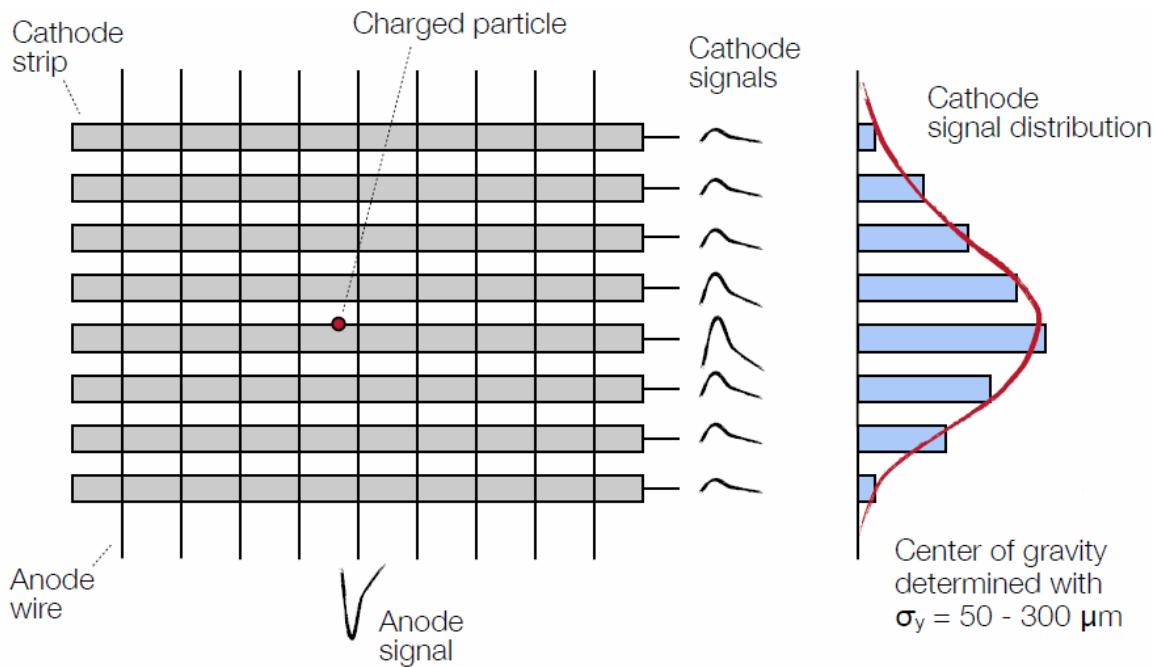
Obr. 14.2: Graf elektrického poľa vytvorený mriežkou anódových vláken (kolmé na stránku papiera), ktoré sú umiestnené rovnomerne medzi dvoma paralelnými katódovými doskami v hornej a spodnej časti obrázka. Vo veľkej časti objemu je pole takmer rovnomerne rozložené. V bezprostrednej blízkosti každého sietového drôtu sa vytvorí oblasť s vysokým poľom.



Obr. 14.3: Náčrt dvoj-dimenziuálneho pozične citlivého viac-drôtového proporcionálneho čítača.

14.1.3 Mikrostripová plynová komora

Tento typ multi-anódového, plneného plynom detektora bol navrhnutý v roku 1988, aby prekonal nejaké obmedzenia predošlého typu detektora. Hlavnou vlastnosťou tohto typu detektora je



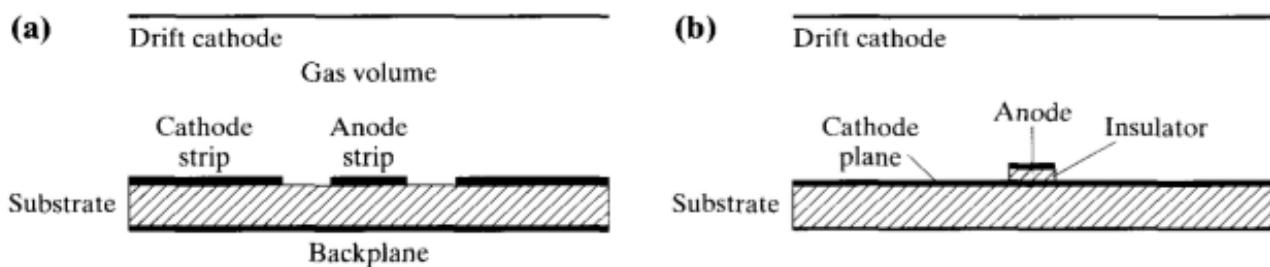
Obr. 14.4: Schéma funkcie dvoj-dimenzionálneho proporcionálneho čítača.

to, že rovnako ako u predošle spomenutých typov detektorov sú anódy umiestnené tesne blízko seba (typicky $\sim 10 \mu\text{m}$). Takže rovnaký typ koncentrácie elektrického poľa, ktorý sa vyskytuje okolo drôtu, sa realizuje aj blízko povrchu anódového pásika. Preto, keď sa v tesnej blízkosti tohto anódového pásu ocitnú elektróny, tak sa začnú vytvárať elektrónové lavíny presne takým istým spôsobom, akým sa to dialo v predchádzajúcich detektoroch okolo drôtu.

Príklad kompletnej mikrostripovej plynovej komory je znázornený na obrázku (14.5). Oblast medzi katódovou driftovou rovinou a anódami obsahuje plniaci plyn, v ktorom sa po prechode žiarenia vytvoria iónové páry. Elektróny z týchto iónových párov sa nasmerujú na anódy pomocou elektrického poľa, ktoré sa vytvorí medzi anódami a katódovou driftovou rovinou. Akonáhle sa tieto driftové elektróny dostanú do bezprostrednej blízkosti povrchu anódy, začnú sa vytvárať lavíny a práve z týchto lavín vzniká takmer všetok detekovaný náboj.

Nahradenie drôtov kovovými pásmi má zrejmé výhody. Prostredníctvom fotolitografického procesu môžu byť pásy vytvorené s veľmi úzkym rozstupom, takže priestorové rozlišenie môže byť oveľa jemnejšie ako pri viacdrôtových proporcionálnych čítačoch. Ďalšou výhodou je, že väčšina pozitívnych iónov vytvorených v lavíne sa rýchlo príťahuje k blízkym katódam namiesto toho, aby museli driftovať cez celý objem detektora na povrch oveľa vzdialenejšej katódy. Zodpovedajúci pozitívny náboj sa preto rýchlejšie vyčistí z objemu detektora, čo umožňuje oveľa vyššiu rýchlosť prevádzky mikrostripových komôr v porovnaní s drôtovými komorami.

V najbežnejšej konfigurácii zobrazenej na obrázku (14.5a) sú striedajúce sa anódové a katódové pásy nanesené na izolačnom substráte. Potenciálnym problémom by mohlo byť keby substrát tiež zhromažďoval nejaký náboj, čo by mohlo následne viest k možnému nahromadeniu povrchového náboja, čo by spôsobovalo nestabilitu napäťia a deformáciu elektrického poľa. Aby sa zabránilo tomuto nabíjaniu povrchu, musí mať substrát určitú konečnú elektrickú vodivosť. Ďalšou potenciálnou nevýhodou je skutočnosť, že elektrické iskrenie sa môže ľahko vyskytovať medzi anódami



Obr. 14.5: Prierez mikrostripovej plynovej komory. Časť (a) znázorňuje bežný vzor striedajúcich sa anódových a katódových pásov. Časť (b) ukazuje komoru, kde sú úzke anódové pásy oddelené od spojitej katódovej roviny izolátorom.

a katódami kvôli ich malým rozstupom. Tieto výboje môžu fyzicky poškodiť štruktúru elektród a nakoniec spôsobiť trvalé poškodenie detektora.

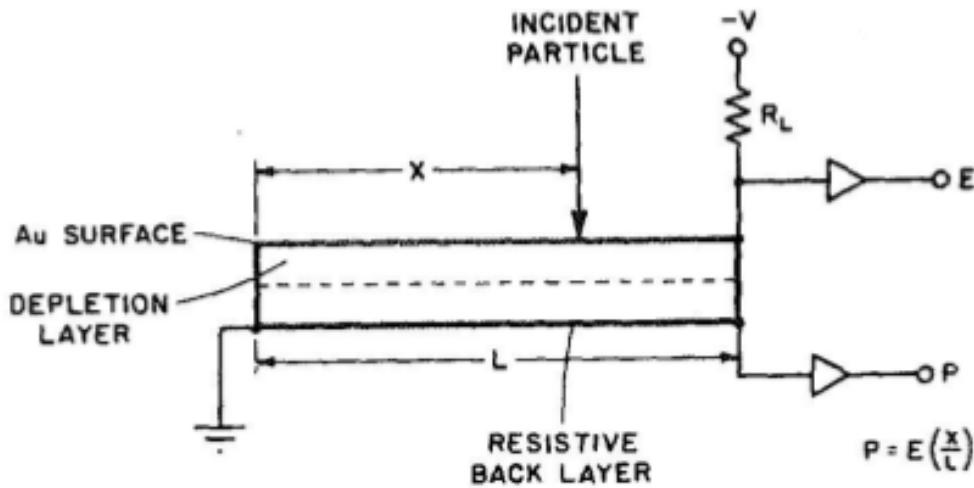
Alternatívna štruktúra je tiež uvedená na obrázku (14.5b). Tu je katóda spojitým vodičom a anódy sú nesené nad povrchom katódy pričom tieto anódy a katódy sú oddelené izolačnými páskami. Táto štruktúra poskytuje lepšie zabezpečenie od iskrenia medzi katódami a anódami.

14.2 Polovodičové polohovo citlivé detektory

Detektory, v ktorých je snímaná poloha interakcie dopadajúceho žiarenia spolu s energiou, majú aplikáciu v mnohých rôznych oblastiach. Dva hlavné typy detektorov, ktoré sa používajú na detekciu polohy nabitych častíc, sú plynové proporcionálne trubice (spomenuté vyššie) a detektory silikónových alebo germániových polovodičových diód. Tieto polovodičové detektory sú niekedy uprednostňované z dôvodu kompaktnosti a nízkeho napäťa na vytvorenie ión-elektrón páru v porovnaní s detektormi naplnenými plynom.

14.2.1 Pásikový polovodičový polohový detektor

V najjednoduchšej forme sa pozične citlivý polovodičový detektor skladá z jedno-dimenzionálno kremíkového či germániového pásika, ktorého jeden kontakt má značný odpor. Ako môžeme vidieť na obrázku (14.6), jeden koniec tohto kontaktu je uzemnený a druhý koniec vedie k zosilňovaču pre odvodenie pozičného signálu (P). Kontakt s odporom sa správa ako delič náboja a množstvo náboja doručeného k pozičnému zosilňovaču je úmerné (x/L), kde x je vzdialenosť interakcie od uzemneného konca a L je dĺžka pásika. Druhý signál (E), ktorý je úmerný celkovému náboju uloženému v detektore, je odvodený z druhej elektródy. Ak je polohový signál (P) delený signálom (E), vytvorí sa impulz, ktorého amplitúda odzrkadľuje polohu interakcie nezávisle od skutočne uloženého množstva náboja.



Obr. 14.6: Základná konfigurácia pozične citlivého polovodičového detektora. Signál polohy (P) je získaný oddelením odporového náboja od spodnej vrstvy. E signál je úmerný energii uloženej časticou v aktívnom objeme detektora.

14.2.2 Mikrostripové polovodičové polohové detektory

Alternatívnou pozične citlivou metódou je rozdeliť jednú z elektród na niekoľko nezávislých segmentov alebo pruhov. Keďže pári elektrón-diera vytvorené v detektore sa pohybujú pozdĺž elektrického poľa k odpovedajúcemu segmentu elektródy, tak silný signál bude odvodený len z tých segmentov, ktoré nazhromažďujú významné množstvo nosiče náboja. Pokiaľ detektorom prejde častica s krátkym dosahom, bude generovaný len jeden takýto signál. Pre častice s dlhším dosahom je nutné interpolovať signály zo susedných segmentov a nájsť strednú hodnotu pozície dráhy danej častice.

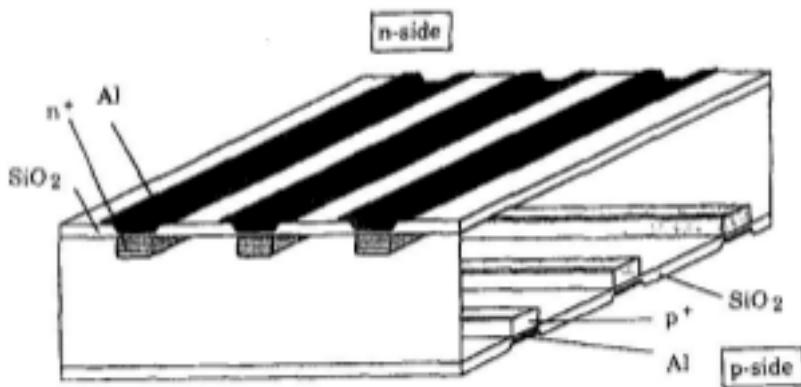
Kremíkový mikrostripový detektor je taký, V ktorom bola na jednom povrchu vyrobená séria úzkych rovnobežných páskových elektród s použitím techniky implantácie iónov alebo fotolitografie. Pre dobré priestorové rozlíšenie sa také detektory produkujú s prúžkami tenkými asi $10 \mu\text{m}$. Aby sa zabránilo mnohým nezávislým elektronickým kanálov, ktoré by boli potrebné na meranie signálu z každého pásu nezávisle, boli vyvinuté schémy na nájdenie pásu, ktorý je najbližšie k interakcii, použitím jednorozmerného rozdelenia náboja pozdĺž línie, ktorá spája všetky pásy.

Obojstranné spracovanie kremíkových dosiek môže poskytnúť konfigurácie, ako je znázornená na obrázku (14.6). Elektródové prúžky na opačných stranach dosiek sú navzájom orientované kolmo. Keďže na oboch stranach sa bude indukovať náboj, je možné týmto spôsobom získať x-ovú a y-ovú polohu častice.

Kremíkové detektory majú široké využitie v detekcii vysoko-energetických častic v experimentoch na urýchlovačoch.

14.2.3 Pad alebo Pixlový detektor

Prístup k získaniu dvojrozmernej informácie o polohe interakcie pomocou jednostranného kremíkového detektora je vyrobiť hornú elektródu ako šachovnicový vzor jednotlivých malých elekt-



Obr. 14.7: Obojstranný kremíkový stripový detektor.

tród, ktoré sú navzájom elektricky izolované. Keď sú rozmery jednotlivých elektród milimetrové alebo väčšie, tento typ zariadenia sa zvyčajne nazýva pad detektor. Pri rozmeroch elektród menších ako jeden milimeter hovoríme o pixlovom detektore. Každá elektróda musí mať vlastné elektrické pripojenie a samostatné vyčítacie kanály.

Jednou výhodou tohto prístupu je to, že malá veľkosť každej elektródy vedie k relatívne malej kapacite a malému unikajúcemu prúdu, a tým sa výrazne zníži elektronický šum. V dvojdimenzionálnom mikrostripovom detektore máme oveľa väčší elektronický šum. Napríklad, šum meraný pixlovým detektorom môže byť 100 elektrónov na jeden pixel zatiaľčo pre stripový detektor to je 1500 elektrónov.

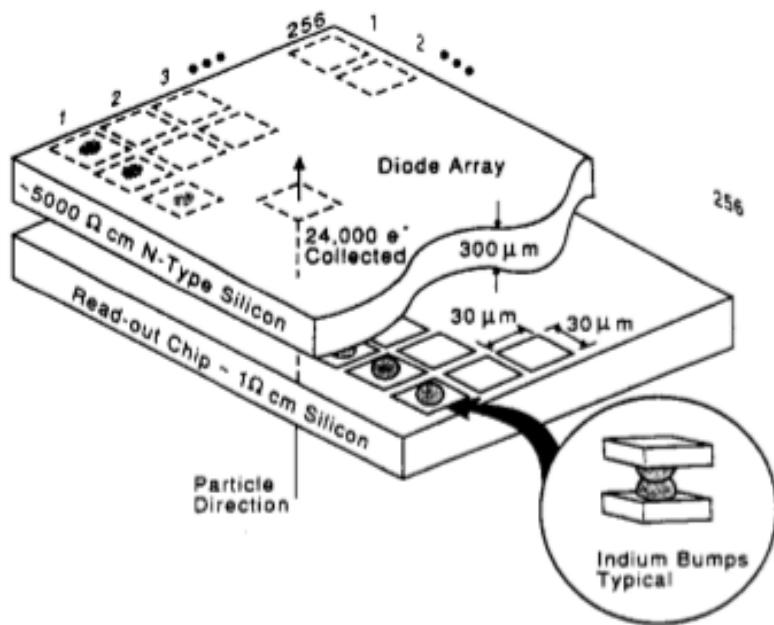
Zabezpečiť samostatné elektrické pripojenie na každý pixel predstavuje náročnú výzvu. Pri detektoroch s malou plochou, v ktorých sú pixly alebo pad-y dostatočne veľké, je možné viest klasický drôt z každého pixlu na okraj dosky. Avšak, pre dosť malé rozmery pixlov už nie je možné viest drôt z každého pixlu a preto je potrebné zabezpečiť napájanie iným spôsobom. Najznámejší spôsob ako niečo také dosiahnuť je znázornení na obrázku (14.8), kde pixlový detektorový čip je spojený s vyčítacím čipom pomocou tzv. flip chip solder bonding alebo inak indium bump bonds.

Táto metóda (indium bump bonds) je založená na procese kedy sa spájanie medzi komponentom a substrátom vytvorí nasledovne. Najprv sa zahrievaním roztavia kovové guličky a následne sa to spoji stlačením s definovanou lepiacou silou (termokompresia). Spoj sa vytvára pomocou difúzneho zvárania. Na obrázku (14.8), v zakružkovej časti je vidieť podstatu toho spojenia.

Každý vyčítací čip je vyrobený s presne takou istou geometriou rozloženia vyčítacích konektorov akú má pixlový detektor, aby sa každý vyčítací konektor mohol spojiť s jedným pixlom. Pixlové alebo pad detektory majú zvyčajne aktívne oblasti, ktoré sú obmedzené na niekoľko štvorcových centimetrov.

14.2.4 Driftové polovodičové detektory

Ukázalo sa, že doba driftu nosičov náboja môže byť v kremíkovom detektore použitá na určenie polohy vzniku týchto nosičov náboja v objeme detektora. V polovodičových driftových detektoroch sa k tomu používa jedinečné usporiadanie elektród, vid' obrázok (14.9). Polovodičové prechody sú

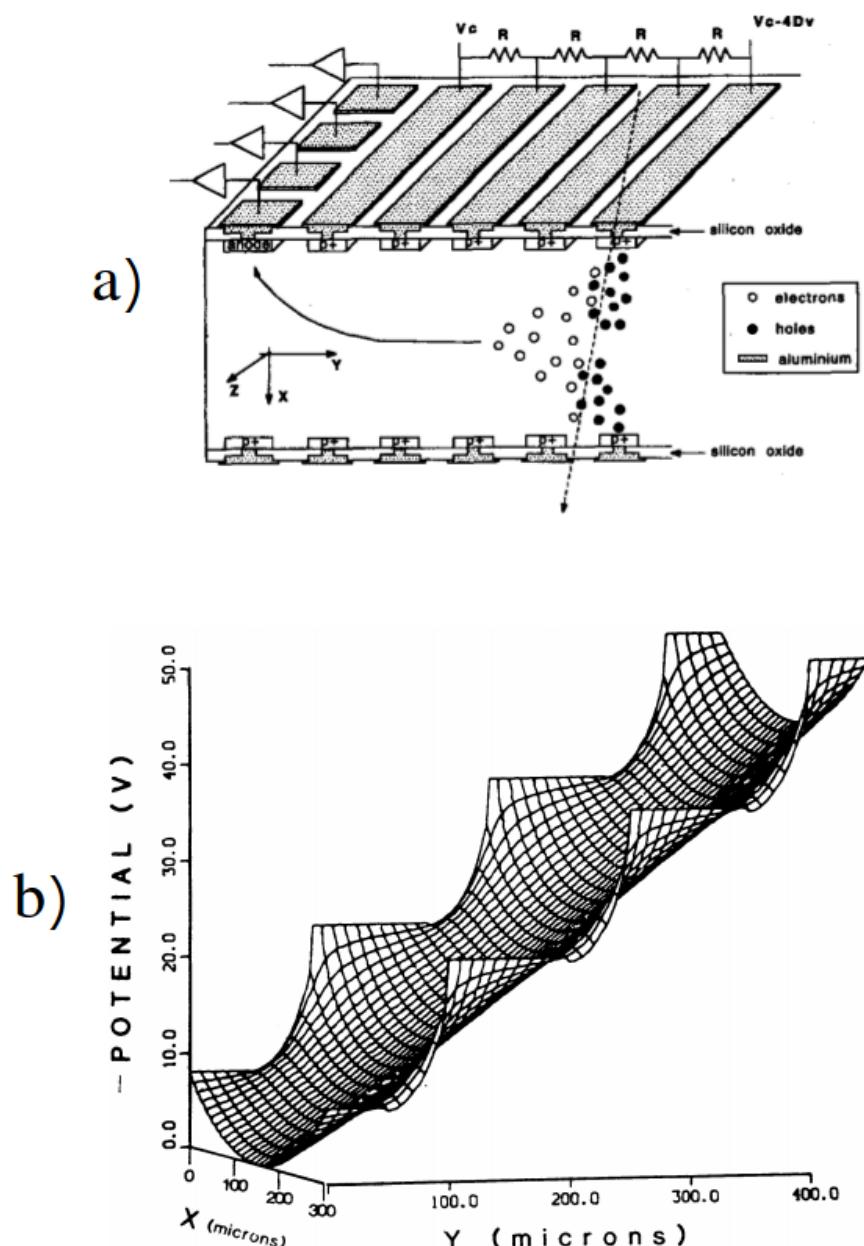


Obr. 14.8: Hybridný pixlový detektor pozostávajúci z oddeleného detektora a elektronického čipu. Tieto dve komponenty sú navzájom spojené pomocou indium bump bonds technikou.

vytvorené na oboch stranách waferu, pričom každý je zapojený v závernom smere, pokiaľ detektor nie je úplne vyčerpaný. Elektróny vytvorené ionizujúcim žiareniom vo vnútri polovodiča sú viazané v potenciálovej jame a prinútené driftovať v smere rovnobežnom s povrhom waferu. Anóda, čo zbiera elektróny je umiestnená na okraji waferu. Čas potrebný na to, aby sa tieto elektróny posunuli k anóde, je potom lineárny meraním vzdialenosť medzi anódou a polohou interakcie. Detektory s aktívou zónou $2.5 \text{ cm} \times 2.5 \text{ cm}$ môžu dosahovať priestorové rozlíšenie menšie než 0.5 mm . Obrázok (14.9) znázorňuje takzvané lineárne driftové zariadenie, v ktorom sú paralelné pásy použité na tvarovanie poľa a vytvárajú potenciálny gradient potrebný na presun elektrónov na zberné anódu. V tomto prípade je anóda segmentovaná, aby umožnila určenie súradnice druhej polohy v dimenции rovnobežnom s pásikmi.

Obrázok (14.10) znázorňuje valcovú geometriu driftového detektora, v ktorom je zberná anóda umiestnená v strede série krúžkov, ktoré slúžia na účely tvarovania elektrického poľa. V tomto prípade sú všetky ionizujúce elektróny zhromaždené na jednej malej anóde, ktorá je udržiavaná veľmi malá na minimalizáciu jej kapacity. V znázornenom príklade bol integrovaný tranzistor (FET), aby sa minimalizovala pridaná rozptýlená kapacita, ktorá by zahŕňala spojenie s externým predzosilňovačom. Na obrázku je tiež znázornený výsledný povrchový potenciál pre elektróny, ktorý ilustruje, že elektróny vytvorené kdekoľvek v objeme kremíka sú vedené do malej anódy v strede. Táto konfigurácia poskytuje plochý zadný povrch bez povrchových štruktúr, ktorý môže slúžiť ako tenké vstupné okno pre slabé prenikanie žiarenia.

Konfigurácia driftového detektora má ďalšiu výhodu, ktorú je možné využiť k zlepšeniu energetického rozlíšenia. Kedže elektróny môžu driftovať dlhé vzdialosti a byť zozbierané na elektróde veľmi malého rozmeru, môže byť kapacita detektoru omnoho menšia než kapacita ekvivalentnej polovodičovej diódy konvenčného prevedenia. Práve kapacita detektoru je významným faktorom

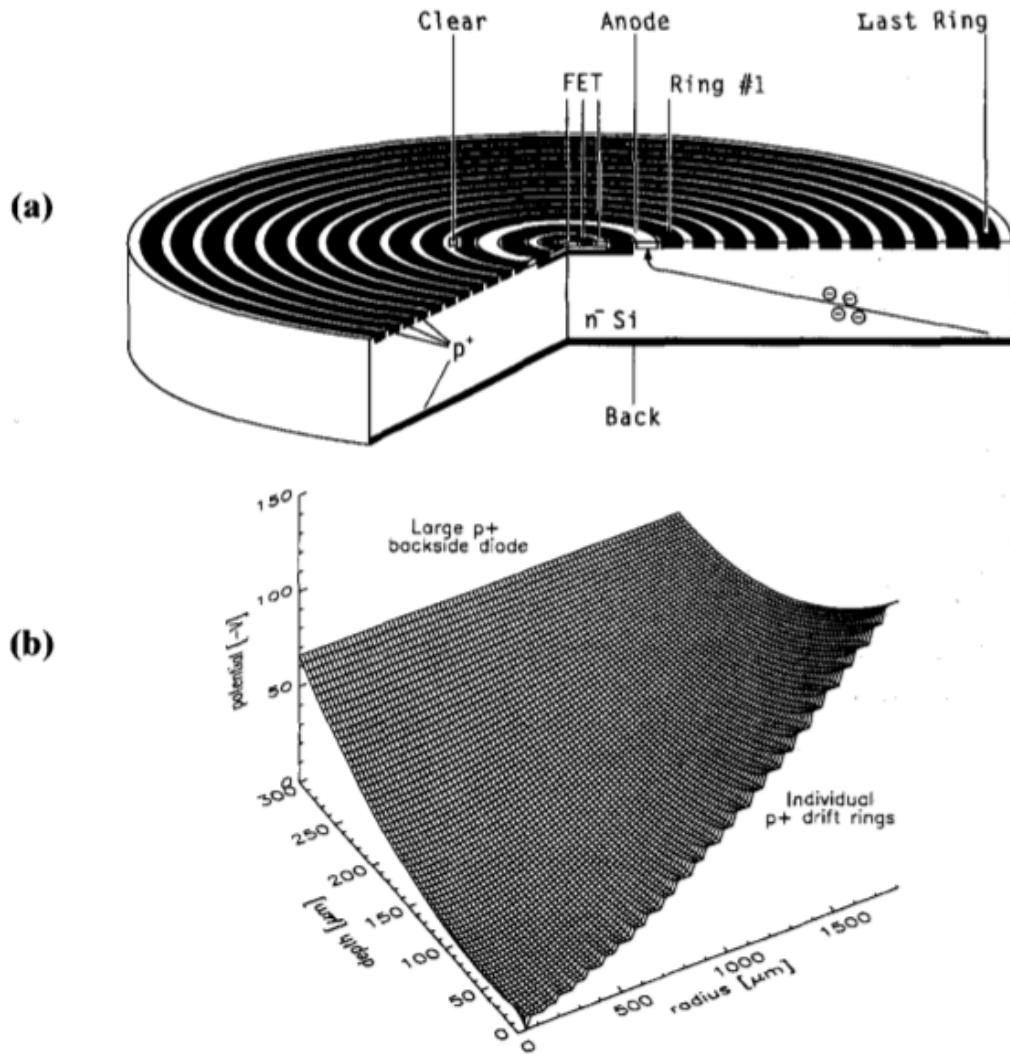


Obr. 14.9: (a) Štruktúra lineárneho kremikového detektora. Elektróny vytvorené ionizujúcim žiazením sú najprv stiahnuté k minimu potenciálu blízko stredu waferu. Následné sú kvôli gradientu potenciálu medzi povrchovými stripmy transportované paralelne s povrchom na anódu na hrane waferu.(b) tvar potenciálu, ktorý vytvoria paralelne pásy na povrchu waferu.

ovplyvňujúcim úroveň šumu spektroskopického systému - nízka kapacita je pritom veľkou výhodou.

14.2.5 Nábojovo viazaná štruktúra (CCD)

Je to označenie pre elektrický jav presunu elektrického náboja po ploche v elektronických (polovodičových) prvkoch. Náboj je prenášaný pomocou sústavy elektród, na ktoré sú privádzané navzájom posunuté synchronizačné signály. Výhody CCD: linearita, veľký dynamický rozsah, nízky šum (2-5 elektrónov), stabilita detektorov, možnosti detekcie širokého spektra vlnových



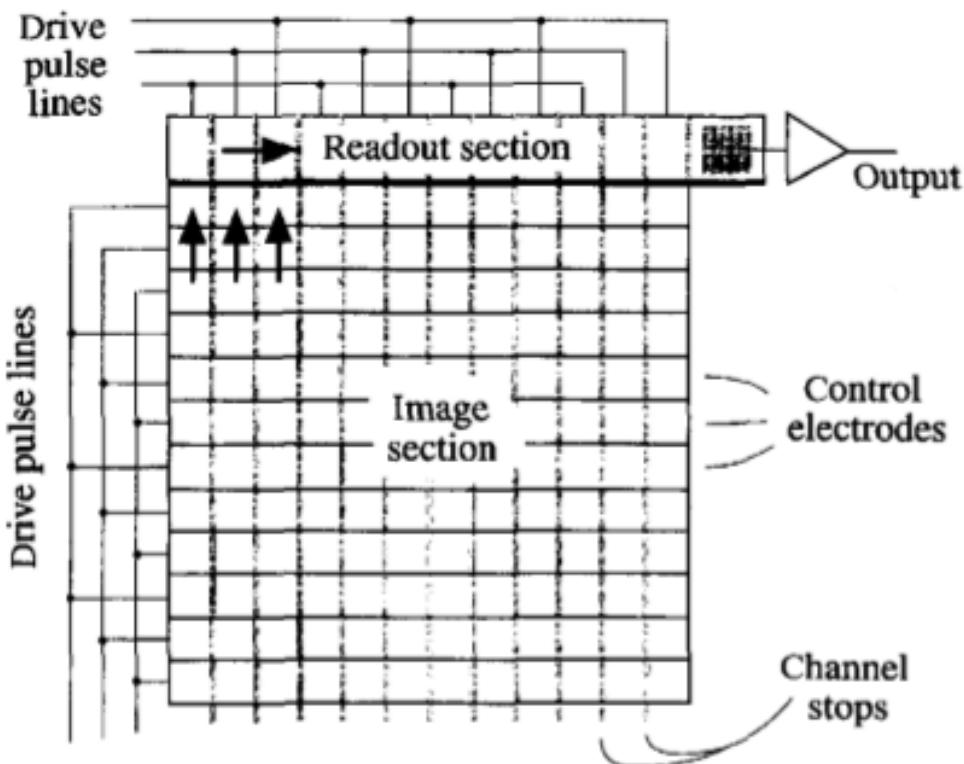
Obr. 14.10: (a) Prierez cylindrického detektora s integrovaným FET pripojeným k zbernej anóde. Neštruktúrovaný zadný povrch detektorov môže poskytnúť tenké vstupné okno pre slabé prenikanie žiarenia. (b) Povrch potenciálu pre elektróny pre zariadenie podľa časti (a). Centrálna zberná anóda je zobrazená v blízkom rohu (okolie bodu [0,0]).

dlžok.

CCD boli zavedené začiatkom 70. rokov ako zariadenia ktoré boli schopné zaznamenať viditeľné svetlo. Ich aplikácia sa postupne rozrástla a dnes ich môžeme nájsť v širokom spektru optických komponentov a fotoaparátoch. Tieto komerčné aplikácie zostávajú dominantnou ekonomickej silou za vývojom CCD. Avšak menšia podskupina zariadení s podobnými vlastnosťami, často nazývanými vedecké CCD, sa objavila v deväťdesiatych rokoch minulého storočia ako veľmi užitočné senzory na detekciu a zobrazovanie žiarenia. Zistilo sa, že sa dajú použiť pri zobrazovaní dráh vysoko-energetických ionizujúcich častíc.

Schéma jednoduchého CCD snímača je zobrazená na obrázku (14.11). Ide zvyčajne o kremíkové štruktúry vyrobene mnogými štandardnými technikami mikroelektroniky, ktoré sa používajú pre integrované obvody. Typické CCD majú štvorčekové plochy s rozmerom 1 – 2 cm a sú zvyčajne

vyrábané na kremíkovom wafery, ktorý ma hrúbku niekoľko stoviek mikrónov. V štandardnom CCD sa vytvorí oblasť vyčerpania bezprostredne pod predným povrchom zariadenia a potenciálové minimum pre elektróny sa vytvorí niekoľko mikrónov pod povrchovou štruktúrou pozostávajúcu z metal-oxid-silicon (MOS) elektródovej štruktúry. Veľkosť jedného pixelu je približne 25 mikrónov.

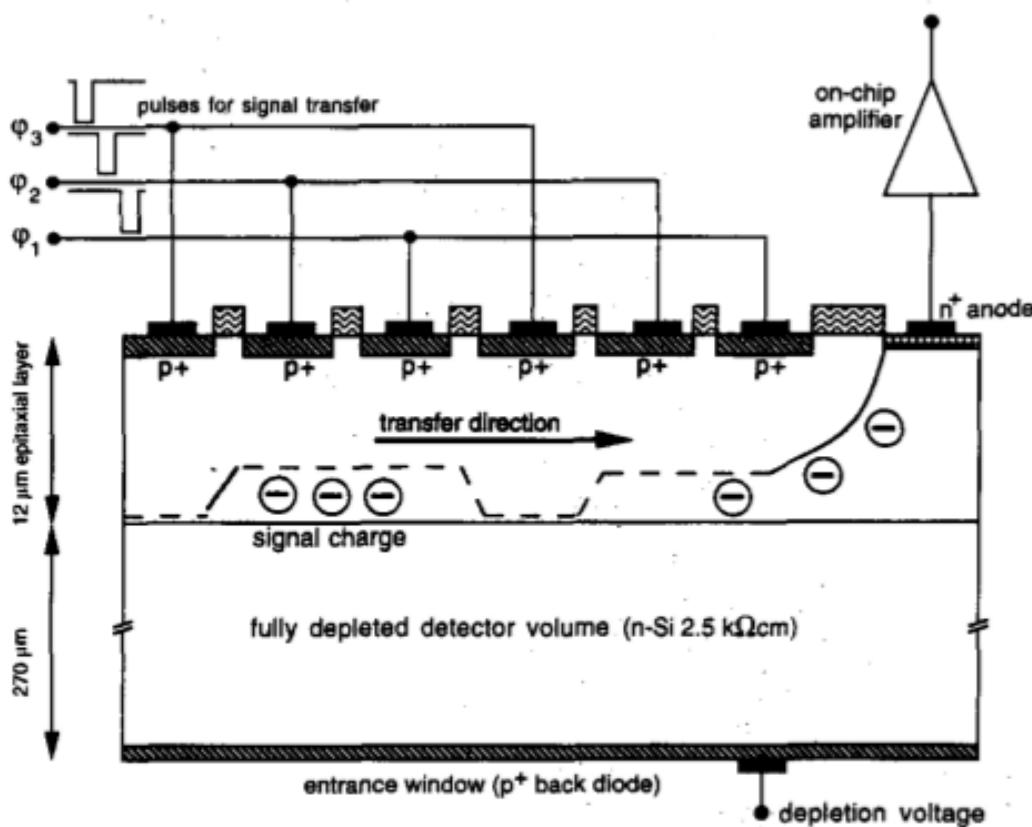


Obr. 14.11: (Roloženie povrchu CCD senzora.

Alternatívnym prístupom je nahradenie metal-oxid elektródy s p-n diódovou štruktúrou na povrchu, viď obrázok (14.12), s väčšími typickými rozmermi pixlov 150 mikrónov. Plocha CCD senzorov je rozdelená na veľké množstvo malých pixlov skrz kontrolné elektródy a prerušenie kanálov, viď obrázok (14.11). Akonáhle je na kontrolnej elektróde aplikované napätie, na každom pixle sa vytvoria potenciálové jamy, v ktorých sa nahromadia všetky voľné elektróny vytvorené ionizujúcim žiareniom. CCD je teda neoddeliteľne integračným zariadením, ktoré zhromažďuje náboje v pixloch, ktoré sa jednoducho akumulujú počas doby expozičie. Pre lepšiu predstavu si podme princíp fungovania CCD poriadne načrtanú.

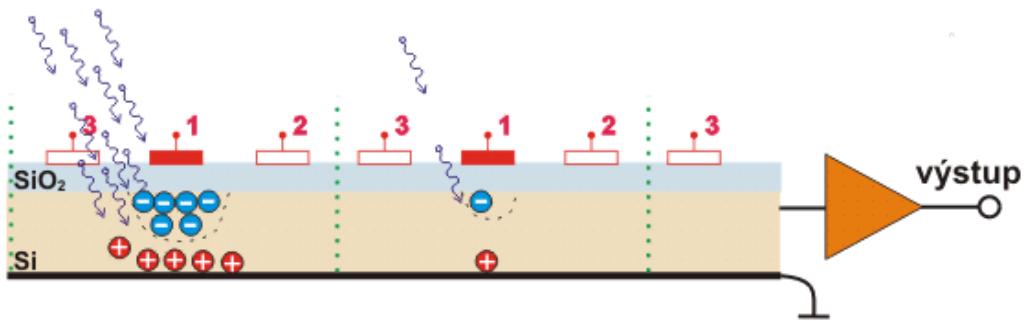
CCD snímač využíva, podobne ako všetky ostatné svetlocitlivé súčiastky, fyzikálny jav známy ako fotoefekt. Tento jav spočíva v tom, že časticie svetla (fotóny) pri náraze do atómu dokážu uvoľniť nejaký elektrón z atómu. V polovodiči sa takto uvoľnený elektrón odvedie pomocou elektród. V CCD je však elektróda od polovodiča izolovaná tenučkou vrstvou oxidu kremičitého (SiO_2), ktorý sa chová ako dokonalý elektrický izolant, takže fotoefektom uvoľnené elektróny nemôžu byť odvedené preč. Činnosť CCD sa skladá z troch fáz:

- 1.) V tejto fáze sú z CCD bez prístupu svetla odobraté všetky voľné elektróny, čím sa z neho vymazú všetky zvyšky predchádzajúceho obrazu.



Obr. 14.12: (Prierez cez transportný kanál pn-CCD senzora.

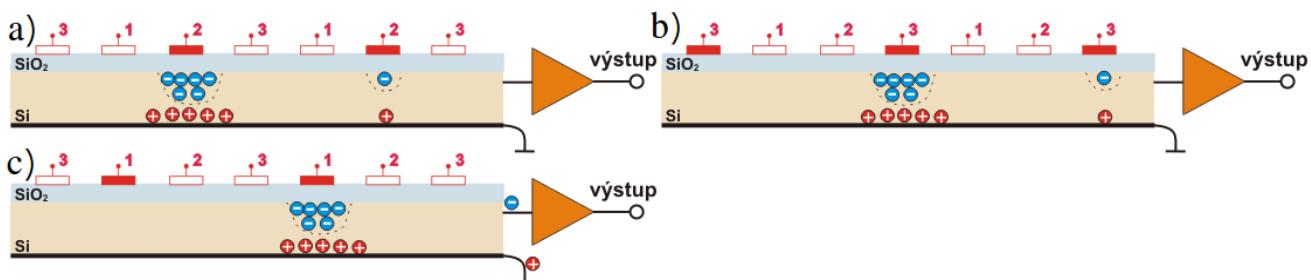
2.) Expozícia obrazu: Na elektródy označené na obrázku číslom 1 (viď obrázok 14.13), sa priviedie kladné napätie a na CCD sa nechá pôsobiť svetlo (napríklad v digitálnom fotoaparáte sa otvorí uzávierka). Dopadajúce fotóny excitujú v polovodiči elektróny, ktoré sú potom pritažované ku kladne nabitym elektródam. Po elektrónoch ostanú v polovodiči tzv. diery, ktoré voči svojmu okoliu vykazujú kladný náboj a sú pritažované elektródou na spodnej strane CCD. Hranice pixlov sú na obrázku znázornené zvislými bodkovanými čiarami. Pretože na pixel vľavo dopadol viac fotónov, zhromaždilo sa u jeho elektródy viac elektrónov, než u pixlu vpravo.



Obr. 14.13: Princíp fungovania CCD 2. fáza.

3.) Odčítanie obrazu: Po zavretí uzávierky sa začnú na skupiny elektród rovnakého čísla privádzať synchronizované impulzy. To znamená, že na elektródoch 2 sa začne pozvoľna zvyšovať napätie, zatiaľ čo na elektródoch 1 sa súbežne zníži. Vďaka tomu sú skupiny elektrónov pritažo-

vané pod elektródy 2. Impulz sa „posunie“ na ďalšiu elektródu a elektróny ho poslušne nasledujú. Následne sa celý dej opakuje, až kým sa skupiny nazhromaždených elektrónov neodčítajú všetky, viď obrázok (14.14). Odpočet sa deje na konci čipu, kde je výstupný zosilňovač. Ten zosilní pomerne malý elektrický náboj, zodpovedajúci počtu nachytaných elektrónov v jednotlivých pixloch, na úroveň vhodnú pre ďalšie spracovanie obrazu.



Obr. 14.14: Princíp fungovania CCD 3. fáza.

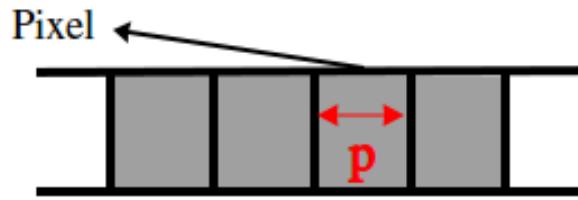
Toto jednoduché vyčítanie je dôvodom popularity týchto senzorov. Na obrázku (14.11) môžeme vidieť ako také vyčítanie prebieha. V tomto obrázku sú náboje akumulované v hornej časti CCD (tie čierne šípky). Podľa vyššie spomenutého princípu sa elektróny presunú do Readout section, v ktorom sa taktiež tým istým princípom budu pohybovať smerom k výstupovému zosilňovaču. Takže prvý pixel, ktorý bude vyhodnotený, je ten, ktorý obsahuje šípku najviac napravo. Tento proces pokračuje, kým sa celý riadok nevyčíta postupne. Potom driven line pulses v imaging section opäť nastavia tak, aby posunuli každý riadok o krok nahor a proces výčítania sa opakuje. Efektivita prenosu náboja z jednej potenciálovej jamy do druhej je v CCD senzoroch veľmi dobrá a v najlepších zariadeniach tohto druhu sa náboje vôbec nestrácajú, ani pokiaľ tieto senzory podstúpia tisícky prenosov.

Vyčítací zosilňovač má extrémne nízku kapacitu, preto je možné pri malej úrovni šumu rozlíšiť i malé balíčky nábojov. Na druhej strane môžu ako zdroj šumu slúžiť elektróny termálne generované vo vnútri kremíka - toto je obzvlášť v senzoroch, ktoré používajú široké ochudobnené oblasti, veľký počet pixlov, a dlhé expozičné doby. K redukcii tohto tepelného šumu sa doporučuje ochladiť senzor približne o $50 - 100^\circ$ oproti izbovej teplote. Zatiaľ čo ide o zjavnú prevádzkovú komplikáciu, je menej náročná než kvapalné dusíkové chladenie vyžadované hrubými Si(Li) detektormi. Keďže plocha senzora môže obsahovať 10^6 a aj viac pixlov, vyčítacie doby sa môžu pohybovať na úrovni okolo jednej sekundy. Sú však už metódy, ktoré tieto časy skrátia.

14.2.6 Priestorové rozlíšenie detektorov

Detektor poskytuje informáciu o tom, či nastal hit alebo či nenastal hit. Hit môže nastáť hocikde vo vnútri pixlovho poľa. Pravdepodobnostné rozdelenie toho, že nastane hit v pixly, je

$$f(x) = \frac{1}{p}$$



Obr. 14.15: Pravdepodobnostné rozlíšenie v jednom pixely.

Potom stredná hodnota polohy hitu bude

$$\mu = \int_0^p \frac{1}{p} x dx = \frac{p}{2}.$$

Pre rozptyl píšeme

$$\sigma^2 = \int_0^p (x - \mu)^2 \frac{1}{p} dx = \frac{p^2}{12} \rightarrow \sigma = \frac{p}{\sqrt{12}}.$$

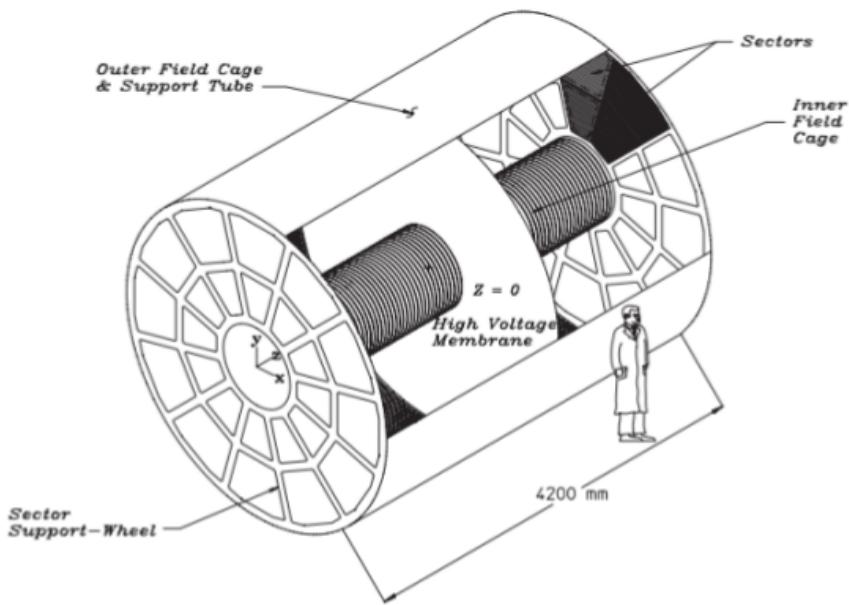
14.3 TPC - časovo projekčná komora

Časová projekčná komora (TPC) je typ detektora častíc, ktorý používa kombináciu elektrických polí a magnetických polí spolu s citlivým objemom plynu alebo kvapaliny na vykonanie trojrozmernej rekonštrukcie trajektórie častíc alebo interakcii. 3D zobrazenie umožňuje kombinácia driftovej komory, z ktorej získame časovú informáciu a dvoj-dimenziorných mnoho-vláknových proporcionalných komôr, z ktorých získame pozíciu v 2D. Keď daný detektor umiestníme do magnetického poľa tak sme schopní merať hybnosť častíc.

Žiarenie prechádzajúce cez objem detektora vytvorí ión-elektrónové páry. Tieto nabité častice ihneď po svojom vzniku začnú driftovať prostredníctvom elektromagnetického poľa k čítacím detektorom umiestneným na konci TPC. Elektrické pole je zvolené tak, aby nedochádzalo k rekombinácii ale ani k multiplikácii náboja. Presnosť určenia polohy častice býva na úrovni 0.5 mm a rýchlosť TPC býva určená rýchlosťou driftu a ten je na úrovni $100 \mu\text{s}$. Pomocou tohto detektora je možné určiť aj druh častice pomocou energetických strát dE/dx .

V ďalších úvahách budeme opisovať TPC, ktoré sa nachádza na experimente STAR. TPC je časť STAR detektora, ktorá zaznamenáva dráhy častíc, meria ich hybnosti a identifikuje častice pomocou ionizačných energetických strát (dE/dx). Jeho pseudo-rapidita pokrýva rozsah $-1.8 < \eta < 1.8$ s plne azimutálnym pokrytím. Častice sú merané v rozsahu $100 \text{ MeV}/c - 30 \text{ GeV}/c$. TPC detektor je umiestnený vo veľkom solenoidovom magnete, ktorý pracuje pri $0,5 \text{ T}$. Obklopuje oblasť interakcie a jeho driftový objem je obmedzený dvomi súosovými valcami s polomermi 50 cm a 200 cm s dĺžkou 4,2 m, vidieť obrázok (14.16).

Dráhy primárnych ionizujúcich častíc, ktoré prejdú cez objem plynu, sa rekonštruujú s vysokou presnosťou z uvoľnených sekundárnych elektrónov, ktoré driftujú do odčítavacích časti, ktoré sú umiestnené na koncoch komory (v obrázku 14.16 sú to tie veci nazvané Sectors). Jednotné elektrické pole, ktoré sa vyžaduje na presun elektrónov, je definované tenkou vodivou membránou v strede TPC, sústrednými field-cage valcami a readout koncovými uzávermi.



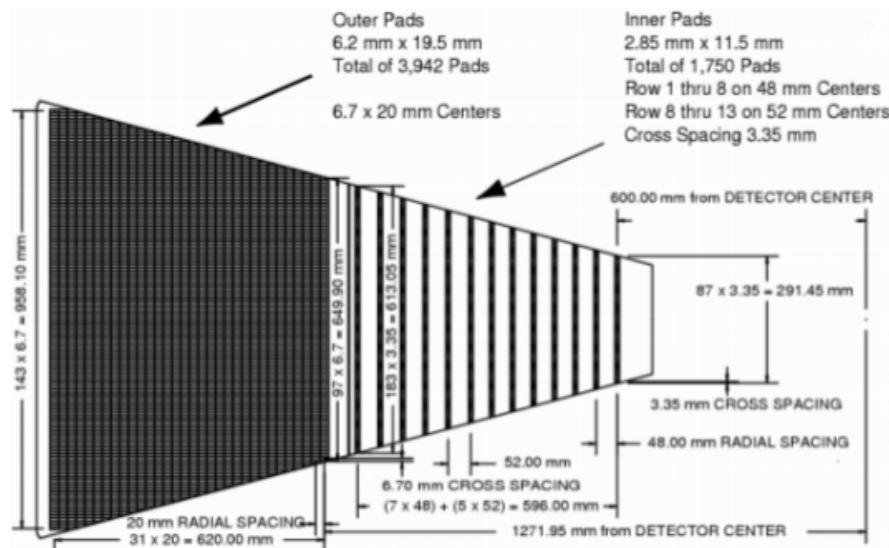
Obr. 14.16: Schéme detektora TPC z experimentu STAR .

TPC detektor je naplnený plynom P10 (10% metán, 90% argón) regulovaným pri atmosférickom tlaku 2 mbar a plyn cirkuluje rýchlosťou 36000 l/h (plný objem TPC je 50000 l). Hlavnou vlastnosťou tohto plynu je rýchla driftová rýchlosť, ktorá dosahuje vrchol pri nízkom elektrickom poli. Centrálna membrána je udržiavaná na hodnote 28 kV, ktorá spolu s ekvipotenciálnymi krúžkami pozdĺž vnútornej a vonkajšej klietky vytvára rovnomerné unášacie pole 135 V/cm od centrálnej membrány k uzemneným koncovým uzáverom, kde sú umiestnené čítacie komory.

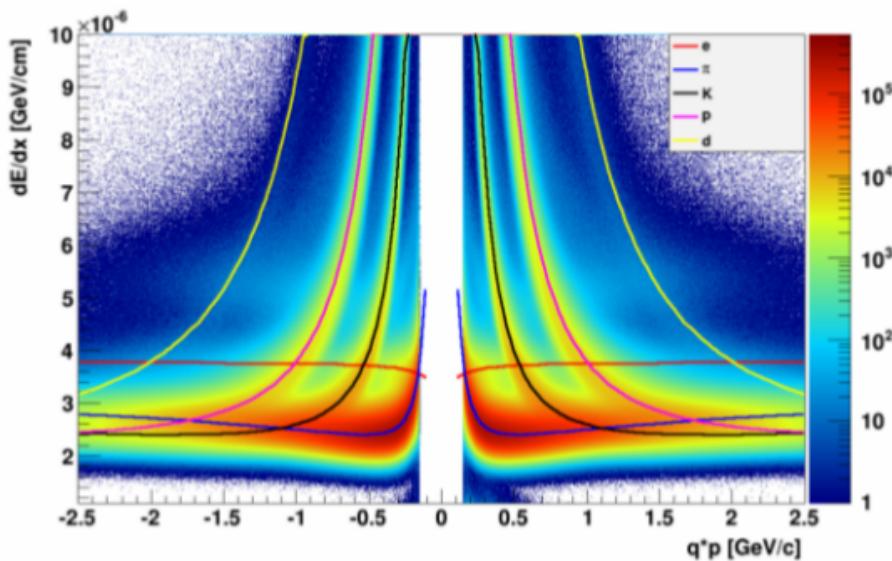
Systém vyčítania je založený na multi-drôtových proporcionálnych komorách (MWPC) a po- zostáva z 12 sektorov. Každý sektor je rozdelené na vnútorný a vonkajší subsektor, viď obrázok 14.17. Vonkajší subsektor (obsahuje 32 radov tvorených z pad-ov) má úplné pad pokrytie pre lepšie dE/dx rozlišenie a obsahuje 3942 pad-ov. Vnútorný subsektor (13 radov padov) je navrhnutý pre lepší tracking a obsahuje 1750 pad-ov.

Ionizujúce elektróny sa posúvajú smerom ku koncovým uzáverom konštantnou rýchlosťou 5.45 cm/ μ s a preto je maximálny čas driftu v TPC je $\sim 40 \mu$ s, čo je aj limita vyčítania. Elektrónové lavíny, ktoré vznikajú v tesných blízkostiach anód, okolo ktorých sa nachádza veľké elektrické pole, poskytujú zosilnenie od 1000 do 3000. Vzniknuté náboje z lavíny sa potom zbierajú pomocou niekoľkých readout pad-ov.

Strata energie v plyne TPC je cenným nástrojom na identifikáciu častíc. Identifikácia funguje dobre pre častice s nízkou hybnosťou, ale so zvyšujúcim sa energiou častíc, energetické straty prestavajú byť primárne závisle na hmotnosti častice, viď obrázok (14.18). Preto je potom ďažké rozoznať častice s rýchlosťami $v > 0,7c$. STAR je schopný oddeliť pióny, kaóny a protóny s veľmi dobrou presnosťou až do 1,2 GeV/c. Energetické straty nabitych častíc sa vypočítajú pomocou Bethe-Bloch formuly.



Obr. 14.17: Anódová pad rovina s jedným plným sektorem. Vnútorný podsektor je napravo a má malé pads usporiadane v široko rozmiestnených riadkoch. Vonkajší podsektor je naľavo a pad-y su hustejšie na sebe.



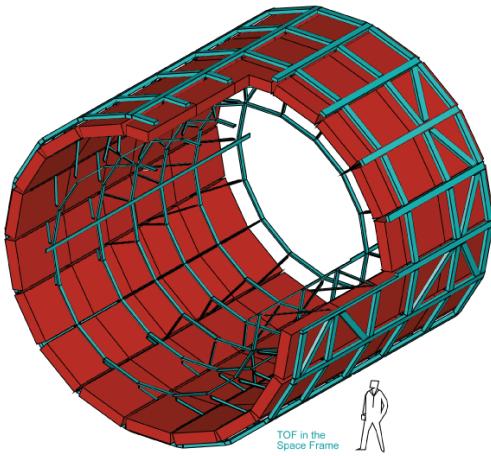
Obr. 14.18: Distribúcia energetických strát v TPC ako funkcia hybnosti častíc.

14.4 TOF - time of flight detektor

TOF je detektor častíc, ktorý môže rozlišovať medzi ľahšími a ťažšími elementárnymi časticami s rovnakou hybnosťou s použitím času ich letu. Ako sme spomínali vyššie, identifikácia častíc sa na STAR experimente vykonáva prostredníctvom TPC detektora. Avšak TPC má problém identifikovať nabité hadróny, ak ich hybnosť presahuje $\sim 0,6 \text{ GeV}/c$, pretože sa začnú vzájomne miešať energetické pásy, ako môžeme vidieť na obrázku (14.18). Preto bol TOF detektor s celkovým časovaním rozlišením 100 ps vyvinutý, aby zlepšil identifikáciu častíc na experimente STAR, pre častice s hybnosťami v rozmedzí $0,6-3 \text{ GeV}/c$. TOF detektor sa nachádza hneď za TPC, prakticky

by sme mohli povedať, že TOF tvorí TPC detektoru akýsi obal.

Detektor TOF má valcový tvar, pokrývajúci polárne uhly medzi 45° a 135° , tj. pokrýva pseudo-rapiditu $-1 < \eta < 1$, a tiež celý azimut. Systém je založený na Multi-gap Resistive Plate Chamber (MRPC) technológií. Má modulárnu štruktúru so 120 sektormi. Avšak, týchto 120 sektorov je rozdelených na 60 a 60, pretože dĺžka týchto sektorov siaha len do polovice TPC. Takže okolo jednej polovice TPC máme 60 sektorov. Ďalej, každý tento modul obsahuje 32 MRPC stripov a logicky pokrýva 6 stupňov v azimute a jednotku v pseudo-rapidite. Na obrázku 14.19 máme znázornený TOF detektor pre experiment ALICE, lebo bolo nemožné nájsť TOF detektor pre experiment STAR. Podstata sa však nelíši.



Obr. 14.19: Geometria TOF detektora pre experiment ALICE (STAR som nemohol nájsť). Vidíme, že TOF sa skladá z 18 sektorov, každý sektor je rozdelený do 5 modulov pozdĺž smeru zväzku. Moduly spolu obsahujú 1638 detektorových elementov (MRPC stripov).

Princíp fungovania MRPC stripu je nasledovný. MRPC je tvorený súborom rezistentných sklenených dosiek, ktoré sú zoradené paralelne vedľa seba, viď obrázok 14.20. Z vonkajšej strany MRPC stripu sú dve zberné elektródy, na ktorých je privodené vysoké elektrické napätie. Pri prechode nabitej častice cez MRPC vzniknú ionizáciou voľné elektróny, ktoré pod vplyvom vysokého napäcia začnú zrýchľovať smerom k elektródam a vzniknú tak elektrónové lavíny. Rezistentné skленené platne zastavujú rozvoj lavíny v každej medzere; sú však transparentné pre rýchly signál indukovaný na snímacích elektródach pohybom elektrónov. Takže celkový signál je súčtom signálov zo všetkých medzier (dôvodom mnohých medzier je dosiahnutie vysokej účinnosti).

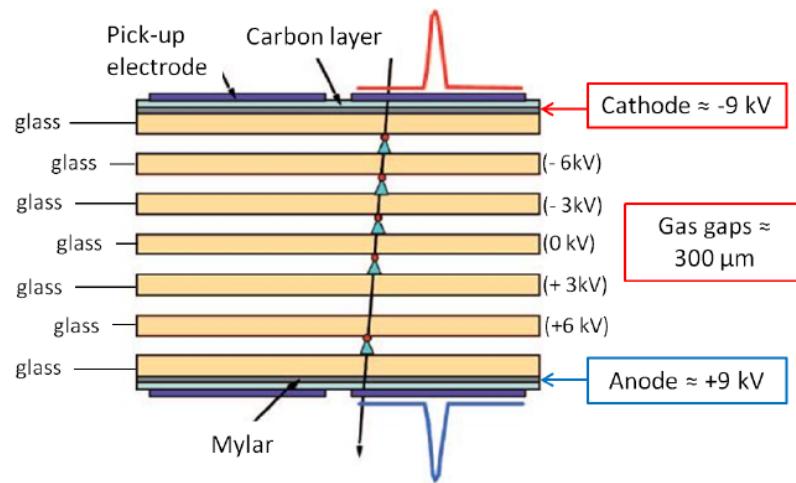
Na základe informácií z TOF detektora je relatívna rýchlosť (β) častice daná vzťahom

$$\frac{1}{\beta} = \frac{c\tau}{L},$$

kde τ je doba letu častice, ktorú určí práve TOF detektor, L je dĺžka dráhy častice a c je rýchlosť svetla. Z relativistickej hybnosti častice získavame (v natural units)

$$p = m\beta\gamma \rightarrow p^2 = \beta^2(m^2 + p^2)$$

kde m je hmotnosť častice, ktorú nevieme. Výsledný vzťah podľa, ktorého určime hmotnosť častice



Obr. 14.20: Princíp fungovania MRPC stripu.

je

$$\frac{1}{\beta} = \sqrt{\left(\frac{m^2}{p^2} + 1 \right)}$$

kde poznáme všetko okrem hmotnosti. Hybnosť p sa určí pomocou TPC.

Kapitola 15

Systémy pre ukladanie a spracovanie signálu z detektorov

15.1 Elektronika a príklady jednoduchých detekčných systémov

Elektronika je kľúčovou súčasťou všetkých moderných detekčných systémov. Účelom front-end elektroniky a systémov na spracovanie signálu je

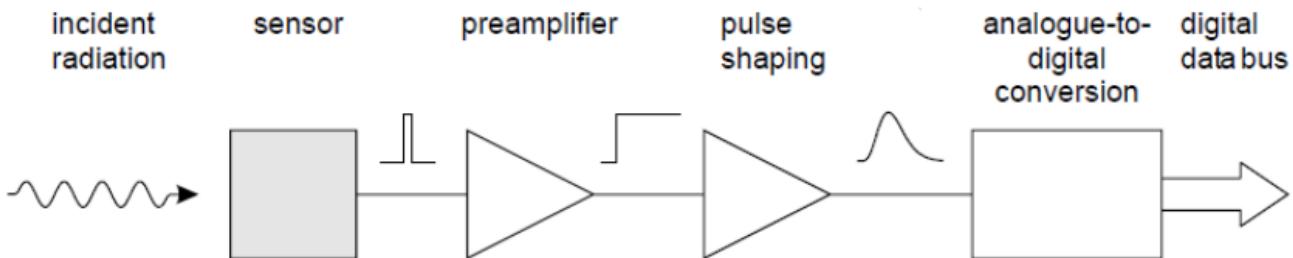
- Nadobudnutie (získání) elektrického signálu zo snímača. Typicky sa jedná o krátke elektricky impulz.
- Prispôsobenie časovej odpovedi systému na optimalizáciu minimálneho detekčného systému, energetického merania, času príchodu, necitlivosti senzora na tvarovanie signálu alebo kombinácia týchto efektov.
- Digitalizácia signálu a jeho následné uloženie na neskoršiu analýzu

Aj keď sú konfigurácie detektorov pomerne dosť zložité, vyžaduje sa použitie len niekoľkých základných princípov získavania signálu. Existujú niektoré spoločné základné prvky vyčítaciech systémov. Front-end obsahuje predzasilňovač, tvarovač pulzu, vyrovnávaciu pamäť a digitalizér , ktorý konvertuje bežný analógový vstup na digitálny výstup. V dnešných, vysoko energických fyzikálnych systémoch prakticky všetky detektory vyžadujú konverziu primárnej detekcie na elektrické signály.

Existujú dva základné typy detektorov, ktoré môžme rozdeliť podľa produkcie signálu

- Priama produkcia signálu: Pri priamom zisťovaní sa absorbovaná energia premieňa priamo na náboj, tj. elektrón-ión, elektrón-diera párs. Napríklad v driftových komorách, mnohokáblových proporcionálnych komorách (MWPC), ionizačných komorách (kalorimetre), polovodičových detektoroch (stripové a pixelové)

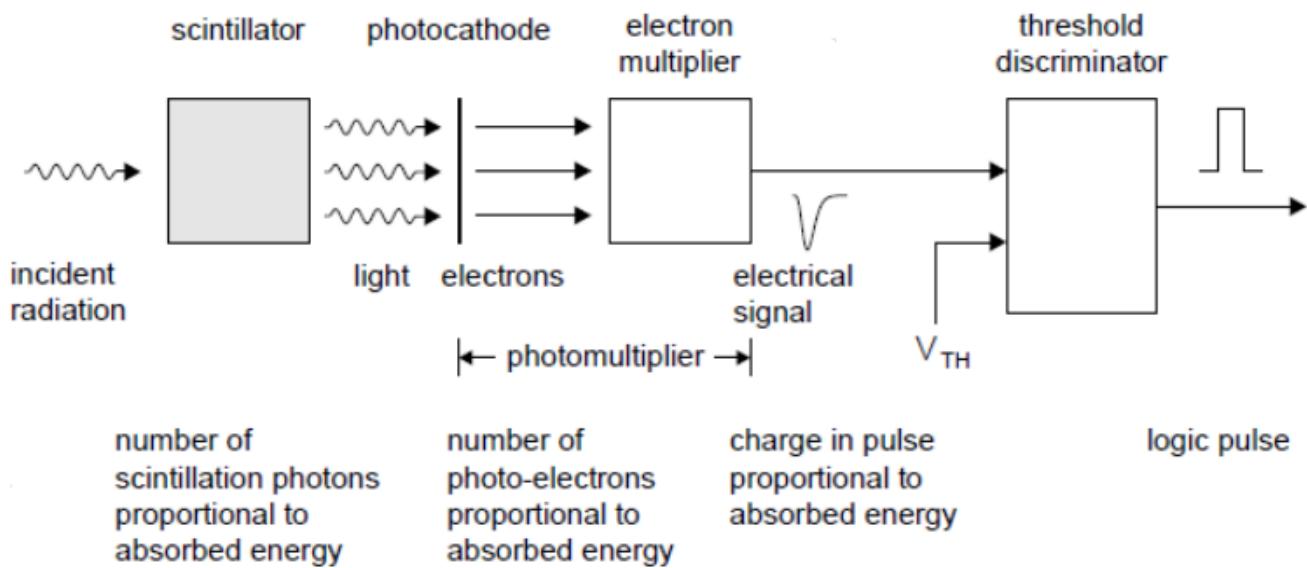
- Nepriama produkcia: Nepriame detektory sú primárne scintilačné detektory, kde sa scintilačné svetlo mení na elektrický signál rôznymi technikami. Napríklad vo fotonásobičoch, polovodičových fotodiódach, lavínových fotodiódach, polovodičových fotonásobičoch.



Obr. 15.1: Schéme priamej detekcie signálu.

Na obrázku (15.1) môžeme vidieť príklad schémy priamej detekcie signálu. Senzor konvertuje energiu uloženú nabitou časticou (alebo fotónovou) na elektrický signál. Vytvorený signálny náboj môže byť dosť malý, preto je potrebné signál senzora zosilniť. Veľkosť signálu senzora je predmetom štatistických výkyvov a elektronický šum ďalej rozmazáva signál, predzosilňovač musí byť starostlivo navrhnutý tak, aby sa minimalizoval elektronický šum. Dôležitým parametrom je kapacita senzora a kapacita zosilňovača pretože pomer signál-šum narastá s narastajúcou kapacitou.

Príspevok elektronického šumu závisí kriticky aj od ďalšej fázy, tvarovača pulzu, ktorý určuje šírku pulzu systému a tým aj celkový príspevok elektronického šumu. Tvarovač tiež obmedzuje trvanie impulzu, ktorý nastavuje maximálnu možnú frekvenciu signálu. Výstup tvarovača pulzu smeruje do analog-digital konvertora (ADC), ktorý konvertuje veľkosť analógového signálu na bitový vzorku vhodnú pre následné digitálne ukladanie a spracovanie.



Obr. 15.2: Schéme nepriamej detekcie signálu.

Na obrázku (15.2) môžeme pre zmenu vidieť príklad schémy nepriamej detekcie signálu. Scintilačný detektor využíva nepriamu detekciu, pričom najskôr sa absorbovaná energia premení na

viditeľné svetlo. Nastáva zvýšenie amplitúdy pomocou elektrónového násobiča. Signál na výstupu fotonásobiča (PMT) je prúdový impulz, integrovaný v priebehu času. Tento impulz obsahuje signálny náboj, ktorý je úmerný absorbovanej energii. PMT výstupný impulz je privádzaný priamo do prahového diskriminátora, ktorý sa zapne, keď signál prekročí vopred určenú prahovú hodnotu (V_{TH}). Elektrónový násobič môže poskytnúť dostatočný zisk, takže nie je potrebný žiadny predzosilňovač.

15.2 Signálna integrácia

Signál zo senzoru je zvyčajne krátky prúdový pulz, $i_s(t)$. Avšak, fyzikálna veličina, ktorá nás zaujíma je častokrát depozitovaná energia v detektore. Nato aby sme ju získali musíme vyintegrovať cez všetky prúdové pulzy

$$E \sim Q_s = \int i_s(t) dt.$$

Táto integrácia môže byť vykonaná v ľubovoľnej fáze lineárneho systému, takže je možné

- integrovať na senzorovej kapacite
- použitie integrujúceho predzosilňovača - nábojovo-závislý predzosilňovač
- rýchlo odobrať a digitalizovať aktuálny impulz a sčítať numericky

Ked' sa mobilné nosiče nábojov pohybujú smerom k elektródam, menia indukovaný náboj na senzorových elektródach, ktoré tvoria kondenzátor C_d . Ak má zosilňovač veľmi malý vstupný odpor R_i , potom časová konštanta, $T = R_i(C_d + C_i)$, na vybitie snímača je malá, a zosilňovač bude cítiť signálny prúd. C_i je dynamická vstupná kapacita, viď (15.3). Ak je vstupná časová konštanta veľká v porovnaní s trvaním prúdového pulzu potom bude prúdový pulz integrovaný na senzorovej kapacite a výsledné napätie na vstupe zosilňovača bude

$$V_i = \frac{Q_s}{C_d + C_i}.$$

Takže vidíme, že veľkosť signálu závisí od kapacity senzora. V systéme s rôznymi kapacitami senzorov by sme sa museli vysporiadať s ďalšími kalibráciami.

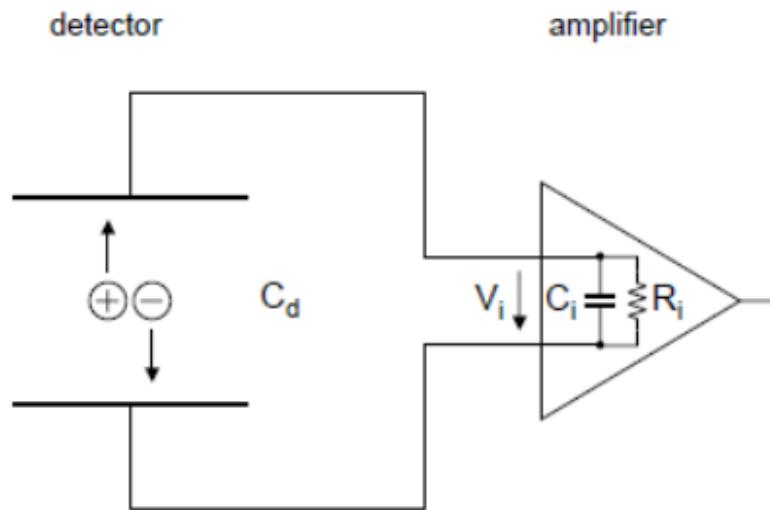
15.3 Elektronický šum

Uvažujme prúd prúdiaci cez vzorku, ktorá je ohraničenú dvoma elektródami. tj. pohybujúcich sa n elektrónov s rýchlosťou v . Indukovaný prúd závisí na medzere I medzi elektródami ako

$$i = \frac{nev}{I}.$$

Fluktuácia tohto prúdu je daná celkovým diferenciálom

$$\langle di \rangle^2 = \left(\frac{ne}{I} \langle dv \rangle \right)^2 + \left(\frac{ve}{I} \langle dn \rangle \right)^2,$$

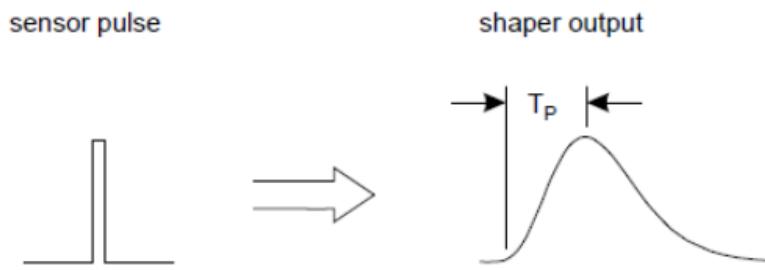


Obr. 15.3: Schéma vyintegrovania signálu.

kde môžme sčítať tieto členy, keďže sú nekorelované. Z tohto vidíme, že dva mechanizmy prispievajú k celkovej fluktuácii šumu, rýchlosť a počet elektrónov. Fluktuácie v rýchlosti pochádzajú z termálneho pohybu. Zdrojom fluktuáciei v počte nosičov je zachytávanie nosičov, pretože nedostatky v kryštálovej mriežke alebo nečistoty v plynoch môžu zachytávať nosiče nábojov a uvoľňovať ich po charakteristickej dobe.

15.4 Tvarovanie pulzu

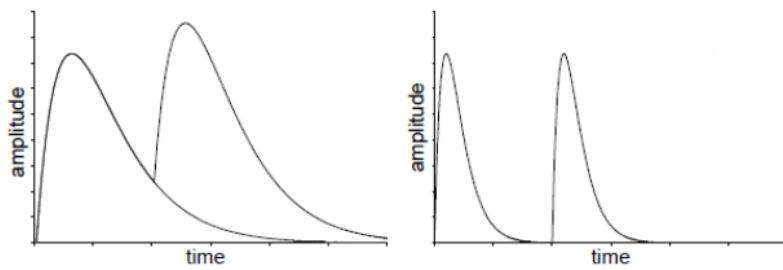
Impulzové tvarovanie má dva protichodné efekty. Prvým je obmedzenie šírky pulzu tak, aby zodpovedala času merania. Príliš veľká šírka pulzu zvýši šum bez zvyšovania signálu. Zvyčajne impulzový tvarovač transformuje úzky senzorový impulz do širšieho impulzu s postupne zaokrúhleným maximom v čase vrcholu T_P , viď obrázok (15.4).



Obr. 15.4: Zmena pulzu tvarovačom.

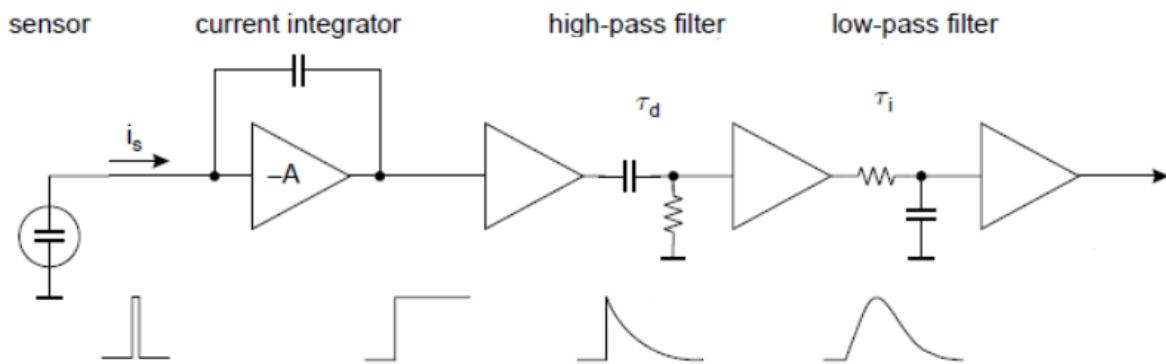
Druhým cieľom je obmedziť šírku impulzov tak, aby sa mohli merať po sebe idúce signálové impulzy bez prekrytia (bez pile-up), viď obrázok (15.5). Pri navrhovaní tvarovača je potrebné vybalancovať tieto protichodné efekty. Optimálne tvarovanie závisí od aplikácie.

Signálny prúd zo snímača je integrovaný, aby vytvoril krokový impulz s dlhým rozpodom. Následný high-pass filter ("diferenciátor") obmedzuje šírku impulzu a low-pass filter ("integrátor")



Obr. 15.5: Znázornenie dvoch pulzov s rôznou oblastou prekrycia.

zvyšuje čas nábehu na vytvorenie impulzu s hladkým hrotom, viď obrázok (15.6).



Obr. 15.6: Tvarovanie pulzu.

15.5 Konverzia analógu na digitál

Pre ukladanie údajov a následnú analýzu musí byť analógový signál na výstupnom formáte digitalizovaný. Dôležité parametre pre analógovo-digitálne meniče (ADC) použité v detekčných systémoch sú nasledovné:

- rozlíšenie: zrnitosť digitalizovaného výstupu
- diferenciálna nelinearita: Ako jednotné sú prírastky digitalizácie?
- integrálna nelinearita: Je digitálny výstup úmerný analógovému vstupu?
- čas konverzie: Koľko času je potrebné na konverziu analógového signálu na digitálny výstup?
- výpočetná rýchlosť: Ako rýchlo môže začať nová konverzia po dokončení predchádzajúcej konverzie bez zavedenia škodlivých artefaktov?
- Stabilita: Menia sa parametre konverzie s časom?

Uvedieme nejaké metódy, ktorými sa prevádzka analógový signál na digitálny: flash conversion ADC (najjednoduchšia), successive-approximation ADC (najpoužívanejšia) alebo the Wilkinson ADC.

15.6 Trigger system

Trigger system experimentu je systém, ktorý v reálnom čase rozhoduje o tom, ktorú podmnožinu údajov z objemu detektora, detektor vyčíta a archivuje pre offline analýzu. Pekným a jednoduchým príkladom trigger-u: pri rozptylovom experimente budú zaznamenané len častice, ktoré sa rozptýlia pod uhlom θ .

Pri nasledujúcim opise budeme vychádzať z Trigger systému, ktorý je používaný na experimente STAR. V jednoduchosti ide o to, že cely detektor môžme rozdeliť na pomalé detektory (jedná sa o tie hlavné detektory ako Time Projection Chamber alebo Heavy Flavor Tracker) a rýchle detektory (napríklad Beam-Beam counter, Zero Degree Calorimeter, Vertex Position Detector). Tieto pomalé detektory pod náporom obrovského množstva dát nedokážu analyzovať všetky udalosti, ktoré v detektore nastali. Preto je potrebné uľahčiť im prácu a to tak, že použijeme rýchle detektory, ktoré rozhodnú, či udalosť spadá do vopred zvolených kritérií.

STAR Trigger systém je funkčne rozdelený na štyri rôzne úrovne - L0, L1, L2, L3. Interakcie, ktoré prechádzajú kritériami výberu v týchto po sebe nasledujúcich trigger úrovniach, sa posielajú do úložisk.

Level 0:

Tento level je najrýchlejší a analyzuje nespracované data a určuje, či sa požadovaný typ interakcie vyskytol v zrážke dvoch častíc. Údaje používané na tejto úrovni sú väčšinou z ZDC, BBC a VPD detektorov. Keď data spĺňajú podmienky tohto levelu tak pokročia do ďalšieho.

Level 1, Level 2:

Level 1 a 2 fungujú v časovom období niekoľkých milisekúnd, počas ktorých sa údaje analyzujú podrobnejšie, aby sa zistilo, či udalosť splňa viac jemnejšie požadované kritériá. Ak tomu tak nie je, proces digitalizácie sa preruší a detektory sa uvoľnia pre nový triggering.

Level 3:

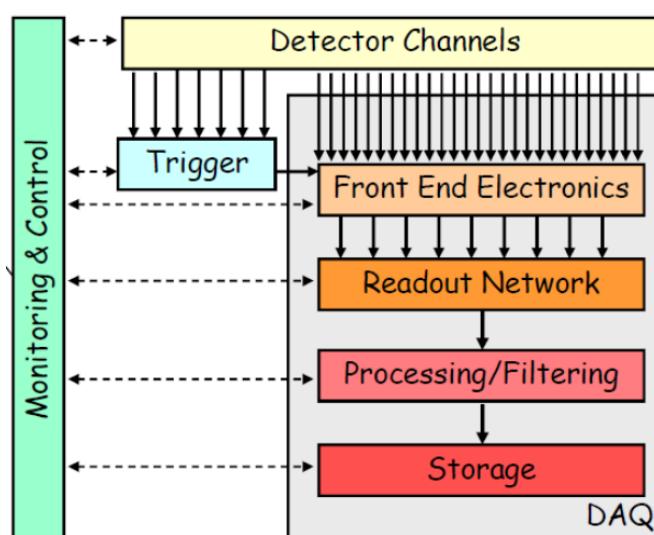
Na tejto úrovni sa spraví konečné rozhodnutie. Ak údaje prechádzajú touto úrovňou, budú odoslané do úložiska. Tento level taktiež zahŕňa on-line zobrazenie, aby jednotlivé udalosti mohli byť vizuálne kontrolované v reálnom čase tj. že počas naberaania dat si môže človek pozrieť aktuálny stav detektora.

15.7 DAQ

Systém DAQ (Data Acquisition) zhromažďuje dátá z rôznych častí detektora, konvertuje dátá do vhodného formátu a ukladá ich do trvalého ukladania. Požiadavky systému DAQ:

- poskytovanie online služieb (kontrola systému spustenia, monitorovanie toku dát, ovládanie detektorov atď.)

- uchovanie záznamov o stave údajov a stave detektora
- zabránenie poškodeniu dát
- poskytnutie flexibility pri zaznamenávaní údajov v rôznych konfiguráciách (uvedenie do prevádzky, kalibrácia, fyzikálne spracovanie údajov)
- minimalizácie doby nečinnosti
- cenová dostupnosť



Obr. 15.7: Schéma DAQ systému.

- DAQ systém zhromažďuje údaje vytvorené detektorom a uchováva ich (pre pozitívne trigger rozhodnutia).
- Front-end elektronika prijíma signály od detektorov, triggerov, časovačov a produkuje digitálizované informácie.
- Readout network číta front-end data a formuje kompletné udalosti - event building.
- Centrálny DAQ ukladá údaje o udalostiach, dokáže spracovať a filtrovať údaje.

15.8 Mŕtva doba DAQ

Mŕtva doba DAQ je zlomok času, ktorom experiment nemôže zaznamenať žiadne data. Medzi zdroje tohto mŕtveho času patri:

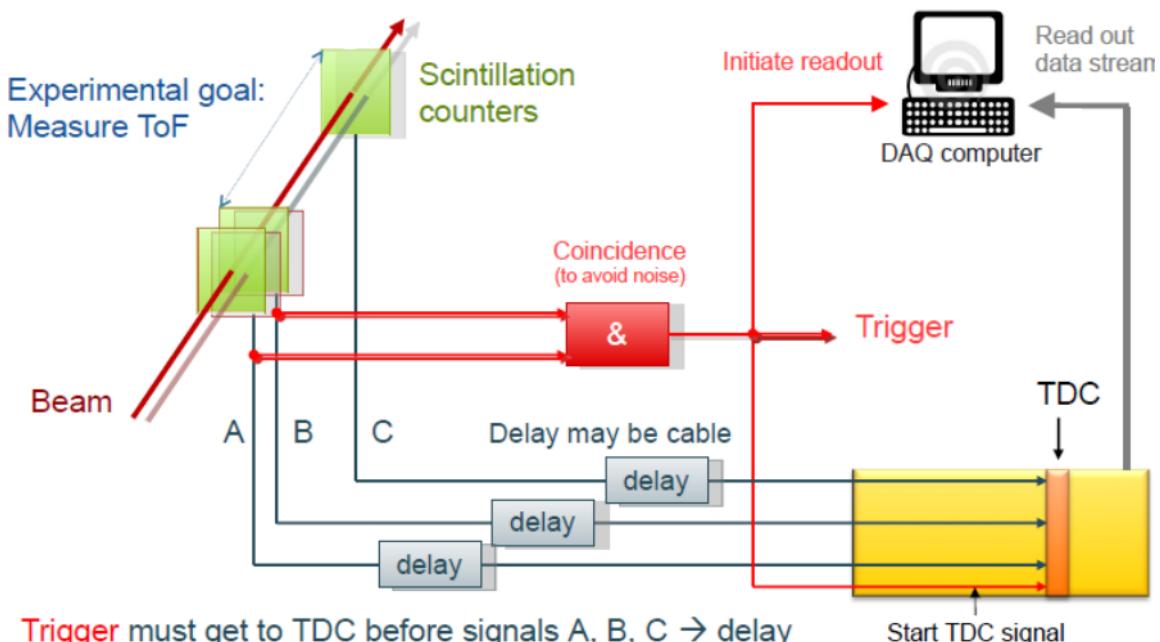
- mŕtva doba readout a trigger systému
- Prevádzková mŕtva časy (napr. Začiatky/zastávky obdobia zberu dát)

- T/DAQ down-time (napríklad zlyhanie počítača)
- detektora down-time (napríklad po výpadku vysokého napäťa)

Všimnite si, že logika mŕtveho času je potrebná, aby sa zabránilo spúšťaniu inej udalosti pred úplným odčítaním detektora. Systém T/DAQ musí byť navrhnutý tak, aby minimalizoval mŕtvy čas.

15.9 Jednoduchý T/DAQ systém

Uvažujme experiment určený na meranie času letu (TOF) častíc prechádzajúcich scintilačnými čítačmi. Tieto údaje budú vyčítané s elektronikou Time-to-Digital Converter (TDC), viď obrázok (15.8).



Obr. 15.8: Schéma uvažovaného experimentu.

Vzniknuté obmedzenia:

- trigger rozhodnutie musí byť veľmi rýchle aby sa spustilo TDC pred príchodom signálov A, B, C.
- TDC vyčítanie do DAQ počítača je trochu pomalé.
- významná mŕtva doba ak je trigger rozsah veľký: readout mŕtva doma = trigger rozsah \times celkový readout time

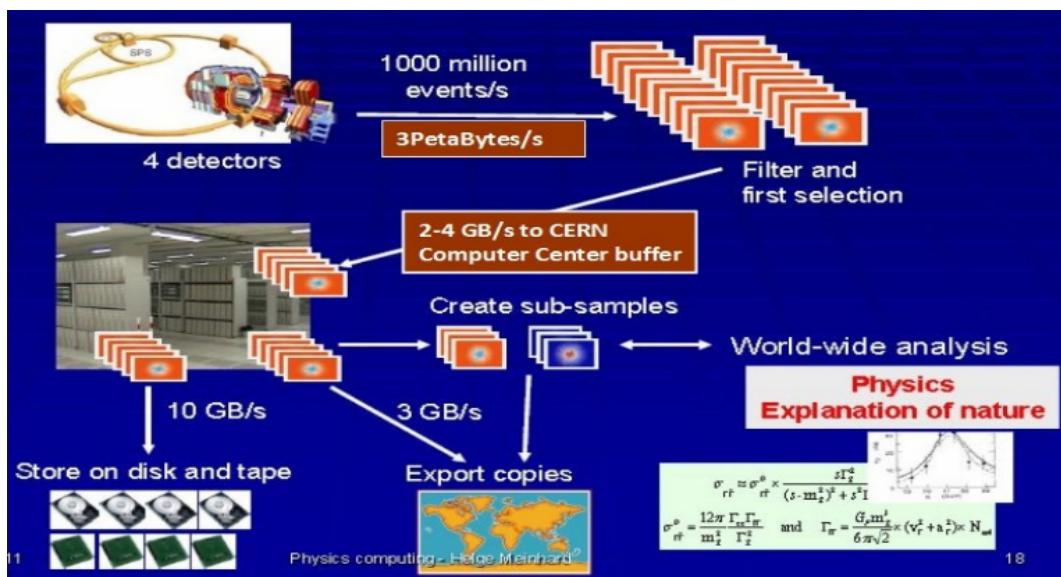
15.10 Multi-level trigger

Často nemôžeme dosiahnuť požiadavky na vysokú efektivitu signálu a vysoké potlačenie pozadia s mimoriadne krátkym trigger oneskorením (zpožděním). Preto vzniká potreba zaviesť koncept

multi-level trigger. Prvý trigger level má veľmi krátke oneskorenie, vysokú efektivitu signálu, ale skromné potlačenie pozadia. Niekoľko sa nazýva pre-trigger. Následné trigger levele dosahujú vyšoké potlačenie pozadia, s typicky vyšším oneskorením. Toto je vlastne to, čo sme už opisovali vyššie, keď sme opisovali trigger systém pre STAR experiment.

15.11 Tok dát na ALICE

Z hľadiska toku údajov je LHC veľmi komplexné potrubie toku údajov. Tieto údaje sa musia pohybovať nepretržite, pretože žiadna vyrovnávacia pamäť nie je dostatočne veľká na to, aby zvládla uchovať také množstvo údajov. Akékoľvek prerušenie toku dát vytvára vážne problémy. Údaje musia byť k dispozícii s veľmi krátkym oneskorením. Na obrázku (15.9) môžeme vidieť čo schéma toku dát obsahuje.



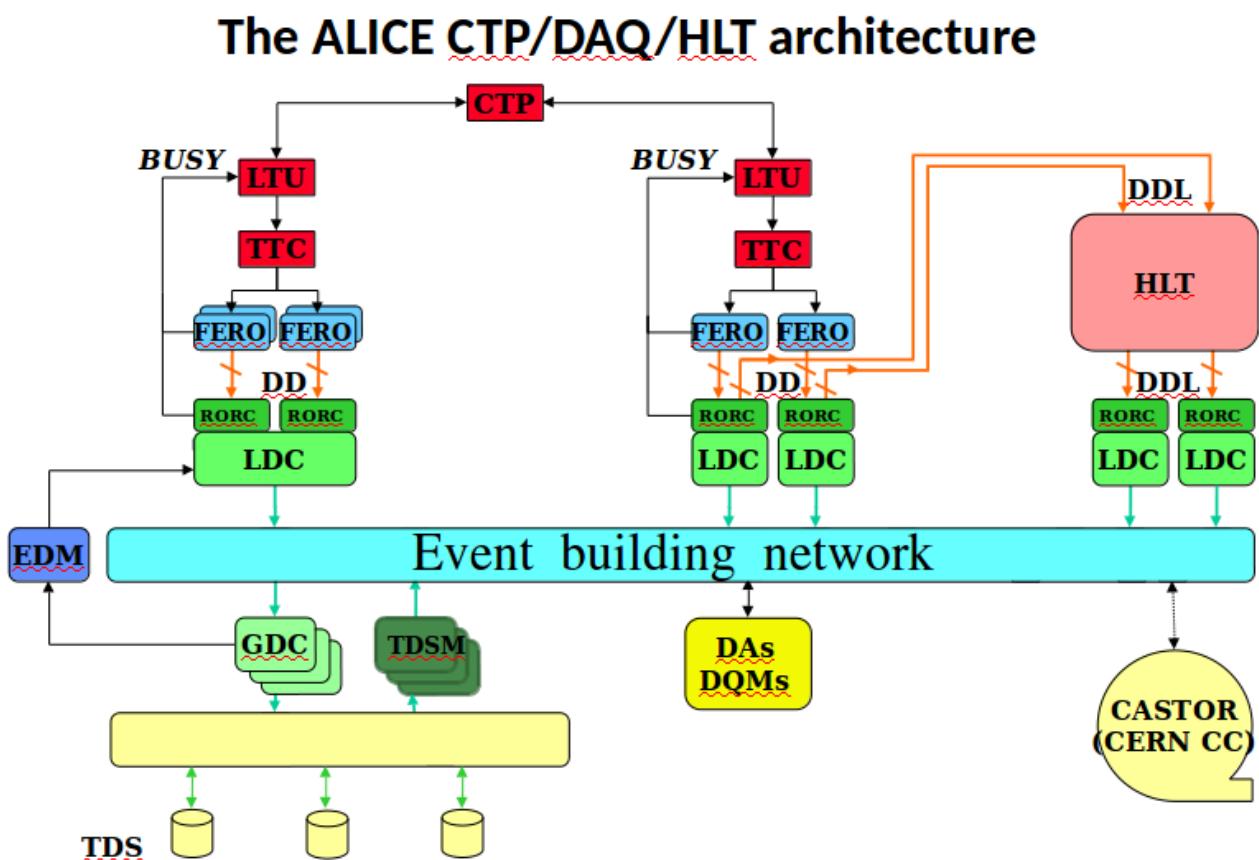
Obr. 15.9: Schéma toku dát na experimente ALICE.

15.12 ALICE trigger, DAQ a HLT

Akronymy detektorov a systémov:

- ECS: Experiment Control System
- LTU: Local Trigger Unit - subdetektorové rozhranie
- TRG: Trigger system
- TTC: Trigger and Time control
- CTP: Central Trigger Processor
- DCS: Detector Control System

- DAQ: Data Acquisition system
- HLT: High Level Trigger
- FERO: Front End ReadOut electronics - pripojený k detektoru dáva vstup DAQ
- DDL: Detector Data Link - prepojenie medzi FERO and DAQ
- LDC: Local Data Concentrator - vstupný bod pre DAQ, jeden alebo viac LDC sú priradené ku každému detektoru
- GDC: Global Data Collector
- Read-Out Receiver Card



Obr. 15.10: Architektúra experimentu ALICE.

Jednotlivé systémy experimentu ALICE a proces tvorenia eventov:

- Trigger - CTP → LTUs → TTC → FEROs
- Výstup z detektora - FEROs → DDLs → RORCs - surové dátá z detektorov vstúpia do DAQ
- Vstup do HLT - RORCs → Splitters → DDLs → HLT - vybrané časti údajov sú duplikované a odoslané do HLT

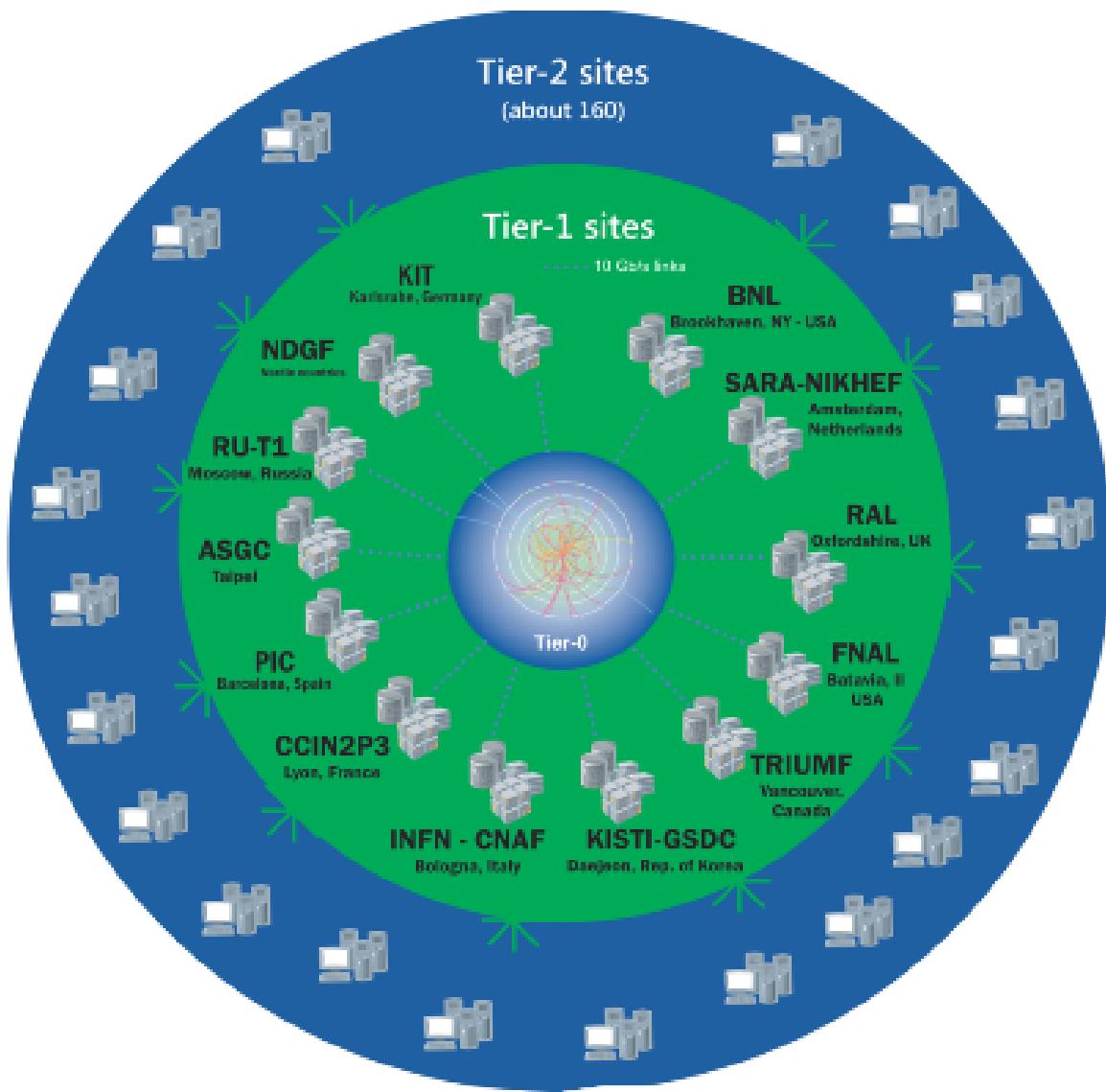
- Spracovanie a výstup v HLT - HLT → DDLs → RORCs → LDCs - spracované údaje a rozhodnutia z HLT sa posielajú do DAQ.
- Full-event - LDCs majú teraz full-event rozdelený do sub-eventov.
- Sub-eventy môžu byť zlikvidované, nahradené alebo akceptované v súlade s rozhodnutím HLT.
- Event building - LDCs → GDCs - akceptované sub-eventy sa posielajú na GDC, kde sú udalosti vytvorené/spojené.
- Objektivizácia a nahrávanie - GDCs → TDS - udalosti sú objektivizované (vo formáte Ali-ROOT) a zaznamenané v TDS.
- Migrácia - TDS → TDSM movers → Tier 0 - dátové bloky sa presunú z TDS do mriežky a zaregistrujú sa v Alien.
- Online spracovanie - LDCs/GDCs → DAs/DQMs - časť údajov je spracovávaných online pomocou Detector Algorithms (DAs) a Data Quality Monitoring (DQM) modulov.

15.13 Worldwide LHC Computing Grid (WLCG) - 20.6.2005

Projekt Worldwide LHC Computing Grid (WLCG) je celosvetová spolupráca viac ako 170 výpočtových centier v 42 krajinách, ktoré spájajú národné a medzinárodné gridové infraštruktúry. Poslaním projektu WLCG je poskytnúť globálne výpočtové zdroje na ukladanie, distribúciu a analýzu približne 50 Petabajtov údajov očakávaných v roku 2018 generovaných Large Hadron Collider (LHC) v CERN. Rozloženie štruktúry WLCG môžeme vidieť na obrázku (15.11).

- Tier 0: nahrávanie a archivovanie dát, prvotné rekonštrukcie dát, distribúcia dát - CERN + Wignerov inštitút
- Tier 1: permanentné úložiska, centrálne riadená analýza, simulácie v niektorých prípadoch, opäťovné spracovanie - 14 centier
- Tier 2: simulácie, analýza koncového používateľa - viac ako 150 centier

Nato aby Wignerov inštitút patril do Tier 0 musí veľmi ale veľmi rýchlo dostávať dátu z CERN-u. Preto boli natiahnutá dva 100 Gb/s káble medzi CERN-om a Wignerovým inštitútom (Maďarsko) na vytvorenie Tier 0 so sietovým oneskorením (množstvo času, ktoré dátu potrebujú na presun z CERN-u do Wigner inštitútu) cca 25 ms .



Obr. 15.11: Schéma rozloženia WLCG.

Čast III

Jaderná spektroskopie

Kapitola 16

Spektroskopia žiarenia gama

16.1 Okienko do histórie

Žiarenie gama je elektromagnetické žiarenie vznikajúce pri rádioaktívnych rozpadoch atómových jadier. Tvoria ho fotóny s energiou okolo 1 MeV a vyššou. Rozpad atómových jadier, pri ktorých vzniká gama žiarenie sa nazýva gama rozpad. Rozdiel medzi γ žiarením a röntgenovým žiarením je hlavne v energii, ktorú fotóny nesú, no tiež v tom, že zatiaľ čo röntgenové žiarenie je emitované pri prechodoch elektrónov v atómovom obale, γ je emitované pri prechodoch nukleónov v jadre.

Gama žiarenie bolo objavené francúzskym chemikom a fyzikom Paulom Villardom v roku 1900. Villard študoval žiarenie emitované rádiom Ra. Všimol si, že ním opísané žiarenie bolo silnejšie, ako už známe žiarenia (napr. beta a alfa). Villard ale nepredpokladal, že sa jedná o iný druh žiarenia. Na to prišie až Ernest Rutherford v roku 1903, ktorý následne pomenoval toto žiarenie *gama* v analógii s predchádzajúcimi dvomi typmi žiarenia. Tieto žiarenia tak boli nazvané podľa ich prenikavosti látkou, teda alfa ako najmenej prenikavé, ďalej beta a gama ako najprenikavejšie žiarenie. Rutherford si tiež všimol, že gama žiarenie nie je ovplyvniteľné magnetickým poľom, čo ho potvrdilo v tom, že sa jedná o úplne nový typ žiarenia.

16.2 Interakcie gama žiarenia s hmotou

Interakciu gama žiarenia s hmotou môžeme rozdeliť nasledovne:

1. Primárna interakcia
 - (a) koherentný rozptyl (Rayleighov rozptyl)
 - (b) nekoherentný rozptyl (Comptonov rozptyl)
 - (c) fotoelektrický jav
 - (d) produkcia páru elektrón-pozitrón
 - (e) celkové pohlcenie gama žiarenia v látke

2. Sekundárna interkacia

- (a) Röntgenové žiarenie
- (b) Augerove elektróny
- (c) anihilácia pozitrónu a elektrónu
- (d) brzdné žiarenie

Z týchto typov interakcií sú pre meranie žiarenia dôležité iba *fotoefekt*, *Comptonov rozptyl* a *produkcia páru*. Všetky tri procesy vedú ku kompletnému alebo čiastočnému prenosu energie fotónu na energiu elektrónu. To znamená, že dopadajúci fotón je buď pohltencý, alebo je rozptýlený pod určitým uhlom.

16.2.1 Fotoelektrický jav

Fotoefekt (alebo tiež fotoelektrický jav) je proces, pri ktorom fotón interaguje s elektrónom v atómovom obale, fotón je kompletne pohltencý a elektrón získa dostatočnú energiu na uniknutie z atómového obalu. Táto interakcia ale prebieha s atómom ako celkom a preto nemôže nastať fotoefekt na voľnom elektróne. Fotoefekt fotónov s dostatočnou energiou prebieha s najväčšou pravdepodobnosťou na elektrónoch s najväčšou väzbou k jadru, teda na K vrstve. Uvoľnený elektrón získa energiu

$$E_e = h\nu - E_v, \quad (16.1)$$

kde E_v je väzbová energia elektrónu a ν je frekvencia fotónu.

Fotoefekt bol po prvýkrát pozorovaný Heinrichom Hertzom v roku 1887, ktorý zistil, že elektródy osvetlené UV svetlom ľahšie iskria. V roku 1900 Max Planck navrhol hypotézu, že elektromagnetická energia je prenášaná po kvantách. V roku 1905 Albert Einstein publikoval článok s hypotézou, že svetelná energia je prenášaná v diskrétnych kvantoch a objasnil tým experimentálne výsledky. V roku 1914 Robert Milikan experimentálne potvrdil Einsteinovu hypotézu a obaja boli ocenení Nobelovou cenou¹.

Fotoelektrický jav zanechá atóm s prázdnym miestom na jednej z jeho vrstiev. Táto medzera je rýchlo zaplnená voľným elektrónom z média a následným preusporiadáním elektrónov vo vrstvách. Pri tomto záchytre tak môže dôjsť k vyžiareniu jedného alebo viacerých röntgenových fotónov. Toto röntgenové žiarenie môže opäť vyvolať fotoefekt na slabšie viazaných elektrónoch (na vonkajších vrstvach). V časti prípadov je však miesto röntgenového žiarenia vyžiarený Augerov elektrón.

Príklad:

Uvažujme fotóny s energiou ~ 30 keV, ktoré vytvárajú fotoefekt na xenóne.

- 86% fotónov interaguje na K vrstve

- 87,5% vytvára röntgenové žiarenie

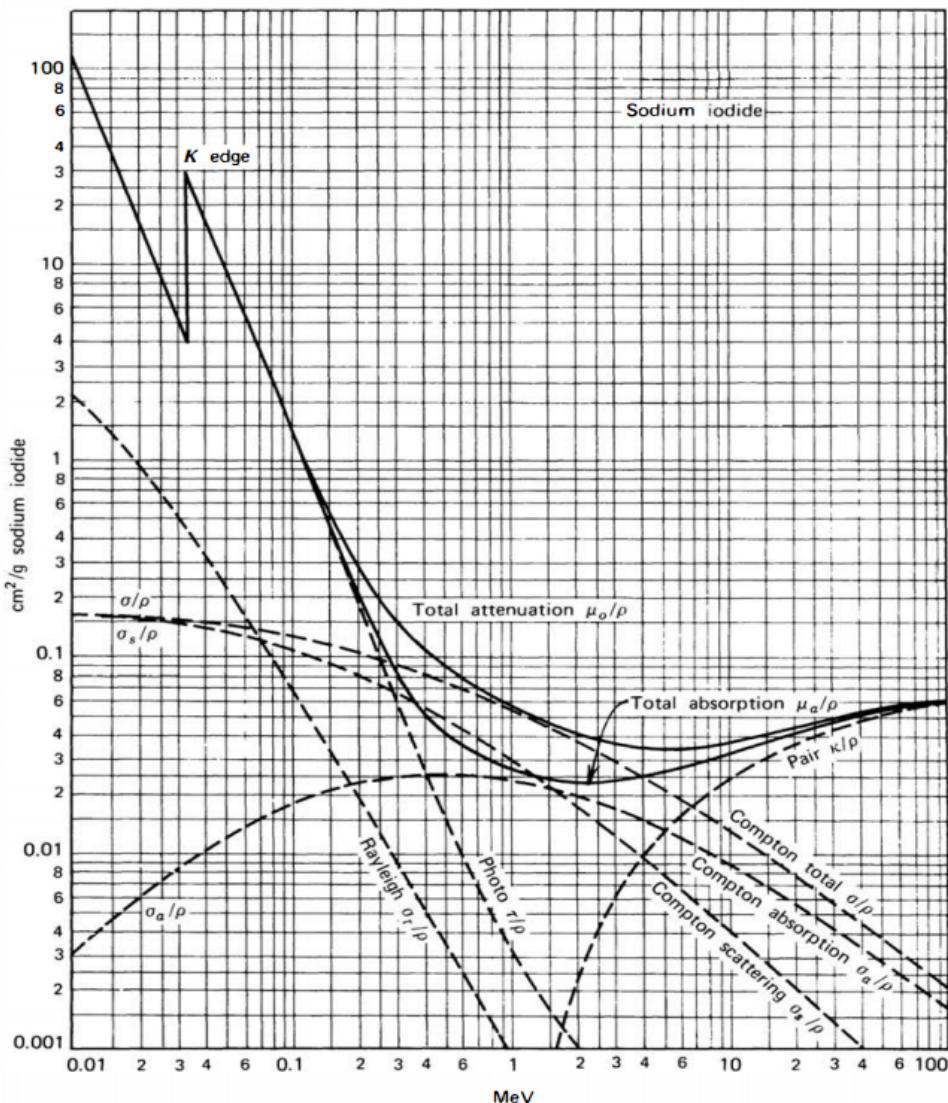
¹Einstein v roku 1921 a Milikan v roku 1923

- 12,5% vytvára Augerove elektróny
- 14% fotónov interaguje na ďalších vrstvách, pričom vznikajúce röntgenové žiarenie a Augerove elektróny majú nižšiu energiu

Fotoelektrický jav je dominantný proces pre gama žiarenie s (relatívne) nízkou energiou. Pravdepodobnosť procesu je zvýšená pre absorpčné materiály s veľkým atómovým číslom Z . Neexistuje presný analytický výraz na vyjadrenie tejto pravdepodobnosti, no veľmi dobrá je approximácia

$$\tau \cong \text{const} \cdot \frac{Z^n}{E_\gamma^{3,5}}, \quad (16.2)$$

kde n je číslo medzi 4 – 5 ktoré sa lýsi v závislosti od toho, akú oblasť energií skúmame a tiež na ktorej vrstve sa fotoelektrón nachádza.



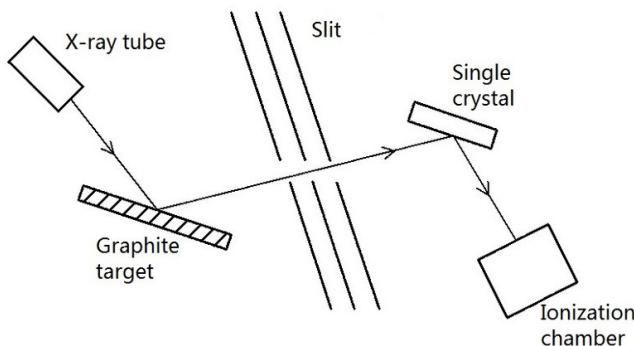
Obr. 16.1: Závislosť niektorých procesov gama žiarenia na energii v NaI.

16.2.2 Comptonov rozptyl

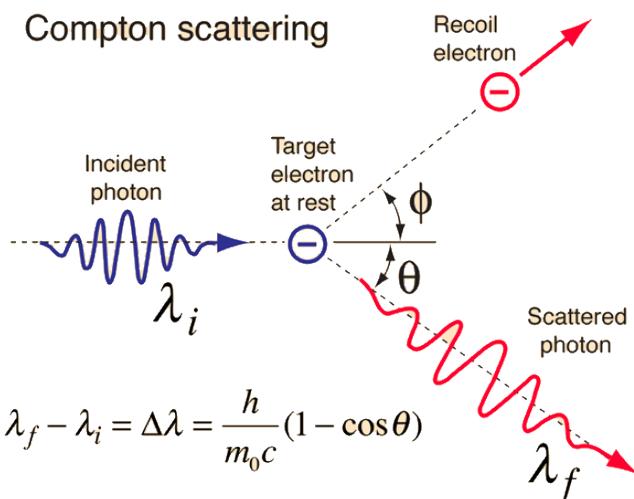
Comptonov (nekoherentný) rozptyl je rozptyl medzi gama žiareniom a elektrónom v materiály. Tento proces je dominantný pre oblasť energií typických pre rádioizotopické zdroje.

Pri tomto procese je naličavajúci gama fotón odklonený o uhol θ oproti pôvodnému smeru. Časť energie fotónu sa prenesie na elektrón (ktorý bol na počiatku v klude), ktorý nazývame *recoil* elektrón. Ten sa dostane do pohybu pod uhlom ϕ oproti pôvodnému smeru fotónu. Vzhľadom na to, že sú povolené všetky môžne veľkosti uhla θ , energia, ktorú fotón predá elektrónu, môže nadobúdať hodnoty od 0 až po veľkú časť energie fotónu.

Comptonov rozptyl objavil Arthur Holly Compton v roku 1923². Vo svojom pôvodnom experimente (viď obr. 16.2) nechal ožarovať grafitový terčík röntgenovým žiareniom. Po rozptýlení nasledovala štrbina, ktorá určovala presný uhol, pod ktorým sa fotón rozptýlil. Energiu rozptýleného fotónu nakoniec určoval pomocou Braggovho rozptylu na kryštály. Na konci bola ionizačná komora, kde však mohol merať iba celkovú energiu, nie energiu jednotlivého fotónu. Rozdiel vlnových dĺžok fotónov pred a po rozptýle nazývame Comptonov posun.



Obr. 16.2: Schéma pôvodného Comptonovho experimentu.



Obr. 16.3: Schéma Comptonovho rozptylu.

²za čo bol v roku 1927 odmenený Nobelovou cenou

Energiu fotónu po rozptýlení možno veľmi jednoducho odvodiť zo zákonov zachovania hybnosti a energie. Uvažujme relativistický rozptyl:

$$h\nu + m_e c^2 = h\nu' + \sqrt{(m_e c^2)^2 + (pc)^2} \quad (16.3a)$$

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + p \cos \phi \quad (16.3b)$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta - p \sin \phi \quad (16.3c)$$

Druhú a tretiu rovnici³ prenásobíme c , prehodíme členy s ν' na druhú stranu a umocníme, následne sčítame:

$$(h\nu)^2 - 2h^2 \nu \nu' \cos \theta + (h\nu')^2 \cos^2 \theta = p^2 c^2 \cos^2 \phi$$

$$(h\nu')^2 \sin^2 \theta = p^2 c^2 \sin^2 \phi$$

$$(h\nu)^2 + (h\nu')^2 - 2h^2 \nu \nu' \cos \theta = (pc)^2$$

Teraz za pc dosadíme do rovnice (16.3) a umocníme rovnicu:

$$(h\nu)^2 + (m_e c^2)^2 + (h\nu')^2 + 2h\nu m_e c^2 - 2h^2 \nu \nu' - 2h\nu' m_e c^2 = (m_e c^2)^2 + (h\nu)^2 + (h\nu')^2 - 2h^2 \nu \nu' \cos \theta$$

$$h\nu m_e c^2 - h^2 \nu \nu' - h\nu' m_e c^2 = -h^2 \nu \nu' \cos \theta$$

$$h\nu' (h\nu(1 - \cos \theta) + m_e c^2) = h\nu m_e c^2$$

Výsledná formula má tvar

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}, \quad (16.5)$$

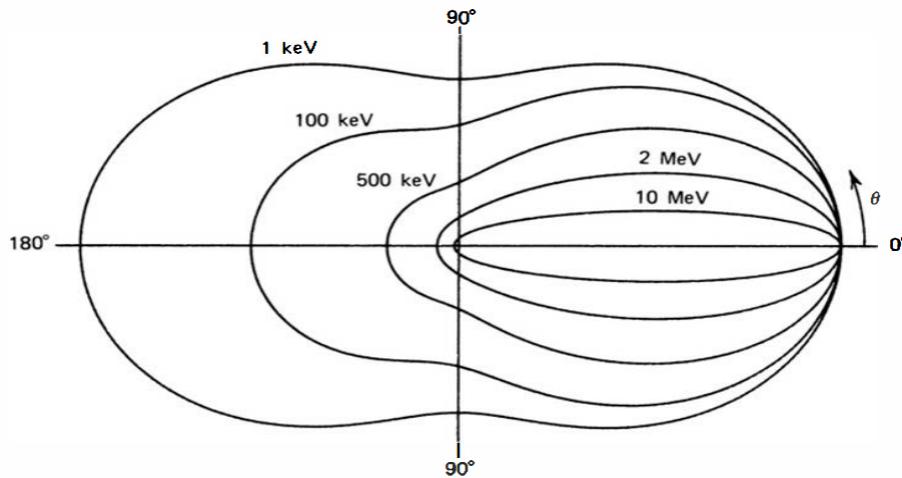
kde $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$ je pokojová energia elektrónu. Zo vzťahu vyplýva, že pre malé uhly θ je zmena energie fotónu malá.

Pravdepodobnosť Comptonovho rozptylu závisí od počtu elektrónov v atómovom obale, teda rastie lineárne so Z . Energetická závislosť Comptonovho rozptylu je tiež znázornená na obr. 16.1. Celkový diferenciálny účinný prierez Comptonovho rozptylu môžeme vyjadriť pomocou *Klein-Nishinaovej formuly*

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z r_e^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta) [1 + \alpha(1 - \cos \theta)]} \right), \quad (16.6)$$

kde $\alpha = h\nu / (m_e c^2)$ a r_e je polomer elektrónu. Toto rozdelenie je znázornené na obr. 16.4.

³jedná sa o zákon zachovania hybnosti v smere x a y



Obr. 16.4: Azimutálne rozdelenie rozptýlených fotónov od energie nalietavajúceho fotónu

16.2.3 Produkcia páru

Pokiaľ má fotón dostatočnú energiu, môže sa samovoľne rozpadnúť na elektrón a pozitron. V prípade, že sa fotón nachádza v elektromagnetickom poli atómu, prahová energia pre tento proces je $E = 2m_e c^2 = 1,02 \text{ MeV}$. V prípade elektromagnetického poľa elektrónu je táto energia $E = 4m_e c^2 = 2,04 \text{ MeV}$. Pokiaľ má fotón energiu iba o málo väčšiu, ako je prahová energia, tak je pravdepodobnosť tvorby páru malá. Tento efekt je preto dominantný pre vysoké energie (niekoľko MeV). Pri tomto procese sa fotón premení na elektrón a pozitron a energia nad $1,02 \text{ MeV}$ je transformovaná na kinetickú energiu tohto páru. Kedže pozitron v médiu rýchlo anihiluje, sekundárnym produkтом tohto procesu sú dva fotóny.

Neexistuje výraz, ktorý by opisoval pravdepodobnosť produkcie páru na jadro, ale amplitúda nadobúda hodnoty približne ako Z^2 . Približné výrazy pre účinný prierez v špeciálnych prípadoch sú:

- pre $2m_e c^2 \ll E_\gamma \ll \frac{m_e c^2 Z^{1/3}}{\alpha}$

$$\sigma(E) = 4\alpha Z^2 r_e^2 \left[\frac{7}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{109}{54} \right] \quad (16.7)$$

- pre $E_\gamma \gg \frac{m_e c^2 Z^{1/3}}{\alpha}$

$$\sigma(E) = 4\alpha Z^2 r_e^2 \left[\frac{7}{9} \ln 183 Z^{-1/3} - \frac{1}{54} \right] \quad (16.8)$$

V prípade, že fotón má veľmi veľkú energiu ($E_\gamma \gg m_e c^2$), vzniknutý pár letí dopredu, pričom ich vzájomný uhol je približne $\Theta \approx \frac{m_e c^2}{E_\gamma}$.

16.2.4 Koherentný rozptyl

Ďalším typom rozptylu, ktorý môže nastať je koherentný rozptyl (nazývaný aj Rayleighovo rozptyl). Jedná sa o proces, pri ktorom fotón reaguje s elektrónmi viazanými v atóme. Nedochádza

však k excitácií ani ionizácií atómu a gama fotón pri tomto procese nestráca žiadnu energiu, preto sa často tento proces neuvažuje ako interakcia gama žiarenia. Fotón ale zmení smer hybnosti.

Účinný prierez tejto interakcie je daný vzťahom

$$\sigma_R = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \frac{\nu^4}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + (\gamma_0 \nu)^2}, \quad (16.9)$$

kde výraz $\frac{8\pi}{3} r_e^2$ označujeme ako σ_T , ν je frekvencia fotónu a ν_0 je rezonančná frekvencia. Môžeme si všimnúť zjednodušenie tohto výrazu v troch limitách:

$$\nu \ll \nu_0 \Rightarrow \sigma_R = \sigma_T \frac{\nu^4}{\nu_0^4} \quad (16.10a)$$

$$\nu \approx \nu_0 \Rightarrow \sigma_R = \sigma_T \frac{\nu_0^2}{\gamma_0^2} \quad (16.10b)$$

$$\nu \gg \nu_0 \Rightarrow \sigma_R = \sigma_T \quad (16.10c)$$

Výraz (16.10a) nám navyše hovorí, že svetlo s nízkou energiou sa rozptyluje nepriamo úmerne štvrtnej mocnine vlnovej dĺžky. To znamená, že najviac sa rozptyluje svetlo s menšími vlnovými dĺžkami, čo je v prípade viditeľného svetla modrá farba. To je dôvodom, prečo je obloha modrá.

Okrem Rayleighova rozptylu poznáme ešte Thomsonov rozptyl, ktorý opisuje koherentný rozptyl fotónu na voľnom elektróne.

16.3 Detektory gama žiarenia

16.3.1 Porovnávacie charakteristiky detektorov

V dnešnej dobe existuje veľké množstvo rôznych typov detektorov, pričom každé z nich majú rôzne vlastnosti. Keď chceme detektory medzi sebou porovnávať najčastejšie sledujeme tieto porovnávacie charakteristiky:

- citlivosť - schopnosť produkovať merateľný signál pre daný typ častíc a energií. Citlivosť môže závisieť od účinného prierezu reakcií, konštrukcie detektoru, šumu detektoru či hrúbke a druhu materiálu obklopujúceho citlivý objem.
- odozva - vzťah medzi energiou častice a výstupom na detektore
- tvar pulzu - tvar signálu z detektoru (nábežná hrana, zostupná rýchla zložka, pomalá zložka)
- mŕtva doba - doba potrebná na vytvorenie a spracovanie signálu v detektore. Existujú dva typy mŕtvej doby. Buď sa detektor počas mŕtvej doby stane necitlivým, alebo zostáva citlivým a amplitúdy sa sčítavajú.
- detekčná účinnosť - pomer medzi počtom častíc detekovaných detektorom a vyžiarených zdrojom. Tento pomer nazývame absolútnu účinnosť, ktorá sa skladá z vnútornej a geometrickej účinnosti $\eta_{total} = \eta_{in} \eta_{geometry}$. Vnútorná účinnosť je pomer počtu častíc, ktoré boli detekované a ktoré dopadli na detektor. Geometrická účinnosť je pomer častíc, ktoré dopadli na detektor a ktoré boli vyžiarené.

- energetické rozlíšenie - najmenší rozlíšiteľný rozdiel energie ΔE medzi dvomi blízkymi energiami.
- pomer medzi píkom a comptonovským pozadím - pomer medzi maximálnou amplitúdou v píku 1332 keV a strednou hodnotou v oblasti 1040 – 1096 keV.
- FWHM - pološírka (Full Width in Half Max) úzko súvisí s energetickým rozlíšením. Pre Gaussovú krvku totiž platí $FWHM = 2,35\sigma$. Pološírku ovplyvňujú napr. pohlenie nosičov náboja, vlastnosti elektroniky, ...
- časové rozlíšenie - najmenší rozlíšiteľný rozdiel časov
- dráhové rozlíšenie - najmenší rozlíšiteľný rozdiel dráh
- odolnosť voči radiačnému poškodeniu - menej citlivé na radiačné ožiarenie sú kvapalné a plynové detektory, viac citlivé sú scintilačné a polovodičové detektory.

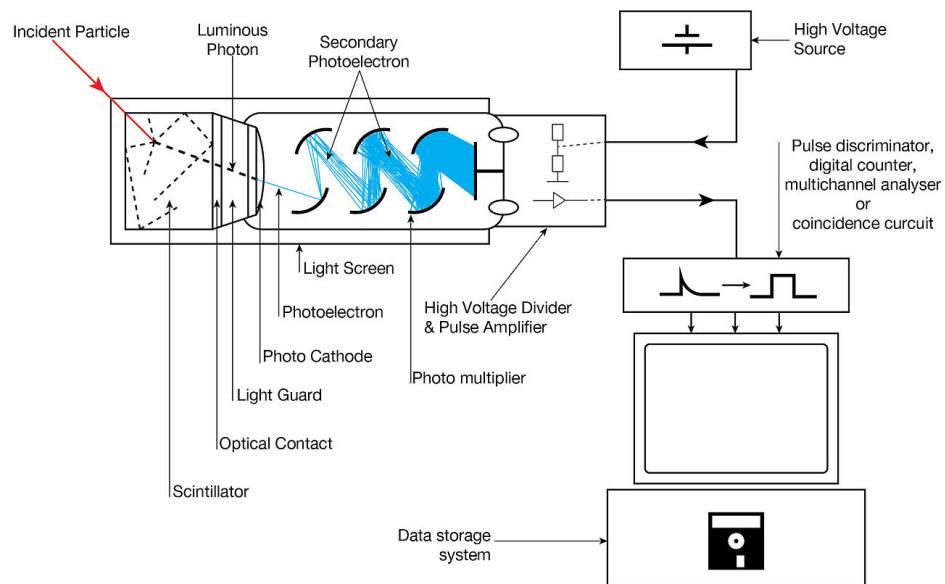
16.3.2 Scintilačné detektory

Scintilačné detektory prevádzajú absorbovanú energiu ionizujúceho žiarenia na energiu fotónov s frekvenciou v oblasti viditeľného alebo ultrafialového svetla. Historicky ide o najstarší spôsob detekcie jednotlivých ľahkých nabitých častíc, kedy záblesky tienidla pokrytého vrstvou ZnS boli počítané pomocou jednoduchého mikroskopu okom pozorovateľa. Toto zariadenie sa nazývalo spintariskop a kládlo na zrak pozorovateľa značné nároky. V roku 1909 uskutočnili Geiger a Marsden pomocou spintariskopu experiment zaobrájúci sa rozptylom α častíc na tenkej fólii, ktorý viedol k Rutherfordovmu objavu jadra (1911). Ďalšie informácie o histórii scintilačných detektorov nájdete v sekcii 2.4 Detektory záření.

Scintilačné detektory patria medzi najpoužívanejšie detektory ionizujúceho žiarenia. Ich výhoda spočíva okrem dobrých spektrometrických vlastností tiež v tom, že detekčné médium, scintilátor, môže mať značné rozmery a takmer ľubovoľný tvar. Základné usporiadanie scintilačného dtekčného systému je znázornené na obr. 16.5.

Vlastné čidlo detektoru predstavuje scintilátor, v ktorom dopadajúce žiarenie spôsobuje ionizáciu a excitáciu jeho atómov a molekúl. Ich návrat do základného stavu je doprevádzaný emisiou svetelného žiarenia. Aby sa mohli svetelné fotóny maximálne využiť, obklopuje sa scintilátor *reflektorem*. Zozbierané fotóny po prechode optickým kontaktom pôsobia na fotokatódu fotonásobiča. Fotóny po dopade na fotokatódu uvoľňujú fotoelektróny, ktoré sa po fokusácií a urýchlení elektrickým poľom dostávajú na prvú dynódu. Povrch dynód je pokrytý materiálom s veľkým súčiniteľom sekundárnej emisie. Vplyvom toho sa počet elektrónov opúšťajúcich každú nasledujúcu dynódu neustále zväčšuje. Výsledkom tohto násobiaceho procesu je, že každý fotoelektrón vyvolá celkom s elektrónov, ktoré sú potom zozbierané na anóde fotonásobiča. Zosílenie fotonásobiča býva v rozsahu 10^5 až 10^9 .

Od vhodných scintilačných materiálov požadujeme nasledujúce vlastnosti: vysoká efektivita premeny kinetickej energie nabitých častíc na scintilačné fotóny, dobrá linearita konverzie - svetelný



Obr. 16.5: Schéma scintilačného detektora.

výťažok by mal byť priamo úmerný uloženej energii pre široké spektrum energií, priehľadnosť pre svoje emisné vlnové dĺžky, emisné spektrum zhodné so spektrálnou citlivosťou fotonásobiča, krátká rozpadová konštantá, dobré optické vlastnosti, dobrá opracovateľnosť, index lomu by mal byť blízky indexu lomu skla ($\sim 1,5$).

Rozdelenie scintilačných materiálov:

1. **Organické scintilátory** - vzhľadom k nízkej hustote a nízkemu protónovému číslu Z nie sú organické scintilátory bežne používané na meranie γ žiarenia.
 - (a) organické kryštály
 - i. antracén - jedná sa o jeden z najstarších a najefektívnejších organických scintilátorov.
 - (b) kvapalné scintilátory - používajú sa ako 4π detektory pre meranie aktivít β žiaričov
 - (c) plastikové scintilátory - jedná sa o scintilačný materiál (*fluor*) rozpustený v monomérnej látke (*base*), ktorá môže byť následne polymerizovaná na pevný plast. Plastikové scintilátory sa veľmi ľahko vyrábajú a tvarujú, sú lacné a môžu dosahovať relatívne veľké objemy. Ako plastové zložky sa používajú najmä polystyrén (PS), polyvyniltoluén (PVT) a polymetylmetakrylát (PMMA). Ako *fluory* sa bežne používajú polyfenyly a aryly oxazolu a oxadiazolu.
 2. **Anorganické scintilátory** - najčastejšie sa používajú na detekciu a spektrometriu γ žiarenia a röntgenového žiarenia.
 - (a) alkalické halogenidy
 - i. NaI(Tl) - [38000 γ/MeV , 230 ns, 415 nm]⁴ jedná sa o najväčší objav v oblasti scintilačných materiálov. Jeho objav v roku 1948 ukázal, že tento materiál vytvára

⁴v hranatej závorke je vždy uvedený svetelný výťažok, čas odozvy a vlnová dĺžka maximálnej emisie

omnoho viac scintilačných fotónov ako ktorýkoľvek iný vtedy známy organický scintilátor.

- ii. CsI(Tl) - [65000 γ/MeV , 630 ns, 540 nm] emisné spektrum je posunuté k väčším vlnovým dĺžkam a nevyhovuje tak niektorým fotonásobičom. Výhodou oproti NaI je, že CsI nie je hygroskopický.

(b) pomalé anorganické kryštály

- i. BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) - [8200 γ/MeV , 300 ns, 480 nm] hlavnou výhodou materiálu je vysoká hustota ($7,13 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$) a vysoké atómové číslo bizmutu (83). Jedná sa o čistý scintilátor, teda nepotrebuje žiadny aktivátor. Je citlivejší na teplotu ako ostatné materiály \Rightarrow je vynikajúci, keď je ochladený na teplotu tekutého dusíku.

(c) neaktivované rýchle anorganické kryštály

- i. BaF₂ - [9500(1400) γ/MeV , 630(0,6)ns, 310(220)nm]⁵ ukazuje sa, že jeho scintilačné svetlo má dve zložky - rýchla zložka s krátkou vlnovou dĺžkou a pomalá zložka s 1000-krát dlhším časom rozpadu a väčšou vlnovou dĺžkou. Pomalú zložkou možno eliminovať zvýšením teploty nad 200°C
- ii. PbWO₄ - [200 γ/MeV , 6 ns, 425 nm] je súčasťou elektromagnetických kalorimetrov na CMS (77 000 krystálov). Výhody: veľmi rýchly čas odozvy, dobrá radiačná odolnosť, veľká hustota, nízka cena, emisné spektrum vo viditeľnej oblasti. Nevhody: veľmi nízky svetelný výtažok, veľká teplotná závislosť, veľký index lomu.

16.3.3 Polovodičové detektory

Nevýhodou scintilačných detektorov je ich relatívne nízke energetické rozlíšenie. Jediný spôsob, ako redukovať štatistikálny limit energetického rozlíšenia je zvýšiť množstvo nosičov informácií prenášaných jedným pulzom. Práve polovodičové detektory dokážu generovať omnoho väčšie množstvo nosičov. Fundamentálnym nosičom informácií je elektrón-dierový pár vytvorený pozdĺž cesty, ktorou išla nabitá častica cez detektor.

V mriežke kryštálov existujú pre elektróny energetické vrstvy. Spodná, valenčná vrstva, korešponduje s elektrónmi viazanými v atóme. Horná, vodivá vrstva, reprezentuje elektróny, ktoré sa môžu voľne pohybovať kryštálom. Práve tieto elektróny predstavujú vodivosť materiálu. Vodiče majú tieto dve vrstvy prekryté. Nevodiče majú medzi týmito vrstvami medzeru väčšiu ako 5 eV. Polovodiče majú túto medzeru veľkú $\sim 1 \text{ eV}$.

Pri ľubovoľnej nenulovej teplote je medzi elektrónmi predávaná termálna energia. Tá môže spôsobiť, že elektrón preskočí z valenčnej do vodivej vrstvy a nechá na svojom mieste dielu. Pravdepodobnosť, že sa tak stane, je daná vzťahom

$$P(T) = CT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (16.11)$$

kde E_g je energetický rozdiel medzi valenčnou a vodivou vrstvou, C je konštanta charakterizujúca materiál. Následne dochádza k náhodnej termálnej difúzii elektrónu aj diery preč od miesta vzniku.

⁵v závorke sú uvedené vlastnosti rýchlej zložky

Pokiaľ umiestnime polovodič do elektrického poľa, budú elektróny aj diery priťahované po mriežke v závislosti od náboja. Ich pohyb sa bude skladať z náhodného termálneho pohybu a driftovej rýchlosťi rovnobežnej s vektorom intenzity poľa. Elektróny a diery sa navyše budú pohybovať v opačných smeroch. Správanie sa pohybu diery je spôsobené tým, že do diery vždy príde elektrón, ktorý je priťahovaný elektrickým poľom a nová diera tak vznikne v smere oproti pohybu elektrónov, takže sa správajú akoby kladne nabité. Driftová rýchlosť je úmerná elektrickej intenzite, pričom ich pomer nazývame mobilita

$$v = \mu E \quad (16.12)$$

Bežne sa používajú dva polovodiče: kremík a germánium. Porovnanie ich vlastností je v tabuľke 16.1. V oboch je mobilita rádovo rovnaká.

Tabuľka 16.1: Prehľad vlastností dvoch najpoužívanejších polovodičov.

	Si	Ge
Z	14	32
atómová hmotnosť	28,09	72,60
hustota ρ [g/cm ³]	2,33	5,33
energetická medzera [eV]	1,1	0,7
mobilita elektrónov μ_e [10 ⁴ cm ² /Vs]	2,1	3,6
mobilita dier μ_d [10 ⁴ cm ² /Vs]	1,1	4,2
Fano faktor F	~0,09-0,12	~0,06-0,13
energia na elektrón-dierový pár [eV]	3,76	2,96

Aby sme zlepšili vodivosť polovodičov, pridávajú sa do nich nečistoty. Podľa nečistoty a toho, či táto nečistota prinesie elektrón alebo dieru navyše rozdeľujeme polovodiče na typ N a typ P.

Polovodiče typu N sú také, kde je pridaný *dopant*, teda atóm, ktorý má namiesto 4 valenčných elektrónov 5, čo sú prvky V. skupiny, napr. fosfor. Tieto nečistoty sú pridávané v rádoch niekoľko častíc na milión. V takom prípade dopant obsadí miesto v mriežke, kde by bol normálne kremík. Keďže je jeden elektrón navyše, tento je viazaný k atómu veľmi slabo a tak je ľahké ho uvoľniť.

Polovodiče typu P sú také, kde je pridaný *akceptor*, teda atóm, ktorý má 3 valenčné elektróny (napr. bór). Tento atóm vytvorí v mriežke navyše dieru.

Ked' preletí nabitá čästica polovodičom, produkuje v okolí svojej dráhy elektrón-dierové páry. Tento proces môže byť priamy, alebo nepriamy, kedy čästica vyprodukuje vysokoenergetický elektrón a ten následne produkuje ďalšie elektrón-dierové páry. Relevantná vlastnosť, ktorá nás zaujíma v prípade, že chceme použiť polovodič ako detektor, je energia potrebná na tvorbu jedného elektrón-dierového páru. Táto energia sa nazýva ionizačná energia ϵ a ukazuje sa, že je nezávislá od energie žiarenia. Počet vzniknutých párov nezávisí ani na tom, či je polovodič čistý, alebo je typu P alebo N.

Hlavnou výhodou polovodičových detektorov je malá hodnota ionizačnej energie, ktorá je asi 10-krát menšia ako ionizačná energia v bežnom plynovom detektore. Vďaka tomu dokážeme vytvoriť 10-krát viac nosičov náboja, čo znamená lepšie energetické rozlíšenie.

Okrem priemernej hodnoty sú pre nás podstatné aj fluktuácie a rozptyl počtu nosičov náboja, pretože súvisia s energetickým rozlíšením detektora. Podobne ako v plynovom detektore, je pozorovaná štatistická fluktuácia v polovodiči menšia ako predpokladaná hodnota pre prípad, že nosiče náboja sú rozdelené podľa Poissonovho rozdelenia. Poissonov model by sedel v prípade, že by všetky vzniknuté páry pozdĺž dráhy boli nezávislé. V takom prípade by bol rozptyl rovný celkovému počtu vzniknutých párov, inak povedané E/ϵ . Preto definujeme **Fano faktor** F , ktorý sa pridáva do Poissonovho rozdelenia, aby bol zohľadnený aj tento fakt:

$$F \equiv \frac{\text{pozorovaný štatistický rozptyl}}{E/\epsilon} \quad (16.13)$$

Pre lepšie energetické rozlíšenie požadujeme čo najmenšiu hodnotu Fano faktoru.

Rozdiel medzi kremíkovými a germániovými detektormi je v tom, že zataľ čo kremíkové detektory nemôžu byť hrubšie ako pár milimetrov, germániové detektory môžu mať hrúbku aj niekoľko centimetrov. Vďaka tomu sa môžu využívať ako totálne absorpčné detektory pre γ žiarenie až do niekoľkých MeV. Tieto detektory nazývame HPGe (High purity germanium). Predtým, ako boli objavené súčasné čistiace technológie, germániové kryštály neboli dostatočne čisté na to, aby sa mohli použiť na spektroskopiu. Kedysi sa preto germánium dopovalo lítiom (Ge(Li)) aby vznikla oblasť, v ktorej by mohli elektróny a diery vytvoriť merateľný signál.

16.3.4 Detektorové systémy

Rôzne detektory majú rôzne výhody a nevýhody, no ich kombináciou a rôznym usporiadaním dokážeme merať aj veci, ktoré by samotné detektory nedokázali.

1. Anticomptonovské spektrometre

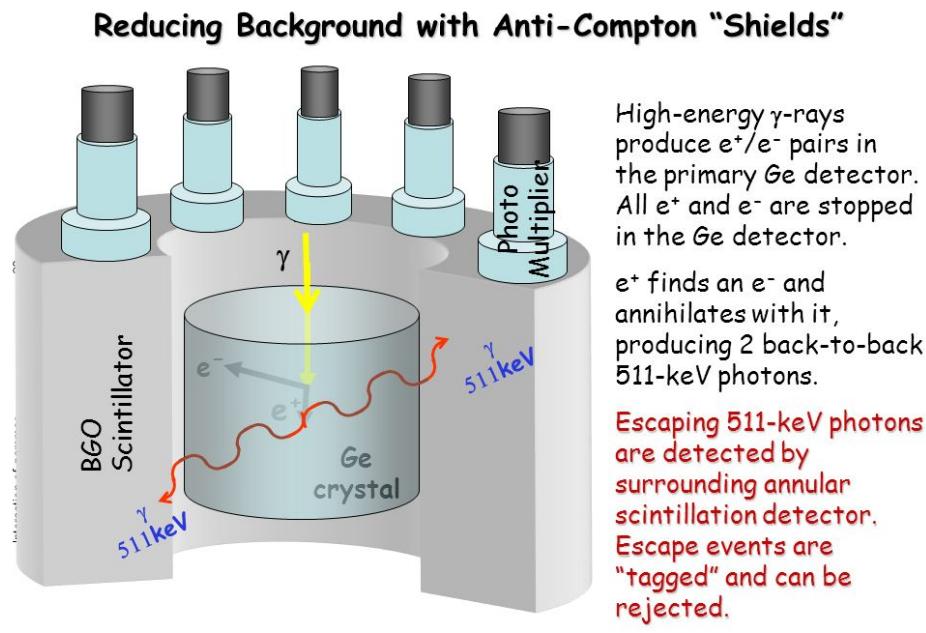
Jedná sa o polovodičový HPGe detektor obklopený scintilačným detektorem (NaI(Tl), BGO). HPGe má vysoké energetické rozlíšenie, zatiaľ čo scintilátor má vysokú účinnosť detekcie comptonovský rozptýlených fotónov. Takoto kombináciou sme schopní potlačiť Comptonovské pozadie až o rád.

2. Párové spektrometre

Párový spektrometer má rovnaké usporiadanie ako anticomptonovský, teda HPGe obklopený scintilátorom. Rozdiel je v tom, že sa hľadá koincidencia HPGe a dvoch 511 keV elektrónov v scintilátore. Tým dôjde k potlačeniu všetkého okrem píku dvojného výletu. Tento postup však možno použiť iba u liniek s dostatočne vysokou energiou, aby bola dostatočne vysoká pravdepodobnosť produkcie páru. Porovnanie spektra anticomptonovského a párového spektrometra je znázornené na obr. 16.7.

3. Kryštálové gule pre štúdium jadrovej štruktúry

Tieto detektorové systémy slúžia na štúdium javov s malou pravdepodobnosťou, ako napr. vysoké energie budenia jadier, vysoké momenty hybnosti, dlhé kaskády, superdeformované

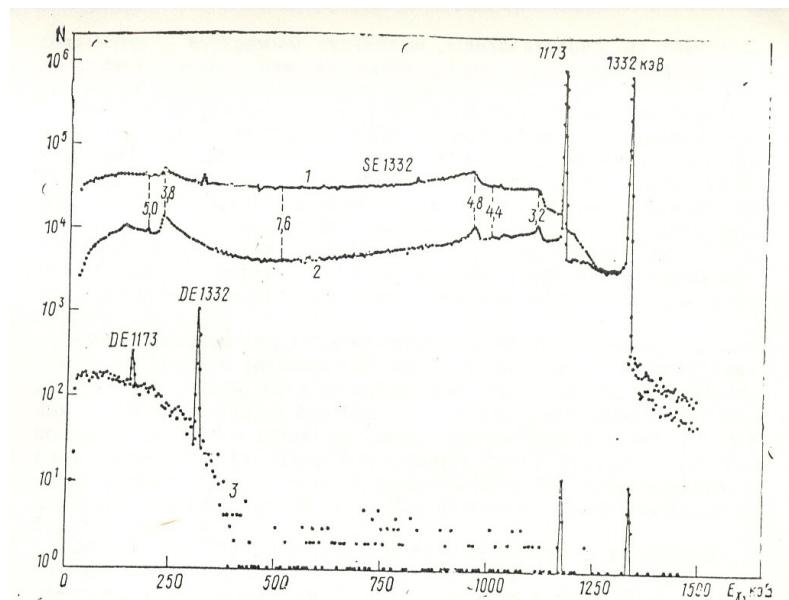


Obr. 16.6: Schéma anticomptonovského spektrometra.

stavy, gigantické rezonancie, exotické jadrá, ... Prvá generácia obsahovala 6-21 HPGe detektorov s anticomptonovským tienením, BGO zostavy a kombinácie polovodičových a scintilačných detektorov. Boli to napr. TESSA3 (UK), Chateau de Cristal (FRA), OSIRIS (GER), NORDBALL (DEN). Neskôr v druhej generácii sú známe GAMMASPHERE (USA) - 70-110 HPGe detektorov s BGO tienením a 4π geometriou a európske EUROGAM a EUROBALL.

4. Scintilačné steny

Slúžia na detekciu elektromagnetických spršiek a identifikáciu vysokoenergetických fotónov. Príklady: Darmstadt (162 NaI(Tl)), DESY (672 NaI(Tl)), CLEO II (8000 CsI(Tl)), TAPS (384 BaF₂). Využívajú sa na detekciu fotónov od stoviek keV až po desiatky GeV. Na ALICE sa pripravuje fotónový spektrometer PHOS zostavený z kryštálov PbWO₄.



Obr. 16.7: Porovnanie jednoduchého, anticomptonovského a párového spektra určeného anticomptonovským spektrometrom. Vidíme, že pri párovom spektre dôjde k potlačeniu všetkého pri dostatočne veľkej energii.

5. PET kamery

Pozitrónová emisná tomografia umožňuje urobit 3D obrázky orgánov pacienta. Detektory zachytávajú koincidenciu dvojice anihilačných kvánt 511 keV. Dve súradnice sú dané polohou dopadu fotónu, tretia súradnica sa určí z rozdielu času detekcie dvojice fotónov.

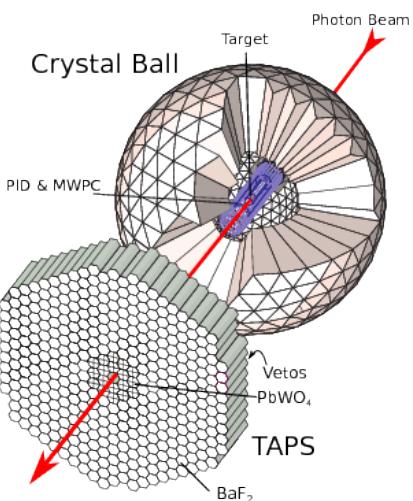
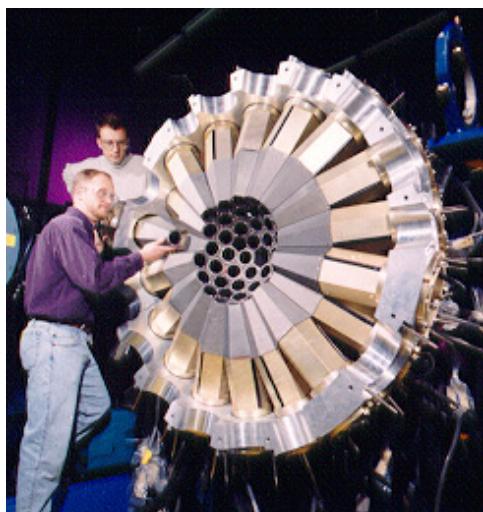
16.4 Spektrum gama žiarenia

Spektrum gama žiarenia má niekoľko charakteristických oblastí. Aby som to vysvetlil po lopate, takto vidí monofrekvenčné fotóny polovodičový detektor. Detektor nezaznamenáva energiu fotónu, ale energiu elektrónov. Nie vždy je všetka energia fotónu predaná elektrónu a preto vidíme v spektre oveľa viac ako len fotopík.

1. Pík úplného pohltenia (fotopík)

Pri fotoefekte je celá energia fotónu absorbovaná elektrónom pôvodne viazaným k atómu. Ten je vyrazený zo svojej pôvodnej dráhy a odnáša vo forme kinetickej energie takmer celú energiu absorbovaného fotónu. Atóm, z ktorého bol fotoelektrón vyrazený, emituje buď charakteristické žiarenie alebo Augerove elektróny. Absorpciou fotoelektrónu a vybudeného žiarenia alebo Augerových elektrónov vznikajú v rôznych miestach scintilátoru prakticky súčasne dve scintilácie, ktoré sú vyhodnotené ako jedna odpovedajúca ich súčtu a teda aj súčtu energií jednotlivých častíc. Odpovedajúce impulzy vytvárajú pík úplného pohľadu - práve tento pík je jediným nositeľom spektrometrickej informácie.

2. Comptonovské kontinuum a Comptonovská hrana



Obr. 16.8: Naľavo: kryštálová guľa GAMMASPHERE. Napravo: kombinácia kryštálovej gule a scintilačnej steny TAPS.

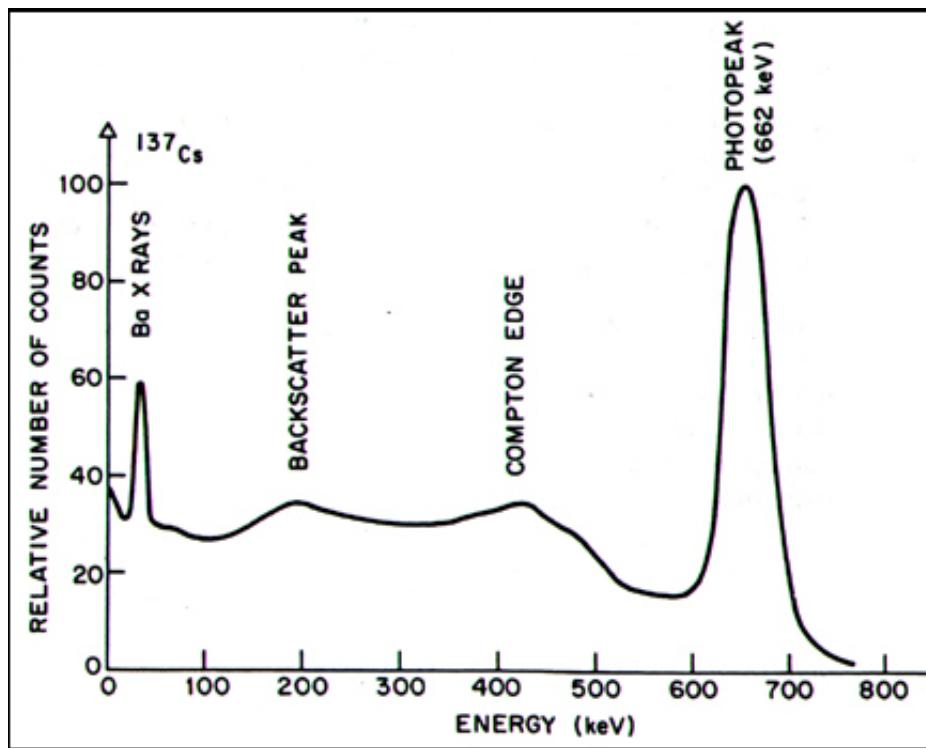
Pri Comptonovom jave interaguje fotón s voľným (slabo viazaným) elektrónom. Comptonovské elektróny sú v scintilátore zabrzdené a vyvolávajú scintilácie úmerné svojim energiám, rozptylené fotóny ale nemusia interagovať a môžu z detektoru uniknúť. Comptonovské elektróny vytvárajú v spektru Comptonovské kontinuum, ktorá vyjadruje ich energetické rozlíšenie. Toto kontinuum je spojité a je zakončené Comptonovskou hranou. Jedná sa teda o energiu elektrónu, ktorú získa elektrón pri rozptyle. Comptonovská hrana tak značí maximálnu energiu, ktorú môže elektrón získať od fotónu (v prípade, že sa fotón rozptýli o maximálny uhol, teda 180°) a rozdiel medzi fotopíkom a Comptonovskou hranou tvorí energia fotónu, ktorý zbytok energie môže odniesť preč bez ďalšej interakcie.

3. Anihilačné píky

Fotóny s energiou $> 2 \cdot 511 \text{ keV}$ môžu vytvárať tiež pár elektrón-pozitrón. Kinetická energia páru je pri jeho zabrzení predaná scintilátoru. Dve anihilačné kvantá môžu so scintilátorom interagovať buď priamo pomocou fotoefektu alebo jedno- či viacnásobným Comptonovským rozptylom, alebo môžu zo scintilátoru uniknúť. V prvom prípade je odozva úmerná energii primárneho fotónu a dáva tak príspevok do píku úplného pohľenia. Ak je absorbované iba jedno anihilačné kvantum a druhé unikne, vzniká v spektri *prvý anihilačný pík*, ležiaci o 511 keV nižšie ako fotopík. V prípade úniku oboch kvántov v spektri pozorujeme druhý anihilačný pík, ktorý leží o 1022 keV nižšie ako fotopík.

4. Pík spätného rozptylu

Nízky pík uzatvárajúci Comptonovské kontinuum sa nazýva pík spätného rozptylu a odpovedá situácií, kedy detektor prijíma fotóny, ktoré neinteragovali v citlivej časti detektora, ale až za ním a rozptýlili sa pomocou Comptonovho rozptylu o uhol blízky 180° . Takýto fotón bude následne detekovaný ako nový fotón, pričom bude mať energiu odpovedajúcu rozdielu medzi Comptonovskou hranou a fotopíkom, pretože práve toto je energia, ktorú odnesie fotón pri maximálnom rozptyle.



Obr. 16.9: Typické spektrum gama žiarenia, konkrétnie pre ^{137}Cs .

5. 511 keV

Ďalšia možnosť je vznik 511 keV píku. Ten môže vzniknúť v prípade, že fotón prejde citlivou časťou detektora bez interakcie a za ním vytvorí pári elektrón-pozitron. Pozitron potom v blízkosti citlivej časti detektora anihiluje a vytvorí pári dvoch fotónov s energiou 511 keV, ktoré vyletia presne v opačných smeroch, a tak je veľká pravdepodobnosť, že jeden z nich preletí opäť cez detektor a bude zaznamenaný.

16.5 Spektrometria vysokoenergetického gama žiarenia

Fotóny s energiou desiatok MeV až GeV vytvárajú elektromagnetickú spŕšku. My potrebujeme určiť celkovú energiu, smer a čas príletu pôvodného fotónu. Na to je vhodné použiť anorganické scintilátory (BGO , BAF_2 , PbWO_4). Pre takto energetické fotóny je fotoefekt zanedbateľný.

Dôležitým pojmom je radiačná dĺžka. Je to charakterická konštanta závislá od materiálu spojená so stratou energie vysokoenergetických elektromagnetických častíc. Jej veľkosť možno určiť pomocou približného vzťahu

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z(Z+1)r_e^2 \log(183Z^{-1/3})}, \quad (16.14)$$

kde A a Z sú atómové a hmotnostné číslo, α je konštanta jemnej štruktúry, N_A je Avogadrova konštanta a r_e je klasický polomer elektrónu. Radiačná dĺžka určuje vzdialenosť, v ktorej energia elektrónu poklesne na hodnotu $1/e$. Na zachytenie fotónu s energiou ~ 100 MeV je treba detektor s dĺžkou $15X_0$.

Šírka elektromagnetickej spršky je daná Moliérovým polomerom. Podľa definície sa jedná o polomer valca obsahujúceho priemerne 90% energie spršky. Jeho veľkosť je rádovo v centimetroch a dá sa vypočítať z radiačnej dĺžky podľa vzťahu

$$R_M = 0,0265X_0(Z + 1, 2). \quad (16.15)$$

Uvažujme teraz, že častica sa v materiály dostane do hĺbky $x = tX_0$. Počet častíc v kaskáde rastie geometricky ako $N(t) = 2^t$. Kritická energia E_c je definovaná ako energia, nad ktorou dominujú pri elektróne radiačné straty nad ionizačnými. Keď energia klesne pod túto hranicu, kaskády už nebudú ďalej vznikať. Celkovú energiu si tiež môžeme vyjadriť v násobkoch kritickej energie $\epsilon = E/E_c$. Maximálna hĺbka je potom $t_{max} \sim \ln \epsilon$.

Systém sa skladá zo segmentovaných detektorov z dlhých kryštálov a priemerom rovným dvojnásobku R_M . Energia sa následne sčítavá z hlavného aj susedných detektorov a poloha sa určuje ako stredná hodnota súradníc.

16.6 Aplikácie spektroskopie gama žiarenia

16.6.1 Aktivačná analýza

Základná myšlienka: jadrové interakcie fotónov (alebo neutrónov či nabitých častíc) vedú na rade terčových nuklidov k vzniku rádionuklidov. Meraním ich žiarenia možno určiť prítomnosť a množstvo prvkova z prítomnosti a množstva príslušného rádionuklidu. V zložitých materiáloch vzniká rada rôznych vzniklých aktivácií viacerých prvkov, ktoré sa v materiály nachádzajú, preto je nutná kvalitatívna aj kvantitatívna identifikácia rádionuklidov v zmesi.

Základný vzťah pre vzniknutú aktivitu je

$$A = \phi \sigma \frac{\Theta m N_A}{A_r} (1 - e^{-\lambda t}), \quad (16.16)$$

kde ϕ je príkon fluencie⁶ bombardujúcich častíc, σ je účinný prierez, Θ je zastúpenie terčového nuklidu v prírodnej zmesi izotopov, m je hmotnosť prvkova vo vzorke, N_A je Avogadrova konšanta, A_r je molárna hmotnosť prvkova a λ je premenová konšanta rádionuklidu.

Po dobe t' po skončení ožarovania, v ktorej sa vykonáva meranie, je aktivita sledovaného nuklidu vo vzorke $A' = A \exp(-\lambda t')$. Ak zmeriame aktivitu A' , môžeme si vypočítať hmotnosť daného prvkova vo vzorke, pretože ostatné veličiny sú dané podmienkami experimentu.

Obvykle sa využíva porovnávacie meranie - súčasne so skúmanou vzorkou sa ožiaria štandardy obsahujúce známe množstvo sledovaných prvkov. Potom platí

$$m_x = \frac{A_x}{A_s} m_s. \quad (16.17)$$

⁶Fluencia častíc je definovaná ako podiel počtu častíc dN , ktoré dopadli v danom bode priestoru na infinitezimálnu guľu, a plochy hlavného rezu tejto gule dA . Príkon fluencie je časová derivácia fluencie. Zjednodušene si to možno predstaviť ako počet častíc, ktoré prechádzajú jednotkovou plochou terčíku za jednotkový čas.

16.6.2 Materiálový výskum na zväzku iónov

PIXE

(Particle-induced X-ray emission) je technika používaná na určenie elementárneho zloženia materiálu alebo vzorky. Keď materiál vystavíme pôsobeniu iónového zväzku (najčastejšie protónom), interakcie s atómom budú generovať röntgenové žiarenie. PIXE je silná, citlivá a nedeštruktívna metóda na analýzu prvkov, ktorá je v dnešnej dobe bežne používaná geológmi, archeológmi a ďalšími na pomoc pri určení veku a autenticity. Jej obrovskou výhodou je možnosť vykonávať merania pri atmosférickom tlaku. Technika bola prvýkrát popísaná v roku 1970 Svenom Johanssonom.

Dnes sa už používa aj rozšírenie tejto techniky, kedy sa zväzok fokusuje do veľmi úzkeho zväzku ($\sim 1 \mu\text{m}$), čo zvyšuje možnosti pri mikroskopickej analýze. Táto technika má označenie microPIXE a dokáže určiť distribúciu stopových prvkov v širokom spektri.

Z PIXE experimentu dokážeme určiť tri typy spektra:

1. Röntgenová emisia

Bombardovaním atómu iónmi s dostatočnou energiou (niekoľko MeV) spôsobí vyrazenie elektrónu zo spodnej vrstvy elektrónového obalu. Následne sa na toto miesto dostane elektrón z vyššej vrstvy, čo spôsobí vyžiarenie fotónu s energiou odpovedajúcou röntgenovému žiareniu.

2. Protónový spätný rozptyl

Protóny tiež môžu interagovať s jadrami pomocou elastických zrážok. Dôjde pritom k Rutherfordovmu rozptylu protónu do uhlov blízkych 180° . Spätný odraz nám dáva informáciu o hrúbke a zložení vzorky.

3. Prechod protónov

Prechod protónov cez vzorku nám taktiež dáva informácie o vzorke.

PIGE

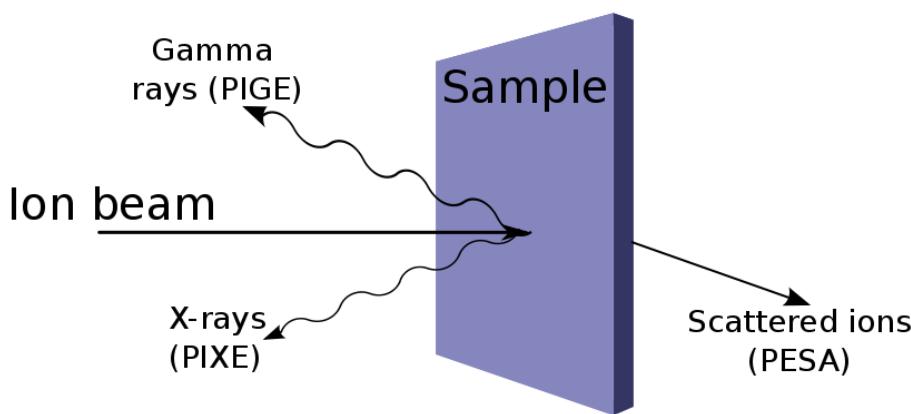
(Particle-induced gamma-ray emission) je veľmi podobná technika pri ktorej však namiesto röntgenového žiarenia vzniká γ žiarenie.

Opäť máme protónový zväzok s energiou niekoľko MeV, ktorým ožarujeme vzorku o hrúbke niekoľkých mikrónov. Rýchle protóny však tentokrát excitujú jadrá, a tie pri deexcitácii emitujú γ žiarenie. Dôležité sú pritom reakcie (p, γ) , $(p, p'\gamma)$ a $(p, X\gamma)$.

Okrem PIXE a PIGE poznáme ešte PESA (Proton elastic scattering analysis), ktorá meria rozptyl ľažkých iónov (viď obr. 16.10).

16.6.3 Röntgenová difrakčná kryštálografia

Jedná sa o analytickú metódu zaoberajúcu sa študovaním interakcií kryštalických vzoriek s röntgenovým žiareniom, ktorá umožňuje určiť absolútnu štruktúru molekúl, t.j. polohy atómov, dĺžky väzieb a uhly v kryštálovej mriežke.



Obr. 16.10: Schéma iónového ožarovania

Pri prechode monochromatického röntgenového žiarenia látkou dochádza k difrakcii lúčov. Smer a intenzita difraktujúcich lúčov závisí na vnútornej štruktúre vzorky. V amorfnej vzorke sú atómy rozmiestnené nepravidelne a príspevky k celkovej intenzite difrakovaného žiarenia sa často vzájomne vyrušia. Naopak vzorka s periodickou štruktúrou (monokryštál) pôsobí ako difrakčná mriežka vo viditeľnom svetle. Príspevky k celkovej intenzite vzájomne interferujú a v určitých smeroch, špecifických pre konkrétnu kryštálovú štruktúru, sa sčítajú, inak sa vyrušia.

Smery a intenzity difrakovaného žiarenia sa pre vzorku zmerajú a po prevedení korekcie sa určuje absolútна štruktúra. Pri riešení sa najskôr určí hrubý model štruktúry a postupným pridávaním parametrov (anizotropia termálnych kmitov, poloha ľahkých atómov) sa optimalizuje zhoda experimentálnych dát s dátami vypočítanými podľa modelu. Miera zhody modelu s experimentálnymi dátami sa hodnotí podľa R-faktoru ale vždy je treba kritické zhodnotenie modelu človekom.

16.6.4 Štúdium štruktúry jadier, jadrových premien a jadrových reakcií

Základné metódy používané pri štúdiu štruktúry jadier sú:

- určenie energií hladín a rozpadových schémat

- čo najpresnejšie určenie energie prechodu
- koincidenčné meranie - určenie umiestnenia prechodu v kaskáde prechodov
- energie hladín z reakcií

- určenie spinov a parít hladín, multipolarity prechodov

- využitie výberových pravidiel pre elektromagnetické prechody - využitie výberových pravidiel a znalosti spinu niektoréj z hladín, ktoré prechod spája
- využitie pomery medzi pravdepodobnosťou γ prechodu a vyžiarenia konverzného elektrónu
- využitie uhlového rozdelenia γ žiarenia voči spinu jadra

- uhlová korelácia dvoch fotónov vyžiarených za sebou v kaskáde
- údaje o spine z reakcií - rôzne reakcie budia hladiny s rôznym spinom

3. určenie pravdepodobnosti prechodu

- elektronické metódy - meranie krivky rozpadu
- využitie Dopplerovho javu
- využitie Coulombovského budenia

Pomocou týchto metód sa skúmajú aj niektoré veľmi zaujímavé príklady

1. štúdium stavov s veľmi vysokým spinom

Jedná sa o stavy so spinom $I \geq 40\hbar$. Najskôr vytvoríme zložené jadro. Z neho sa vyparí niekoľko nukleónov (prevažne neutrónov) a dôjde k rýchlemu úbytku energie (~ 8 MeV/n) ale malému úbytku momentu ($\sim 1 \hbar/n$).

2. superdeformované stavy

Sú to stavy s vysokou deformáciou (teda s pomerom ós 2:1 a viac). Sú predpovedné vrstvovým modelom - medzery medzi vrstvami pre deformovaný potenciál.

3. gigantické rezonancie

Jedná sa o vysokofrekvenčný vzájomný korelovaný pohyb nukleónov v jadre. Pri tejto excitácii sa pohybujú vo fáze alebo v protifáze pohybujú nukleóny s rôznym spinom (spiny hore proti spinom dole) alebo izospinom (protóny proti neutrónom).

Kapitola 17

Spektroskopie záření alfa

Těžké nabité částice jako třeba α částice interagují s látkou primárně prostřednictvím Coulombické interakce působící mezi jejich kladným nábojem a záporným nábojem orbitálních elektronů atomů absorbátoru. Ačkoliv interakce těžkých nabitych částic s jádry jsou také možné, dochází k nim ale pouze zřídka a za běžných okolností nejsou signifikantní pro odezvu detektorů záření. Charakteristický dosah těžkých nabitych částic je 10^{-5} m. Trajektorie těžkých nabitych částic v látce je téměř přímková.

Produkty průchodu těžkých nabitych částic absorbátorem jsou buď excitované atomy nebo iontové páry. Každý takový pár je tvořen volným elektronem a odpovídajícím kladným iontem atomu absorbátoru, ze kterého byl odstraněn elektron. Páry iontů mají přirozenou tendenci rekombinovat a znova utvořit neutrální atom, ovšem v některých typech detektorů je rekombinace potlačena a iontové páry se využívají k vytvoření odezvy detektoru.

Interakce těžkých nabitych částic:

- Elektromagnetická interakce - rozptyl (na elektronech zanedbatelný, na jádrech malá pravděpodobnost), ionizace - hlavní typ interakce
- Silná interakce - jaderné reakce, energie vyšší než coulombovská bariéra jader prostředí (pro nízké energie její pravděpodobnost malá a pro detekci je její vliv většinou zanedbatelný)

Těžké nabité částice ztrácejí svou kinetickou energii při průchodu látkou následujícími procesy:

- excitací a ionizací atomů látky (tzv. „elektronové brzdění“ - způsobeno srážkami s atomárními elektrony)
- polarizací atomů prostředí (při vysokých energiích)
- záhytem elektronu (nábojová výměna) a jaderným brzděním (nastává při malých rychlos-tech, částice strhává elektrony prostředí)
- pružným rozptylem (Coulombickým či jaderným) a jadernými reakcemi

Rozptyl má malý vliv, hlavní vliv mají ionizační ztráty - kromě konce mají přímou dráhu a tudíž dobře definovaný dolet. Pokud hovoříme o těžkých nabitych částicích, potom se jedná zejména o p , d , t , ${}^3\text{H}$, α .

Ztráty kinetické energie těžké nabité částice nakonec vedou k jejímu zastavení v látce. Základními fyzikálními veličinami, které charakterizují průlet nabité částice látkou, jsou lineární brzdná schopnost

$$S_l = - \left(-\frac{dE}{dx} \right), \quad (17.1)$$

kde E je kinetická energie, kterou částice ztratí po průletu dráhy x , a dosah R , jenž udává vzdálenost, jakou částice v látce urazí do svého úplného zastavení. Tyto veličiny závisí jednak na charakteristikách nabité částice (na náboji Ze , rychlosti v a hmotnosti m), jednak na charakteristikách látky (počtu elektronů n_e v objemové jednotce a na experimentálně stanoveném středním budícím potenciálu I)

$$S_l = f(Ze, v, n_e, I), \quad R = g(Ze, v, m, n_e, I) \quad (17.2)$$

Střední budící potenciál I představuje geometrický průměr excitačního a ionizačního potenciálu.

Vedle lineární brzdné schopnosti zavádíme také veličinu hmotnostní brzdná schopnost, která je dána vztahem

$$S_m = \left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right), \quad (17.3)$$

kde ρ je hustota látky. Výhoda zavedení hmotnostní brzdné schopnosti je v tom, že se jen málo mění při přechodu k jiné látce (nezávisí na volbě materiálu) a je proto pro praktické výpočty výhodnější. Jiné vyjádření S_m jsou např.

$$s_m \sim \frac{1}{\rho} n_e = N_A \frac{Z}{A} = N_A \frac{1}{1 + \frac{N}{Z}}, \quad (17.4)$$

kde n_e je počet neutronů, N_A je Avogadrova konstanta. S_m tudíž závisí i na počtu neutronů.

Při ionizaci mohou vzniknout elektrony, které mají dostatečnou energii k tomu, aby samy dále ionizovali. Takové elektrony nazýváme **delta elektrony**.

17.0.1 δ - elektrony

Ionizaci způsobenou letící nabité částicí nazýváme primární ionizací, ne rozdíl od sekundární ionizace způsobené tzv. δ -elektronami (tento termín jako první užil J. J. Thomson).

Tímto termínem nazýváme elektrony, které vznikly při primární ionizaci a získaly takovou kinetickou energii, aby byly schopny při svém letu látkou samy dále ionizovat. Reprezentují tak nepřímý způsob, kterým je možné předat energii nabité částice absorbujícímu médiu. Za normálních podmínek se totiž většina energetických ztrát nabité částice děje přes tyto δ -elektrony. Dosah δ -elektronů je vždy menší než dosah původní energetické částice, tudíž jsou další atomy ionizovány v dráze původní částice.

Celková ionizace nabité částice je dána součtem obou typů interakce.

17.0.2 Ztráty energie ionizací - Bethe-Blochova formule

Výpočet ionizačních a excitačních ztrát provedli Bethe a Bloch, proto následující vztah (platný pro nerelativistické částice) nazýváme Bethe-Blochovou formulí

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{ion} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi Z_{ion}^2 e^4}{m_e v^2} \frac{Z}{A} \rho N_A \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right), \quad (17.5)$$

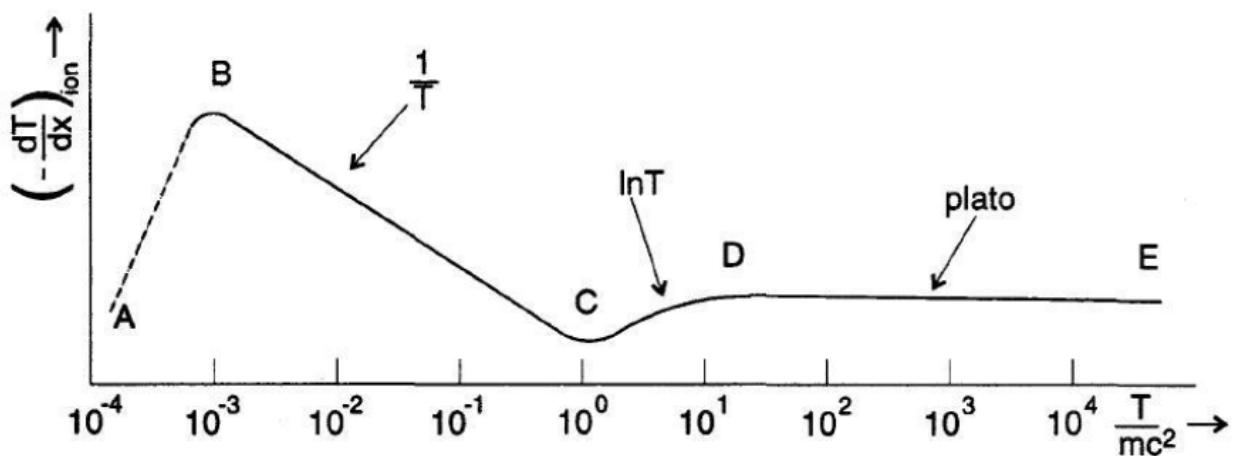
pro vyšší energie musíme zavést relativistické korekce

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{ion} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi Z_{ion}^2 e^4}{m_e v^2} \frac{Z}{A} \rho N_A \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right], \quad (17.6)$$

kde I je střední budící potenciál.

K výpočtu bylo použito několik zjednodušení, které je třeba uvést:

- Při odvození se vycházelo ze ztráty energie částice při srážce s jedním elektronem. K získání celkové změny energie na jednotku dráhy je třeba ztrátu při jedné srážce násobit hustotou elektronů $n_e = N_A \frac{Z}{A} \rho$ a tuto veličinu následně integrovat přes všechny srážkové parametry mající fyzikální smysl.
- Dále bylo uvažováno, že srážku s elektronem je možno popsat klasicky (tj. nekvantově). tento přístup lze použít při dostatečně velkých hybnostech p a dostatečně velkých srážkových parametrech b a musí platit $pb \gg \hbar$.
- Rychlosť dopadající částice je podstatně větší než jsou orbitální rychlosti atomárních elektronů, tj. jde prakticky o rozptyl částice na klidném elektronu.
- Elektrony jsou považovány za volné, tj. zanedbává se jejich energie vazby v atomech.



Obr. 17.1: Závislost S_l na energii T

Závislost na Obr.17.1 si rozdělíme na čtyři části AB, BC, CD a DE :

- V oblasti AB ($0-1$ MeV) Bethe-Blochova formule neplatí. děje se tak z následujících důvodů:

- Pro energie nižší než přibližně 1 MeV nabité částice začíná zachytávat a případně při následujících srážkách opět ztrácet elektrony (nábojová výměna). Následkem toho dochází ke změně náboje částice, záhytem elektronů se náboj částice neutralizuje.
- Rychlosť částice je již srovnatelná s rychlosťí atomárnych elektronov na K-slupce, a proto se vnitřní atomárni elektrony přestanou podílet na srážkách s letící nabítou částicí.
- Když je rychlosť částice srovnatelná s rychlosťí valenčních elektronov, začínají hrát úlohu ztráty pružným rozptylem s celými atomy, tzv. "jaderné brzdění". Přitom záhyt elektronov a jaderné brzdění hrají významnou roli hlavně při průchodu mnohonásobně nabítých iontov látkou.
- V oblasti BC (1 MeV – 1000 MeV) Betheho formule platí. Ionizační ztráty klesají s rostoucí rychlosťí (energií) částice jako

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{ion} \sim \frac{1}{v^2} \sim \frac{1}{T^2} \quad (17.7)$$

Toto lze vysvětlit skutečností, že s klesající rychlosťí částice se prodlužuje doba její interakce s atomárními elektrony.

- V oblasti CD dosahují ionizační ztráty minima při energii přibližně $2mc^2$ ($\beta\gamma \sim 3 - 4$). Od této energie ionizační ztráty rostou jako $\ln T$. V této oblasti tedy Betheho formule platí, převažuje v ní logaritmický člen. Vzrůst S_l lze vysvětlit lorentzovskou kontrakcí elektrického pole letící nabité částice, která díky tomu předá svou kinetickou energii i velmi vzdáleným elektronům (kolmá složka elektrického pole E_\perp vzroste γ -krát).
- V oblasti DE Betheho formule neplatí. Vzrůst ionizačních ztrát začne být při dalším růstu kinetické energie již omezen („plato“). toto je způsobeno tím, že elektrické pole, kterým působí letící částice na vzdálený elektron, je zmenšováno elektrickým polem vyvolaným polarizovanými atomy látky (to je ale také vyuzeno letící nabítou částicí, resp. jejím elektrickým polem). Velikost této polarizace závisí na hustotě látky - zavádíme název „efekt hustoty“. Ten se uplatňuje při rychlostech částice $v > c/\sqrt{\epsilon}$, kde ϵ je dielektrická konstanta látky.

Pro rozšíření platnosti Betheho formule i na oblasti AB a DE zavádíme korekční člen U (pro oblast AB) a δ (pro oblast DE) zachycující efekt hustoty. Formule tak bude mít tvar

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{ion} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi Z_{ion}^2 e^4}{m_e v^2} \frac{Z}{A} \rho N_A \ln \left[\left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) - \frac{U}{2} - \frac{\delta}{2} \right] \quad (17.8)$$

Ionizační ztráty závisí na náboji a rychlosti letící nabité částice, ale nezávisí na její hmotnosti. Platí následující vztahy:

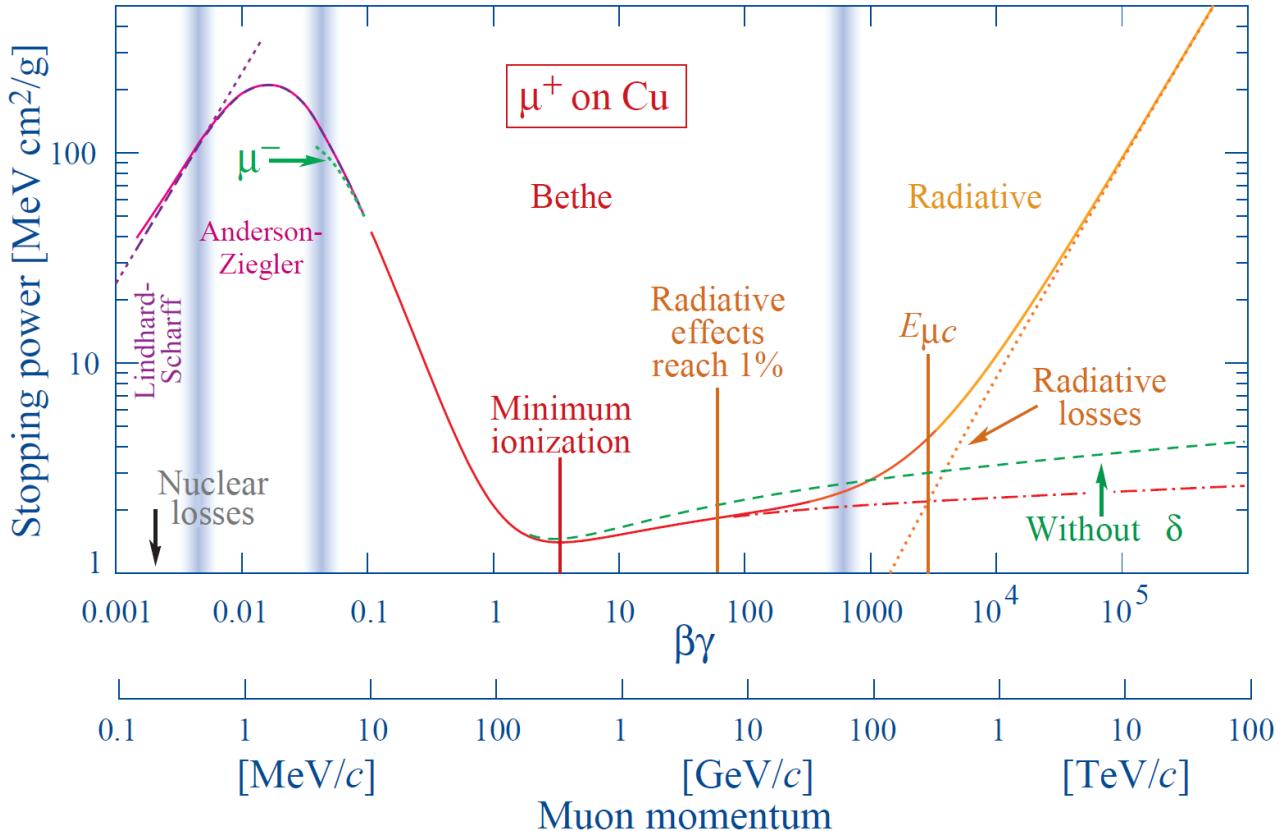
$$\left(-\frac{dE}{dx} \right) \sim \frac{1}{v^2}, \quad (17.9)$$

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right) \sim Z_{ion}^2 \quad (Z těžkých iontů), \quad (17.10)$$

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right) \sim Z \quad (Z materiálu je dané počtem elektronov, větší Z , více elektronov) \quad (17.11)$$

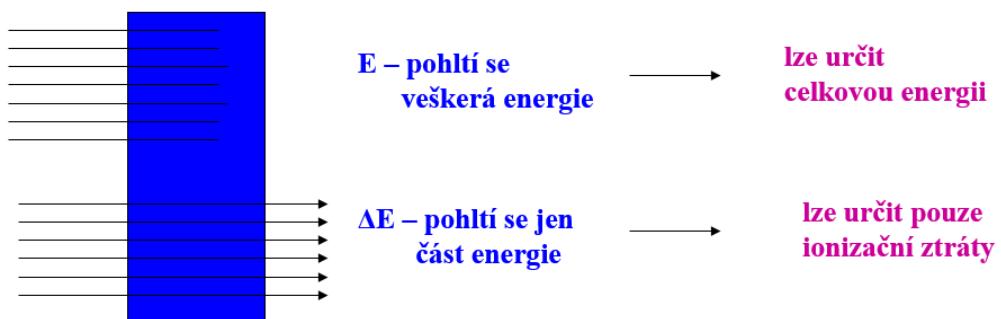
Pro střední budící potenciál I (střední ionizační potenciál) používáme přibližnou hodnotu $I \approx 13,5Z[\text{eV}]$, kde Z je atomové číslo, ačkoliv pro

- lehké prvky platí $I \approx 10Z[\text{eV}]$
- těžké prvky platí $I \approx 15Z[\text{eV}]$.



Obr. 17.2: Závislost lineární brzdné schopnosti na kinetické energii částice pro miony v mědi

17.0.3 Dosah těžkých nabitých částic



Obr. 17.3: U těžkých nabitých částic je jen slabě ovlivněn konec dráhy

Matematicky je dosah definován pomocí vztahu (pro nerelativistický případ)

$$R = \int_0^R dx = \int_0^R \frac{dE}{dx} dx = \int_{T_0}^0 \frac{dE}{dx} = \int_0^{T_0} \frac{dE}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)} = \int_0^{T_0} \frac{dE}{S_l} = \int_0^{T_0} T dT \cong T^2, \quad (17.12)$$

kde T_0 je kinetická energie částice před dopadem do látky. V tomto vztahu jsme použili

$$\frac{dT}{dx} = \frac{dE}{dx} \sim \frac{1}{v^2} \sim \frac{1}{mv^2} = \frac{1}{T}, \quad (17.13)$$

kde

$$T = T_0 \left(1 - \frac{x}{R} \right). \quad (17.14)$$

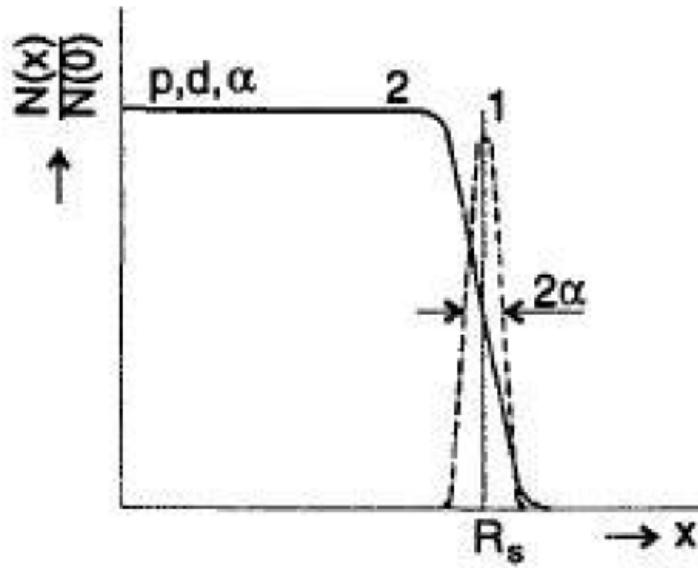
V relativistickém případě je $\beta \rightarrow 1$ a máme konstantní ztráty energie. Minimální ionizace ($Z_{ion} = 1$), která je důležitá pro stavbu kalorimetru je dána vztahem

$$\frac{dE}{d(\rho x)_{min}} = 1,5 \text{ MeV}/(\text{g/cm}^2). \quad (17.15)$$

Použijeme-li ale pro $\left(-\frac{dT}{dx} \right)$ vztah pro Bethe-Blochovu formuli, dostaneme $R = \frac{m}{Z^2} f(v)$, kde funkce $f(v)$ je pro konkrétní látku stejná pro všechny částice. Bethe-Blochova formule ale neplatí pro nízké energie částice, proto je třeba do uvedeného vztahu zavést korekci C , tedy

$$R = \frac{m}{Z^2} f(v) + C. \quad (17.16)$$

Dosah těžkých nabitéých částic je prakticky shodný s trajektorií částice, která je téměř přímková. Je to způsobeno tím, že těžké nabité částice nejsou významněji odchýleny žádnou srážkou, ke kterým navíc dochází ve všech směrech nezávisle. Závislost hustoty proudu těžkých částic v úzkém svazku na tloušťce absorbující vrstvy je vyobrazena na Obr.17.4.



Obr. 17.4: Počet částic v závislosti na hloubce průniku v látce

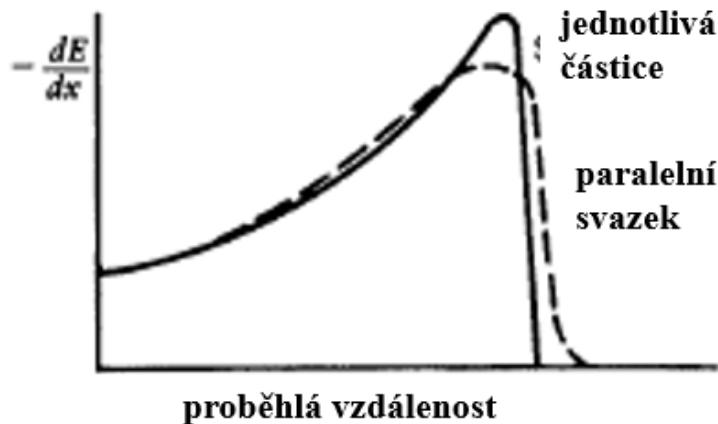
Počet částic nejprve zůstává téměř konstantní, poté začne prudce klesat k nule. Křivka označená 1 představuje diferenciální rozdelení dosahů, křivka 2 integrální rozdelení dosahů. Křivka 1 má Gaussovský tvar

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N(0)}{\alpha \sqrt{x}} \exp \left[-\frac{(x - R_s)}{\alpha^2} \right], \quad (17.17)$$

kde α je fluktuační parametr a charakterizuje šířku křivky; tento vztah vyjadřuje rozdělení dosahů kolem středního dosahu $R_s \equiv R$. Provedeme-li lineární extrapolaci v klesající části křivky 2, pak průsečík s osou x určuje tzv. extrapolovaný dosah R_e . Mezi středním a extrapolovaným dosahem platí vztah

$$R_e = R_s + \frac{1}{2}\alpha\sqrt{\pi} \quad (17.18)$$

K určování dosahů v látce se ale často užívají empirické formule.



Obr. 17.5: Průběh ionizačních ztrát pro jednotlivou částici a pro svazek částic se stejnou energií, tzv. Braggova křivka

17.0.4 Braggova křivka

Při průchodu těžkých nabitych částic látkou lze sledovat lineární ionizaci

$$\Delta N_i = \frac{\Delta N}{\Delta x}, \quad (17.19)$$

která je dána jako podíl počtu iontových párů ΔN vytvořených částicí na úseku dráhy Δx a délky tohoto úseku. Závislost lineární ionizace na vzdálenosti se nazývá Braggovou křivkou. Ionizace roste od konce grafu k maximu a následně klesá směrem k menším délкам prolétnuté dráhy, tj. k vyšším energiím částice. V závěru života tedy částice ionizuje nejvíce - využívá se toho ve zdravotnictví při ozařování nádorů. Následný spád ionizačního účinku je způsobena tím, že těžká nabitá částice po svém zpomalení v látce redukuje svůj elektrický náboj nabráním elektronů.

17.0.5 Chování štěpných fragmentů

Těžké fragmenty produkované při štěpení (ať už indukovaném neutrony nebo spontánním) těžkých jader jsou energetické částice, jejichž vlastnosti se liší od těch do této chvíle probíraných. Jelikož odštěpky jsou na počátku zbaveny spousty elektronů, jejich velký efektivní náboj ústí ve specifické energetické ztráty, které jsou mnohem vyšší než u jiných těžkých nabitych částic. Navzdory tomu, že počáteční energie odštěpků je velmi vysoká, jejich dosah je přibližně polovina dosahu α částice s energií 5 MeV.

Podstatný rys štěpných fragmentů je fakt, že jejich energetické ztráty klesají s úbytkem energie v absorbátoru. Toto chování je v kontrastu s lehčími částicemi (α částice, protony) a je důsledkem stálého úbytku efektivního náboje neseného fragmentem.

17.0.6 Hadrony s vysokou energií - hadronová sprška

Velká část energie je transformována jadernými reakcemi - tříštivé reakce produkce mezonů ($\pi^+, \pi^-, \pi^0, \dots$). Důležitou charakteristikou je interakční délka. Kromě hadronové složky je přítomna i elektromagnetická složka daná hlavně rozpadem π^0 , to se může rozpadat na dvě γ částice, ty dále mohou produkovat páru $e^+ + e^-$. Tím vzniká brzdné záření a tudíž elektromagnetická sprška.

$$\tau(\pi^0) = 8,4 \cdot 10^{-17} \text{ s}, \quad \tau(\pi^+ \pi^-) = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ s}, \quad \tau(\mu) = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ s} \quad c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (17.20)$$

Poměr mezi elektromagnetickou a hadronovou složkou závisí na materiu, odezva se nesmí měnit s energií. Velké množství neutronů vzniká vypařením z vysoce excitovaných jader. Energie, která je potřebná na jeden nukleon je $B \sim 8 \text{ MeV}$, rychle se ztrácí.

Kompenzační kalorimetrie: stejná odezva od elektromagnetické a hadronové složky, přesnost určení energie závisí na poměru těchto složek.

17.1 Detektory těžkých nabitych častic

Pro detekci těžkých nabitych častic potřebujeme dostatečně velké detektory, aby pohltily veškerou energii. Těžká nabitá částice začne okamžitě ionizovat materiu - většinou tedy vysoká účinnost.

Pro detekci můžeme použít:

- Plynem plněné detektory
 - Ionizační komory
 - Proporcionální čítače
 - Mnohodrátové komory
 - Časově projekční komory
- Scintilační detektory
- Polovodičové detektory

17.1.1 Scintilační detektory

Odezva na těžké nabité částice:

- začíná se projevovat nelinearity pro $L = f(E)$
- omezený počet scintilačních center → nasycení - část energie není konvertována

- semiempirická Birksova rovnice:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (17.21)$$

(hlavně pro organické scintilátory)

- Celkový světelný výstup L : $L = \int \left(\frac{dL}{dx} \right) dx$, kde A je absolutní scintilační účinnost a kB je parametr svazující hustotu ionizačních center s ionizací

$$\frac{dE}{dx} \rightarrow 0 \Rightarrow \frac{dL}{dx} \sim \frac{dE}{dx} \quad (17.22)$$

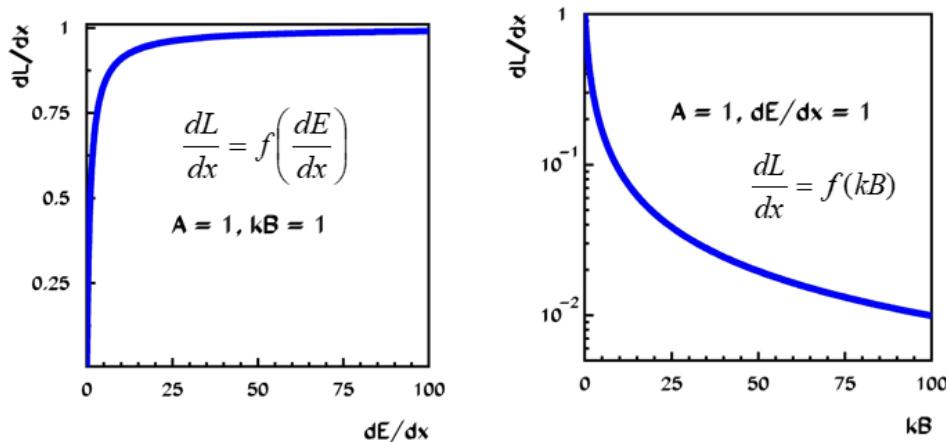
$$kB \rightarrow 0 \Rightarrow \frac{dL}{dx} \sim \frac{dE}{dx} \quad (17.23)$$

$$kB \rightarrow \infty \Rightarrow \frac{dL}{dx} \sim \frac{A}{kB} \rightarrow 0 \quad (17.24)$$

$$\frac{dE}{dx} \rightarrow \infty \Rightarrow \frac{dL}{dx} \sim \frac{A}{kB} \quad (17.25)$$

Z posledních dvou rovnic vyplývá, že saturace nastává, když:

$$L = \frac{A}{kB} R(E) \quad (17.26)$$



Závislost světelného výstupu na ionizačních ztrátách

Závislost světelného výstupu na kB

Obr. 17.6: Závislost světelného výstupu na ionizačních ztrátách (vlevo) a na kB (vpravo)

Různé ionty můžeme rozlišit pomocí analýzy tvaru pulsu:

- krátká a dlouhá komponenta vysvěcování - vybíjení různých excitovaných stavů (v jakém poměru se budí závisí na ionizačních ztrátách)
- možnost použití dvou typů scintilátorů s různou dobou vysvěcování
- $\Delta E - E$ telescopey

$$\Delta E \approx \frac{Z^2}{E} \quad (17.27)$$

17.1.2 Hadronové kalorimetry

Konec hadronové spršky nastává při $E \sim E_{THR}(\pi) \sim 100$ MeV, což je práh produkce mezonů π . Energie má příčný tok energie a podélný tok energie - únik z detektoru. Chyba se potom skládá ze tří komponent:

- statistické fluktuace: $\frac{\sigma_f}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$
- detektorová - šumy, pedestaly: $\frac{\sigma_D}{E} \propto \frac{1}{E}$
- kalibrace - nelinearity fotonásobičů, nehomogeneity: $\frac{\sigma_K}{E} \propto \text{konst}$

Detekuje se tak velké množství neutronů (5 *neutron/GeV*) a jejich energie je ~ 8 MeV.

17.1.3 Kompenzační kalorimetr

Větší odezva je pro částice elektromagnetické komponenty: $L_e/L_h = 1,1 - 1,35$. Pro aktivní a pasivní části kalorimetru je vhodné $L_e/L_h \approx 1$. Uran 238 absorbuje pomalé neutrony, stínění měkkých fotonů vrstvou materiálu s malým Z - absorpcie fotonů ze záchytu neutronů pomocí atomů s velkým Z . Je zde možnost korekce při pozdějším zpracování díky využití informace o průběhu spršky.

17.2 Aplikace spektrometrie těžkých nabitého částic

- identifikace supertěžkých elementů pomocí sekvence rozpadů α
- studium horké a husté hmoty pomocí spektrometrie nabitého částic

17.2.1 Produkce supertěžkých prvků

- Kapkový model:
 - s rostoucím protonovým číslem klesá stabilita
 - s rostoucím protonovým číslem roste přebytek neutronů
- Konkurence objemové energie (vazba silnou interakcí) a coulombovské energie.
- Existence „stabilnějších“ supertěžkých elementů umožněna existencí magických čísel - slupkové struktury \leftrightarrow slupkový model
- ostrov stability - $Z = 114$ a $N = 184$ - závisí na tvaru potenciálu, značná neurčitost Problém:
 - velmi malé účinné průřezy
 - produkce jen jednotlivých jader - nutná bezesporu identifikace

Energie:

- dostatečná na překonání coulombovské bariéry
- co nejmenší, aby složené jádro vydrželo

Možnosti produkce:

- neutronový záchyt - po $Z = 100$ (pak dřívější rozpad než záchyt)
- reakce lehkého jádra na těžkém terči
- slučování těžkých jader „za studena“- projektil $A \sim 40$, $E_{EX} \sim 10$ MeV
- slučování těžkých jader „ze horka“- použití ^{48}Ca ($Z = 20$), $E_{EX} \sim 40$ MeV

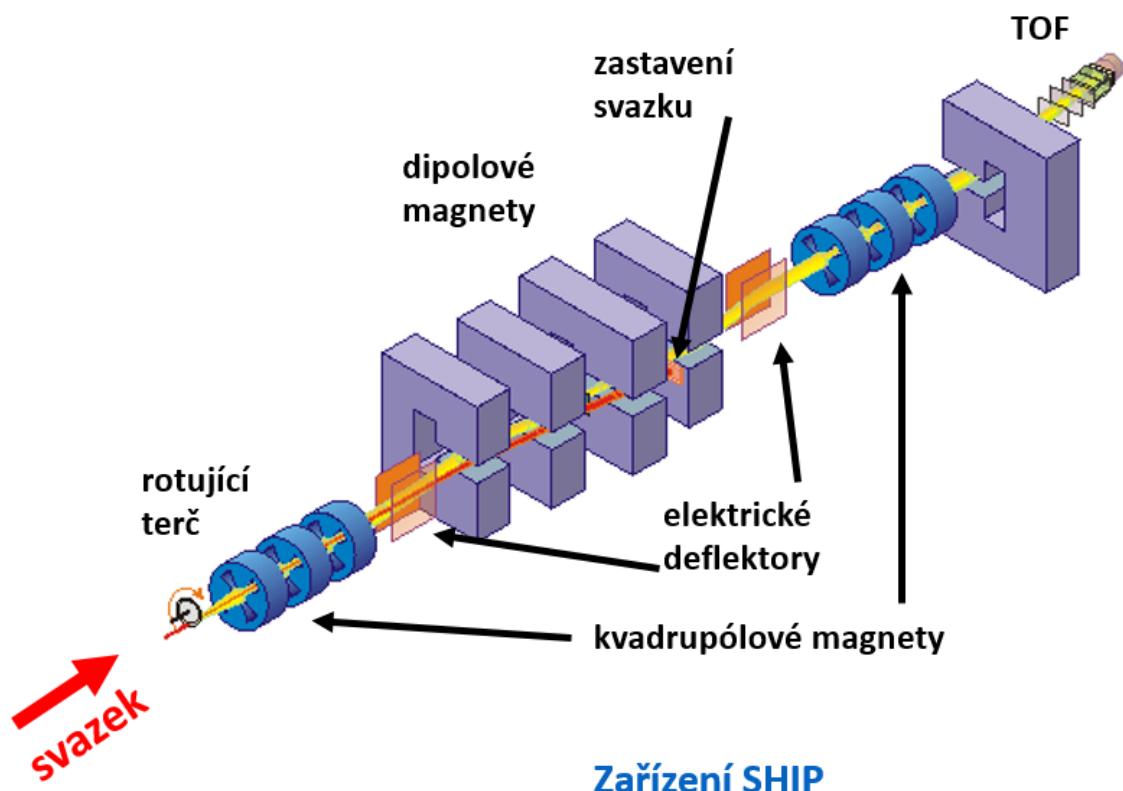
Ve slučování těžkých jader „za studena“ a „ze horka“ je rozdíl v projektilu a v excitační energii. Rozpad řadou rozpadů $\alpha \rightarrow$ částice α nesou informaci o rozdílu energie jader.

17.2.2 Detekce supertěžkých prvků v GSI Darmstadt

- Prvek 107 – 112 - zařízení SHIP v GSI Darmstadt: slučovací reakce na jádrech Pb, Bi: využití separace, separace složeného jádra, implantace do aktivního objemu detektoru a identifikace pomocí řady rozpadů α
- Identifikace jednotlivých případů vzniku a rozpadu supertěžkého prvku:
 - zachycení všech α častic ze sekvence rozpadů a určení jejich energie
 - identifikace štěpení
- Rotující terč (Pb, Bi) - nízký bod tání
- intenzivní svazek - 10^{12} jader/s
- Výběr vzniklého složeného jádra:
 - Rychlostní filtr: $v_{CM} = \frac{m_p}{m_p + m_t} v_p$
- Elektrické deflektory a dipólové magnety:
 - $F_{el} = q \cdot E$ $F_{mag} = q \cdot v \cdot B$
- správný výběr E a $B \Rightarrow$ pro v_{CM} je $F_{TOT} = F_{el} - F_{mag} = 0$
- Potlačení zbývajícího pozadí:
 - TOF spektrometr:
 - * Start - průchodové detektory, tenké uhlíkové fólie (produkce elektronů) a mikrokanálové destičky
 - Efektivita 99,8%, rozlišení 700 ps

- * Stop - 16 křemíkových stripových detektorů, $\Delta E = 14$ keV pro α z ^{241}Am
 - Pokrytí: 80 % z 2π

- HPGe detektory - fotony z vybíjení vybuzených jader
- Účinné průřezy až $\sim pb$, jedno jádro za desítky dní
- Velmi intenzivní svazky po dobu měsíců



Obr. 17.7: Zařízení SHIP v GSI Darmstadt

Slučování při nízkých energiích: objeveny následující prvky:

- 107 Bh Bohrium
- 108 Hs Hassium
- 109 Mt Meitnerium
- 110 Dm Darmstadtiumu
- 111 Rg Roentgenium
- 112 prokázán

Další - slučování za vyšších energií: (112, 113, 114, 115, 116, 118)

Problém:

- nekončí to u známých izotopů (problém s navázáním)

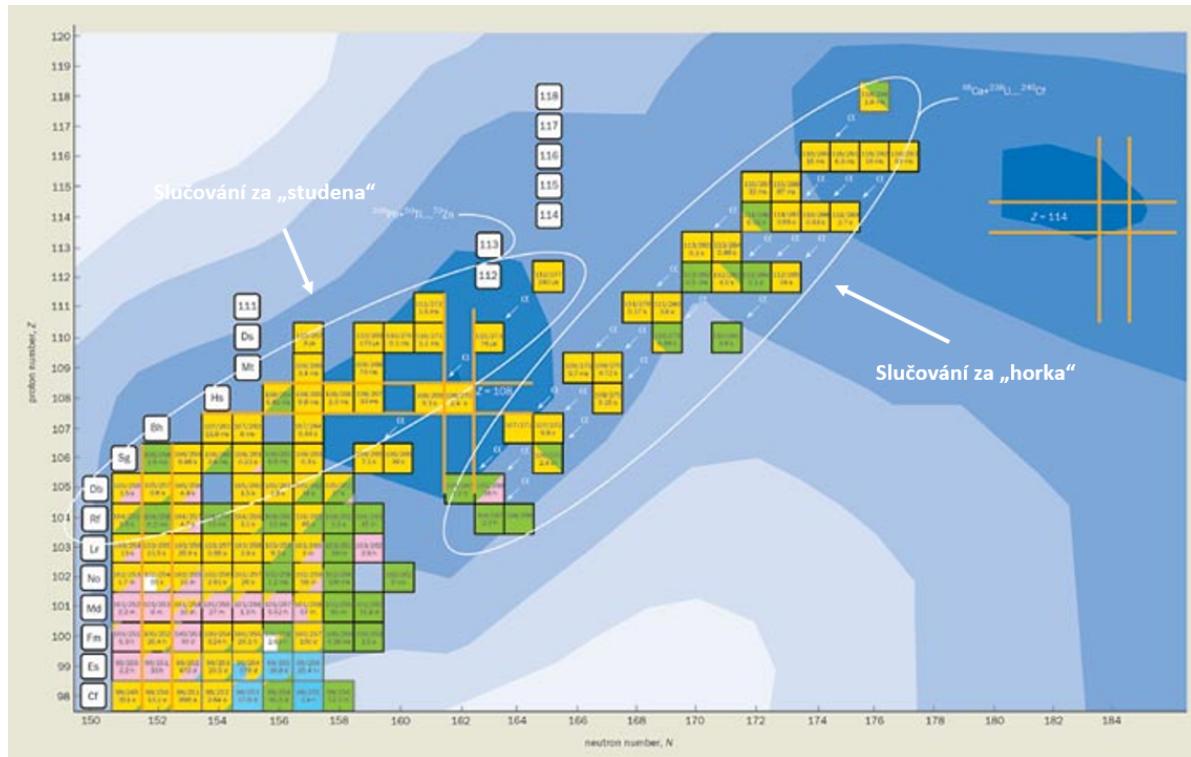
- dost dlouhé poločasy rozpadu (problém s identifikací pomocí koincidencí)

V r. 2006 - navázání - zdálo se to v pořadku

R. 2011 → $Z = 117$

R. 2015 - uznání 113, 115, 117, 118

17.2.3 Mapa supertěžkých prvků



Obr. 17.8: Mapa supertěžkých prvků

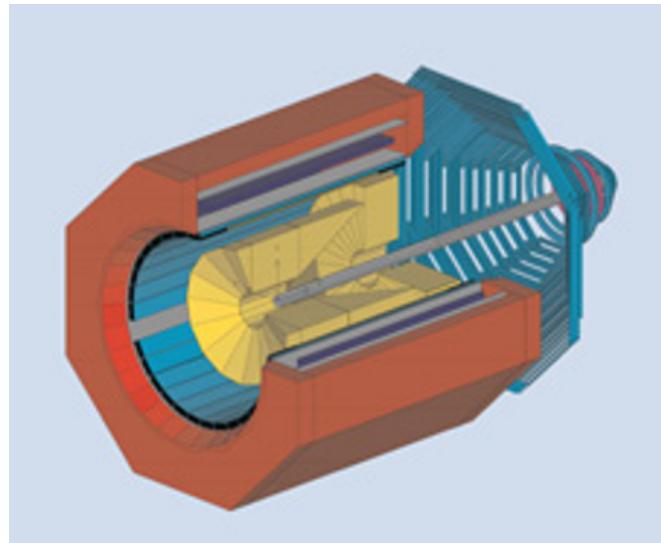
17.2.4 Chemická analýza jednotlivých atomů

- Jádro se rozpadne dříve než vznikne další. Posledním prvkem zatím zkoumaných chemicky je 108 - Hassium.
- Oxid hassičelý - HsO_4 → zkoumání těkavosti → oxidy X-čelé velmi těkavé.
- úzký kanálek s klesající teplotou od -20°C do -170°C → čím těkavější tím dále se dostane než adsorbuje → je obklopen křemíkovým detektorem → detekují α (4π geometrie)
- Hs s $A \sim 288$ bude možná velmi stabilní
- nyní se chemicky zkoumá až po 113, 114 se začíná

17.2.5 Studium horké a husté hmoty pomocí produkce nabitých částic

- srážky relativistických těžkých iontů → velký počet produkovaných nabitých částic

- snaha o 4π detektory nabitych častic
- příkladem je např. FOPI spektrometr v GSI Darmstadt
- určení teploty jaderné hmoty - průběh spektra
- určení tlaku - kolektivní toky častic
 - z tlaku a teploty \Rightarrow určení stavové rovnice jaderné hmoty



Obr. 17.9: Schéma FOPI spektrometru

- zavedli jsme příčnou hmotnost m_T : $m_T^2 c^2 = m^2 c^2 + p_x^2 + p_y^2$
- a rapiditu y : $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\frac{E}{c} + p_z}{\frac{E}{c} - p_z} \right)$
- a tedy: $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{mc + mv \cdot \cos \theta}{mc - mv \cdot \cos \theta} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta \cdot \cos \theta}{1 - \beta \cdot \cos \theta} \right)$
- relativní rapidita: $Y_{REL} = (Y - Y_{PROJ}/2)/(Y_{PROJ}/2)$, kde Y_{PROJ} je rapidita projektilu
- pro oblast terče platí: $Y_{REL} \rightarrow -1$, pro oblast srážky platí: $Y_{REL} \rightarrow 0$ a pro oblast projektilu platí: $Y_{REL} \rightarrow +1$

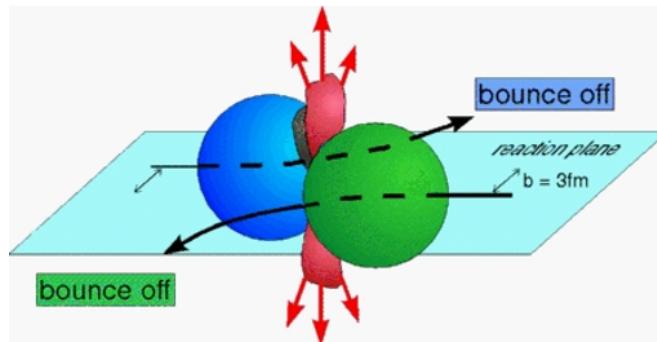
17.2.6 Two Arm Photon Spectrometer

- detekuje kromě γ taky nabité částice
- 384 BaF₂ detektorů s palstikovým vetem - rozlišení neutrálních a nabitych častic
- součinnost s TOF stěnou z plastiku
- energie svazku 10 MeV – 200 GeV (GSI Darmstadt, KVI Groningen, GANIL Caen, CERN)

17.2.7 Kolektivní toky nukleonů

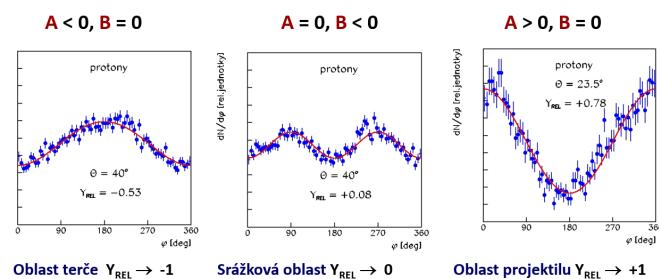
$$N = N_0(1 + A \cdot \cos \phi + B \cdot \cos(2\phi)), \quad (17.28)$$

kde A je velikost asymetrií v rovině srážky a B je velikost asymetrií kolmo na ni (eliptický tok)



Obr. 17.10: Kolektivní toky nukleonů

- Relativní rapidita: $Y_{REL} = (Y - Y_{PROJ}/2)/(Y_{PROJ}/2)$, kde Y_{PROJ} je rapidita projektilu

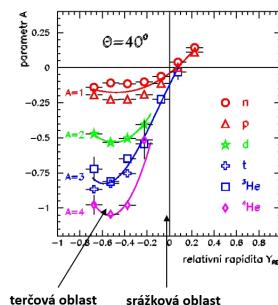


Obr. 17.11: Relativní rapidita

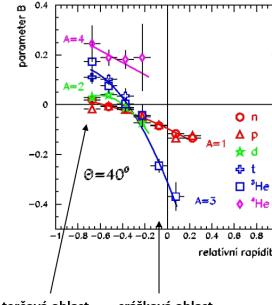
17.2.8 Závislost kolektivních toků na rapiditě

- Experimentální data - závislost velikosti kolektivního toku na počtu nukleonů - v souladu s hydrodynamickými modely

Odtlačení nukleonů „bounce off“ v rovině srážky:



Vystříknutí „squeeze out“ kolmo na rovinu srážky



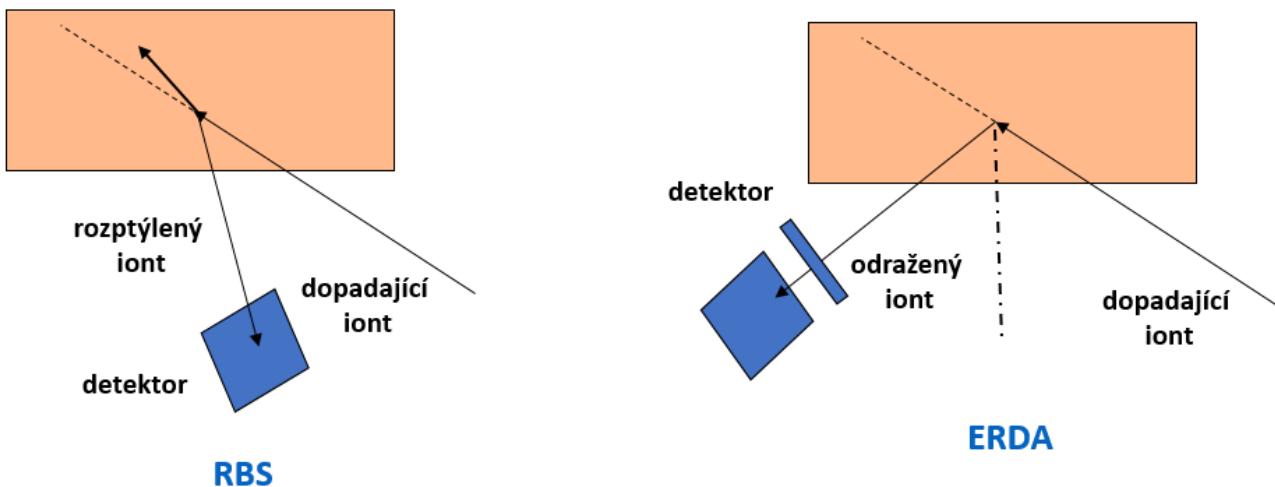
Obr. 17.12: Závislost kolektivních toků na rapiditě

17.2.9 Aplikace v materiálovém výzkumu - rozptyl, kanálování, reakce iontů, ...

Ionty se využívají pro modifikaci a zkoumání struktury povrchových vrstev pevných materiálů. Využití urychlovačů iontů na urychlení na relativně nízké energie v řádu keV až MeV. Spektrometry nabitých částic jsou často polovodičové křemíkové detektory.

17.2.10 Pružný rozptyl iontů

- RBS (Rutherford Backscattering Spectroscopy) - spektroskopie nabitých částic zpětně rozptýlených Rutherfordovým rozptylem - vrstvy od nm do μm - spektroskopie rozptýlených iontů polovodičovými detektory. Změna energie dána změnou hybnosti a ionizačními ztrátami - zjišťují se profily rozložení příměsí v materiálu - používá se pro těžká jádra.
- RBS channeling - kanálování nabitých částic - krystalické struktury - určení směrů význačných krystalových os a příměsí - natáčení krystalového vzorku
- ERDA (Elastic Recoil Detection Analysis) - detekce atomů vyražených iontů - spíše lehčí prvky, od vodíku až po dusík - lze tak i kontrolovaně měnit vlastnosti povrchů - studium obsahu vodíku v polymerech, spojení s měřením doby letu iontů



Obr. 17.13: Vlevo je RBS, vpravo ERDA

17.2.11 Reakce iontů s jádry

- PIGE (Particle Induced Gamma ray Emission)
- PIXE (Particle Induced Gamma ray Emission)

17.2.12 Modifikace a opracování materiálů

- Iontová mikrosonda - velmi úzký intenzivní svazek iontů - použití je skenování povrchů objektů s přesností v řádu mikrometrů

- Iontová implantace - modifikace povrchových vrstev materiálů
- Iontová litografie a obrábění iontovými svazky - příprava mikroelektronických a optoelektronických komponent a mikroskopických mechanických zařízení
- AMS - urychlovačová hmotnostní spektroskopie - příměsi prvků v koncentracích 10^{-15} - často pro uhlíkové datování

Kapitola 18

Spektroskopie záření beta a elektronová spektroskopie

18.1 Interakce lehkých nabitych častic s hmotou

Lehké nabité částice na rozdíl od těžkých nabitych častic ztrácejí svoji energii na mnohem kratších vzdálenostech (10^{-3} m) a mají daleko klikatější trajektorii materiélem absorbátoru. To je dáno srovnatelnými hmotami lehkých nabitych častic a orbitálních elektronů - v jedné srážce se tak částice může odchýlit o velké úhly a ztratit mnohem větší část své energie než těžká nabité částice. Navíc může dojít i k interakci s jádrem, při níž se může zcela změnit směr lehké nabité částice.

Lehké nabité částice procházející látkou ztrácejí energii následujícími pochody

- ionizací a excitací atomů látky (ionizační ztráty)
- buzením brzdného záření (radiační ztráty) - dostatečně vysoká energie, zrychlený pohyb nabité částice → vyzáření elektromagnetického záření, ultrarelativistické energie - produkce párů přes virtuální foton
- rozptyl - rozptyl v Coulombovském poli jádra, v poli elektronů. Rozptyl je způsobován interakcí s atomovými jádry ($\sim f(Z^2)$) i elektrony v atomovém obalu ($\sim f(Z)$) (na rozdíl od těžkých nabitych častic - zde hlavní interakce s jádry), ztráta energie pak hlavně interakcí s elektrony v atomovém obalu.
- Čerenkovovo záření - nabité částice pohybující se rychleji než světlo v daném prostředí vyzařuje elektromagnetické záření v oblasti viditelného světla - minimální ztráta energie.
- elektromagnetické sprška - velmi vysoké energie

Lehkými nabitymi částicemi rozumíme elektrony a pozitrony. Pozitron po zabrzdění v látce anihiluje s elektronem za vzniku dvou γ -kvant: $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$.

Elektricky nabité částice se pohybují v magnetických a elektrických polích.

18.1.1 Ionizační ztráty energie

Mechanismus ionizačních ztrát je stejný jako u těžkých nabitého částic, je ale třeba vzít v úvahu tzv. výměnné efekty mající kvantově-mechanickou povahu. Proto musíme pro tento případ Bethe-Blochovu formuli modifikovat. Elektrony a pozitrony jsou lehké částice a tudíž jsou většinou relativistické. Při ionizaci mohou předat velkou část energie.

- Interakce elektronu - interakce totožných částic $\rightarrow \Delta E_{MAX} = E/2$
- Interakce pozitronů - nejedná se o totožné částice, na konci dráhy anihilují \rightarrow produkce energie 1,022 MeV

Chceme určit ionizační ztráty - ztráty energie: $-\frac{dE}{dx}$.

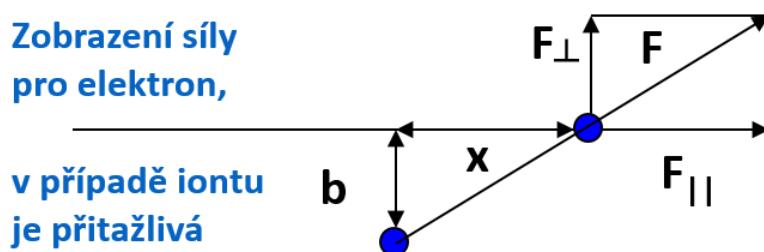
Postup pro odvození rovnice pro ionizační ztráty:

- klasické odvození pro nerelativistické těžké částice
- kvantové odvození pro nerelativistické částice
- relativistické opravy a opravy na totožnost částic u elektronu

18.1.2 Bethe-Blochova formule

Klasické odvození (předpoklad nerelativistické rychlosti a $\Delta E \ll E$):

- Změna hybnosti: $\Delta p_b \approx \int_{-\infty}^{+\infty} F dt$
- Na částici působí elektrická síla: $F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_{ion}e^2}{(x^2 + b^2)}$, konstanta $\frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ převádí vztah do soustavy SI, většinou se pokládá rovna jedné
- Srážkový parametr b se v průběhu rozptylu moc nemění: vliv $F_{||}$ na změnu hybnosti se vyruší (druhá půlka vyruší první)
- Vliv má jen: $F_{\perp} = F \frac{b}{\sqrt{x^2 + b^2}}$



Obr. 18.1: Zobrazení síly pro elektron, v případě iontu je přitažlivá

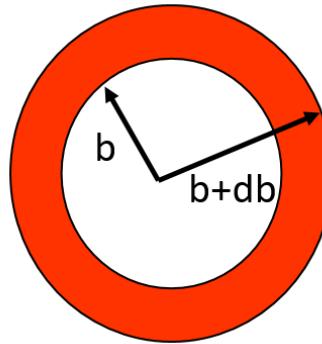
- Vyjádříme dráhu pomocí rychlosti: $dx = vdt$ Pokud se rychlosť v při interakci s jedním elektronem mění málo, je předaná hybnost:

$$\begin{aligned}\Delta p_b &\approx \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F_\perp dx}{v} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_{ion}e^2 b}{v} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(x^2 + b^2)^{3/2}} \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_{ion}e^2 b}{v} \left[\frac{1}{b^2} \frac{x}{\sqrt{x^2 + b^2}} \right]_{-\infty}^{+\infty} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Z_{ion}e^2}{bv}\end{aligned}\quad (18.1)$$

- Kinetická energie elektronu po interakci s ionizující částicí: $E_{KINe} = \frac{(\Delta p_e^2)}{2m_e} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{2Z_{ion}^2 e^4}{b^2 m_e v^2}$

Průchod částice materiálem po dráze Δx :

- Mějme tenký cylindr (průřez mezikruží $(b, b + db)$):



Obr. 18.2: Infinitezimální obsah mezikruží, kterým prochází částice.

- Počet elektronů v cylindru: $dN_e = n_e 2\pi b db \Delta x$, kde n_e je hustota elektronů v materiálu
- Celková ztráta energie v cylindru: $-\Delta E_{cylindr} = E_{KINe} \Delta N_e$, kde ΔN_e je počet elektronů v cylindru
- Ztráta energie v celém válci: $-\Delta E = \int E_{KINe} dN_e = n_e \Delta x \int_0^\infty E_{KINe} 2\pi b db$
- Dosadíme za E_{KINe} : $-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi Z_{ion}^2 e^4}{m_e v^2} n_e \int_0^\infty \frac{db}{b}$
- Je-li náboj atomů materiálu Z platí $n_e = Z n_0$, kde n_0 je hustota atomů v materiálu.
- Vyjádříme ji pomocí hustoty ρ , Avogadrovy konstanty N_A a atomové hmotnosti A :

$$n_0 = \frac{\rho N_A}{A} \Rightarrow n_e = \frac{Z}{A} \rho N_A \quad (18.2)$$

- a tedy:

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi Z_{ion}^2 e^4}{m_e v^2} \frac{Z}{A} \rho N_A \int_0^\infty \frac{db}{b} \quad (18.3)$$

- V případě limit integrace 0 a ∞ dostáváme divergující integrál.

- Limity pro integraci nejsou ve skutečnosti 0 a ∞ , ale b_{min} a b_{max} :
- Maximální energie je přenesena v čelní srážce, elektron získá energii:

$$\Delta E_{MAX} = E_{KINe}(MAX) = \frac{1}{2}m_e(2v)^2 \quad (18.4)$$

neboť maximální přenesená hybnost $\Delta p_{MAX} = p_{MAXe} = 2m_e v$

- Použijeme vztah mezi přenesenou energií a parametrem srážky:

$$2m_e v^2 = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{2Z_{ion}^2 e^4}{b_{MIN}^2 m_e v^2} \Rightarrow b_{MIN} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right) \frac{2Z_{ion} e^2}{m_e v^2} \quad (18.5)$$

- Minimální přenesená hybnost závisí na středním ionizačním potenciálu elektronů v atomu I a je rovna $\Delta p_{MIN} = \frac{I}{v}$ a $\Delta E_{MIN} = \frac{\Delta p_{MIN}^2}{2m_e} = \frac{I^2}{2m_e v^2}$ (práce vykonaná při průletu musí být větší než ionizační potenciál) a odpovídající parametr srážky je:

$$\frac{I^2}{2m_e v^2} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{2Z_{ion}^2 e^4}{b_{MAX}^2 m_e v^2} \Rightarrow b_{MAX} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right) \frac{2Z_{ion} e^2}{I} \quad (18.6)$$

- Určíme příslušný integrál:

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi Z_{ion}^2 e^4}{m_e v^2} \frac{Z}{A} \rho N_A \ln \left(\frac{b_{MAX}}{b_{MIN}}\right) \quad (18.7)$$

kde

$$\frac{b_{MAX}}{b_{MIN}} = \frac{\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right) \frac{2Z_{ion} e^2}{I}}{\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right) \frac{Z_{ion} e^2}{m_e v^2}} = \frac{2m_e v^2}{I} \quad (18.8)$$

- a tedy:

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi \cdot Z_{ion}^2 e^4}{m_e v^2} \frac{Z}{A} \rho \cdot N_A \ln \frac{2m_e v^2}{I}$$

Obr. 18.3: Bethe-Blochova formule

RELATIVISTICKÉ OPRAVY:

- Maximální předaná hybnost: $p_{e,max} = 2mv \Rightarrow p_{e,max} = \frac{2mv}{\sqrt{1-\beta^2}}$, kde $\beta = \frac{v}{c}$
- Redukce elektrického pole částice ve směru letu faktorem $(1-\beta^2)$ a v kolmém směru zvětšení faktorem $1/\sqrt{1-\beta^2}$

- Nakonec dostaneme:

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi Z_{ion}^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} \frac{Z}{A} \rho N_A \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I}\right) + \ln\left(\frac{1}{1 - \beta^2}\right) - \beta^2 \right] \quad (18.9)$$

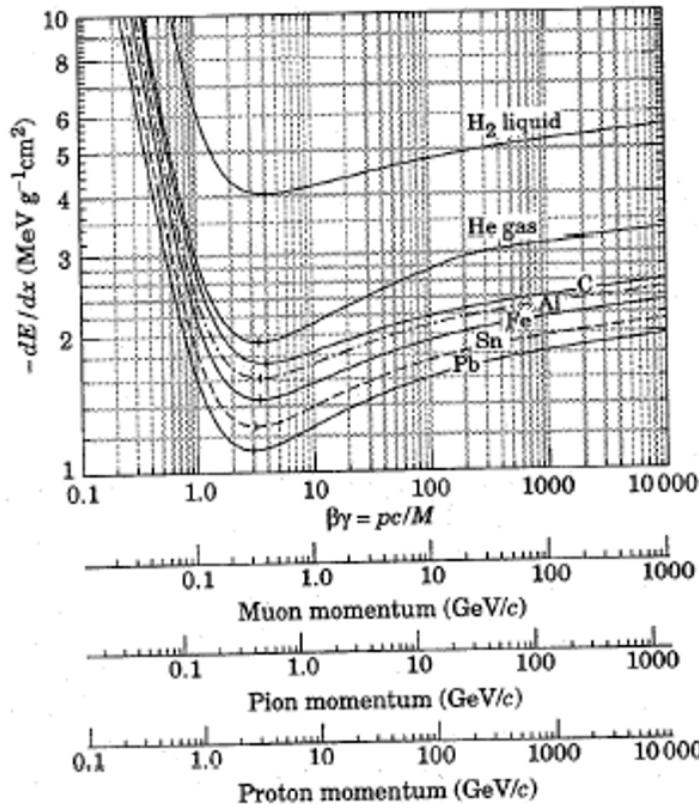
$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi Z_{ion}^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} \frac{Z}{A} \rho N_A \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1 - \beta^2)}\right) - \beta^2 \right] \quad (18.10)$$

- Pro $v \ll c$ dostaneme dříve uvedenou rovnost.

Pro elektrony je tato rovnost ještě složitější:

- V případě elektronu → identické částice → maximální předaná energie $\Delta E_{MAX} E/2$

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi Z_{ion}^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} \frac{Z}{A} \rho N_A \frac{1}{2} \left[\ln \frac{m_e c^2 \beta^2 E}{2I^2(1 - \beta^2)} - (\ln 2)(2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2) + (1 - \beta^2) + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2 \right] \quad (18.11)$$



Obr. 18.4: Ukázka ionizačních ztrát pro některé částice

Porovnáme-li ztráty ionizací pro elektron a pro těžké nabité částice téže kinetické energie, zjistíme, že při nízkých energiích (stovky MeV) jsou ztráty těžkých nabitych častic asi 1000-krát větší. Při relativistických energiích (řádově GeV) jsou ale ztráty elektronů se ztrátami těžkých častic srovnatelné. Proto v dráhových detektorech jsou stopy těžkých nabitych častic nízkých energií tlustší než stopy elektronů, zatímco při relativistických energiích vykazují stopy všech nabitych častic stejnou tloušťku.

18.1.3 Pružný rozptyl

- Jednotlivý rozptyl $d \ll \frac{1}{n_0\sigma}$
- Násobný rozptyl $d \sim \frac{1}{n_0\sigma}$
- Mnohonásobný rozptyl $d \gg \frac{1}{n_0\sigma}$
- Těžké částice - významný jen rozptyl na atomových jádřech
- Lehké částice - významný i rozptyl na elektronech

Jednotlivý rozptyl v poli jádra - popsán pomocí Rutherfordova rozptylu:

$$\cot\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \frac{4\pi\epsilon_0 mv^2 b}{Z_{ion} Ze^2} \quad (18.12)$$

- Těžké částice - rozptyl na malé úhly \rightarrow dráha lehce zvlněná
- Lehké částice - rozptyl na velké úhly \rightarrow nedefinovaný dolet (pro „nižší energie“)

Střední kvadratická odchylka od původního směru $\overline{\Theta^2}$ závisí na střední kvadratické hodnotě úhlu rozptylu $\overline{\vartheta^2}$:

(zjednodušené klasické odvození pro „těžké částice“ - malé úhly rozptylu)

- $\vartheta \rightarrow 0$:

$$\frac{\vartheta}{2} \approx \tan\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \frac{Z_{ion} Ze^2}{4\pi\epsilon_0 mv^2 b} \quad (18.13)$$

a tedy:

$$\vartheta^2 \approx \frac{(Z_{ion} Ze^2)^2}{4(\pi\epsilon_0 mv^2)^2 b^2} \quad (18.14)$$

- Určíme $\overline{\vartheta^2}$:

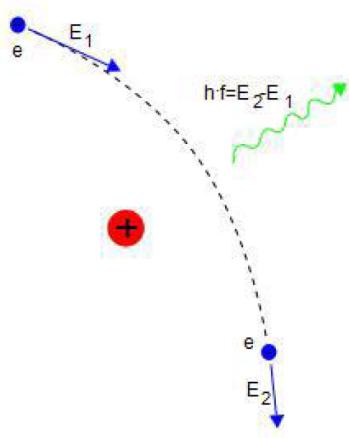
$$\begin{aligned} \overline{\vartheta^2} &= \frac{\int_{b_{min}}^{b_{max}} \vartheta^2(b) 2\pi b db}{\int_{b_{min}}^{b_{max}} 2\pi b db} = \frac{\frac{2\pi(Z_{ion} Ze^2)^2}{4(\pi\epsilon_0 mv^2)^2} \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{1}{b} db}{2\pi \int_{b_{min}}^{b_{max}} b db} = \frac{\frac{\pi(Z_{ion} Ze^2)^2}{2(\pi\epsilon_0 mv^2)^2} [\ln b]_{b_{min}}^{b_{max}}}{\pi [b^2]_{b_{min}}^{b_{max}}} \\ &= \frac{\left(\frac{Z_{ion} Ze^2}{\pi\epsilon_0 mv^2}\right)^2 \ln \frac{b_{max}}{b_{min}}}{2(b_{max}^2 - b_{min}^2)} \end{aligned} \quad (18.15)$$

- $\overline{\Theta^2}$ je pak určeno:

$$\overline{\Theta^2} = N_{roz} \overline{\vartheta^2} \quad (18.16)$$

kde N_{roz} je počet rozptylů:

$$N_{roz} = N_{atom} x \sigma = \rho \frac{N_A}{A} x \int_{b_{min}}^{b_{max}} 2\pi b db = \pi \rho \frac{N_A}{A} x (b_{max}^2 - b_{min}^2) \quad (18.17)$$



Obr. 18.5: Brzdné záření produkované nalétávajícím vysokoenergetickým elektronem v poli atomového jádra

- Výsledná hodnota je:

$$\overline{\Theta^2} = \frac{1}{2} \rho \frac{N_A}{A} x \pi \left(\frac{Z_{ion} Z e^2}{\pi \epsilon_0 m v^2} \right)^2 \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} = \frac{1}{2 \pi \epsilon_0^2} \rho \frac{N_A}{A} \frac{x Z_{ion}^2 Z^2 e^4}{p^2 v^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \quad (18.18)$$

Důležité vlastnosti rozptylu:

- Silná závislost na hybnosti
- Silná závislost na rychlosti: $1/v^4$
- Silná závislost na hmotnosti: $1/m^2$
- Silná závislost na náboji částice: Z_{ion}^2
- Silná závislost na Z prostředí: Z^2

18.1.4 Brzdné záření

Ztráty energie buzením brzdného záření nazýváme radiačními ztrátami. K buzení brzdného záření letící nabité částicí dochází v poli atomového jádra, resp. v poli obalového elektronu, v důsledku vzájemného coulombického působení. Nabité částice ztratí část své kinetické energie, která se vyzáří ve formě fotonů. Částice přitom změní směr své dráhy, jak lze vidět na Obr. 18.5.

Nabité částice pohybující se zrychleně vyzařuje elektromagnetické záření.

- Energie vyzářená za časovou jednotku: $-\frac{dE}{dt} \sim a^2$
- Zrychlení je dáno Coulombovou interakcí:

$$|a| = \frac{|F_c|}{m} = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \frac{Z_{ion} Z e^2}{r^2} \frac{1}{m} \quad (18.19)$$

- Závislost na náboji prostředí: $-\frac{dE}{dt} \sim Z^2$, závislost na náboji iontu: $-\frac{dE}{dt} \sim Z_{ion}^2$
a hmotnosti: $-\frac{dE}{dt} \sim \frac{1}{m^2}$
- Rozdíl v náboji iontu malý, v hmotnosti mnohem větší:
- Pro proton a elektron:

$$\frac{\left(-\frac{dE}{dt}\right)_{rad} (proton)}{\left(-\frac{dE}{dt}\right)_{rad} (elektron)} = \frac{\frac{1}{m_p^2}}{\frac{1}{m_e^2}} = \frac{m_e^2}{m_p^2} = \left(\frac{0,511 \text{ MeV}}{938 \text{ MeV}}\right)^2 = 0,3 \cdot 10^{-6} \quad (18.20)$$

- Pro mion a elektron je stejný poměr $2,6 \cdot 10^{-5}$

Radiační ztráty se projevují v „normální“ situaci jen u elektronu a pozitronu. Při ultrarelativistických energiích i pro další částice. Platí tedy, že radiační ztráty jsou nejvyšší u nejlehčích částic (protonů a pozitronů). Ztráty energie buzením brzdného záření jsou úměrné kvadrátu atomového čísla látky, nejvýraznější jsou tedy v látkách s těžkými atomy.

Radiační ztráty se vedle ionizačních ztrát začínají uplatňovat v lehkých látkách při kinetických energiích elektronů $T \geq 100 \text{ MeV}$, v těžkých látkách při $T \geq 10 \text{ MeV}$.

- Na základě kvantové fyziky dostaneme pro ztráty energie pro elektron (pozitron) $Z_{ion} = 1$:
- Popis ekvivalentní popisu tvorby párů:
- (jde o podobný výpočet i výsledek jako pro produkci párů - viz interakce záření γ)

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = 4\rho \frac{N_A}{A} r_0^2 \alpha E Z^2 F(E, Z) \quad (18.21)$$

kde pro připomenutí:

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ m}, \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \eta c} = \frac{1}{137} \quad (18.22)$$

- průběh funkce $F(E, Z)$ závisí na energii (E_0 - počáteční energie elektronu) - zda je nutno započít stínění elektronů:
- $E \approx h\nu_0$ - vlastní frekvence atomu → interakce s atomem - není vliv stínění
- $E \gg h\nu_0$ - interakce s jádrem → stínění je zapotřebí započít podle toho, kde elektron s jádrem interaguje:
 - Malá energie → nutno velké pole blízko jádra
 - Velká energie → stačí slabé pole dál od jádra - tam je maximum produkce

* bez stínění: $m_e c^2 \ll E_0 \ll \frac{m_e c^2 Z^{1/3}}{\alpha}$: $F(E, Z) = \ln 2\xi - f(Z) - \frac{1}{3}$, kde $\xi = \frac{E_0}{m_e c^2}$

$$* \text{ úplné stínění: } E_0 \gg \frac{m_e c^2 Z^{1/3}}{\alpha}: \quad F(E, Z) = \ln(183Z^{-1/3}) - f(Z) + \frac{1}{18}$$

a $F(E, Z)$ v případě bez stínění slabě závisí na E a v případě úplného stínění na E nezávisí.

Vztah pro ztráty energie brzdným zářením (Bethe-Heitlerův vztah):

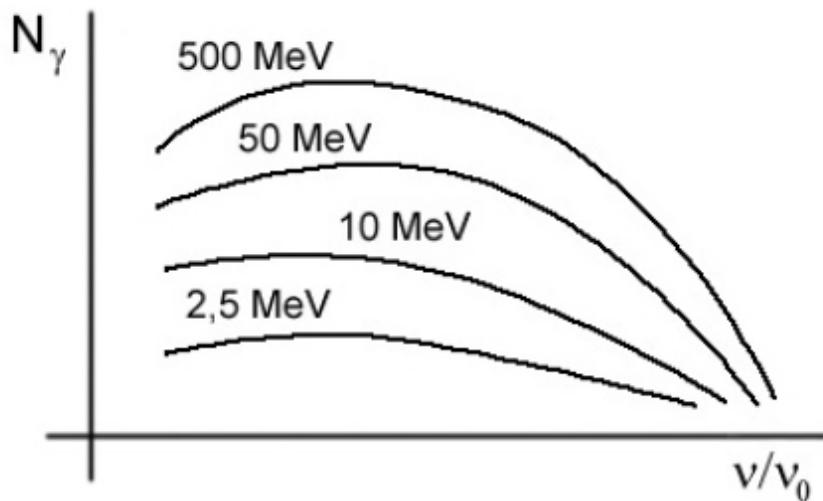
$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{rad} = \frac{1}{X_0} E \quad (18.23)$$

- Pro radiační délku X_0 pak platí: $\frac{1}{X_0} = 4\rho \frac{N_A}{A} r_0^2 \alpha Z^2 F(E, Z)$
- Energetické ztráty elektronu (jsou-li pouze radiační ztráty): $E(x) = E_0 \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right)$ kde E_0 je počáteční kinetická energie elektronů a x je tloušťka absorbátoru.

Jak je vidět, kinetická energie elektronů klesá při průchodu prostředím exponenciálně. Navíc nám tento vztah poskytuje i fyzikální význam radiační délky X_0 - je to úsek dráhy, na kterém energie elektronů poklesne na $1/e$. Termín brzdného záření byl zaveden Nikolou Teslou.

Energetické spektrum fotonů brzdného záření:

Energii fotonů lze vypočítat pomocí vztahu $E_\gamma = h\nu_0$. Frekvenci získáme jako $\nu_0 = \frac{1}{h}(E - m_e c^2)$.



Obr. 18.6: Energetické spektrum fotonů brzdného záření

Porovnání ionizačních a radiačních ztrát:

- Kritická energie E_c : $E = E_c \Rightarrow \left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion}$
- Pro elektron a pozitron je $E_c > m_e c^2 \rightarrow v \approx c$

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{rad} = \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{ion} \Leftrightarrow 4\rho \frac{N_A}{A} r_0^2 \alpha E Z^2 F_{rad}(E, Z) = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi e^4}{m_e c^2} \frac{Z}{A} \rho N_A F_{ion}(E) \quad (18.24)$$

$$\frac{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad}}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion}} = \frac{\alpha}{\pi m_e c^2} Z \frac{F_{rad}(E, Z)}{F_{ion}(E)} = \frac{\alpha \xi}{\pi} Z \frac{F_{rad}(E, Z)}{F_{ion}(E)} \approx \frac{ZE}{1600m_e c^2} \quad (18.25)$$

- Rovnost ionizačních a radiačních ztrát nastává při

$$E_c \approx \frac{1600m_e c^2}{Z} \quad (18.26)$$

- pro $v \rightarrow c$ platí $F_{ion}(E) = f(\ln E)$:

$$\xi_c = \frac{E_c}{m_e c^2} = \frac{\pi}{\alpha} \frac{1}{Z} \frac{F_{ion}(E)}{F_{rad}(E, Z)} \quad (18.27)$$

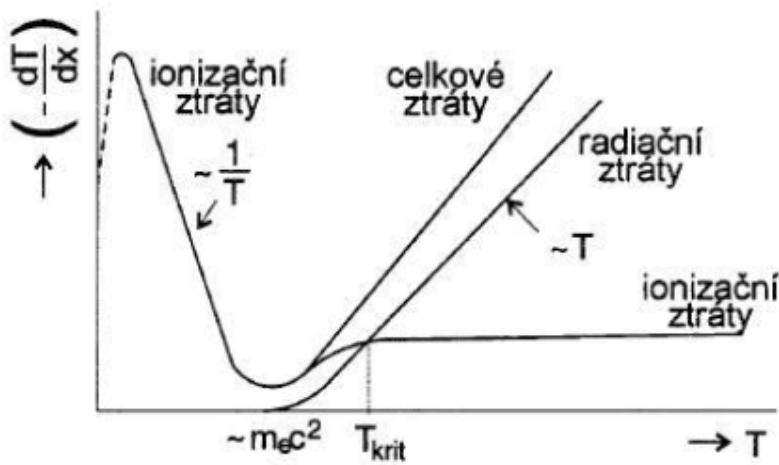
	E _c [MeV]
vzduch	80
Al	40
Pb	7,6

Obr. 18.7: Kritická energie

18.1.5 Celkové ztráty energie

Celkové energetické ztráty elektronu jsou rovny součtu ionizačních a radiačních ztrát:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{celkov} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (18.28)$$

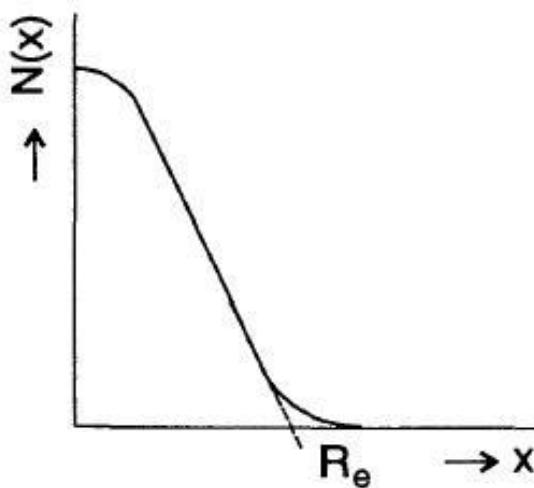


Obr. 18.8: Ztráty energie elektronu při průchodu látkou

Vidíme, že do hodnoty $E \approx m_e c^2$ se celkové ztráty rovnají ionizačním ztrátám. Od této energie jsou celkové ztráty dány jako součet ionizačních a radiačních ztrát. pro energie $E > E_c$ převládají radiační ztráty.

18.1.6 Dosah elektronů v látce, pohlcení

Elektron se může při jedné srážce výrazně odchýlit od své původní dráhy. Proto dráha elektronu, na rozdíl od těžké nabité částice, je v látce křivočará a její celková délka je podstatně větší než je dosah elektronů. Na Obr. 18.9 je absorbční křivka znázorňující závislost počtu monoenergetických elektronů na tloušťce absorbátoru. Neexistuje přesný dosah.



Obr. 18.9: Dosah elektronů v látce

Ze závislosti vidíme, že počet elektronů klesá téměř lineárně s tloušťkou absorbátoru. Pokud prodloužíme lineární část k ose x , dostaneme tzv. extrapolovaný dosah R_e . Tato veličina udává tloušťku absorbátoru, jež zadrží všechny elektrony (proto je R_e někdy nazýváno maximálním dosahem).

Teoreticky počítat hodnoty R_e je velmi obtížné (vzhledem k tomu, že trajektorie není přímočará, nelze integrovat jako v případě těžkých nabitych častic). Proto se zde používají opět empirické vztahy:

- pro hliník (hliník je uváděn proto, že má vhodné vlastnosti, např. u elektronů nevyvolává brzdné záření):

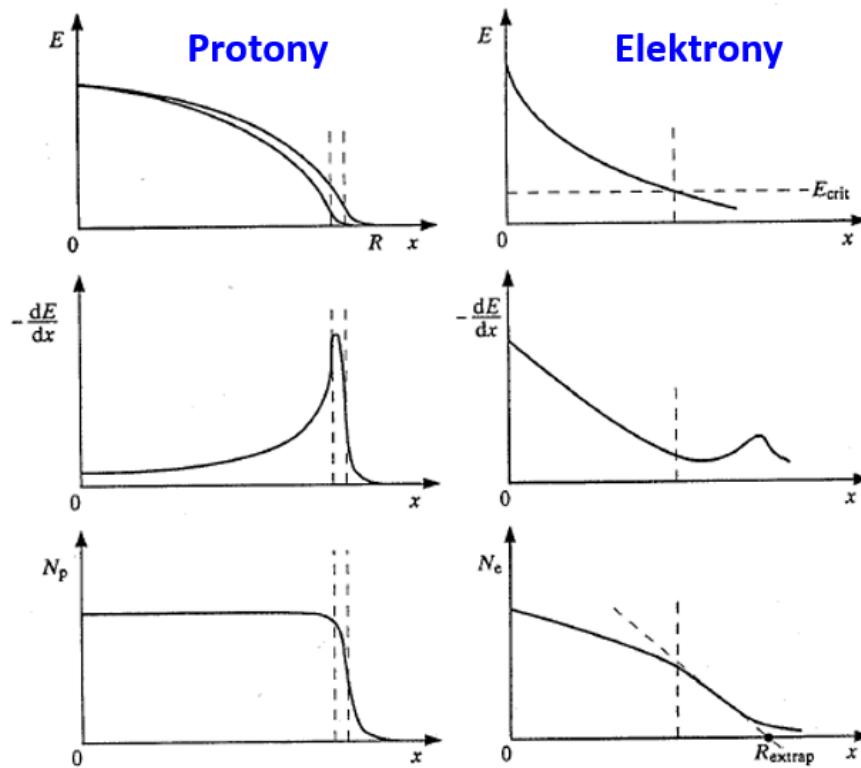
$$R_e[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}] = 0,407T^{1,38}, \quad 0,15 \text{ MeV} < T < 0,8 \text{ MeV}, \quad (18.29)$$

$$R_e = 0,542T - 0,133, \quad 0,8 \text{ MeV} < T < 3 \text{ MeV} \quad (18.30)$$

- pro jiné prvky:

$$R_X = R_{Al} \frac{(Z/A)_{Al}}{(Z/A)_X} \quad (18.31)$$

Pro spektrum zářiče β dostaneme exponenciální závislost.

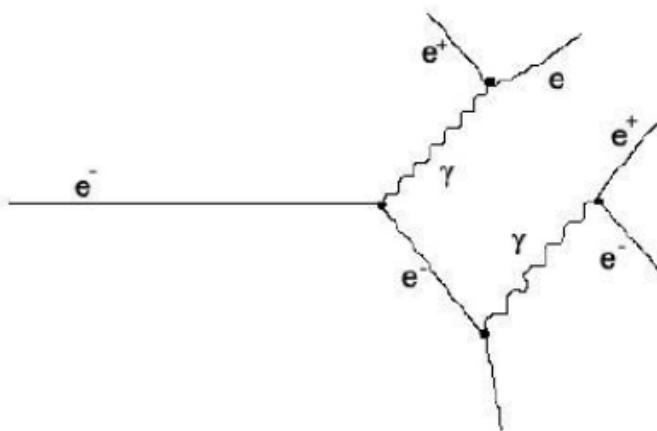


Obr. 18.10: Schématické porovnání různých veličin pro protony a elektrony

18.1.7 Elektromagnetická kaskáda (sprška)

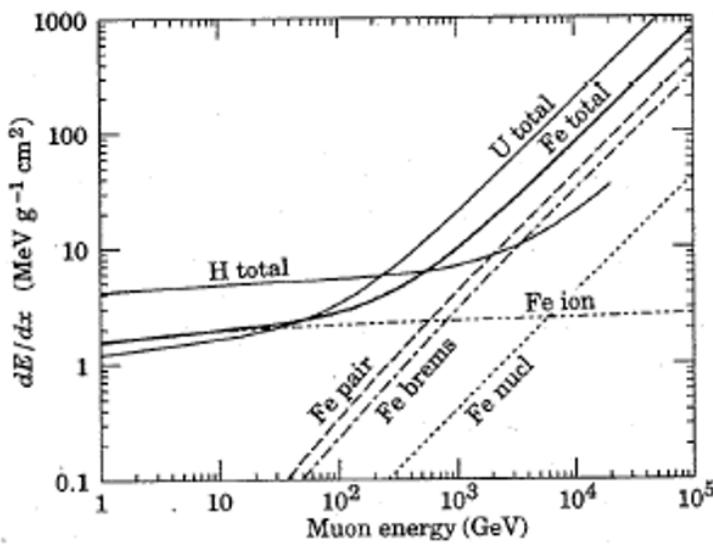
Elektromagnetická sprška vzniká u vysoké energetických elektronů nebo γ -kvant. Při dostatečně vysoké energii totiž může foton způsobit generaci elektron-pozitronového páru. Stejně tak elektron s dost vysokou energií způsobuje brzdné záření o vysoké energii.

Proces je rozkreslen na Obr.18.11 - elektron se zbrzdí (a odkloní) vysláním γ -kvanta, to dále generuje pár e^+e^- , který se potenciálně může dále brzdit vysíláním brzdného záření.



Obr. 18.11: Elektromagnetická sprška

18.1.8 Ultrarelativistické energie



Obr. 18.12: Při ultrarelativistické energii převládnou i u mionů radiační ztráty brzdným zářením a produkci párů

18.1.9 Úhlové a energetické rozdělení fotonů brzdného záření

- Úhlové rozdělení - úhlové rozdělení vysílaných fotonů brzdného záření závisí na energii nabitéch částic, nezávisí na energii vysílaných fotonů. Střední úhel Θ emise kvant brzdného záření, buzeného elektrony s energií E_{TOT} , je přibližně dán vztahem

$$\sim \Theta_S = \frac{m_e c^2}{E_{TOT}} = \gamma \quad E \rightarrow \infty \Rightarrow \Theta_S \rightarrow 0 \quad (18.32)$$

Při nízkých energiích je brzdné záření vyzařováno prakticky izotropně do všech směrů od místa interakce. Se vzrůstající energií E elektronu budícího brzdné záření je střední úhel Θ_S emitovaných fotonů stále menší. Při vysokých energiích dopadajících nabitéch částic je brzdné záření přednostně vysíláno v úzkém kuželu „vpřed“ (v dopředném směru) ve směru dopadu nabitéch částic.

- Energetické rozdělení - maximální možná vyzářená energie - kinetická energie elektronu

18.1.10 Výkon brzdného záření

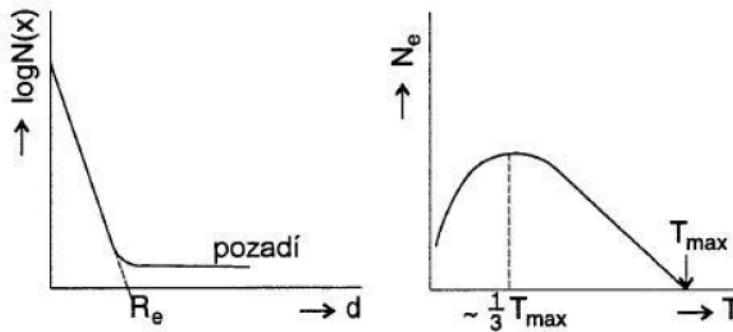
Nyní uvedeme vztahy pro výkon brzdného záření na tenkém a ne příliš tlustém terčíku:

- Tenký terčík: $P_{rad} = 1,9 \cdot 10^3 (T + m_e c^2) \frac{Z \rho dI}{A}$, přičemž jsme zanedbali ionizační ztráty a mnohonásobný rozptyl
- Ne příliš tlustý terčík: $P_{rad} = 3 \cdot 10^{-3} T^{1,75} Z I$, kde předpokládáme, že se elektron v terči zabrzdí, ale ne natolik, aby ztratil veškerou svou energii

Při tom d je tloušťka terčíku, I je proud elektronů a ρ je hustota látky, ze které je terčík vyroben.

18.1.11 Absorbce záření β

Zářiče β emitují záření se spojitým energetickým spektrem. Nízkoenergetické β -záření jsou absorbovány již v malých tloušťkách absorbátoru, většina ze spektra β -záření má však přibližně exponenciální dosah (toto chování je však pouze empirická approximace, která nemá fundamentální základy jako je tomu například u exponenciálního útlumu γ -záření).



Obr. 18.13: Vlevo: dosah β -záření, vpravo: spektrum β -záření

Produkci β -záření lze popsat procesem



kde $\bar{\nu}$ je antineutrino. Součet energií $e^- + \bar{\nu}$ je pokaždé stejný, ovšem rozdělení energie mezi těmito dvěma částicemi může být různé.

Dosah β -záření lze popsat vzorcem

$$N(d) = N_0 \exp(-\mu d), \quad (18.34)$$

kde N_0 je počet elektronů před vstupem do absorbátoru, $N(d)$ je počet elektronů, které prošly tloušťkou absorbátoru d a μ je lineární součinitel zeslabení. Zavádí se též hmotnostní součinitel zeslabení $\mu_m = \mu/\rho$, kde ρ je hustota absorbátoru. Veličina μ_m závisí na E_{max} a mění se jen málo s atomovým číslem Z jader absorbátoru. To dovoluje approximovat empirickou formulí

$$\mu_m [\text{cm}^2 \cdot \text{g}] \approx \frac{22}{T_{max}^{4/3} [\text{MeV}]} \quad (18.35)$$

18.1.12 Synchrotronové záření

Zvláštním druhem brzdného záření, je tzv. synchrotronové záření. Vzniká při pohybu relativistických nabitých částic v magnetickém poli, kde na tyto částice působí Lorentzova síla zakřivující jejich dráhy. V důsledku nerovnoměrného pohybu elektricky nabitých částic při kruhovém oběhu pod vlivem magnetického pole pak vzniká brzdné záření. Vzniká na kruhových urychlovačích, tzv. synchrotronech.

Intenzita synchrotronového záření je úměrná elektrickému náboji a druhé mocnině zrychlení pohybu částice, naproti tomu je nepřímo úměrná kvadrátu hmotnosti částice (proto se uplatňuje zejména u lehkých častic o vysokých energiích).

Synchrotronové záření není spojeno s látkou - čím menší zrychlení, tím nižší je jeho energie.

- Působící síla je Lorentzova síla: $\vec{F}_L = q(\vec{v} \times \vec{B})$
- Ztráty energie: $-\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(Ze)^2}{c^3} |\vec{a}|^2$
- Klasické dostředivé zrychlení: $a = v^2/R$
 - Ztráty energie: $-\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(Ze)^2}{c^3} \frac{v^4}{R^2}$
- Relativistické dostředivé zrychlení: $a = \frac{1}{m} \frac{dp}{d\left(\frac{t}{\gamma}\right)} = \frac{\gamma}{m} \left(\frac{d(\gamma m)v}{dt} \right) = \gamma^2 \frac{dv}{dt} = \gamma^2 \frac{v^2}{R}$
 - Ztráty energie: $-\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(Ze)^2}{c^3} \left| \gamma^2 \frac{v^2}{R} \right| = \frac{2}{3} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(Ze)^2}{c^3} \gamma^2 \frac{v^4}{R^2} = \frac{2}{3} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(Ze)^2}{R^2} c \gamma^4 \beta^4$,
kde $\gamma^2 = \frac{1}{1 - \beta^2}$.

18.1.13 Čerenkovovo záření

Čerenkovovo záření vzniká tehdy, pokud se nabité částice pohybuje v optickém prostředí rychlostí větší, než je fázová rychlosť světla v daném prostředí ($v > c' = c/n$, kde n je index lomu prostředí).

Při průchodu elektricky nabité částice látkovým prostředím dochází k místní polarizaci atomů a molekul podél dráhy. Po průchodu částice se atomy samy opět depolarizují, přičemž získanou energii vyzařují ve formě elektromagnetického záření. To podléhá interferenci, jejíž výsledek závisí na rychlosti částice. Je-li rychlosť pohybu částice v prostředí větší, než je fázová rychlosť světla, mohou se elektromagnetické vlny, které vznikají v různých místech dráhy, dostat do fáze a ve vhodném úhlu Θ se tyto fáze mohou sečíst za vzniku pozorovatelného záření.

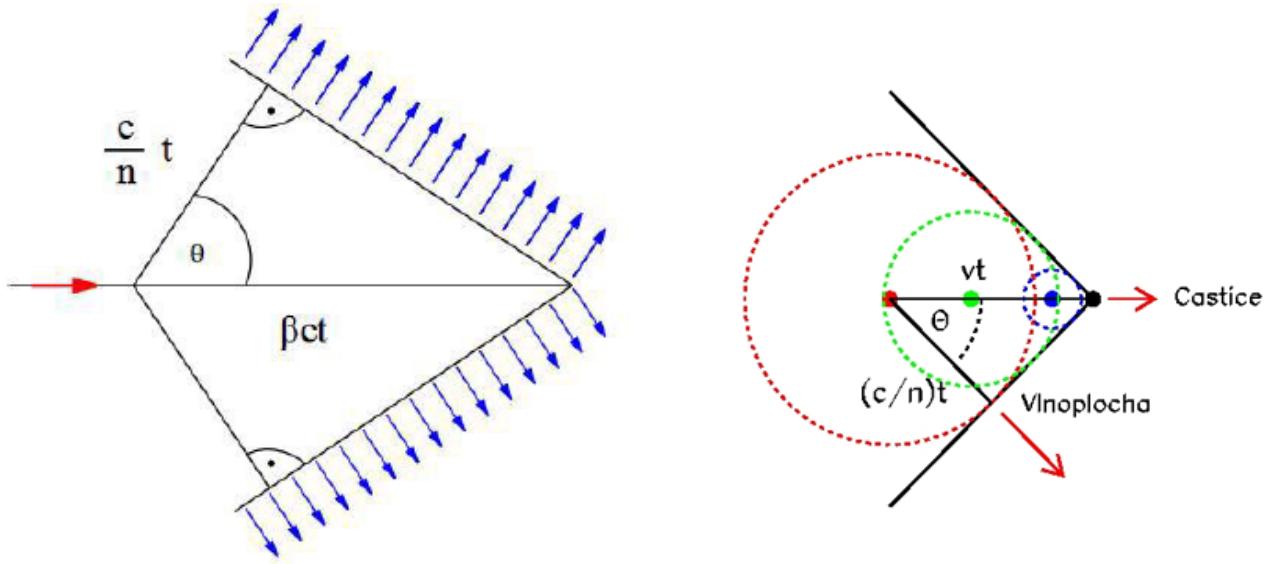
Každé místo dráhy částice se vlivem depolarizace prostředí stává zdrojem slabého elektromagnetického záření, jež se šíří rychlostí c/n . Za čas t se záření rozšíří do kulové vlnoplochy o poloměru ct/n . Nabité částice za tentýž čas urazí vzdálenost βct , kde $\beta = v/c$. Během tohoto časového intervalu se od dalších bodů dráhy postupně rozvíhají kulové vlnoplochy. Společná obálka těchto vlnoploch tvoří plášť kuželes.

V řezu tohoto kuželes lze nalézt pravoúhlý trojúhelník, z něhož vyplývá, že zesilující interference bude nastávat pod úhlem Θ , pro něž lze psát

$$\cos \Theta = \frac{\frac{c}{n}t}{vt} = \frac{1}{n\beta} \quad (18.36)$$

Pod tímto úhlem se také vzniklé záření kuželevitě rozvíhá od dráhy letící nabité částice.

Z tohoto vztahu plyne:



(a) Řez kuželem, který vytváří společná obálka kulo-vých vlnoploch

(b) Nákres Čerenkovova záření

Obr. 18.14: Čerenkovovo záření

- Existuje prahová rychlosť $\beta_{min} = 1/n$. Pro β_{min} jde vyzařování ve směru pohybu částice. Pro nižší rychlosť Čerenkovovo záření nevznikne.
- Pro ultrarelativistické částice $\cos \Theta_{max} = 1/n$
- Pro vodu: $n = 1,33 \rightarrow \beta_{min} = 0,75$, pro elektron $E_{KIN} = 0,26 \text{ MeV}$, $\cos \Theta_{max} = 0,75 \rightarrow \Theta_{max} = 41,5^\circ$

Jelikož kosinus úhlu může být maximálně roven jedné, dostáváme minimální rychlosť letící nabité částice pro produkci Čerenkovova záření $v_{min} = c/n$. Pro úhel $\Theta = 0^\circ$ a vyzařování jde ve směru pohybu částice.

Minimální rychlosť potřebné k vyzařování Čerenkovova záření odpovídají prahové kinetické energii částice (kde $\beta_{min} = v_{min}/c$)

$$E_{min} = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{min}^2}} - 1 \right) \quad (18.37)$$

Počet fotonů vzniklých na dráze délky l s vlnovou délkou $\lambda \in (\lambda_1, \lambda_2)$ je určen vztahem

$$N(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{2\pi Z^2}{137} l \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \sin^2(\Theta) \quad (18.38)$$

Nakonec uvedeme základní rozdíly mezi brzdným zářením a Čerenkovovým zářením:

- Čerenkovovým zářením je viditelné světlo nebo UV záření, kdežto brzdným zářením vzniká foton s energií úměrnou nabité částici (tj. nejedná se o viditelné záření)
- Čerenkovovo záření se šíří pouze na vlnoplochách, kdežto brzdné záření vyplňuje celý kužel.

18.1.14 Přechodové záření

Při průchodu nabité částice rozhraním mezi materiály s různým indexem lomu → emise elektromagnetického záření (objev Ginsburg, Frank 1946).

Vytvoření dipólu v hraniční zóně → dipól, elektromagnetické pole se mění v čase → emise elmag. záření:

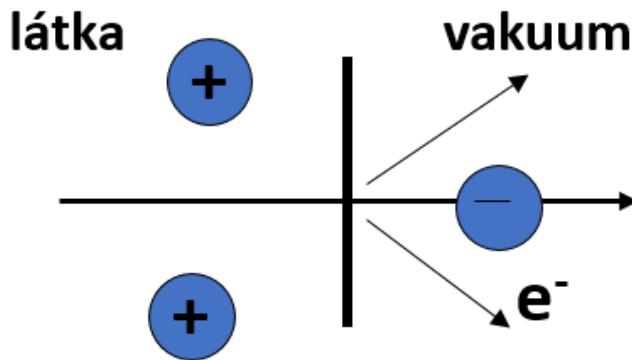
- Energie vyzářená na jeden přechod látka/vakuum:

$$E = \frac{1}{3} \alpha \eta \omega_p \gamma \sim \gamma \quad (18.39)$$

- Vysokoenergetický elektron vyzařuje přechodové záření
- plazmová frekvence: $\hbar \omega_p \approx 14 \text{ MeV}$ (pro Li), 0,7 eV (vzduch), 20 eV (polyethylen)
- Počet fotonů vyzářených na hranici (je velmi malý, potřeba hodně přechodů):

$$N_f = \frac{E}{\langle \eta \omega \rangle} \sim \gamma \quad (18.40)$$

- Energie vyzářených fotonů: 10 – 30 keV
- $N_f \sim \frac{1}{3} \frac{1}{137} \frac{20 \text{ eV}}{20000 \text{ eV}} \gamma \sim 0,000002 \gamma$
- Vyzařování ostře směřováno ve směru letu částice: $\Theta \sim \frac{1}{\gamma}$



Obr. 18.15: Přechodové záření

Radiátory přechodového záření: materiál s malým Z , reabsorbce roste s $\sim Z^5$. Dobrá kombinace radiátorů a rentgenových detektorů.

18.2 Detektory a spektrometry lehkých nabitých částic

Nutnost detekce v širokém rozsahu energií:

- Atomová fyzika - meV – eV

- Augerovy elektrony - eV – 100 keV
- Rozpad β a γ - keV – MeV
- Rozpady částic na $e^+ + e^-$, produkce páru - MeV – 10 GeV

Používají se detektory nebo kombinace magnetických a elektrických polí detektorů

- Plynové detektory
- Kanálkové detektory
- Polovodičové detektory
- Elektrostatické spektrometry
- Magnetické spektrometry
- Di-leptonové spektrometry
- Čerenkovovy detektory

18.2.1 Plynem plněné detektory

Mají účinnost téměř 100%.

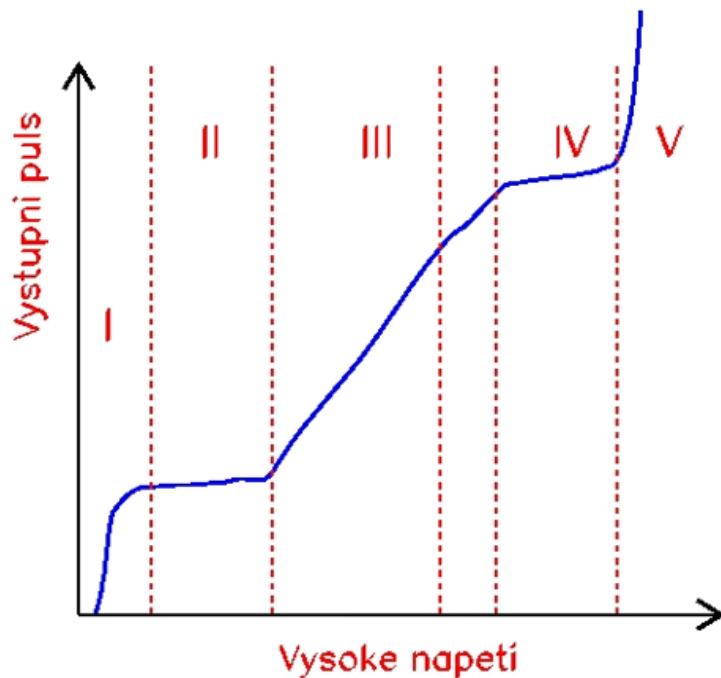
- Geiger-Müllerovy čítače: pracují v oblasti výboje (IV)
- Proporcionální čítače: pracují v oblasti proporcionality (III) - zesílení $\sim 10^7$
- Ionizační komory: nezesilují \rightarrow malý výstupní signál (II)

Používali se hlavně dříve, dneska se většinou používají polovodičové křemíkové detektory.

Polohově citlivé:

- Mnohodrátové proporcionální komory - mezi dvěma katodovými rovinami jsou anodové citlivé dráty (signál z nich se snímá)
- Driftové komory - drift náboje z ionizace k anodě, typické driftové rychlosti $\sim 5 \text{ cm}/\mu\text{s}$, z času lze určit polohu
- Časově projekční komory - cylindr vyplněný plynem zakončený drátovými komorami, umístěno v homogenním magnetickém poli, umožňuje tří rozměrné měření

Široké využití ve vysokoenergetické spektrometrii elektronů a pozitronů.



Obr. 18.16: Jednotlivé pracovní oblasti plynových detektorů

18.2.2 Kanálkový elektronový zesilovač (channeltron)

Využívá se pro energie $0,01 - 30 \text{ keV}$. Kanálek je vyroben ze skla nebo z keramiky. Povrchová vrstva je polovodičová. Zesílení je $\sim 10^7$. Mají malou citlivost na detekci γ . Můžeme je seskupit do kanálkových desek - miliony miniaturních elektronových zesilovačů pracujících nezávisle. Zesílení je $\sim 10^4$, pro dvě v kaskádě potom $\sim 10^7$.

Polohově citlivý: vzdálenost kanálků je $8 - 30 \mu\text{m}$.

Mají malou citlivost na magnetické pole. Mrtvá doba se pohybuje okolo $\sim 10 \text{ ns}$.

18.2.3 Polovodičové detektory

Intenzivně se využívají křemíkové polovodičové detektory. Energetické rozlišení se pohybuje okolo $\sim 0,9 - 1,9 \text{ keV}$ pro energie $100 - 1000 \text{ keV}$. Pro nižší energie je důležité co nejtenčí okénko, aby byla co nejmenší absorpcce. Využívá se magnetického transportéra - magnetické pole přepraví elektrony do místa s menším pozadím.

Polohově citlivé detektory:

- Křemíkové stripové detektory - na křemíkové destičce (tloušťky $300 \mu\text{m}$) jsou tenké proužky z hliníku ($1 \mu\text{m}$) a pod ní je p^+ implantace (bor) - fungují jako separační elektrody
- Křemíkové pixelové detektory - struktura do jednotlivých buněk
- Křemíkové driftové detektory - struktura elektrod, náboj pak driftuje v elektrickém poli, jedna ze souřadnic je určena z času driftu

18.2.4 Elektrostatické a magnetické spektrometry

Nabitá částice se pohybuje v magnetickém a elektrickém poli:

- elektrické pole - působí síla: $\vec{F}_e = e \cdot \vec{E}$
- magnetické pole - působí síla: $\vec{F}_M = e \cdot v \times \vec{B}$

Je-li $\vec{B} \perp \vec{v}$, potom platí $F = ma = m \frac{v^2}{r} = evB$ a tedy $p = mv = eBr \Rightarrow \frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta(Br)}{Br}$, kde m je relativistická hmotnost elektronu: $m = \frac{m_e}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$.

Rozlišení magnetických spektrometrů dáno rozlišením hybností:

$$R = \frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta(Br)}{Br}, \quad FWHM = \Delta(Br) \quad (18.41)$$

Rozlišení elektrostatických spektrometrů dáno rozlišením energie: $R = \frac{\Delta E_{KIN}}{E_{KIN}}$, $FWHM = \Delta E_{KIN}$

Určíme vztah $E_{KIN} = f(Br)$ ($mc^2 - m_e c^2$):

$$m = \frac{m_e}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \Rightarrow m^2 c^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = m_e^2 c^2 \Rightarrow m^2 c^2 - m^2 v^2 = m_e^2 c^2 \Rightarrow m^2 c^2 - (eBr)^2 = m_e^2 c^2 \quad (18.42)$$

$$mc^2 = m_e c^2 + E_{KIN} = \sqrt{(m_e c^2)^2 + e^2 (Br)^2 c^2} \Rightarrow E_{KIN} = m_e c^2 \left[\sqrt{1 + \left(\frac{e}{m_e c}\right)^2 \cdot (Br)^2} - 1 \right] \quad (18.43)$$

Určíme vztah mezi rozlišením energetickým a rozlišením hybnostním:

$$E_{KIN} = \sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4} - m_e c^2 \Rightarrow dE_{KIN} = \frac{pc^2}{\sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4}} dp \quad (18.44)$$

a tedy:

$$\frac{dE_{KIN}}{E_{KIN}} = \frac{p^2 c^2}{E_{KIN} \sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4}} \frac{dp}{p} = \frac{E_{KIN}^2 + 2E_{KIN} m_e c^2}{E_{KIN} (E_{KIN} + m_e c^2)} \frac{dp}{p} = \left(1 + \frac{m_e c^2}{E_{KIN} + m_e c^2}\right) \frac{dp}{p} \quad (18.45)$$

hledaný vztah mezi rozlišením:

$$\frac{dp}{p} = \frac{d(Br)}{Br} \Rightarrow \frac{dE_{KIN}}{E_{KIN}} = \left(1 + \frac{m_e c^2}{E_{KIN} m_e c^2}\right) \frac{d(Br)}{Br} \quad (18.46)$$

V nerelativistickém případě:

$$E_{KIN} = \frac{p^2}{2m_e} \Rightarrow dE_{KIN} = \frac{2p}{2m_e} dp = \frac{p}{m_e} dp \quad (18.47)$$

$$\frac{dE_{KIN}}{E_{KIN}} = \frac{1}{E_{KIN}} \frac{p^2}{m_e} \frac{dp}{p} = 2 \frac{dp}{p}, \quad (18.48)$$

což souhlasí s nerelativistickou limitou ($E_{KIN} \ll m_e c^2$).

V ultrarelativistickém případě:

$$E_{KIN} = E = pc \Rightarrow \frac{dE_{KIN}}{E_{KIN}} = \frac{dp}{p}, \quad (18.49)$$

což souhlasí s ultrarelativistickou limitou ($E_{KIN} \gg m_e c^2$).

18.2.5 Základní charakteristiky elektronových spektrometrů

- rozsah měřených energií: $0,01 - 1000 \text{ keV}$
- už zmíněné rozlišení $R \sim 8 \cdot 10^{-8} - 10^{-1}$
- prostorový úhel do kterého letí detekované elektrony Ω : $0,0001 - 20\%$ ze 4π
- rozměr zdroje nebo ozařovaného terče $\sigma \sim 0,5 \text{ mm}^2 - 200 \text{ cm}^2$
- transmise T : část z monoenergetického svazku elektronů, které projdou do detektoru
- celková luminosita $L = T \cdot \sigma \sim 10^{-7} - 10^{-1} \text{ cm}^2$
- Elektron-optická kvalita: T/R nebo L/R
- intenzita používaných magnetických polí $B \sim 0,0001 - 3 \text{ T}$

Velmi důležitá příprava zdroje - vyloučení energetických ztrát elektronů v materiálu zdroje.

18.2.6 Elektrostatické spektrometry

Používají se do energie 50 keV (pro vyšší energie je potřeba příliš velké napětí a je problém s relativistickou korekcí).

- magnetické pole - fokusuje elektrony do měřícího místa, s využitím clon se provádí selekce hybností (energií)
- elektrické pole - vytváří potenciálovou bariéru, která propustí elektrony, jejichž energie je větší než jistý práh
- integrální způsob měření - při každém měření (daný brzdící potenciál)
- diferenciální způsob měření - pohyb v magnetickém poli vymezí jen určitou energetickou oblast

Jednokanálový způsob měření → velký důraz je kladen na časovou stabilitu a průběžnou kalibraci

Používané detektory:

- kanálkový násobič - výhodné pro nízké energie $\sim \text{keV}$
- mikrokanálková destička je pozičně citlivá
- křemíkový detektor - může měřit i energii
- driftové a pixelové detektory - pozičně citlivé

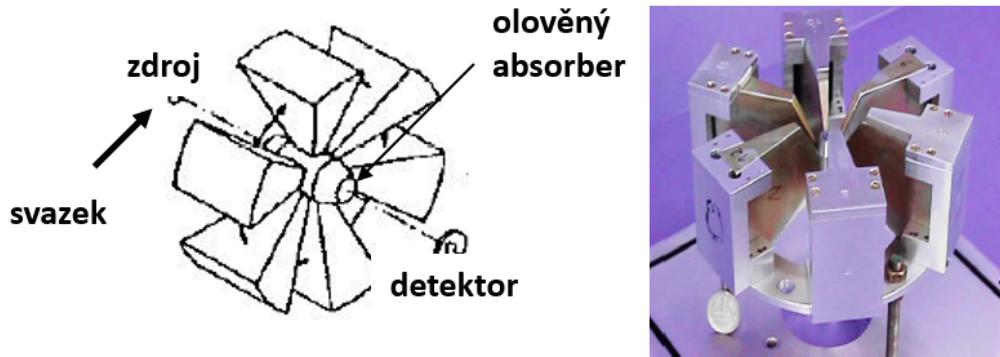
18.2.7 Magnetické spektrometry

Magnetické pole je využito k určení hybnosti (energie) elektronu. Rozlišení je $R = \Delta p/p = 10^{-3} \div 10^{-2}$. Během posledních let používána řada typů:

- rovinné spektrometry - pole má rovinnou symetrii
- čočkový typ - pole má osovou symetrii

Typ pomeranč, minipomeranč („orange, miniorange“ spectrometer) - magnety jsou rozděleny do sektorů, většinou šest sektorů rozmístěných kolem osy.

Jsou to kompaktní zařízení, magnety vytváří homogenní pole - změnami sestavy magnetů se dá měnit energie maxima transmise a tím i účinnost spektrometru.



Obr. 18.17: Spektrometr typu minipomeranč (Universita Bohn)

18.2.8 Magnetický transportér a křemíkový detektor

Probíhá měření na svazku → vysoké pozadí γ fotonů a dalších částic. Magnetické pole je využito pro transport elektronů mimo toto pozadí, energie elektronů je potom určena křemíkovým detektorem. Existuje „jemný přechod“ mezi magnetickými spektrometry a transportéry.

Využití:

- toroidního magnetického pole: pohyb po cykloidě
- magnetického pole solenoidu: $B_z = B, B_x = B_y = 0 \rightarrow$ pohyb po spirále

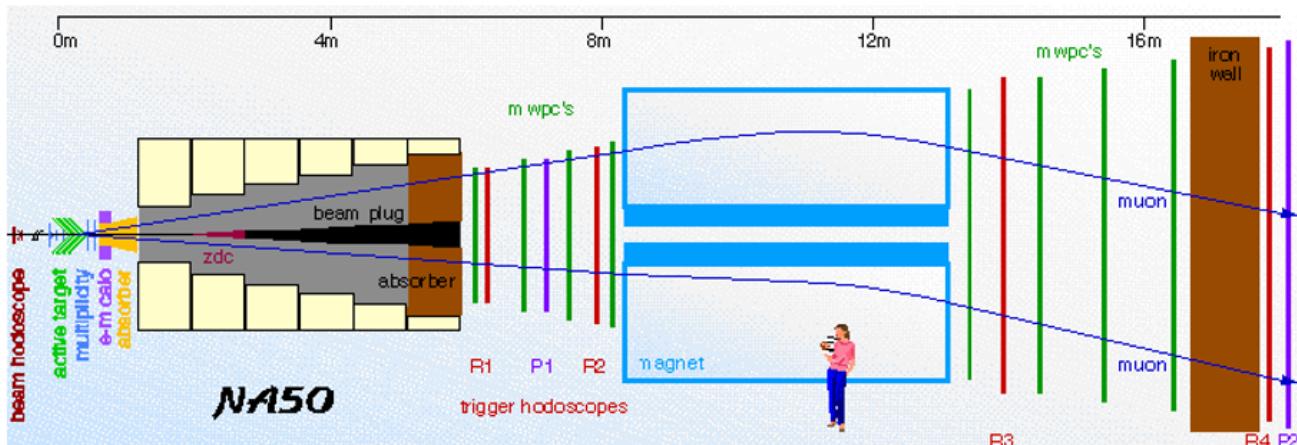
Činnost systému je dána transmisí transportního systému i účinností detektoru. Některé spektrometry typu pomeranč a minipomeranč mohou být využívány jako transportéry.

18.2.9 Vysokoenergetická fyzika - dileptonové spektrometry

Používají se ke zkoumání rozpadu částic do e^+e^- nebo $\mu^+\mu^-$ kanálu, produkce těchto páru přes virtuální foton → nutnost spektrometru leptonů s vysokou energií.

Složení spektrometru:

- nutné pro určení hybnosti a odlišení kladných a záporných částic
 - velmi intenzivní magnet (často supravodivý)
 - polohově citlivé detektory před a za magnetem (mnohodrátové proporcionální komory, Čerenkovovy detektory)
- vylepšující identifikaci částic (potlačení hadronového pozadí)
 - detektory odlišující hadronové a elektromagnetické spršky
 - detektory měřící dobu letu



Obr. 18.18: Schéma di-leptonového spektrometru NA50 a jeho dráhové komory

18.2.10 Použití detektorů Čerenkovova záření

Čerenkovův detektor je detektor částic, který využívá Čerenkovovo záření vznikající při průchodu částice látkou rychlostí vyšší než je rychlosť světla v dané látce. Protože toto záření vytváří charakteristický kužel, lze z jeho vrcholového úhlu ϑ_c odvodit rychlosť částice:

$$\cos \vartheta_c = \frac{c}{nv}, \quad (18.50)$$

kde c je rychlosť světla, n je index lomu v dané látce.

Pokud se z jiného jevu odvodí hybnost takové částice, například z poloměru pohybu částice v magnetickém poli, lze určit i hmotnost sledované částice, což umožňuje její identifikaci.

Tento typ detektorů používají například experimenty CERES a HADES.

18.3 Aplikace spektroskopie lehkých nabitych částic

Uplatnění spektroskopie elektronů:

- Studium struktury jader, jaderných přeměn a jaderných reakcí
 - studium konverzních elektronů

- studium elektronů a pozitronů z rozpadu β
- studium Augerových elektronů
- určování hmotnosti elektronových neutrin
- studium di-leptonových párů ve vysokoenergetické fyzice

- Aplikace

- spektroskopie energetických ztrát elektronů s vysokým rozlišením
- měření šířek atomových hladin a energií vazby elektronu
- studium molekulárních vazeb z posunu energie linek konverzních elektronů

Spektrum elektronů je:

- spojité - z rozpadu β , brzdné záření,
- diskrétní - konverzní, Augerovy elektrony

18.3.1 Studium konverzních elektronů

- Společně se určí intenzita γ a elektronů, což umožní určit multipolaritu přechodu
- Přechody $E0$ jsou realizovány pouze prostřednictvím elektronů
- velmi častá jsou měření na svazku v součinnosti s 4π detektorovými systémy pro detekci záření γ
- Důležitá je oprava na Dopplerův posuv (rozšíření linky ve spektru)
- kinematický posuv je popsán Lorentzovskou transformací:

$$E = \gamma E^* \left[1 + \frac{p^* c}{E^*} \beta \cos \Theta^*, \right] \quad (18.51)$$

kde * označuje souřadný systém spojený s pohybujícím se jádrem

- složené jádro \rightarrow stejná rychlosť reakce
- kinematiku určíme detekcí jádra

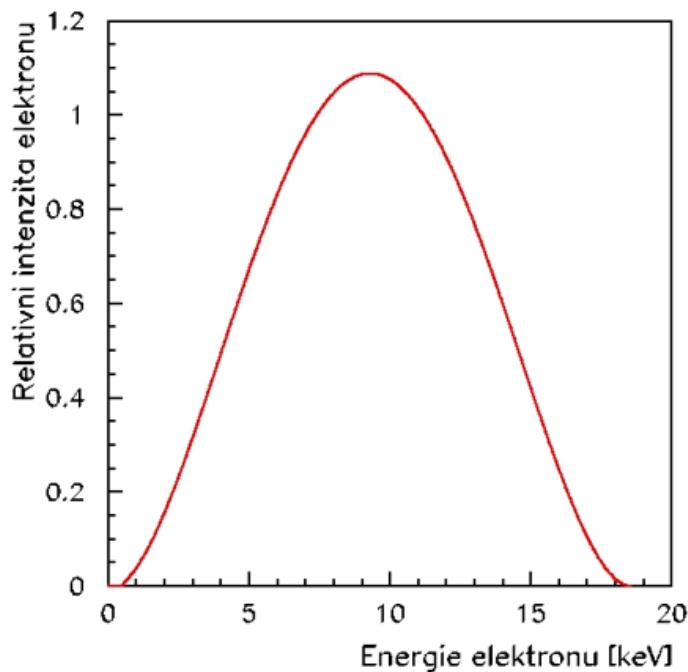
18.3.2 Studium elektronů a pozitronů z rozpadu β

Měří se Fermi-Kurieho graf:

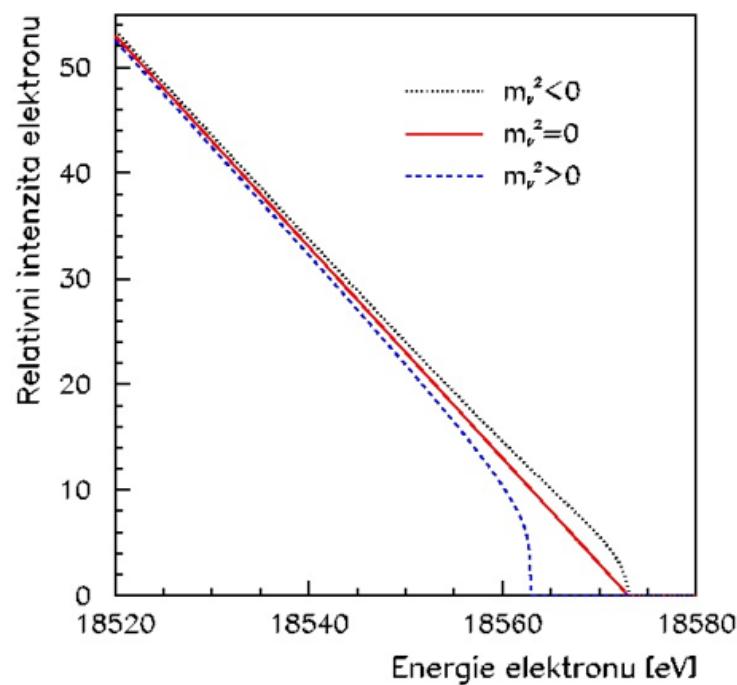
$$\sqrt{\frac{N(E_e)}{F^*(Z, E_e)}} = \text{konst.} \cdot (E_{MAX} - E_e), \quad (18.52)$$

kde $N(E_e)$ je počet elektronů, $F^*(Z, E_e)$ je Fermiho funkce, která obsahuje korekci na coulombovské pole jádra i atomového obalu.

Pokud $m_\nu c^2 \neq 0 \rightarrow E_{MAX} = Q - m_\nu c^2$, kde Q je energie rozpadu. Vždy se určuje kvadrát hmotnosti neutrina. Je zapotřebí velmi vysokého rozlišení a minimalizace možnosti energetických ztrát (narušení tvaru spektra).



Obr. 18.19: Schematický průběh závislosti $N_e = f(E_e)$ v rozpadu β



Obr. 18.20: Fermiho graf pro rozpad tritia 3H , které se nejčastěji využívá k určování hmotnosti neutrina

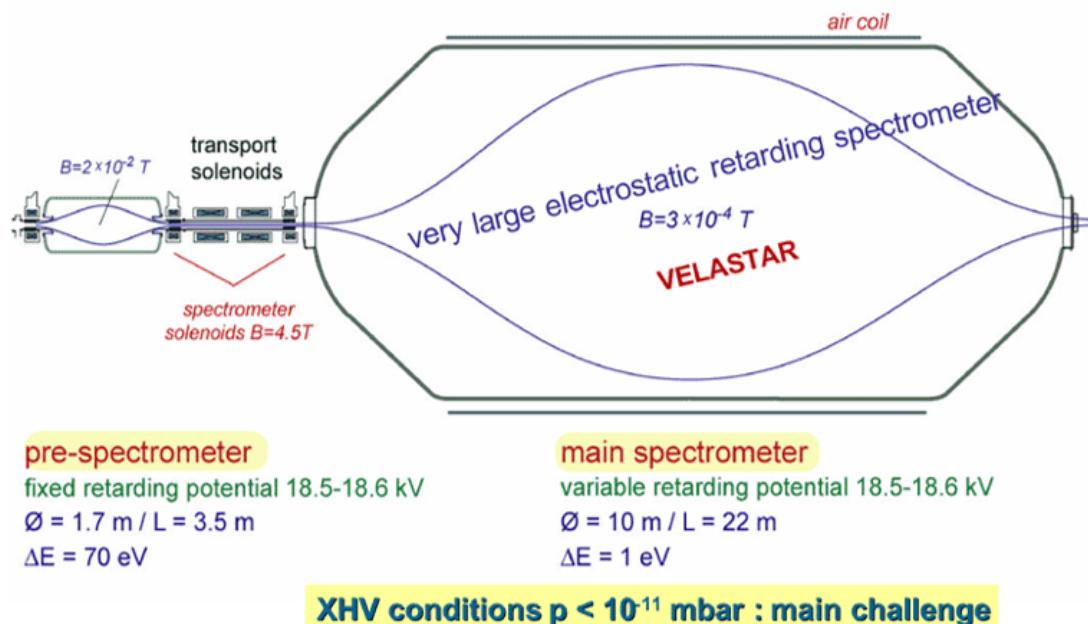
18.3.3 Určování hmotnosti neutrin

Současná hranice pro hmotnost neutrin (experimenty v Mainzu a Troicku) je $m_\nu < 2 - 3$ eV. Byla určena záporná hodnota kvadrátu hmotnosti.

Komplikace:

- energetické ztráty v terči, molekule T_2
- stabilita přístroje

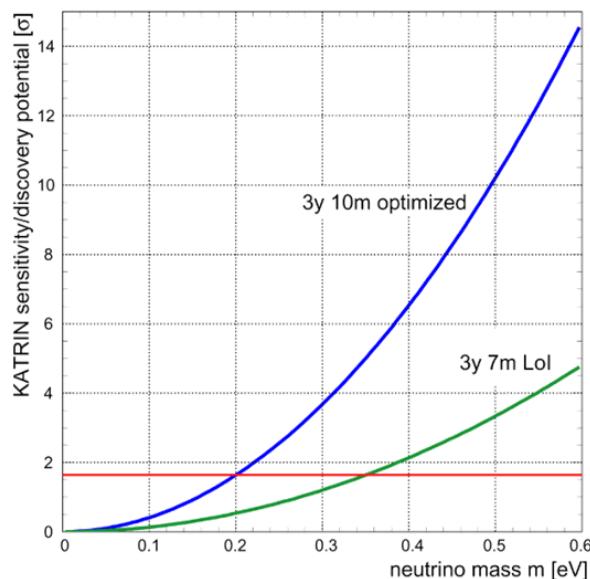
Hmotnost neutrina se snaží najít na experimentu KATRIN. Je to integrální elektrostatický spektrometr, který je na Obr. 18.21.



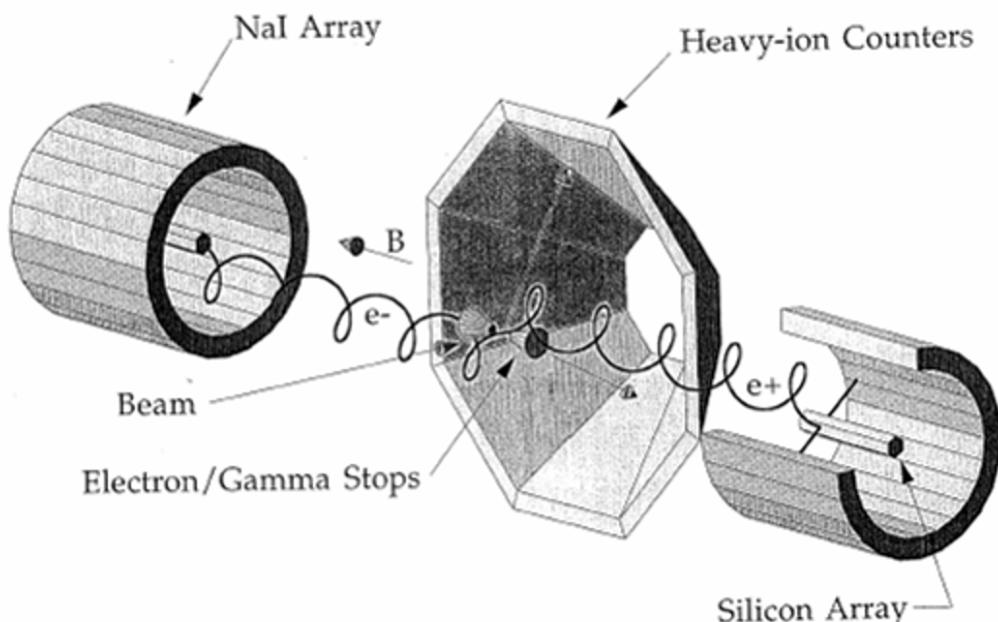
Obr. 18.21: Schéma spektrometru KATRIN

18.3.4 Využití párových spektrometrů pro hledání rozpadů exotických částic

Některé hypotetické částice by se měly rozpadat na pár elektron - pozitron. Vznikat by mohly například při srážkách těžkých iontů. Na Obr. 18.23 je párový spektrometr APEX, který původně nebyl určen pro hledání axionů. Axony jsou hypotetické elementární částice, které předpověděli Roberto Peccei a Helen Quinnová v roce 1977. Tyto částice by měly vyřešit problémy CP symetrie v kvantové chromodynamice (QCD) a jsou to hlavně částice, ze kterých by se měla skládat temná hmota.



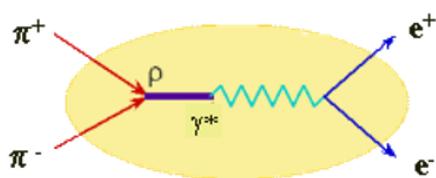
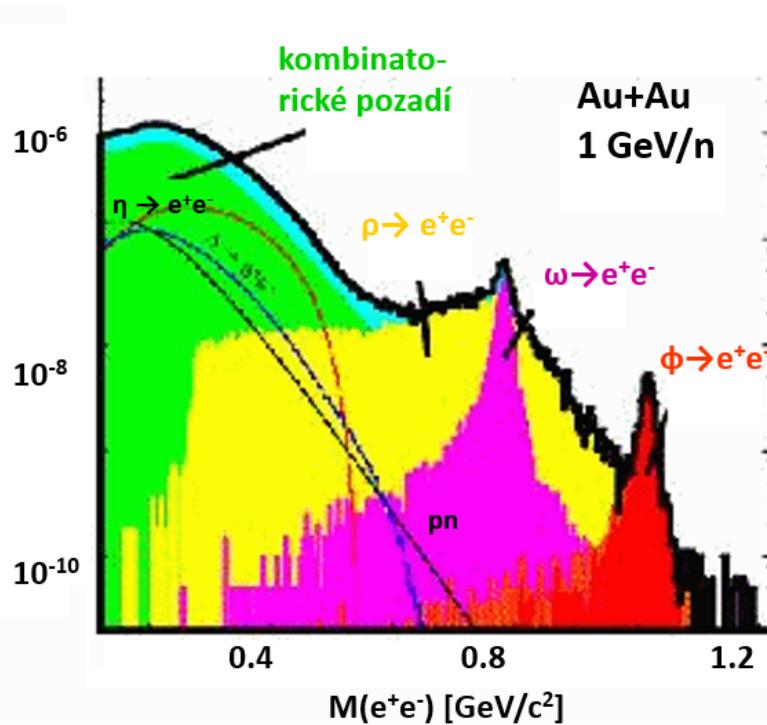
Obr. 18.22: Předpokládaná citlivost spektrometru KATRIN



Obr. 18.23: párový spektrometr APEX, který původně nebyl určen pro hledání axionů. Nachází se v Argonne National Laboratory

18.3.5 Studium di-leptonových párů ve vysokoenergetické fyzice

Používají se dráhové spektrometry: CERES, NA50, HADES, ... Důležité je hybnostní rozlišení. A je velmi důležité popsání kombinatorického pozadí. Zdroje párů e^+e^- jsou na Obr. 18.24.

 $\pi^+\pi^-$ anihilaceObr. 18.24: Zdroje páru e^+e^- Obr. 18.25: Zdroje páru e^+e^- 

Obr. 18.26: Dileptonový "koktejl"

18.3.6 Spektroskopie energetických ztrát elektronů s vysokým rozlišením

cestava:

- elektronové dělo - elektrony
- elektronový spektrometr s vysokým rozlišením

Využití:

- zkoumání povrchů pomocí charakteristických Augerových elektronů, rozptylu elektronů, elektronové difrakce
- studium struktury

XPS metoda je rentgenová fotoelektronová spektroskopie - povrchová, chemická analýza. Základem je proces fotoelektronové a sekundární elektronové emise. Spektrometry mají dvě základní součásti – primární zdroj a elektronový analyzátor. Ze samotného principu vyplývá, že musí pracovat v podmínkách nízkých tlaků (nezbytných pro provoz žhavých katod a elektronových násobičů) zajišťujících dostatečně dlouhé střední volné dráhy elektronů pro jejich pohyb v systému vzorek – detektor. Ve skutečnosti jsou spektrometry provozovány při velmi nízkých tlacích (v podmínkách ultra-vysokého vakua), kde výše zmíněné důvody nejsou zdaleka limitujícím faktorem. UHV podmínky jsou nezbytné pro přípravu čistých povrchů analyzovaných vzorků s vyloučením vlivu adsorpce plynů, a pro udržení takto čistých povrchů po dobu měření (poznamenejme zde, že teprve při tlaku v oblasti od 10^{-7} Pa je možno počítat dobu vytvoření jedné povrchové monovrstvy v desítkách minut). A právě nutnost ultravysokovakuového provedení je jedním z faktorů vysoké technologické a tudíž i cenové náročnosti těchto metod.

Kapitola 19

Spektroskopie neutronů

19.1 Interakce neutronů

Jelikož neutrony nemají elektrický náboj, při průchodu látkou neinteragují Coulombickou interakcí (což dominovalo v energetických ztrátách u nabitého částic). Neutrony interagují pouze silnou interakcí. Neutrony samy neionizují (jedná se o záření nepřímo ionizující). Neutron má magnetický moment, tudíž může interagovat i elektromagneticky, většinou to má ale zanedbatelný vliv. Neutrony tak mohou procestovat několik centimetrů látky bez jakékoliv interakce, a být tak zcela nezaznamenatelnými pro běžné detektory. Pakliže neutron interaguje, jedná se o interakci s jádrem absorbujícího materiálu. Výsledkem této interakce může být „zmizení“ neutronu a jeho „nahrazení“ sekundárním zářením (například ionizaci prostředí způsobují až sekundární částice, jež vznikají při interakci neutronů s jádry atomů - jsou jimi např. odražená lehká jádra, záření γ , protony, částice α), či značná změna energie a směru letu neutronu.

Rozdělení neutronů podle jejich energie:

- Ultrachladné: $E < 10^{-6}$ eV
- Chladné a velmi chladné: $E = (10^{-6} \text{ eV} - 0,005 \text{ eV})$
- Tepelné neutrony - $(0,002 \text{ eV} - 0,5 \text{ eV})$ neutrony v tepelné rovnováze s okolím, Maxwellovo rozdělení rychlostí pro $20^\circ C$ je nejpravděpodobnější rychlosť $v = 2200 \text{ m/s} \rightarrow E = 0,0253 \text{ eV}$

$$\frac{dN}{dv} = \frac{4N}{v_0^3 \pi} v^2 \exp(-v/v_0)^2 \quad (19.1)$$

$$\sigma(v) = \sigma_0 \frac{v_0}{v} \quad (19.2)$$

- Experimentální neutrony a rezonanční neutrony: $E = (0,5 \text{ eV} - 1000 \text{ eV})$
- Kadmiový práh: $\sim 0,5 \text{ eV}$ - s větší energií procházejí 1 mm Cd
- Pomalé neutrony: $E < 1 \text{ keV}$
- Neutrony středních energií: $E = (1 \text{ keV} - 500 \text{ keV})$

- Rychlé neutrony: $E = (0,5 \text{ MeV} - 20 \text{ MeV})$
- Neutrony vysokých energií: $E = (20 \text{ MeV} - 100 \text{ MeV})$
- Relativistické neutrony: $E = (0,1 \text{ GeV} - 10 \text{ GeV})$
- Ultrarelativistické neutrony: $E > 10 \text{ GeV}$

\Rightarrow různé typy detektorů a reakcí.

Neutrony po vstupu do látky interagují téměř výhradně s atomovými jádry, a to těmito způsoby:

- pružným rozptylem (ozn. (n, n) , účinný průřez $\sigma_{n,n}$)
- nepružným rozptylem (ozn. (n, n') , $\sigma_{n,n'}$)
- jadernými reakcemi s emisí nabité částice (ozn. (n, α) , (n, p) , $\sigma_{n,\alpha}$, $\sigma_{n,p}$)
- radiační záchrany neutronu (ozn. (n, γ) , $\sigma_{n,\gamma}$)
- štěpením jádra (ozn. (n, f) , $\sigma_{n,f}$, kde f je produkt štěpení(fission product))
- tříšťivé reakce, hadronová sprška

Sekundární částice produkované při neutronových interakcích, na rozdíl od γ záření, jsou téměř vždy těžké nabité částice. Jsou produkované buď jako výsledek neutronem indukovaných jaderných reakcí, anebo mohou být samy jádry absorbátoru, které získaly srážkou energii. Většina neutronových detektorů používá některý z těchto typů konverze neutronu v sekundární nabité částice, které lze pak přímo detektovat. Relativní pravděpodobnosti různých druhů neutronových interakcí se dramaticky mění s energií neutronu - proto zjednodušeně dělíme neutrony na „pomalé“ neutrony a „rychlé“ neutrony. Pro nízkoenergetické neutrony se potom využívá neutronová difracce.

19.1.1 Interakce pomalých neutronů

Významné interakce pro tyto neutrony jsou pružný rozptyl na jádrech absorbátoru a velké množství neutrony indukovaných reakcí. Vzhledem k malé energii nesené neutronem, pouze nepatrné množství energie se při elastickém rozptylu přenáší na jádro - tímto typem interakce tudíž nelze pomalé neutrony detektovat. Pružný rozptyl ovšem často slouží k dovedení pomalých neutronů do tepelné rovnováhy s okolním materiélem.

Teprve neutrony indukované jaderné reakce, při kterých vznikají sekundární částice záření o dostatečné energii k detekci, jsou v praxi důležité. Jelikož energie neutronu je velmi nízká, všechny tyto reakce musejí mít kladnou hodnotu Q , aby byly energeticky možné. Ve většině materiálů hraje při zeslabení svazku neutronů, či při neutronovém stínění nejdůležitější roli radiační záchrany (n, γ) , který může sloužit i pro neupřímnou detekci neutronů za použití aktivačních fólií. Přijatelnější pro detekci jsou ale reakce (n, α) , (n, p) anebo $(n, \text{štěpení})$ díky tomu, že jako sekundární částice vznikají nabité částice.

19.1.2 Interakce rychlých neutronů

Pravděpodobnost většiny neutrony indukovaných reakcí, které lze potenciálně využít k detekci, rapidně klesá s rostoucí energií neutronů. Naopak rozptyl se stává důležitějším díky tomu, že odražená jádra v tomto případě dostala hodně energie umožňující snadnou detekci (neutron současně při každé srážce ztrácí energii a je moderován na nižší energie). Nejfektivnější moderátor je vodík, neboť při jedné srážce s ním může neutron ztratit až celou svou energii; pro těžší jádra je možný jen částečný přenos energie.

Pokud má neutron dostatečně velkou energii, může dojít k nepružnému rozptylu na jádře, které je tak excitováno na některou z vyšších hladin. Při deexcitaci je následně vyzářen foton. Neutron navíc při tomto procesu ztrácí větší část své energie, než by ztratil při ekvivalentním pružném rozptylu. Nepružný rozptyl a následné γ -záření hraje důležitou roli ve stínění vysokoenergetických neutronů, ale je nevítanou komplikací v odezvě mnoha detektorů rychlých neutronů založených na pružném rozptylu.

19.1.3 Pružný rozptyl

Pružný rozptyl neutronů na jádrech je nejčastějším způsobem interakce rychlých neutronů při jejich průchodu látkovým prostředím, zvláště s lehkými jádry. Proces probíhá tak, že letící neutron narazí na jádro, předá mu část své kinetické energie, odrazí se od něj a pokračuje v pohybu ve změněném směru a se sníženou energií. Odražené jádro díky svému kladnému náboji při svém pohybu vyvolává ionizaci okolních atomů, čímž ztrácí svou energii. Zpomalování je proces řady nezávislých pružných rozptylů neutronu na jádrech (pak se k detekci využívají scintilační detektory). Např. Cd má vysoké účinné průřezy pro pomalé neutrony a proto je výhodné rychlé neutrony zpomalovat. Využití odraženého jádra při rozptylu je k určení energie neutronu.

Při pružném rozptylu se nemění kinetická energie, platí zákon zachování kinetické i celkové energie.

- Maximální předaná energie (nerelativistický případ čelní srážky) - pro neutrony s energií do 10 MeV:

$$\begin{aligned} & \text{– ZZH: } p_{n_0} = p_A - p_n \\ & \text{– ZZE: } E_{n_0}^{KIN} = E_A^{KIN} \Rightarrow \frac{p_{n_0}^2}{2m_n} = \frac{p_A^2}{2m_A} + \frac{p_n^2}{2m_n} \\ & \text{– ZZH: } p_n^2 = p_A^2 - 2p_A p_{n_0} + p_{n_0}^2 \Rightarrow m_A p_n^2 = m_A p_A^2 - 2m_A p_A p_{n_0} + m_A p_{n_0}^2 \\ & \text{– ZZE: } m_A p_n^2 = -m_n p_A^2 + m_A p_{n_0}^2 \end{aligned}$$

- Rovnice odečteme:

$$0 = m_A p_A^2 + m_n p_A^2 - 2m_A p_A p_{n_0} \Rightarrow m_A p_A + m_n p_A = 2m_A p_{n_0} \quad (19.3)$$

- Čím těžší jádro, tím nižší energii mu může neutron předat:

$$p_A = \frac{2m_A p_{n_0}}{m_A + m_n} \Rightarrow E_A = \frac{4m_A m_n E_{n_0}}{(m_A + m_n)^2} = \frac{4AE_{n_0}}{(A+1)^2}, \quad (19.4)$$

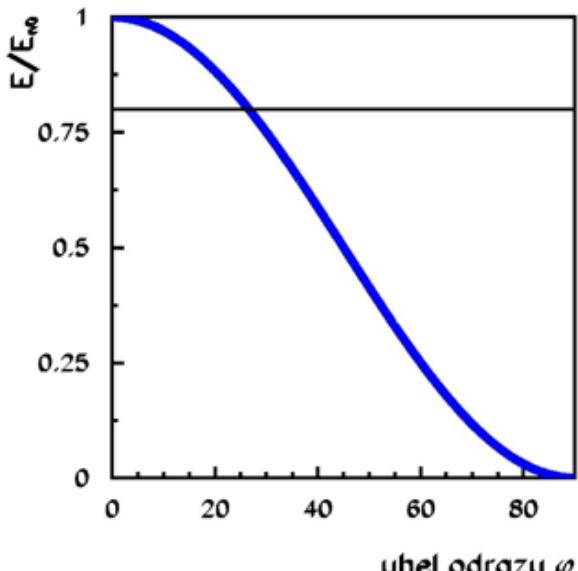
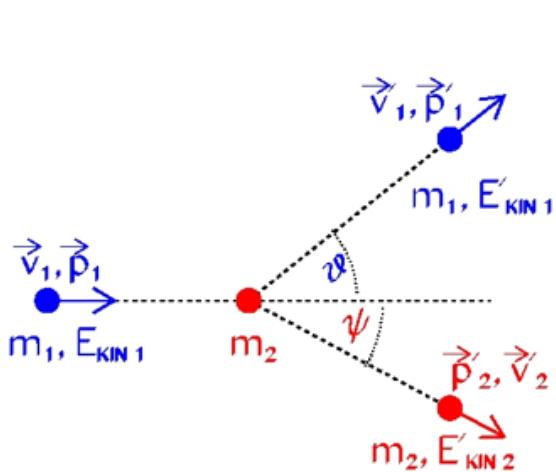
kde $A = m_A/m_n$.

Kinetická energie předaná jádru při pružném rozptylu je největší pro jádra vodíku (při jedné srážce předána téměř polovina energie) a s rostoucí hmotností (nukleonovým číslem) jader klesá - proto jsou rychlé neutrony nejvíce zpomalovány látkami obsahujícími lehké prvky. Využití vodíku (Θ - úhel rozptylu neutronu, ψ - úhel odrazu protonu) $m_p = m_n$:

- $p_n = p_{n_0} \cos \Theta \Rightarrow E_n = E_{n_0} \cos^2 \Theta$
- $p_n = p_{n_0} \sin \psi \Rightarrow E_n = E_{n_0} \sin^2 \psi$
- $p_p = p_{n_0} \sin \Theta \Rightarrow E_p = E_{n_0} \sin^2 \Theta$
- $p_p = p_{n_0} \cos \psi \Rightarrow E_p = E_{n_0} \cos^2 \psi$, kde $\psi = \pi/(2 - \Theta)$

Pro jádro:

$$E_A = \frac{4AE_{n_0}}{(A+1)^2} \cos^2 \psi \quad \xrightarrow{\cos \Theta_{CM} = 1 - 2 \cos^2 \psi} \quad E_A = \frac{2AE_{n_0}}{(A+1)^2} (1 - \cos \Theta_{CM}) \quad (19.5)$$



Pružný rozptyl: v našem případě
částice 1 – neutron
částic 2 – proton, obecně jádro

Závislost energie přenesené
na proton na úhlu odrazu

Obr. 19.1: Pružný rozptyl

19.1.4 Koherentní rozptyl - difrakce na mříži

Nemění se velikost energie ani hybnosti a vlnové délky neutronu. Využívá se difrakce neutronů na krystalové mříži. Koherentní rozptyl je podmnožinou pružného rozptylu. Kinetická energie se v

tomto případě při rozptylu nemění, terč musí být hodně těžký (hmotnost projektile musí být oproti hmotnosti terče zanedbatelná), potom se může přenášet hybnost beze změny kinetické energie.

Připomenutí: Braggův zákon: $n\lambda = 2d \sin \Theta$

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{2m_n c^2 E_n + E_n^2}} \xrightarrow{E_n \ll m_n c^2} \lambda = \frac{hc}{\sqrt{2m_n c^2}} \frac{1}{\sqrt{E_n}} = 0,0288 \frac{1}{\sqrt{E_n}} \text{ eV} \cdot \text{nm} \quad \text{pro } E_n \text{ v [eV]} \quad (19.6)$$

Mřížkové konstanty jsou v řádu $0,1 - 1 \text{ nm} \rightarrow$ energie neutronů v řádu meV až eV.

E [eV]	0,001	0,005	0,01	0,1	1	10	100	1000
λ [nm]	0,91	0,41	0,29	0,091	0,029	0,0091	0,0029	0,00091

Obr. 19.2: Koherentní rozptyl

19.1.5 Nepružný rozptyl

Při nepružném rozptylu opět neutron předá část své energie jádru. Avšak v tomto případě se energie spíše než na mechanický pohyb jádra spotřebuje na zvýšení vnitřní energie jádra - nastane excitace jádra. při návratu jádra do původního stavu (deexcitaci vzbuzených jaderných hladin) se vyzáří foton záření γ , který již vyvolává ionizaci mechanismy popsanými dříve. Je to konkurenční proces k pružnému rozptylu na jádrech těžších než proton. Část energie se přemění na excitační → přesnost určení energie je dána jejím osudem. Podíl nepružného rozptylu roste s rostoucí energií.

19.1.6 Radiační záchyt neutronů (n, γ)

Radiační záchyt je proces, při kterém je neutron jádrem pohlcen a následně je emitován jeden nebo více fotonů záření γ . To pak již samo vyvolává ionizaci. Další ionizace pak může nastat i následně dlouhodobě - jádra, jež pohltila neutron, jsou často radioaktivní a rozpadají se za vyzáření dalšího ionizujícího záření.

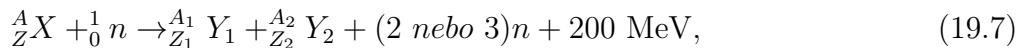
Radiační záchyt neutronů je nejúčinější pro pomalé neutrony s nízkou energií, zvláště pro „tepelné“ neutrony (nazýváme tak pomalé neutrony, které po množství srážek má energii srovnatelnou s tepelným pohybem atomů) s energií přibližně 0,025 eV, a je odlišný pro různá jádra.

K látkám, které nejúčinněji zachycují neutrony, patří zvláště bor a kadmium, které se proto používají jako stínící materiál pro neutronové záření a pro regulaci neutronového toku v jaderných reaktorech.

Vysoké hodnoty účinných průřezů pro nízkoenergetické neutrony. Jsou to exotermické reakce. A uvolněná energie umožňuje detekci.

19.1.7 Štěpení atomových jader

Štěpení atomových jader lze schematicky rozepsat jako proces



kde uvedená energie je vazbová energie.

Pro neutron štěpící ${}^{235}U$ existuje několik způsobů



Energetické spektrum neutronů je spojité, přičemž 99 % tvoří okamžité neutrony a 1 % zpozděně neutrony (velký význam pro řízení reaktoru). Střední hodnota kinetické energie neutronů je $\langle E_n \rangle = 1,75 \text{ MeV}$.

Indukované štěpení: (n, f)

- indukováno nízkoenergetickými reakcemi (termální): ${}^{233}U$, ${}^{235}U$, ${}^{239}Pu$
- exotermické s velmi vysokým $Q \sim 200 \text{ MeV}$
- indukováno rychlými neutrony: ${}^{238}U$, ${}^{237}Np$, ${}^{232}Th$
- indukováno „relativistickými“ neutrony: ${}^{208}Pb$

19.1.8 Jaderné reakce

- reakce $(n, 2n)$, $(n, 3n)$... endotermické (prahové) reakce
- reakce (n, d) , (n, t) , (n, α) , ... - reakce využívané pro detekci nízkoenergetických neutronů (exoergické): dvoučásticový rozpad složeného jádra v klidu, nerelativistické přiblížení:

$$E_j + E_c = Q \quad (19.11)$$

$$m_j v_j = m_c v_c \quad \Rightarrow \quad \sqrt{2m_j E_j} = \sqrt{2m_c E_c} \quad \Rightarrow \quad E_j = \frac{m_c}{m_j} E_c \quad \Rightarrow \quad E_c = \frac{m_j}{m_c + m_j} Q, \quad (19.12)$$

kde m_c , E_c je pro částici a m_j , E_j je pro jádro.

- reakce využívané k detekci rychlých neutronů - prahová reakce
- výroba plutonia
- detekce tepelných neutronů: ${}^10_B + {}_0^1 n \rightarrow {}_2^4 \alpha + {}_3^7 Li$
- detekce tepelných neutronů v termojaderných reakcích: ${}^6_Li + {}_0^1 n \rightarrow {}_2^4 \alpha + {}_1^3 H$
- určování stáří látek organického původu

Při vysokých energiích $E > 0,1 \text{ GeV} \rightarrow$ reakce protonů a neutronů jsou podobné (de Broglieho vlnová délka je srovnatelná s velikostí nukleonu - nukleony interagují mezi sebou).

19.1.9 Účinné průřezy

Celkový účinný průřez je dán součtem, neboť jednotlivé procesy na sobě nezávisí

$$\sigma_t = \sigma_{n,n} + \sigma_{n,n'} + \sigma_{n,\alpha} + \sigma_{n,\gamma} + \sigma_{n,f} \quad (19.13)$$

Pro intenzitu svazku neutronů při průchodu absorbátorem tloušťky d platí vztah

$$I(d) = I_0 \exp(-\sigma_t n d), \quad (19.14)$$

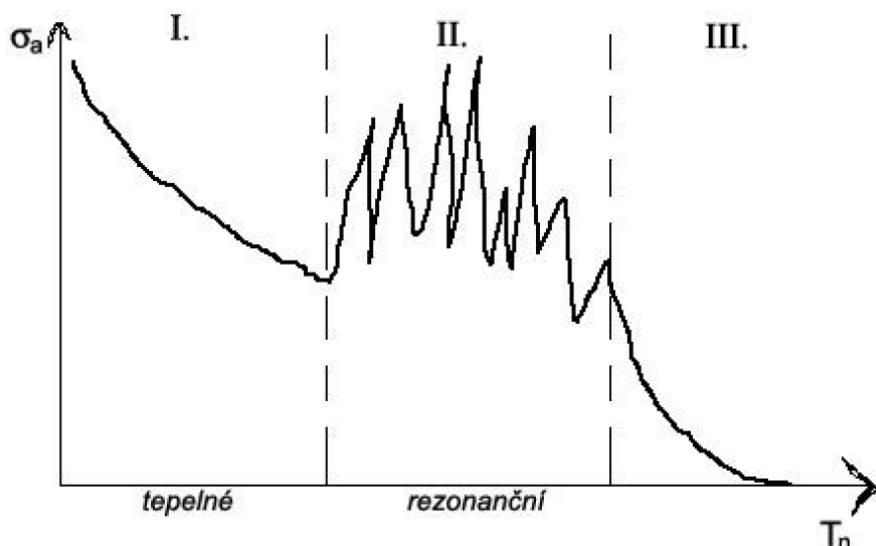
odkud lze odvodit vztah pro násobnost zeslabení $T = \frac{I_0}{I(d)} = \exp(-\sigma_t n d)$.

Dále zavádíme také makroskopický účinný průřez $\Sigma[m^{-1}] = n\sigma_t$, jakožto analogii ke koeficientu zeslabení. Převrácená hodnota $l = 1/\Sigma$ udává střední volnou dráhu (tloušťku absorbátoru, která zeslabí tok neutronů na $(1/e)$).

19.1.10 Absorbční účinný průřez

Typickou závislost $\sigma_a = \sigma_a(E_n)$ pro látky s atomovým číslem $A > 100$ znázorňuje Obr. 19.3. Jak je vidno, závislost můžeme rozdělit do tří částí:

- I. v první části nalézáme oblast zákona $1/v$, platí $\sigma_a = \sigma_0 \frac{v_0}{v}$, kde $v_0 = 2200 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ a tedy energie $E_{n_0} = 0,025 \text{ MeV}$.
- II. σ_a má několik maxim, jejich počet závisí na izotopu
- III. hladká funkce, blíží se geometrickému průřezu $\sigma_a = \pi R^2$, kde $R = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1,45 \text{ fm}$.



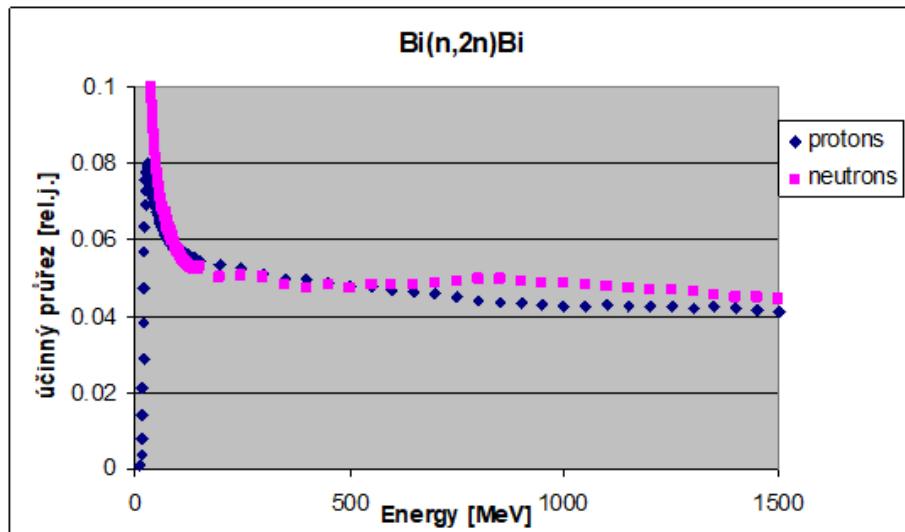
Obr. 19.3: Závislost σ_a na energii E_n

19.1.11 Některé významné reakce s neutrony

- exotermické reakce: uvolněná energie umožňuje detekci
- $^{157}\text{Gd}(n, \gamma)$ - pro termální neutrony jeden z vůbec největších $\sigma \sim 255000$ barn
- účinný absorbátor neutronů: $^{113}_{48}\text{Cd} + ^1_0 n \rightarrow ^{114}_{48}\text{Cd} + \gamma$
- radioaktivní indikátor: $^{115}_{49}\text{In} + ^1_0 n \rightarrow ^{116}_{49}\text{In} + \gamma$, $^{116}_{49}\text{In} \rightarrow ^{116}_{50}\text{Sn} + e^- + \bar{\nu}_e$

19.1.12 Tříšťivé reakce, hadronová sprška

Interagují relativistické a ultrarelativistické neutrony. Mají stejný průběh jako pro protony a jádra.



Obr. 19.4: Tříšťivé reakce

19.2 Detektory a spektrometry neutronů

Detekci neutronů rozdělujeme takto:

- Detektory pomalých neutronů (tepelných, epitermálních, rezonančních)
- Detektory rychlých neutronů
- Detektory relativistických a ultrarelativistických neutronů

Detekce neutronů je prováděna skrze reakce, ve kterých se energie předává nabitém částicím nebo takové částice vznikají.

Následek:

- Komplikované reakce \rightarrow silná závislost účinnosti na energii

- Malá účinnost → nutnost velkých objemů
- Ztrácí jen část energie → komplikované určování energie → časté využití TOF

Využívané reakce:

- neutron + jádro → odražené jádro může být proton, deuteron, triton, α -částice, štěpné produkty → velmi silná závislost účinného průřezu na energii

Detektory složené:

- Konvertor - zajišťuje vznik nabitych častic
- Detektor nabitych častic

Požadavky na materiál konvertoru a detektoru:

- Velký účinný průřez pro využívané reakce
- Vysoká uvolněná energie (pro detekci nízkoenergetických neutronů) nebo vysoká konverze kinetické energie (pro detekci vysokoenergetických neutronů)
- Možnost rozlišení fotonů a neutronů (nejlépe detektory citlivé k neutronům a necitlivé k γ)
- Co nejnižší cena na produkci materiálu

K detekci se tedy využívají:

- Neutronové čítače - proporcionální čítač, konvertor (např. He) je přímo pracovní plyn nebo příměs, případně je obsažen ve stěnách (energie se pak určuje z TOF)
- Scintilátory - organické (odražené protony a uhlík), dopované konvertorem kapalné (NE213) nebo plastikové (NE102A)

19.2.1 Detektory pomalých neutronů

Musíme vybrat takový materiál, který má velký účinný průřez pro tepelné rezonanční neutrony. Důležitá je také nízká efektivita na záření γ . Využívají se exoergické reakce, při kterých je energie uvolněná v detektoru daná energií reakce. Energii můžeme určit například z doby letu nebo difrakcí pro velmi nízkoenergetické neutrony. Pro detekci pomalých neutronů můžeme použít následující detektory:

1. Detektory založené na reakci s bórem
 - BF_3 proporcionální komora
 - BF_3 slouží jako neutronový konvertor i jako plynná náplň proporcionálního čítače
 - vysoké obohacení o izotop ^{10}B
 - nízká efektivita na záření γ

- bór na stěnách a alternativní plynová náplň
 - scintilátory s obsahem bóru
⇒ využití možnosti rozlišení neutronů a fotonů pomocí tvaru pulsu
2. Detektory založené na reakcích ${}^6\text{Li}$ (dopant)
 3. Detektory založené na reakcích ${}^3\text{He}$ (vždy plynná podoba) - proporcionální čítače - konvertor je zároveň náplní
 4. Detektory založené na štěpení (${}^{235}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$)

19.2.2 Krystalové difrakční spektrometry a interferometry

Využití difrakce:

- Určení energie neutronů
- Určení struktury krystalů

Využívá se ohybu krystalu pro změnu měřené energie. Monochromátory využívají odraz.

19.2.3 Mechanické monochromátory ⇒ TOF měření

Jsou to rotující absorpční disky, které mají vhodně uspořádané otvory. Velmi přesně měří energii nízkoenergetických neutronů. Můžeme pomocí nich získávat svazky neutronů s danou energií.

19.2.4 Detektory rychlých neutronů

Rychlé neutrony se nejdříve pomocí moderátoru zpomalí na pomalé neutrony. Plastické a kapalné scintilátory umožňují zároveň detekci i moderaci.

- **Bonnerovy koule:** organický moderátor se nachází okolo neutronového detektoru tepelných neutronů
- spektrometrie: díky různému průměru koulí (nebo díky tomu, že se nachází v různých místech detektoru) se moderují neutrony s různou maximální energií, spektrum se rekonstruuje z naměřených četností z různě velikých koulí

Odezva se simuluje pomocí Monte Carlo programů.

- Výhody: jednoduchost, široký energetický rozsah
- Nevhýody: velmi malé energetické rozlišení

19.2.5 Detektory a spektrometry založené na pružném rozptylu neutronů

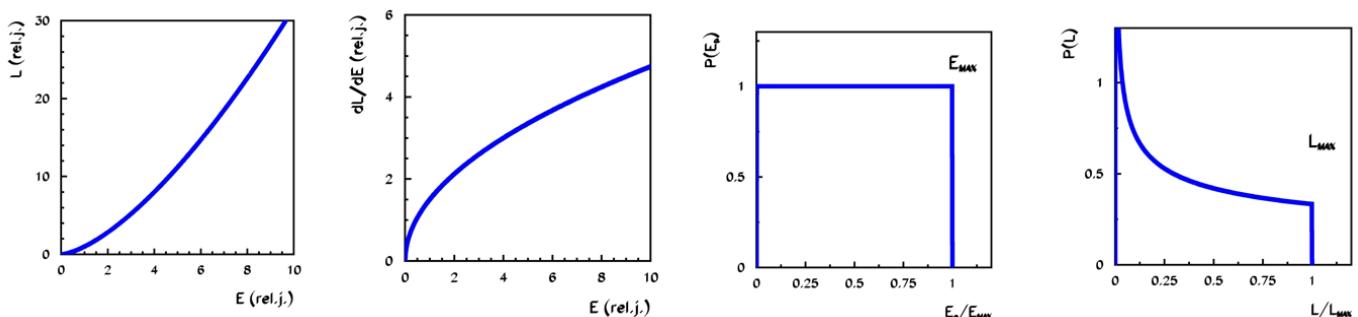
Používají se scintilační detektory (např. NE213):

- Odezva L : $L = k \cdot E^{3/2}$, kde k je nějaká konstanta
- odtud dostaneme: $\frac{dL}{dE} = \frac{3}{2}k \cdot E^{1/2}$
- Energie vyjádřena z odezvy: $E = \frac{1}{k}L^{2/3}$
- Je-li: $\frac{dN}{dE} = \text{konst.}$ potom: $\frac{dN}{dL} = \frac{\frac{dN}{dE}}{\frac{dE}{dL}} = \frac{\text{konst.}}{\frac{3}{2}kE^{1/2}} = \text{konst.'} \cdot L^{-1/3}$

Tyto vztahy jsou platné pro rozptyl neutronů s $E < 10$ MeV na protonech.

Další faktory:

- vliv okraje
- mnohonásobný rozptyl
- rozptyl na uhlíku
- rozlišení detektoru
- konkurenční reakce při větších E_n



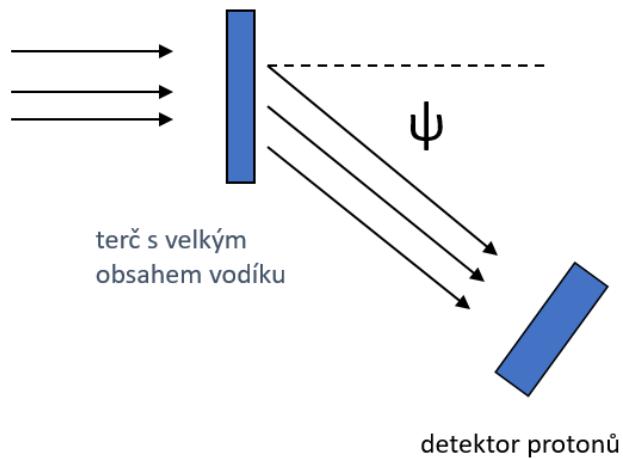
Obr. 19.5: Charakteristiky pružného rozptylu neutronů

19.2.6 Neutronový spektrometr založený na odražených protonech

- detekce a určení energie E_p odražených protonů
- využití znalosti úhlu odrazu ψ

Existuje široká škála detektorů, které tento efekt využívají (závisí to na energii protonů, ale protony se dobře detekují, takže spíše na množství ionizace). Problémy:

- vhodná velikost terče
- přesnost určení úhlu



Obr. 19.6: neutronový spektrometr založený na detekci odražených protonů

19.2.7 TOF spektrometry \Rightarrow měření pomocí doby letu

Jedná se o nejpřesnější určování energie neutronů (relativistické)

$$E_{KIN} = E_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \quad \beta = \frac{v}{c} = \frac{L}{tc} \quad (19.15)$$

$$\sigma_{E_{KIN}} = \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} (E_{KIN} + E_0) \sqrt{\left(\frac{\sigma_L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_t}{t}\right)^2} \quad (19.16)$$

Problémem je přesnost určení času interakce (interakční místo) a vzdálenosti mezi interakcí a detekcí (tloušťka detektoru).

19.2.8 Aktivační detektory neutronů

Jsou to sendviče fólií z různých materiálů (většinou monoizotopických - jinak totiž nevíme, z jaké reakce radioizotop vznikl). Využívají se různé prahové reakce, abychom mohli určit spektrum neutronů. Měří se rezonanční neutrony pro různé (n, γ) reakce (musíme dát pozor na vliv pohlcení neutronů ve fólii). Jsou zde problémy s rekonstrukcí spektra a tak musíme přímo srovnávat počty aktivovaných jader. Často se využívají zlaté fólie.

- Výhody: jednoduchost, malý detektor lze vložit všude (jedná se pouze o malou fólii)
- Nevhody: složitější interpretace \Rightarrow účinné průřezy jsou komplikované

19.2.9 Indukované štěpení a emulze

Kombinace ^{235}U , ^{238}U a ^{208}Pb

Počítá se počet ionizačních stop štěpných fragmentů. Jedná se ale poté o složitou analýzu a interpretaci naměřených dat.

19.2.10 Detekce neutronů II

Mechanismy detekce neutronů v látce jsou založeny na nepřímých metodách, jelikož neutrony jakožto neutrální částice neinteragují přímo s hmotou. Proces detekce neutronů je spuštěn ve chvíli, kdy tyto neutrony interagují s jádry za vzniku nabitych částic. Elektrické signály produkované těmito nabitymi částicemi lze pak již detektovat.

Rozlišujeme dva hlavní druhy interakce neutronů s látkou:

- **Recoil-type detector** - neutron může být rozptýlen terčovým jádrem, přičemž mu předá část své kinetické energie. Pokud je jí předáno dostatek, odražené jádro může ionizovat materiál obklopující místo interakce. Tento mechanismus je účinný pouze pro neutrony o dostatečné energii interagující s lehkými jádry. Tyto detektory zaznamenávají pouze první interakci. Celková energie neutronu povětšinou není ztracena v detektoru, tudíž jediná informace o energie je ta, zda se jednalo o nízko- či vysokoenergetický neutron, jenž byl rozptýlen.
- **Reaction-type detectors** - neutron může způsobit jadernou reakci, přičemž produkty této reakce (protony, α částice, γ záření, odštěpky) mohou iniciovat proces detekce. Většina reakcí se odehrává již za tepelných energií, pouze některé mají prahovou energii. Vzhledem k tomu, že neutrony vykazují větší pravděpodobnost reakcí za tepelných energií, je v těchto typech detektorů neutrony třeba moderovat. Tím se však zcela ztrácí informace o jejich počáteční energii (energie, která je zaznamenána v detektoru, je pouze reakční energie). V těchto detektorech se používají zejména ^3He při tlaku několika atmosfér, ^6Li či ^{10}B ve formě chemických sloučenin.

19.2.11 Základní parametry jednotlivých reakcí

- Reakce $^{10}\text{B}(n_{th}, \alpha)^7\text{Li}$ - účinný průřez je $\sigma = 3840 \text{ b}$, 94% reakcí jde přes excitovaný stav (jenž přechází v základní stav γ - rozpadem), zbylých 6% přes základní stav, energie reakce je mnohem větší než kinetická energie tepelných neutronů, tudíž součet energie reakčních produktů je přibližně roven energii reakce ($E_{Li} = 0,84 \text{ MeV}$, $E_\alpha = 1,47 \text{ MeV}$), ^{10}B je nejčastěji používaný materiál pro detekci tepelných neutronů.
- Reakce $^6\text{Li}(n_{th}, \alpha)^3\text{H}$ - účinný průřez je $\sigma = 940 \text{ b}$, energie reakce je mnohem větší než kinetická energie tepelných neutronů, tudíž součet energie reakčních produktů je přibližně roven energii reakce ($E_T = 2,73 \text{ MeV}$, $E_\alpha = 2,05 \text{ MeV}$).

- Reakce ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ - účinný průřez je $\sigma = 5330 \text{ b}$, energie reakce je mnohem větší než kinetická energie tepelných neutronů, tudíž součet energie reakčních produktů je přibližně roven energii reakce ($E_p = 0,574 \text{ MeV}$, $E_T = 0,191 \text{ MeV}$).

Detektory používají buď mechanismus rozptylu nebo reakce, mohou používat pevné, tekuté, či plynové média. Ačkoliv výběr reakcí je omezený, můžeme obměňovat detekční média k dosáhnutí mnoha možností detekce.

Informace o energii neutronu je většinou velmi chabá (limitována dostupnými reakcemi indukovanými neutrony). Můžeme říct, že neutronové detektory poskytují informace pouze o počtu neutronů, ale ne o jejich energii.

Po „konvertování“ neutronů v nabité částice (díky rozptylu či jaderným reakcím) mohou být použity různé detektory častic - plynové, scintilační nebo polovodičové. Detekce neutronů se dělí na detekci tepelných, rychlých a relativistických.

Jaderné účinné průřezy mají charakteristickou závislost na energii. Reakcím s nabitými částicemi dominuje Coulombovská energie, jelikož obě částice v reakci mají elektrický náboj. Účinný průřez tak je dán jako $\sigma(E) \sim \pi r^2(1 - V/E)$, kde V je Coulombovská bariéra. Také neutrony indukované reakce ale mají charakteristickou závislost na energii - interakce je vždy přitažlivá a účinný průřez pro záchyt s $l = 0$ má tvar $\sigma_0 = 1/v$.

Detekce neutronů převážně spoléhá na pozorování neutrony indukovaných jaderných reakcí. Účinný průřez záhytu pro reakci indukované rychlými neutrony je malý v porovnání s tímto účinným průřezem při nízkých energiích neutronů ($\sigma_{cap} \sim 1/v$).

- Existují dva přístupy, jak detektovat rychlé neutrony:

- buď je můžeme termalizovat (moderace hydrogenními materiály jako např. polyethylenem nebo parafinem, optimální tloušťka moderátoru je v řádech cm čí desítkách cm pro energie keV či MeV) a zachytit, což sice probíhá s vysokou efektivitou, ale poskytuje informace pouze o počtu neutronů, nikoliv o jejich energii, navíc je díky nutné moderaci pomalé.
- nebo je můžeme nechat se při vysokých energiích pružně rozptylovat na protonech (protony jsou lehce detekovatelné), tento přístup poskytuje rychlou odezvu a také energetické spektrum neutronů (za předpokladu, že E_n je dostatečně velké ve srovnání s Q); vhodné jsou reakce ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ a ${}^3\text{He}(n, p)$.

Pro zpomalování rychlých neutronů se používají i tzv. **Bonnerovy sféry**. Je to organický moderátor ve tvaru koule umístěný okolo detektoru tepelných neutronů.

Neutronové detektory jsou citlivé na γ záření, a jelikož většina materiálů emituje více než desetkrát více γ neutronů, je citlivost na γ významným parametrem. Na relativní výšku signálů od γ mají vliv zejména:

- přítomnost stínění před γ zářením
- některé detekční materiály upřednostňují absorpci neutronů, tepelné neutrony jsou absorbovány s větší pravděpodobností než γ , u rychlých neutronů jsou pravděpodobnosti srovnatelné.

- neutrony indukují reakce, v nichž se uvolní více energie než přenesou γ elektronu (průměrná přenesená energie na jedno γ jednomu elektronu je asi 400 keV). Tudíž mají elektrony v plynových detektorech mnohem delší dosah než těžké nabité částice vzniklé při reakci. Pokud je zvolena tloušťka detektoru (nebo tlak plynu) taková, aby se v detektoru zastavily pouze těžké nabité částice, elektrony uniknou pryč a v detektoru zanechají pouze malou část své energie.
- rychlosť sběru náboje pro neutrony a γ se různí. Zesilovač s rychlou diferenciací tak může shromáždit relativně méně náboje z γ interakce než z interakce neutronů. Poté lze efektivně použít diskriminaci podle tvaru pulsu.

19.2.12 Detekce založená na rozptylu neutronů

Nejčastěji používaná metoda detekce rychlých neutronů je rozptyl na lehkých jádrech. Tato odražená jádra se následně velmi jednoduše detekují (nezajímá nás přitom hodnota energie Q pružného rozptylu).

Energie předaná jádru je závislá na jeho hmotovém čísle A a je dána vztahem

$$E_R = \frac{2A}{(1+A)^2} (1 - \cos \Theta) E_n, \quad (19.17)$$

kde Θ je úhel rozptylu odraženého jádra, E_n je energie neutronu před srážkou. Maximální hodnota předané energie je $E_R = \frac{4A}{(1+A)^2} E_n$.

19.2.13 Detekce založená na jaderných reakcích s neutrony

Štěpné neutronové komory

Tyto detektory zaznamenávají neutrony, které indukují štěpení v štěpitelném materiálu (obvykle je jím vysoce obohacený ^{235}U), jímž jsou obalený vnitřní stěny komory (te je jinak plněna plyinem - směsí argonu a metanu). Po štěpné reakci vzniknou dva fragmenty - jeden je absorbován ve stěně detektoru a druhý způsobí ionizaci v plynu. Tato metoda je vhodná zejména pro pomalé neutrony.

19.2.14 Neutronové scintilační detektory

Ve scintilačních detektorech jsou záhytem neutronů produkovaný ionty, stejně tak jsou v médiu vytvořeny krátkožijící stavy emitující fotony, které cestují ze scintilátoru k fotokatodě, kde jsou emitovány fotoelektrony. Ty jsou následně urychlovány v elektrickém poli fotonásobiče a díky dynodám je jejich počet znásoben (přibližně 10^6 -krát), než doputují na anodu.

V těchto detektorech se používají $\text{ZnS}(\text{Ag})$ (obyčejně se používá ve sloučeninách s Li_6F), GS-20 (ve sloučenině s Li_2O), $\text{Li}_6\text{Gd}(\text{BO}_3)_3(\text{Ce}^{3+})$.

Pro detekci rychlých neutronů se používají plastické a organické scintilátory z důvodu jejich rychlé odezvy. Hlavní nevýhodou organických scintilátorů je však jejich vysoká citlivost na γ

záření. Pravděpodobnost detekce neutronů a γ jsou srovnatelné, výšky pulsů pro monoenergetické záření také. Jedinou možností rozlišení typu detekované částice je ta rozlišení tvaru pulsu.

Ve scintilátorech se používá reakce



19.2.15 Polovodičové detektory neutronů

V těchto detektorech se používá pro detekci neutronů výše uvedená reakce. Na každý neutron se vyprodukuje přibližně jeden a půl miliónů elektronů a děr ($\sim 2,4 \cdot 10^{-13} \text{ C}$). Takové množství elektrického náboje lze detektovat přímo bez dalšího zesilování.

Standardní neutronové polovodičové detektory však neobsahují dostatek jader absorbuječích neutrony, aby měly rozumnou efektivitu detekce neutronů. Proto je potřeba například dávat absorbátor neutronů (${}^6\text{Li}$) na povrch polovodiče.

19.2.16 Ostatní techniky detekce neutronů

K detekci neutronů lze použít také mechanické zařízení, jako například rychlostního selektoru, či rotující závérky - tyto jsou využitelné pouze v oblasti tepelných energií. Energii neutronu lze určovat prostřednictvím měření doby letu (time of flight), nebo pomocí krystalové difrakce (teplné neutrony mají de Broglieho vlnovou délku $\sim 0,1 \text{ nm}$).

19.2.17 Neutronová aktivační fólie

Pro měření intenzity toku neutronů se používá neutronových aktivačních fólií. Jsou to čisté materiály se známou hustotou a účinným průřezem.

Neutrony i velmi nízkých energií mohou interagovat s jádry a indukovat tak široké spektrum jaderných reakcí. Spousta z nich dále vede k radioaktivním produktům, jejichž přítomnost může být dále měřena použitím konvenčních detektorů. S dobou, kdy je vzorek exponován neutrony, stoupá počet radioaktivních jader. Ve chvíli, kdy je toto ukončeno, počet radioaktivních jader klesá s daným poločasem rozpadu. Přitom je prakticky vždy emitováno záření (β či γ nebo obojí), které může být detektováno. jelikož je množství detekovaných částic úměrné indukované radioaktivitě, lze jej vztáhnout i k intenzitě toku neutronů, jimiž byl vzorek vystaven.

Jaderné reakce, ke kterým dochází při ozařování běžných materiálů neutrony, mají rozmanitý průběh i produkty. Reakce se stejným vstupním kanálem mají zpravidla několik různých výstupních kanálů, přitom pravděpodobnost průběhu různými vstupními kanály závisí na energii bombardujících neutronů. Může se tak stát, že při bombardování jediného druhu terčíkového jádra vzniká několik radionuklidů.

Neutronové aktivační fólie jsou často používány k měření neutronových polí okolo reaktorů, urychlovačů nebo jiných intenzivních zdrojů neutronů.

19.2.18 Spektrometrie rychlých neutronů

Pro spektrometrii rychlých neutronů je možné použít proporcionálních počítačů plněných ${}^3\text{He}$, a tedy reakce



která má jednoznačný průběh a vhodnou, nepříliš velkou energii Q . Vedle této dominantní reakce má vliv na tvar spektra také pružný rozptyl neutronů na jádrex helia a také prahová reakce ${}^3\text{He}(n, d){}^2\text{H}$ s prahem $E_n = 4,36 \text{ MeV}$. Nevýhodou spektrometru využívajícího této reakce je s energií neutronů velmi rychle klesající spektrometrická účinnost, sledující závislost účinného průzezu reakce na energii neutronu. Energetický rozsah spektrometru je zdola omezen energetickou rozlišovací schopností pro tepelné neutrny, takže jej lze použít pro spektrometrii neutronů od energií 50 až 100 keV. Horní energetické omezení jeho použitelnosti je u vysokotlakých počítačů kolem 10 MeV.

Proporcionální počítače plněné vodíkem využívají pružného rozptylu neutronů na jádrex vodíku. Odražené jádro vodíku-proton, který byl před srážkou v klidu, získává po srážce energii

$$E_p = E_n \cos^2 \phi, \quad (19.20)$$

kde ϕ je úhel rozptylu v laboratorní soustavě. Odražený proton s energií E_p působí ionizaci vodíkové náplně počítače. Pokud nedojde ke stěnovému efektu, je odezva počítače úměrná E_p . Rozsah energií neutronů měřitelných proporcionálními počítači plněnými vodíkem je od asi 10 keV do 1 MeV. Jistou nevýhodou spektrometru rychlých neutronů založeného na pružném rozptylu protonů je jeho citlivost na záření γ .

Interakce neutronů s jádry vodíku mechanismem pružného rozptylu je využívána k detekci a spektrometrii neutronů i u scintilačních detektorů. Monoenergetickým neutronům s energií E_n odpovídá spojité spektrum energií protonů s energiemi $E_p \in <0; E_n>$, které jsou registrovány scintilátorem. Jeho rozměry musejí být voleny tak, aby nedocházelo k vícenásobným srážkám, které komplikují protonové spektrum. Příliš malé rozměry vedou na druhé straně při vyšších energiích neutronů k úniku protonů, které nepředaly celou svou kinetickou energii scintilátoru (tzv. „stěnovému efektu“).

19.3 Aplikace spektroskopie neutronů

Výzkum produkce a transportu neutronů v různých procesech slouží jako sonda do chování jader (neutrony interagují pouze silnou interakcí), průběhu tržitivých reakcí a chování jaderné hmoty.

Využití neutronů v aplikacích:

- reaktory (rychlé reaktory - celá spektra, termální reaktory - vybíráni pouze části spektra)
- využití reakcí (Be, Li - definujeme energii pomocí energie protonu (endotermická reakce, až 36 MeV kvazienergetický svazek neutronů - nějaké pozadí 30-40 % + peak), těžká voda,

deuteron-tritiový zdroj neutronů \Rightarrow 14 MeV monoenergetické neutrny), pro hodně tlusté materiály - ztráta energie protonů \rightarrow bílé spektrum

- spalační zdroje - dnes se využívají více než reaktory, jsou to tříšlivé reakce protonů s těžkými jádry + následná moderace \rightarrow zdroj neutronů

Neutrony ukazují:

- kde atomy jsou (strukturu) - pružný rozptyl
- co dělají (dynamiku) - nepružný rozptyl

Neutronová difrakce na rozdíl od fotonové difrakce rozliší mezi různými izotopy. Nahodí se ale pro vysoce absorbuječí materiály: Gd, Sm, Eu, Cd, B, Dy, ... (mají v oblasti tepelných neutronů vysoké účinné průřezy).

Např. GELINA TOF spektrometr v Belgii.

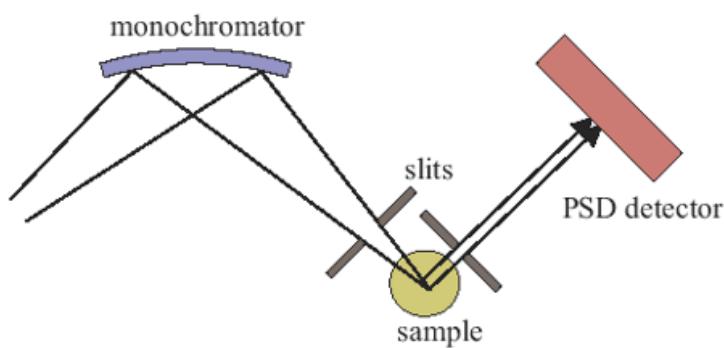
19.3.1 Neutronová difraktometrie

Výhoda:

- vidí lehké prvky
- rozliší blízké prvky a izotopy
- studium strukturních vlastností velkých složených vzorků
- studium magnetických vlastností \Rightarrow velká výhoda (slabá elektromagnetická interakce)
- možnost zkoumání materiálů a za tlustou stěnou (nesmí být z Cd, ...)

Neutronová difraktometrie se používá na

- materiálový výzkum - dají se určovat různé materiálové vlastnosti
- krystalografii - určování struktury krystalu



Obr. 19.7: Fokusující difraktometr

Maloúhlový neutronový rozptyl se používá na určování struktur o velikosti 1 – 1000 nm. Je citlivý na lehké prvky. Zkoumat materiály můžeme v trhačce nebo pícce. Dále můžeme měřit mřížkové konstanty polykrystalických struktur, dále můžeme měřit mikro a makro deformace (studium různých typů ocelí...). Měřit se dají i anizotropie směrů zrn v polykrystalických strukturách - ovlivňuje pevnost a další vlastnosti. Využívá se nepružného neutronového rozptylu.

19.3.2 Tříšťivé (spalační) reakce jako intenzivní zdroj neutronů

Využívají se reakce protonu s vysokou energií (> 100 MeV) s jádry. Je to velmi intenzivní zdroj neutronů, tím lze dosáhnout až 10^6 n/cm²·s. Přesně tyto vlastnosti potřebujeme pro efektivní transmutaci (jaderná přeměna, při níž dochází ke změně složení atomového jádra).

Máme tři etapy tříšťivých reakcí:

- Vnitrojaderná kaskáda - nalétávající proton vyráží v nukleon-nukleonových srážkách nukleony s vysokou energií, de Broglieho vlnová délka je srovnatelná s velikostí nukleonu \Rightarrow „nukleonový kulečník“ (relativistické energie)
- předrovnovážná emise - výlet nukleonů s vyšší energií z jádra ještě před nastolením tepelné rovnováhy, de Broglieho vlnová délka větší než rozměr nukleonu, energie nejsou relativistické, více pravděpodobné je, že z jádra vylétávají neutrony (nabité částice musí navíc překonat Coulombickou bariéru)
- vypařování neutronů nebo štěpení jádra - jádro v tepelné rovnováze se zbavuje přebytečné energie vypařováním neutronů (z vysoce excitovaného jádra) s energií okolo 5 MeV. Neutrony jsou vypařovány i štěpnými produkty.

Vysokoenergetické neutrony vzniklé v etapě vnitrojaderné kaskády mohou způsobit další tříšťivou reakci. Vzniká tak hadronová sprška.

19.3.3 Účinné průřezy pro ADTT (Accelerator Driven Transmutation Technologies) systémy a astrofyziku

ADS (Accelerator Driven Systems) jsou systémy sestávající se ze tří hlavních komponentů: urychlovače částic (zejména protonů), terčíku pro spalační (tříšťivou) reakci, produkovujícího vnější zdroj neutronů, a podkryticky uspořádaného reaktoru, umožňujícího štěpnou reakci. Paprsek iontů je zaměřen na terčík, který je umístěn v centru aktivní zóny. Interakcemi mezi urychlenými částicemi a terčíkem z těžkého kovu se generují neutrony, které udržují štěpnou reakci v reaktoru.

První možností, pro kterou mohou být využity je definitivní izotopická likvidace plutonia, vzniklého hlavně při demontážích zbraňového plutonia zejména v zemích bývalého SSSR, namísto jeho oddělení od životního prostředí (např. trvalým kontrolovatelným uložením), a tak předejít jeho zneužití. Navíc štěpitelné izotopy plutonia představují velký energetický potenciál. Druhou možností je transmutace izotopů s „rozumným“ účinným průřezem pro záchyt (absorpci) neutronů.

To se ve velké míře týká jak aktinidů, tak i převážné části dlouhodobých štěpných produktů. Transmutační technologie nemohou vyřešit problémy nakládání s vyhořelým palivem „beze zbytku“.

Zařízení n-TOF v CERNu (Neutron Time of Flight) byl postaven, aby studoval interakce neutronu s jádry pro neutronové energie od meV až do několika GeV. Široké spektrum energie a vysoká intenzita svazku neutronů produkované na n-TOF se používá k přesným měřením procesů, které jsou spojené s neutrony.

n-TOF se skládá z:

- protonový svazek: $E_p = 20 \text{ GeV}$, $\Delta t = 7 \text{ ns}$ (šířka pulzu) , $I = 7 \cdot 10^{12} \text{ protonů}$, $f = 0,8 \text{ Hz}$
- olověný terč - tříšťlivé reakce
- dostaneme neutronový svazek: $300n/p$, $E_n = 0,1 \text{ eV} - 250 \text{ MeV}$

Neutronový zdroj je vzdálený 185 m, intenzita je $10^5 \text{ n/pulz/energetický řád}$. Má speciální kolimaci a moderaci pro různé režimy práce. Neutronový svazek má $FWHM = 11,8 \text{ mm}$.

Měření s n-TOF: různé typy detektorů částic a fotonů, velmi přesná měření ve velmi širokém rozmezí energií, transmisní měření.

19.3.4 Studium reakce (n, γ) na ^{151}Sm

- poločas rozpadu 93 let - je součástí odpadu jaderných elektráren
- důležitý článek řetězce produkce vzácných zemin
- patří mezi přechodové prvky

Neutrony mají energii od 0,6 eV do 1 MeV. Detekuje se γ pomocí C_6D_6 scintilátoru (malá citlivost na neutrony). Přesnost měření je 6%.

19.3.5 Produkce neutronů v tříšťlivých reakcích a srážkách protonů a těžkých iontů

- Příklad měření produkce neutronů v tříšťlivých reakcích na tenkých terčích:
 - použit svazek protonů z cyklotronu v SIN (Švýcarsko) - puls 200 ps
 - tenké terče
 - díry ($d = 4 \text{ cm}$) v 20 cm železa → úzce kolimovaný svazek neutronů do úhlů $30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$ (aby nebyl vliv rozptylu)
 - vzdálenost terče od detektoru je 1,3 m
 - NE213 - neutronový detektor (plastikový)
 - NE102A - veto detektor - potlačení nabitéch částic (ale neutrony tu interagovat nesmí)
- Měření produkce neutronů v tříšťlivých reakcích do nulového úhlu

- protonový svazek LAMPF (USA) $E = 800$ MeV
- důležité materiály jsou Al, Ti, Cu, W, Pb, U
- odklonění svazku nabitych protonů a dalších častic magnetem
- konvertorem je tekutý vodík - $0,93$ g/cm²
- výběr jen dopředných protonů vznikajících ve srážkách neutronů (čelní srážky → pře- daná veškerá energie neutronu)
- spektrometr: 4 mnohodrátkové proporcionalní komory, 2 před a 2 za magnetem (určení hybnosti ⇒ na základě toho určíme energii původního neutronu)
- Problémy:
 - * nepružné procesy v konvertoru $n + p \rightarrow p + n + \pi^0, n + p \rightarrow p + p + \pi^-$
 - * vznik jiných častic $n + p \rightarrow d + \pi^0, n + p \rightarrow d + \gamma$
 - * pozadí častic vznikajících jinde
 - * přesnost znalosti účinného průřezu rozptylu $n - p$ jako funkci energie
- řada dalších experimentů studujících produkci neutronů v tříšlivých reakcích při srážkách těžkých iontů
- Podobně se produkují neutryny i na těžkých terčích
- je zapotřebí získat data o pravděpodobnostech reakcí a produkci neutronů (i v medicíně, nepotřebujeme přímo neutryny, ale informace o nich potřebujeme, protože můžou vznikat v reakcích)
- Měření produkce neutronů na tlustých terčích nebo složitějších sestavách
 - Příklad: sestava „Energy plus transmutation“ v SÚJV Dubna
 - Účel: získat data o produkci a transportu neutronů pro testování simulačních programů
 - určování toku a spektra neutronů aktivační metodou

19.3.6 Získaná experimentální data

- Měřená data - počet produkovaných jader v aktivačním vzorku normovaný na jeden proton a gram vzorku → taková to data lze přímo srovnávat se simulacemi

Kapitola 20

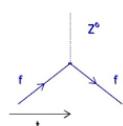
Spektroskopie neutrin

20.1 Interakce neutrin

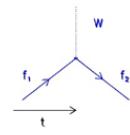
Neutrina interagují pouze slabou interakcí. Slabá interakce je zprostředkována výměnou intermediálních bosonů:

- Z^0 - neutrální proudy (byly potvrzeny na experimentu GARGAMEL v Cernu - v bublinové komoře)
- W^+, W^- - nabité proudy

Základní pravidla pro vrcholy

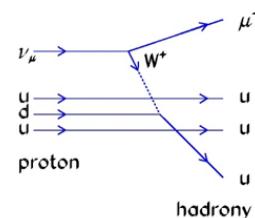
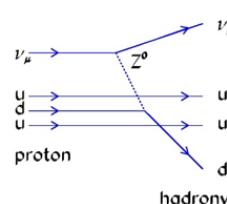


Náboje, leptonová čísla, vůně kvarku a barva se zachovávají

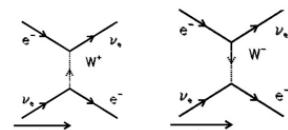
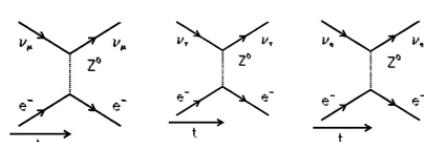


- 1) elektrický náboj se zachovává
- 2) Leptonové číslo se zachovává
- 3) Počet kvarků zachovává
- 4) Vůně se nezachovává

Příklady slabé interakce neutrín s hadrony

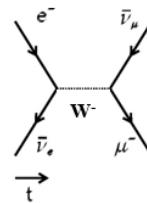


Příklady slabé interakce neutrín s elektronami



Obr. 20.1: Slabá interakce neutrín

**Příklad interakce patřící k proudům
(anihilace elektronu a elektronového antineutrina)**



Slabá intenzita interakce a její krátký dosah dány velkou hmotností kalibračních bozonů – efektivní intenzita interakce

Dosah 10^{-18} m

Slabá interakce je v modelu elektroslabé interakce charakterizována vazbovou konstantou g

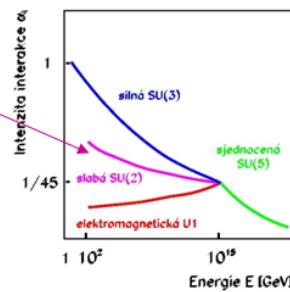
Spojení s Fermiho konstanou G_F ($E \ll M_W c^2$):

$$G_F = \frac{\sqrt{2}}{8} \frac{g^2}{m_W^2}$$

**Účinný průřez reakce $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$
v nízkoenergetické limitě ($E_v \ll M_p c^2$):**

$$\sigma = \frac{G_F^2 (p_e c) E_e}{\pi (\eta c)^4}$$

**$\sigma = 5,8 \cdot 10^{-18} \text{ fm}^2 \rightarrow 5,8 \cdot 10^{-17} \text{ mbarn pro srovnání}$
silná interakce má $\sigma = 3 - 5 \text{ fm}^2 \rightarrow 30 - 50 \text{ mbarn}$**



Chování intenzity interakce s energií pro různé interakce

Obr. 20.2: Slabá interakce neutrin

První detekce neutrin byla provedena v roce 1956 na reaktorech. V reakci $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ jsou e^+ identifikovány pomocí anihilace v detektoru γ záření. Neutrony detekujeme pomocí radiačního záchrty na Cd (přidáme ho do vody). Pomocí záchrty vznikne Cd^* , které následně deexcituje a vznikne tak sprška γ záření, které detekujeme ve stejném detektoru γ .

20.1.1 Detekční metody

Než se budeme věnovat konkrétním detektorům, podívejme se, jaké jsou možnosti interakce neutrin s hmotou. První se bude týkat interakce elektronového neutrina či antineutrina s jádrem. V případě, že elektronové neutrino zasáhne jádro, může v něm přeměnit neutron na proton a vyprodukovať elektron. Celkový počet nukleonů se tím sice nezmění, ale jádro již bude přináležet prvku s počtem protonů o jedničku větším než před srážkou. Při podobné situaci, ale v případě kdy s jádrem interaguje elektronové antineutrino, dochází k snížení protonového čísla, protože se jeden z protonů přemění na neutron za vzniku pozitronu. Tato reakce se často označuje jako inverzní rozpad beta. V obou případech k přeměně jádra dochází jenině tehdy, jestliže má neutrino nebo antineutrino dostatek energie, aby ji způsobilo. Většinou se jedná o reakce určené k detekci neutrín s relativně nízkou energií a pro zjištění jestli proběhly, se identifikuje vzniklé jádro, elektron nebo pozitron (často pomocí své anihilace).

V extrémním případě, kdy je energeticky možný samovolný rozpad beta jádra za vzniku elektronu nebo pozitronu, může způsobit jeho rozpad i reakce s neutrinem, které má extrémně nízkou energii. Například, pokud budeme mít jádro tritia a bude s ním interagovat elektronové neutrino i s extrémně malou energií, proběhne jeho přeměna na izotop helia s třemi nukleony za vzniku elektronu. Jde tedy o proces, obdobný beta rozpadu tritia, jen v něm nevzniká antineutrino. Všechnu energii tak odnáší vzniklé jádro a elektron. Na počátku je jádro tritia v klidu a u neutrina jsme předpokládaly zanedbatelně malou energii. Elektron tak má v takovém případě vždy stejnou energii a rovnou maximální možné energii elektronu v rozpadu tritia zvýšenou o dvojnásobek klidové energie neutrina (ta je ovšem extrémně malá). Nemusí se totiž vytvářet antineutrino jako v rozpadu tritia, ale naopak, do reakce neutrino vstupuje z vnějšku. Tyto reakce jsou velice zajímavé, jsou totiž jednou z mála možností, jak by se v budoucnu mohly přímo detektovat reliktové neutrino, tedy alespoň reliktová elektronová neutrino a antineutrino.

Další možností je produkce různých leptonů (elektronů, mionů nebo tauonů) v interakcích s jádry a elektrony. V tomto případě se jedná o možnost detekce neutrín s vyššími energiemi, protože zvláště reakce, při kterých vzniká těžký mion a ještě těžší tauon, potřebují značně vysokou energii pro jejich vytvoření. Při velmi vysokých energiích neutrín, které se uplatňují například při studiu neutrín, které jsou součástí primárního vysokoenergetického kosmického záření, se v primárních i sekundárních reakcích s jádry uvolňuje hodně energie a může se produkovat velké množství dalších částic (produkují se tzv. hadronové a elektromagnetické spršky). Vznikající nabité částice můžeme detektovat pomocí jejich ionizace v materiálu detektoru. Částice s dostatečně vysokou energií, které se pohybují rychlostí větší než je rychlosť světla v materiálu detektoru, pak mohou být detektovány pomocí Čerenkovova záření.

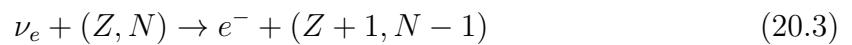
Pro detekci neutrín s velmi nízkou energií by se mohl využít pružný rozptyl na elektronech nebo pružný rozptyl na jádrech. Vzhledem k tomu, že neutrino může předat objektu, na kterém se pružně odrazí, tím více energie, čím je objekt lehčí, je mnohem výhodnější využívat pružný rozptyl na elektronech. I při něm však předává neutrino jen část své energie. Tuto reakci využívá pro detekci neutrín například detektor SuperKamiokande. Rozptyl elektronových neutrín na elektronech je mnohem pravděpodobnější než rozptyl dalších typů neutrín. Pokud chceme detektovat neutrín s velmi malou energií, narazíme na závažnou překážku. Energie elektronů či jader, na kterých se neutrino rozptyluje, je ještě daleko menší. Je pak problém s vytvořením detektoru, který by tento jev využíval. Zatím existují návrhy experimentů využívajících velmi přesnou nízkoenergetickou kalorimetrii.

- Obrácený rozpad β :



proton se neexcituje → lze určit energii neutrina: $E_\nu = E_e + E_{od} + (E_n - E_p)$

- Záchyt na těžkých jádrech:



\Rightarrow detekce pouze elektronových neutrin a antineutrín

- Produkce e^\pm, μ^\pm, τ^\pm : následná detekce nabitéch leptonů a určení jejich energie \Rightarrow detekce všech druhů neutrín a antineutrín
- Rozptyl na elektronech: následná detekce odražených elektronů \Rightarrow detekce všech druhů neutrín a antineutrín - možnost detekce neutrín i s velmi nízkými energiemi
- Rozptyl na jádrech: následná detekce odražených jader \Rightarrow detekce všech druhů neutrín

20.2 Detektory neutrín

Přejděme teď ke konkrétním typům detektorů, které využívají popsané způsoby interakce neutrín s hmotou. Jen je třeba ještě zdůraznit, že všechny typy neutrinových detektorů jsou díky malé pravděpodobnosti reakcí neutrín velice citlivé na pozadí. Proto se musí umisťovat do podzemí a je třeba co nejvíce potlačit úroveň přirozené radioaktivity v místě detektoru.

Obecné charakteristiky:

- velmi malé průřezy interakcí \rightarrow velmi velké objemy detektorů
- velmi efektivní stínění \rightarrow podzemní detektory, podvodní, pod ledem

Typy detektorů:

- Radiochemické detektory
- Detektory Čerenkovova záření
- Scintilační detektory
- Detektory na základě rozptylu neutrín na elektronech

20.2.1 Radiochemické detektory

První typ detektorů, na který se podrobněji podíváme, jsou detektory radiochemické. Jsou vhodné pro neutrina s nižší energií. V tomto případě se využívá reakce neutrina či antineutrina se stabilním jádrem, při které vznikne jádro radioaktivní a elektron nebo pozitron. Pokud vybereme vhodnou reakci, abychom vzniklá radioaktivní jádra dokázali efektivně separovat, identifikovat a určit jejich počet, můžeme je využít pro měření intenzity toku elektronových neutrín (antineutrín) v daném místě. Hodnotu energie detekovaných neutrín neurčíme a můžeme odhadlit pouze neutrina, jejichž energie je vyšší než minimální potřebná pro uskutečnění dané reakce (prahová energie). Problémem je, že reakce neutrín jsou zřídkavá a tak se produkují pouze jednotlivé radioaktivní jádra. Proto velice účinná musí být jednak chemická separace vzniklých jader ale i následná detekce jejich rozpadu. Proto se u současných detektorů radioaktivní jádra převádí do plynné formy a stávají se součástí plynné náplně proporcionálních čítačů, které detekují

radioaktivitu. Samotné měření má dva cykly. V prvním probíhá delší dobu expozice, kdy náplň v nádrži detektoru zachycuje neutrina a vznikají radioaktivní jádra (nabíráni dat). Po skončení expozice následuje extrakce radioaktivních jader z náplně nádrže a měření jejich radioaktivity. Po extrakci lze zahájit novou expozici (radiochemická analýza). Nevýhodou tohoto typu detektorů je, že detekují pouze elektronová neutrina, případně někdy v budoucnu budou i antineutrina. Jak už bylo řečeno, nelze určit energii neutrín, získáme pouze informaci o jejich globálním počtu, který detektor v celém průběhu expozice zachytí. Výhodou je možnost detekce neutrín s velmi nízkou energií a velmi vysoká citlivost těchto detektorů. Z detektoru, který obsahuje 1030 atomů, může být získáno a spolehlivě identifikováno i jen deset atomů produkovaných v reakcích neutrín.

Využívají se například reakce:

- $\nu_e + {}^{37}Cl \rightarrow {}^{37}Ar + e^-$
- $\nu_e + {}^{71}Ga \rightarrow {}^{71}Ge + e^-$

Takový to detektor využívají např. **experiment GALLEX v Gran Sasso**, který byl druhý, který se zabýval detekcí neutrín pomocí galiového detektoru. Nebo **chlorový experiment R. Davise** (detekoval sluneční neutrina).

20.2.2 Detektory vyplněné vodou a využívající detekci Čerenkovova záření

Dalším typem detektorů, které zasáhly do řešení problému s deficitem slunečních neutrín, jsou detektory využívající pro jejich detekci velký vodní bazén. Podrobněji si popišme japonský detektor Kamiokande, který je umístěn v podzemí, v hloubce zhruba jednoho kilometru pod povrchem. Původně hledalo toto zařízení rozpady protonu. V roce 1987 úspěšně zachytilo neutrín ze supernovy a bylo rozhodnuto, že se bude věnovat detekci neutrín ze Slunce. Při práci v oblasti nízkých energií, které neutrín ze Slunce mají, se využíval pružný rozptyl neutrín na elektronech, při kterém se předala elektronu dostatečná energie k tomu, aby jeho rychlosť byla větší než rychlosť světla ve vodě. Takový elektron vyzařuje tzv. Čerenkovovo světlo. Vzniklé záblesky světla se zaznamenávají pomocí velkého počtu fotonásobičů umístěných okolo vodního bazénu. Z těch důvodů bylo potřeba co nejpečlivěji vyčistit vodu v bazénu detektoru od radioaktivních příměsí (jednou z hlavních byl izotop radonu ${}^{222}Rn$ přítomný ve vzduchu). Zároveň se k identifikaci reakcí způsobených neutrín využívala jen vnitřní část detektoru. Vnější část sloužila k identifikaci elektronů z pozadí, které přilétly z vnějšího prostoru. Detektor určí ze směru, do kterého je vyzařováno Čerenkovovo záření, směr letu elektronu a ten je dán původním směrem letu neutrín. V principu se na elektronech mohou rozptylovat všechny typy neutrín, ovšem pravděpodobnost tohoto rozpptylu v této oblasti energií pro jiné typy, než jsou elektronová neutrín, je zhruba šestkrát nižší. Vznikající Čerenkovovo záření zaznamenávalo 11 000 velkých fotonásobičů. Zároveň se podařilo snížit nejnižší možnou energii detekovaných neutrín z 9 MeV na 5 MeV. Pořád však to stačilo pouze na detekci jen těch nejenergetičtějších neutrín ze Slunce. **SuperKamiokande** byl první, který využil své možnosti určit směr příchodu neutrín a potvrdil, že přicházejí opravdu ze Slunce.

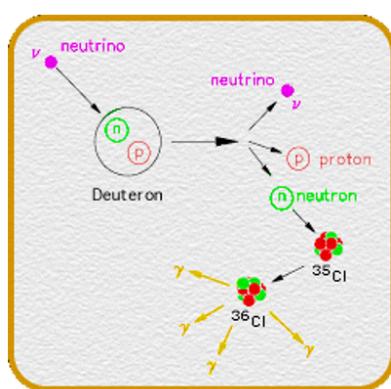
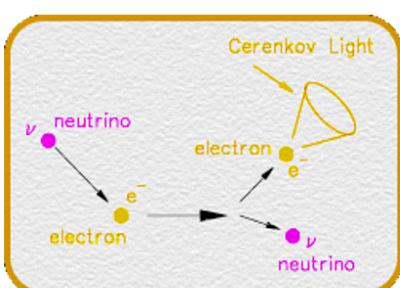
- Výhody: snadno dostupný materiál (voda)
- Nevyhody: prahová energie je vyšší než u scintilačních detektorů (dostaneme se s energií níž), jen část energie je předána e^+, e^- .

20.2.3 Detektory využívající těžkou vodu

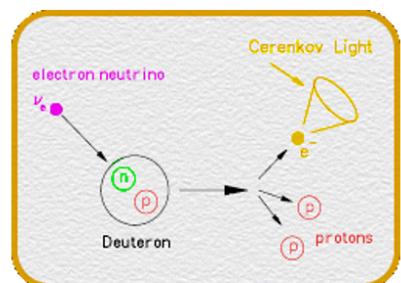
V roce 1998 byla dokončena konstrukce detektoru SNO (Sudbury Neutrino Observatory) umístěného v kanadském dole v hloubce přes dva kilometry pod povrchem. Ten měl vnitřní a vnější nádrž. Vnitřní nádrž, která fungovala jako pracovní objem pro detekci neutrín, byla naplněna tisícem tun těžké vody (lehký vodík je v ní nahrazen svým těžším izotopem – deuteriem, složeném z jednoho protonu a jednoho neutronu). Vnější nádrž, která sloužila jako v případě detektoru SuperKamiokande k identifikaci pozadí, měla sedm tisíc tun této normální vody. Během budování detektoru byla extrémní pozornost věnována co nejvyšší čistotě použitých materiálů a co nejnižšímu jejich radioaktivnímu pozadí. K identifikaci reakcí bylo opět využíváno Čerenkovovo záření a k jeho zachycení sloužilo okolo 9500 velkých fotonásobičů.

V oblasti energií slunečních neutrín dochází v tomto typu neutrinového detektoru k třem typům reakcí. Stejně jako v případě detektoru SuperKamiokande dochází k rozptylu neutrín na elektronech. Tento proces je pro elektronová neutrina zhruba šestkrát pravděpodobnější než pro ostatní typy neutrín. Dochází však k dvěma novým typům procesů. Elektronové neutrino může přeměnit neutron v deuteronu na proton za vzniku elektronu. I v tomto případě může být jako v předchozím elektron identifikován pomocí Čerenkovova záření, které elektron s rychlostí přesahující rychlosť světla v těžké vodě vyzařuje. Nejdůležitější je však třetí typ reakcí. Ten produkuje všechny typy neutrín se stejnou pravděpodobností. Jde o rozbití deuteronu na neutron a proton (nepružný rozptyl).

Reakce všech neutrín a antineutrín:



Reakce pouze elektronových neutrín:



Obr. 20.3: Reakce neutrín a antineutrín

20.2.4 Detektory využívající scintilační materiál

Snaha o zachycení neutrín s co nejnižší energií vedla k využití scintilačních kapalných detektorů. Aby měl elektron po rozptylu neutrina na něm dostatečnou energii a rychlosť, aby vyzařoval Čerenkovovo záření, musí mít neutrino dostatečně velkou energii. Ionizovat však může elektron i s energií daleko nižší. Pokud má látka, kterou ionizující elektron prolétá, schopnost vytvářet scintilační světlo, můžeme toto světlo zaznamenat fotonásobiči podobně jako světlo Čerenkova. Tím lze získat informaci o dráze elektronu a neutrina, které se na něm rozptylilo.

Stejným typem detektoru je i japonský **KamLAND**, který je umístěn ve stejném místě jako SuperKamiokande. Jeho pracovní vnitřní objem obsahuje téměř tisíc tun organické tekutiny, na kterou se dívá téměř dva tisíce fotonásobičů.

Neutrinový detektor **Borexino** byl vybudován v evropské podzemní laboratoři Gran Sasso. Využívá tři sta tun super čistého organického kapalného scintilátoru, na který se dívá 2200 velkých fotonásobičů. Stínění zase zajišťuje vnější vrstva velmi čisté vody.

20.2.5 Detektory vysokoenergetických neutrín

Doposud jsme se snažili zachytit neutrina s co nejnižší energií. Nyní se vydáme na cestu opačným směrem energetické stupnice. V případě vysokých energií neutrín je možno několik typů reakcí, při kterých vznikají různé typy nabitéch částic.

Jednou možností je vznik nabitéch leptonů s vysokou energií - elektronu, mionu, nebo tauonu. Ty pak mají různé osudy. Elektron v hmotném prostředí produkuje brzdné záření - fotony gama. Pokud i ty mají vysokou energii, produkují páry elektronu a pozitronu, ty mohou opět produkovat brzdné záření. Dostáváme tak spršku fotonů záření gama, elektronů a pozitronů – elektromagnetickou spršku. V případě vzniku tauonu se tento rychle rozpadne. Jeho poločas rozpadu je v řádu 10-13 s a za tu dobu nestihne uletět dráhu ani sto mikrometrů. Produkty jeho rozpadu mohou být buď mion, nebo elektron, případně nabité částice, které interagují silnou interakcí (hlavně mezony).

Druhou možností je vznik nabitéch silně interagujících částic (ty se označují jako hadrony), ty pak mohou při pohybu materiélem produkovat stále další takové částice. Dostáváme tak tzv. hadronovou spršku. V obou případech dostaneme nabité částice pohybující se rychlostmi, které překračují rychlost světla v daném prostředí. Ty mohou jednak vyrážet elektrony z atomů prostředí (ionizovat) a také produkovat Čerenkovovo záření. Oba tyto jevy se tak dají využít k detekci těchto částic a tím i původního neutrina.

Řada detektorů vysokoenergetických neutrín je složena z tlusté vrstvy materiálu, která slouží k interakci neutrina a rozvoji spršky nabitéch částic a detektorů, které slouží k detekci těchto částic pomocí ionizace nebo Čerenkovova světla.

20.2.6 Detektor ANTARES ve Středomoří

My se blíže podíváme na dva detektory kosmických neutrín s extrémně vysokými energiemi. Hustota takových neutrín je hrozně malá. Proto potřebujeme detektory o extrémně velkém ob-

jemu. První, který si rozebereme, využívá jako detektor velký objem vody ve středozemním moři. Čerenkovové záření vznikající při pohybu nabitých částic, vzniklých při interakci neutrina, je detekováno pomocí fotonásobičů.

Důležité je, že ze směru, do kterého je vyzařováno Čerenkovovo záření, lze určit, jakým směrem se částice, které je vyzařují, pohybují. V případě detekce neutrin se vybírají případy, kdy částice letí ve směru ode dna k hladině. Důvodem je, že částice kosmického záření, hlavně miony, pronikají hluboko pod hladinu a vytvářejí tak pozadí, ve kterém se daleko menší počet případů vzniklých z interakce neutrin ztratí. Ze směru od středu Země však žádné miony kosmického záření nepřilétají.

20.2.7 AMANDA - Neutrínový detektor pod ledem, IceCube

Další podobný typ detektoru se postupně buduje v Antarktidě. Tentokrát se využívá místo vody led. Do děr, které vzniknou roztavením ledu, se spustí kabel, na kterém jsou umístěny fotonásobiče. Ty po zamrznutí vody v díře detekují, jako v případě předchozího experimentu, Čerenkovovo záření, které produkují nabité částice vzniklé reakcí kosmického neutrina. Opět je třeba využívat pouze případy spršek nabitych částic, které letí směrem z hlubin Země k povrchu. V opačném směru totiž pozoruje Ice Cube na každý mion pocházející z neutrina milión mionů pocházejících z interakcí nabitych částic primárního kosmického záření.

20.2.8 Rozptyl neutrina na elektronu

Tímto způsobem můžeme detektovat i neutrina s velmi nízkou energií. K potlačení šumu se používá tekuté nebo supratekuté hélium (při velmi nízkých teplotách - 10 mK). Jelikož máme malou energii neutrin \sim keV, máme i malou energii odražených elektronů. Probíhat může ionizace, scintilace, vznikají pak fonony, rotony, které jsou následně zachycovány safírovou či křemíkovou destičkou - absorbátor \rightarrow kontrola teploty. Kontrola teploty je prováděna pomocí **Mikrokalorimetrů** (dokážou zaznamenat velmi malé změny teploty). Zachycení „driftujících“ elektronů - „elektronová bublina“ v supratekuté supravodivé kapalině se pohybuje kontrolovaně v elektrickém poli.

Např. experiment **HERON**.

20.3 Aplikace spektroskopie neutrin

- Detekce slunečních neutrin
- Detekce neutrin ze supernov
- Detekce neutrin z kosmického záření
- Studium oscilace neutrin
- Detekce neutrin z nitra Země
- detekce reliktních neutrin

20.3.1 Studium slunečních neutrín

V průběhu pp i CNO cyklu se produkuje velké množství elektronových neutrín



Dosavadní informace:

- neutrina ve Slunci opravdu vznikají
- významný rozdíl mezi předpověďmi a pozorováními → signál nové fyziky (oscilace neutrín)

Budoucí informace z neutrín:

- přesný rozměr centrální oblasti Slunce, kde probíhají termojaderné reakce
- současný obraz centra Slunce (fotony putují z jádra ven velmi dlouho)
- teplota centrálních oblastí Slunce
- poměry mezi zastoupením různých typů fúzních reakcí

20.3.2 Studium neutrín ze supernov

Konečným stádiem hmotné hvězdy je její kolaps a výbuch supernovy. Velká část energie se uvolní ve formě neutrín ve dvou fázích:

- počátek - při vzniku neutronů elektronových záchytek vznikají pouze elektronová neutrina:
 $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$
- všechny druhy neutrín a antineutrín se statistickým zastoupením (1/6 na jeden typ) se střední energií 10 – 15 MeV. Energetické spektrum má Fermiho rozložení $kT \approx 3 - 6$ MeV

Supernova SN 1987A je první a prozatím i poslední, ze které se nám podařilo zachytit neutrina (zdroj NASA). Její vzdálenost je 150 000 světelných let.

Dosavadní informace:

- potvrzení vzniku neutrín
- řádový souhlas s předpoklady
- blízkost rychlosti neutrín rychlosti světla, omezení na klidovou hmotnost neutrina
- určení limity pro dobu života neutrina

Možné budoucí informace (čekáme na blízkou supernovu):

- potvrzení modelů výbuchu supernovy
- chování horké a velmi stlačené hmoty
- pozorování supernov zastíněných galaktickou hmotou

20.3.3 Neutrina z kosmického záření

Primární složku tvoří částice s vysokou energií (až $\sim 10^{11}$ GeV - dnešní urychlovače $\sim 10^4$ GeV), největší část tvoří protony a jádra. Část tvoří i neutrina a antineutrina ν_e, ν_μ, ν_τ . Částice mají izotropní rozložení, tj. přicházejí ze všech směrů. Původ primárního kosmického záření: vzdálenější nerozlišitelné zdroje (supernovy, aktivní jádra galaxií, kolabující objekty ...).

Sekundární složka kosmického záření vzniká při srážkách částic a jader kosmického záření s jádry atmosféry. Při tom vzniká spousta hadronů, mezi nimi je i spousta mezonů π :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad kde \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (20.5)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad kde \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (20.6)$$

Tyto reakce jsou intenzivním zdrojem neutrín a antineutrín ν_μ a ν_e . Poměr mezi počtem ν_μ a ν_e je $R(\nu_\mu/\nu_e) = 2$. Zároveň jsou tyto reakce intenzivním zdrojem mionů.

Možné budoucí informace:

- hledání kosmických neutrín, která by byla spojena s největšími ohňostroji ve vesmíru - zábleskovými zdroji γ
- neutrina vznikající v rozpadech a interakcích částic temné hmoty. Tyto částice, nejčastěji se uvažují supersymetrická neutralina, by se v naší Sluneční soustavě mohly díky gravitační přitažlivosti koncentrovat ve Slunci a produkovat neutrina a antineutrina vysokých energií ve svých anihilačních procesech
- dráha neutrín není ovlivněna magnetickými poli a nejsou pohlcovány
- odhalení podstaty i nepředpokládaných kosmických jevů

Sekundární kosmická neutrina vznikající v atmosféře se detekují a studují běžně a jejich analýza přinesla řadu fundamentálních informací hlavně o oscilacích neutrín. Na detekci primárních kosmických neutrín citlivost současných detekčních systémů zatím nestačí. Ovšem pokrok, který čekáme v nejbližší době u experimentů ANTARES a Ice Cube, by mohl přinést zásadní zlom v této oblasti. Vysokoenergetická kosmická neutrina by nám pak mohla přinést řadu důležitých informací o těch nejenergetičtějších procesech ve vesmíru.

Výsledky z detektoru AMANDA - spektrum neutrín odpovídá předpovědím pro atmosférická neutrina. Rozložení směrů, ze kterých přišly jednotlivá neutrina, má náhodné rozdělení. Bodové zdroje nebyly nalezeny, nebyly nalezeny korelace se zábleskovými zdroji γ .

20.3.4 Studium oscilací neutrín

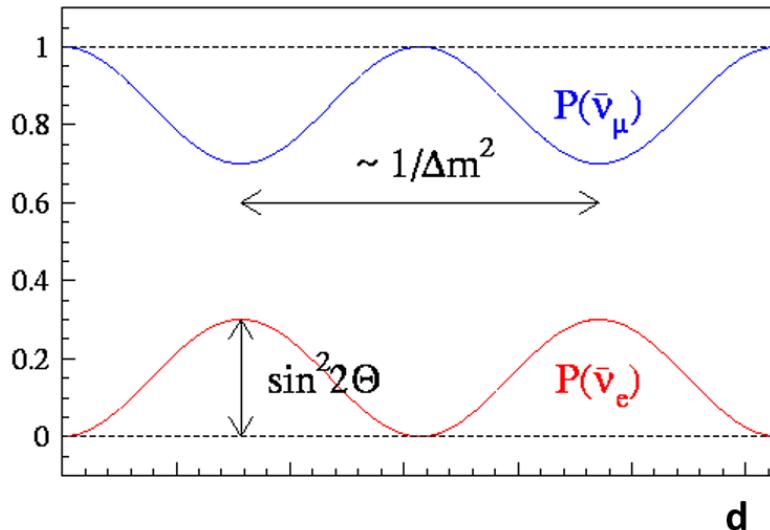
Vlnová funkce neutrina je směs různých stavů $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$. Jako příklad uvedeme oscilace $\bar{\nu}_\mu$ a $\bar{\nu}_e$:

$$\begin{pmatrix} \bar{\nu}_e \\ \bar{\nu}_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \Theta & \sin \Theta \\ -\sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}. \quad (20.7)$$

Pravděpodobnost přechodu mionového antineutrina v elektronové je:

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = \sin^2 2\Theta \cdot \sin^2(1,27 \times \Delta m^2 \times L/E_\nu), \quad (20.8)$$

kde $\Delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2|$ [eV²], L je vzdálenost v metrech [m] a E_ν je energie neutrina [MeV]. Pravděpodobnost, že ve vzdálenosti d nalezneme $\bar{\nu}_\mu$, je $P(\bar{\nu}_\mu)$ a $\bar{\nu}_e$ je $P(\bar{\nu}_e)$. Toto je vidět na následujícím obrázku.



Obr. 20.4: Pravděpodobnost, že ve vzdálenosti d nalezneme $\bar{\nu}_\mu$, je $P(\bar{\nu}_\mu)$ a $\bar{\nu}_e$ je $P(\bar{\nu}_e)$

Oscilace byly pozorovány:

- ve slunečních neutrinech (velké vzdálenosti)
- v jaderných elektrárnách
- v sekundárním kosmickém záření
- v urychlovačích - detektorech

20.3.5 Sluneční neutrina

Byl odvozen vztah

$$\Delta m^2(\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu) \sim 7(4) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad (20.9)$$

20.3.6 Měření reaktorových antineutrin

Díky neutrinům z reaktoru se existenci těchto částic podařilo prokázat. V reaktoru se produkuje velké množství neutronů. Při záhytu neutronu stabilními jádry vznikají jádra, která mají přebytek neutronů. Stejně tak mají přebytek neutronů radioaktivní jádra vznikající při štěpení. Při rozpadech beta neutronů i zmíněných radioaktivních jader s přebytkem neutronů se produkují elektronová antineutrina. Reaktor je tak velmi intenzivním zdrojem elektronových antineutrin.

Řada reaktorů se tak využívá nebo plánuje využít pro studium oscilací elektronových antineutrin. Jistým omezením je to, že nelze definovat energii těchto antineutrin, reaktor produkuje antineutrina se spojitým rozložením energií a navíc jejich maximální energie je relativně malá.

Detekce antineutrin

$$\Delta m^2(\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu) \sim 7,9(6) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad (20.10)$$

20.3.7 Neutrina z urychlovačů

Pomocí vysokoenergetických reakcí urychlených částic můžeme získávat relativně velmi intenzivní svazky neutrín a antineutrín. Nabité částice vznikající při těchto reakcích lze odklonit pomocí magnetického pole. Ostatní částice interagují daleko více s materiélem a můžeme je tak dostatečně tlustou vrstvou odstínit a získat tak čistý neutrinový svazek.

20.3.8 Urychlovač - detektor experiment

Takovým to experimentem je experiment K2K. Ten pozoroval 108 neutrín, předpovězeno bylo 151(11) neutrín.

20.3.9 Sekundární kosmické záření

Pro $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ máme:

$$\Delta m^2(\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu) \sim (1 - 3) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2, \quad (20.11)$$

kde ν_e má izotropní rozdělení, ν_μ má úbytek.

20.3.10 Geoneutrina

V zemské kůře i nitru je obsaženo značné množství radioaktivních izotopů. Ty se často rozpadají i některou z forem rozpadu beta. Tím dochází k produkci elektronových neutrín a antineutrín. Nejintenzivnějšími zdroji těchto neutrín jsou rozpadové řady začínající u thoria a uranu, tedy jáder ^{232}Th , ^{238}U a ^{235}U s poločasy rozpadu 14,1; 4,5 a 0,7 miliard let. Dalším zdrojem je i izotop draslíku ^{40}K s poločasem rozpadu 1,3 miliardy let. Přesný počet těchto neutrín a rozložení jejich zdrojů a jejich spektrum zatím neznáme, protože neznáme přesné rozložení výskytu radioaktivních izotopů uvnitř Země. Právě naopak, pokud by se nám podařilo vybudovat dostatečně citlivé detektory neutrín, mohly by nám geoneutrina přinést hodně informací o složení zemského nitra.

Projekt KamLAND - studium oscilací antineutrín z reaktorů. Prvním pozorováním zachytily projekt KamLAND 4 – 40 geoantineutrín. To odpovídá modelovým představám o množství uranu a thoria v zemské kůře a jádru.

20.3.11 Reliktní neutrina

Celý náš vesmír je vyplněn reliktními neutrínami a antineutrínami, které vznikly v průběhu Velkého třesku. Jednotlivé typy neutrín a antineutrín jsou v něm zastoupena rovnoměrně. Ve velmi horkém

počátečním stavu vesmíru byly procesy, při kterých při srážkách neutrina a antineutrina vznikají dvojice leptonu a antileptonu a při srážkách leptonu a antileptonu pak vznikají dvojice neutrina a antineutrina, v rovnováze. Pokud však klesla teplota vesmíru tak, že energie neutrín byla nižší než zhruba 1 MeV (dvojnásobek klidové energie elektronu), střední volná dráha pro všechny typy neutrín vzroste tak, že už nemohla interagovat s hmotou a pole neutrín a antineutrín se oddělilo od hmoty. Chladnutí neutrín s rozpínáním vesmíru probíhalo nezávisle na ostatní hmotě. V té době, kdy od počátku rozpínání našeho vesmíru uplynula zhruba jedna sekunda, byla teplota hmoty ve vesmíru a i neutrín $3 \cdot 10^{10}$ K.

Reliktní neutrín mají velmi nízkou energii a tak je jejich přímá detekce velmi obtížná. Jejich existenci se však již podařilo prokázat alespoň nepřímo. Důkaz je založen na tom, že během velmi raných fází vývoje vesmíru, než došlo k popsanému oddělení neutrín od ostatní hmoty, byl jejich podíl na hustotě energie až desítky procent a ovlivňovaly průběh rozpínání našeho vesmíru. Měly tak vliv na průběh prostorové anizotropie v hustotě a energii hmoty v těchto raných fázích vývoje vesmíru a informace o tomto ovlivňování lze najít v průběhu anizotropií v teplotě reliktního elektromagnetického pozadí.

Kapitola 21

Rozpadové schémy

21.1 Základné vlastnosti

Pre prehľadné a komplexné znázornenie rôznych druhov rádioaktívnych premien a energetických hladín u konkrétnych atómových jadier sa používajú tzv. rozpadové (premenové) schémy. Materské a dcérské jadrá sa na týchto chémach znázorňujú pomocou vodorovných čiar (predstavujúcich energetické hladinny jadier), ktorých pozície v schéme je určená takto: na vodorovnej ose je **protónové číslo Z** , poloha vo vertikálnom smere je daná **energiou jadra¹ E** .

Základný energetický stav každého jadra je vyznačený hrubou čiarou, excitované stavy jadra sa zakresľujú tenkými čiarami (s údajmi o energii a prípadne s ďalšími charakteristikami) v patričnej vertikálnej výške nad základným stavom. Pri základných stavoch je uvedený polčas rozpadu, pre špeciálne účely aj ďalšie charakteristiky (napr. spin). Základný stav stabilného jadra budeme vyznačovať kombináciou hrubej čiary so šrafovaním dole. Metastabilné energetické hladiny sa vyznačujú polotučnými čiarami s údajom o dobe života tohto metastabilného excitovaného stavu.

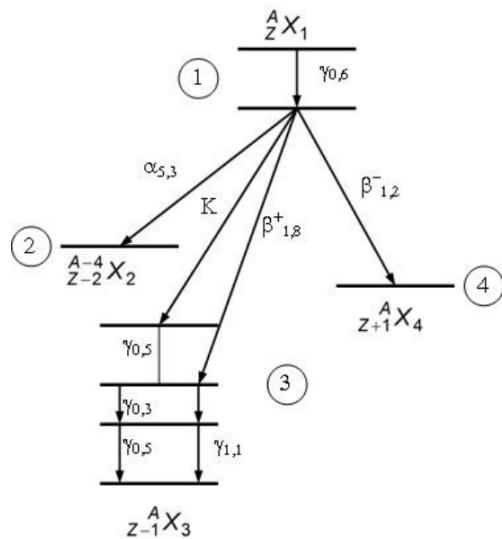
Rádioaktívna α a β premena jadier je znázornená šípkou vľavo či vpravo, spojujúca materské a dcérské jadro v jeho príslušnej energetickej hladine, ktorá sa pri danom procese re realizuje. Pri tejto šípke je uvedený typ premeny (α , β , EC²) a príslušná energia kvanta žiarenia. Deexcitácia vzbudených hladín, t.j. izomérne prechody γ , sú vyznačené kolmými šípkami spojujúcimi vyššie hladiny s príslušnými výslednými nižšími hladinami, či so základným stavom dcérskeho jadra. Pri šípkach znázorňujúcich jadrové premeny a deexcitácie sa uvádza ich relatívne zastúpenie [%] (pravdepodobnosť, intenzita) - priemerný počet emitovaných kvant (alfa, elektrónov či pozitronov, fotónov) na 100 premien. V dolnej časti rozpadovej schémy³ sa uvádza celková energia premeny Q [keV alebo MeV].

Pri vodorovných čiarach, znázorňujúcich základné a excitované energetické stavy jadier, sa v rozpadových schémach uvádzajú ich energie. Hodnoty tejto energie sú vzhľadom k základnému stavu dcérskeho jadra, ktorému sa priradí energia 0. Základný stav materského jadra má potom

¹Pri praktickom kreslení rozpadových schém sa presné proporcie hodnôt energií a protónových čísel väčšinou striktne nedodržujú, dodržujú sa len príslušné relácie - stavy s vyššou energiou sú zakreslené vyššie, jadrá s väčším protónovým číslom Z sú viac vpravo.

²electron capture - záchyt elektrónu

³pod čiarou dcérskeho jadra, alebo z dôvodu úspory miesta v inom voľnom mieste obrázku



Obr. 21.1: Všeobecná rozpadová schéma

energiu Q a prípadné excitované stavy dcérskeho jadra majú príslušné nižšie energie.

21.2 Vetvená premena

Zložitejšia situácia nastáva v prípade vetvenej premeny, kedy sa dané materské jadro premieňa dvomi rôznymi typmi rádioaktivity (s určitou pravdepodobnosťou) na dve rôzne dcérske jadrá s rôznymi energiami základného stavu. Pomer početnosti jednotlivých alternatívnych druhov premen na celkovom počte sa nazýva *vetviaci pomer* (branching ratio). Vetvene sa premieňajúci rádionuklid má v podstate dve premenové konštanty a dva parciálne polčasy rozpadu. Keby sme v myšlienkovom experimente dokázali zablokovať jednotlivé alternatívne typy premeny, dostali by sme pre každú vetvu 1 a 2 odlišnú hodnotu rozpadovej konštanty λ_1 , λ_2 a polčasu rozpadu $T_{1/2,1}$, $T_{1/2,2}$. Celková hodnota rozpadovej konštanty λ_{total} potom bude daná súčtom parciálnych hodnôt $\lambda_{total} = \lambda_1 + \lambda_2$. Výsledný polčas rozpadu tohto rádionuklidu môžeme považovať za efektívny či celkový polčas oboch vetiev a môžeme ho určiť ako

$$T_{1/2,total} = \frac{T_{1/2,1}T_{1/2,2}}{T_{1/2,1} + T_{1/2,2}} \quad (21.1)$$

Najčastejším typom vetvenej rádioaktívnej premeny je β^- + elektrónový záchyt, alebo β^- + β^+ . Z prírodných rádioizotopov sa vyskytuje v ^{40}K , ktorý sa rozpadá β^- premenou na ^{40}Ar (89%) a elektrónovým záchytom na ^{40}Ca (11%). Vyskytuje sa tiež u niektorých umelých rádionuklidov, napr. ^{152}Eu , ^{186}Re , ^{192}Ir a ďalších.

U niekoľkých rádionuklidov pozorujeme vetvenú premenu $\gamma + \beta$. Býva to vtedy, keď určitý excitovaný stav jadra je metastabilný s dlhým polčasom rozpadu. Vtedy miesto deexcitácie emisiu γ fotónu môže s určitou pravdepodobnosťou dochádzať k alternatívnej β premene tohto excitovaného jadra na iné susedné jadro. Extrémnym prípadom je ^{152m}Eu .

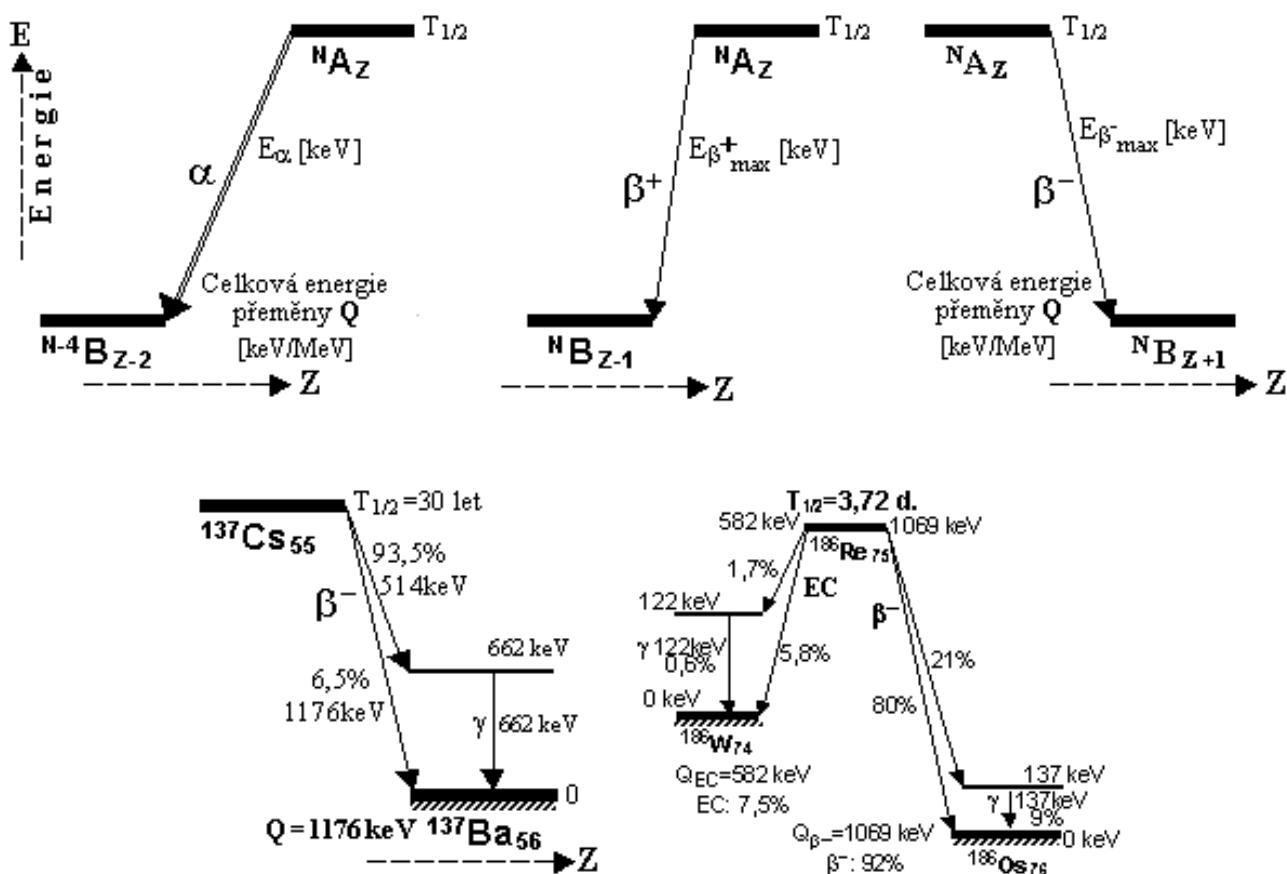
Ďalej je to vetvená premena $\alpha + \beta^-$, vyskytujúca sa pri ťažších jadrach. Pri prírodných rádionuklidoch sa s ňou stretávame v rozpadových radoch uránu a thória, kedy sa izotopy $^{211,212,213}\text{Bi}$

premieňajú α rozpadom na izotopy tália a β rozpadom na izotopy polónia.

Pri ťažkých rádionuklidoch z oblasti uránov a transuránov sa vyskytujú kombinované premeny $\alpha +$ spontánne štiepenie. Pre urán a ľahšie transurány je podiel spontánneho štiepenia veľmi malý, avšak pre ďažsie transurány býva tento podiel nezanedbateľný, niekedy dokonca rozhodujúci. Napr. ^{252}Cf sa rozpadá α rozpadom na ^{248}Cm (97%) a pre zvyšné 3% prípadov sa štiepi na dve ľahšie jadra z prostriedku periodickej tabuľky a 2-3 neutróny.

21.3 Ukážka rozpadových schém

Na obrázku 21.2 sú znázornené niektoré najjednoduchšie typické rozpadové schémy, ktoré si teraz bližšie opíšeme.



Obr. 21.2: Najjednoduchšie typické rozpadové schémy

V prvom riadku úplne naľavo je čistý rozpad α , kde sa vyžiarením α častice (jadro ^4He) materské jadro N_A premieňa na základný stav dcérskeho jadra ^{N-4}B s nižšou energiou. Jadro B je posunuté doľava o dve miesta, čo odpovedá protónovému číslu $Z - 2$, a dole podľa energetického rozdielu. Pri šípke (pre α rozpad sa používa dvojitá šípka) znázorňujúcej vlastnú premenu sa uvádzajú typ premeny a príslušná energia kvanta emitovaného žiarenia.

Na prostrednom obrázku v prvom riadku je rozpadová schéma čistej rádioaktivity β^+ ($^N_A \rightarrow ^{N-1}B + e^+ + \nu_e$), kde je dcérské jadro B voči materskému jadru A posunuté o jedno miesto doľava, čo odpovedá zníženiu protónového čísla o 1.

Ďalej je rozpadová schéma čistej rádioaktivity β^- (${}^N_Z A \rightarrow {}^N_{Z+1} B + e^- + \bar{\nu}_e$), kde sa materské jadro A premieňa na základný stav dcérskeho jadra B , posunutého o jedno miesto doprava.

Pre jednoduchosť sme zatiaľ odhliadli od skutočnosti, že čistá premena α či β na základnú hladinu dcérskeho jadra sa vyskytuje iba v menšom percente prípadov. Väčšinou vzniká dcérské jadro v excitovanom stave s následnou deexcitáciou - kombinovaná rádioaktivita $\alpha + \gamma$ alebo $\beta + \gamma$. V druhom riadku naľavo je znázornená rozpadová schéma β rozpadu konkrétneho jadra ${}^{137}\text{Cs}$, ktoré sa s polčasom $T_{1/2} = 30$ rokov rozpadá na dcérské jadro ${}^{137}\text{Ba}$, ktoré je stabilné. Na základný stav ide iba asi 6,5% prípadov, zatiaľ čo 93,5% prípadov ide na excitovaný stav jadra ${}^{137}\text{Ba}$ s energiou 662 keV, znázornený vodorovnou čiarou. Zvislou šípkou smerom dole je znázornená deexcitácia tohto vzbudeného stavu vyžiarenia fotónu γ s energiou 662 keV.

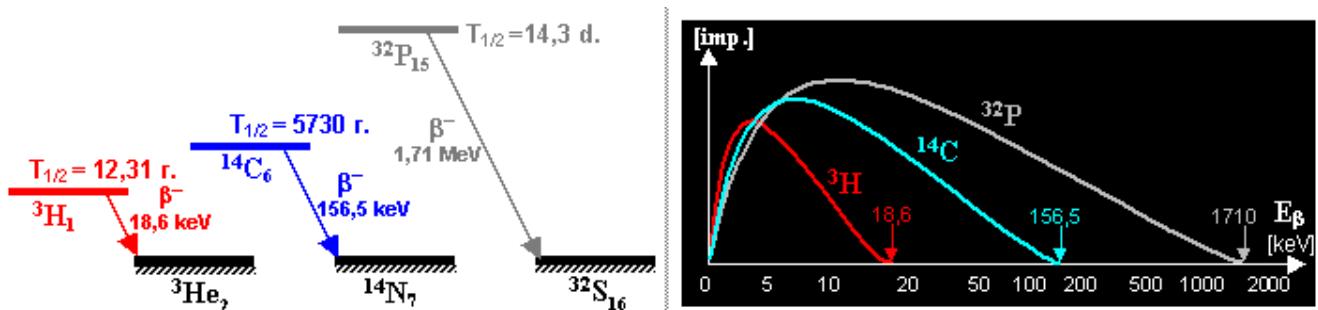
Na poslednom obrázku (vpravo dole) je ukážka vetvenej rádioaktívnej premeny jedného materského jadra dvomi rôznymi typmi rádioaktivity na dve rôzne dcérské jadrá (konkrétnie sa jedná o zjednodušenú schému rádionuklidu ${}^{186}\text{Re}$).

Rozpadové schémy niektorých rádionuklidov sú značne zložité, s radom kaskádových premen a množstvom excitovaných energetických hladín, medzi ktorými nastávajú izomerné prechody doprevádzané kvantami γ žiarenia. Tomu odpovedajú aj zložité spektrá takýchto rádionuklidov. Spektrometrická analýza emitovaného žiarenia je potom hlavnou metódou poznávania štruktúry nuklidov.

21.4 Rozpadové schémy niektorých rádionuklidov

21.4.1 Trícium ${}^3\text{H}$

Ak nerátame voľný neutrón, najľahším rádionuklidom je tento izotop vodíku, ktorý sa s polčasom rozpadu 12,3 roku premieňa β^- rozpadom na základný stav izotopu hélia ${}^3\text{He}$. Trícium je čistý β žiarič s pomerne nízkou maximálnou energiou emitovaných elektrónov 18,6 keV.

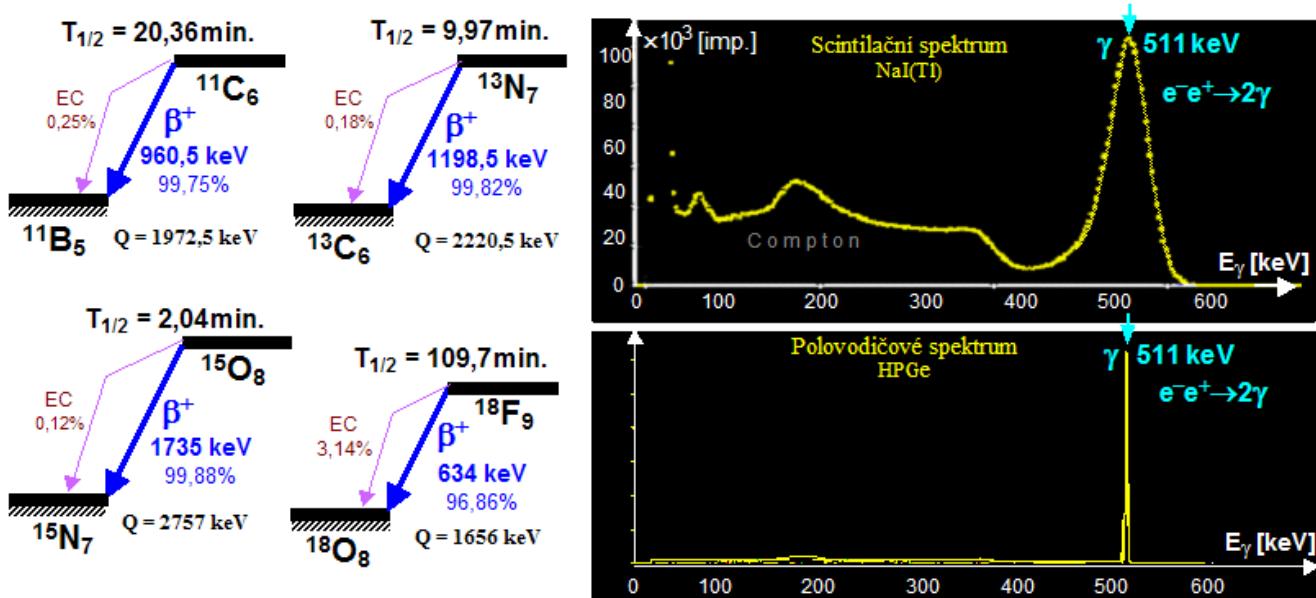


Obr. 21.3: Naľavo rozpadové schémy tricia ${}^3\text{H}$, uhlíku ${}^{14}\text{C}$ a fosfóru ${}^{32}\text{P}$. Napravo sú znázornené spojité spektrá β rozpadu týchto rádionuklidov s vyznačenou maximálnou energiou žiarenia.

21.4.2 Pozitrónové rádionuklidy

Všetky pozitrónové rádionuklidy, pokiaľ sú obsiahnuté v látkovom prostredí (čo je prakticky vždy), pri anihilácii emitovaných pozitrónov s elektrónmi vysielajú 2 γ fotóny s energiou 511 keV.

Gama spektrum „čistých“ pozitrónových rádionuklidov je tvorené jediným anihilačným píkom $e^+e^- \rightarrow 511 \text{ keV}$ s intenzitou blízkou 200% - jedná sa o ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O a ^{18}F . Pri niektorých ľahších pozitrónových rádionuklidoch je zastúpenie pozitrónov nižšie než 100% a tým pádom aj intenzita anihilačného žiarenia je často podstatne nižšia než 200%.



Obr. 21.4: Naľavo rozpádové schémy rádionuklidov ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O a ^{18}F . Napravo sú znázornené spojité γ spektrá ich anihilačného žiarenia.

21.4.3 Technécium

Pre nukleárnu medicínu je vôbec najdôležitejším rádionuklidom ^{99m}Tc s polčasom rozpadu $T_{1/2} = 6$ hodín, ktoré je čistým žiaričom γ s energiou 140 keV (88,5%). Podrobná rozpádová schéma je v pravej časti obrázku 21.5. Východzia metastabilná hladina 142 keV (vzniklá po β premene ^{99}Mo) izomerne prechádza najskôr na hladinu $140,5 \text{ keV}$, odkiaľ sa vyžaruje základné žiarenie s energiou $140,5 \text{ keV}$.

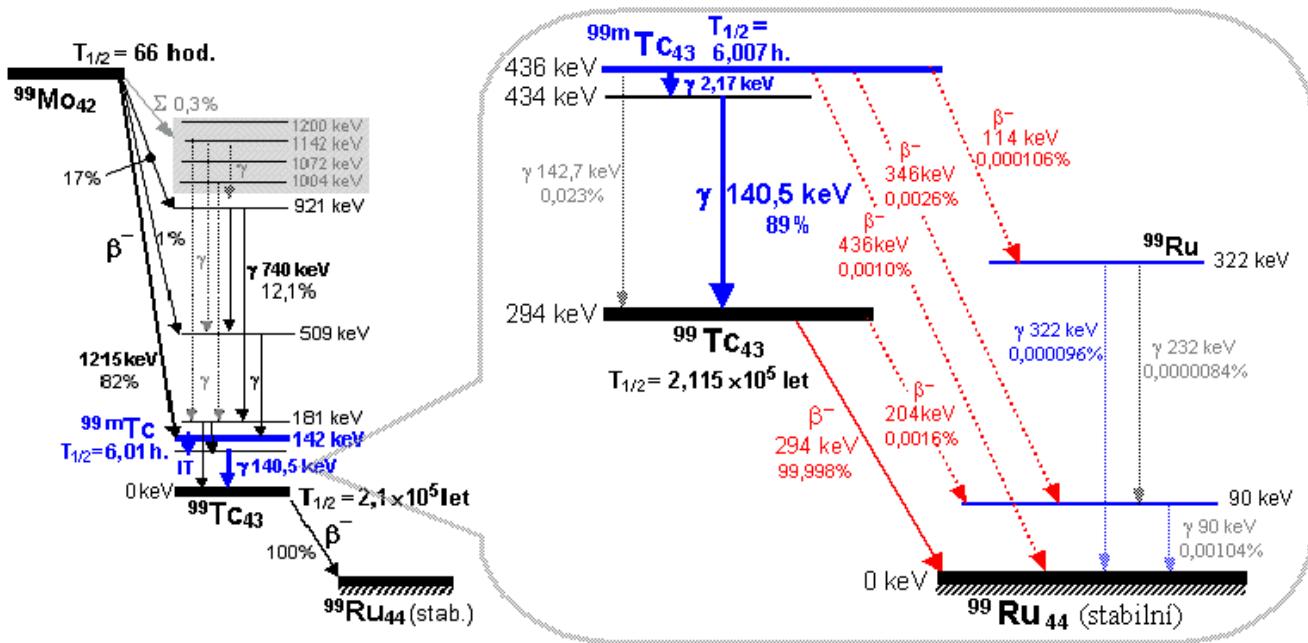
21.4.4 Európium

Európium je ukážkou vetveného rozpadu. S polčasom $13,54$ rokov sa premieňa značne zložitou rozvetvenou rozpádovou schémou. V 28% prípadov dochádza k β^- rádioaktivite na excitované hladiny ^{152}Gd , v 72% prípadov prebieha elektrónový záchyt.

21.5 Výberové pravidlá

Alfa, beta a gama žiarenie môže byť emitované iba v prípade, že sú dodržané zákony zachovania (energie, momentu hybnosti, parity). To viedie k tzv. výberovým pravidlám prechodov.

Typickým príkladom je *multipolarita gama žiarenia*. Aby sme mohli diskutovať o konkrétnom prípade, je nevyhnutné poznať momenty hybnosti a parity pre každý stav.

Obr. 21.5: Podrobná rozpadová schéma ^{99m}Tc .

Multipolarita gama žiarenia môže mať dva druhy: elektrickú a magnetickú multipólovú radiáciu. Dá sa pritom ukázať, že neexistuje monopólové žiarenie ($l = 0$).

Stav jadra je opísaný energiou, momentom hybnosti J (v jednotkách \hbar), a paritou, teda správaním sa pri odraze (+ alebo -). Keďže spin nukleónov je $1/2$ a orbitálny moment hybnosti má celočíselné hodnoty, J môže nadobúdať celo- alebo polohodnotné hodnoty.

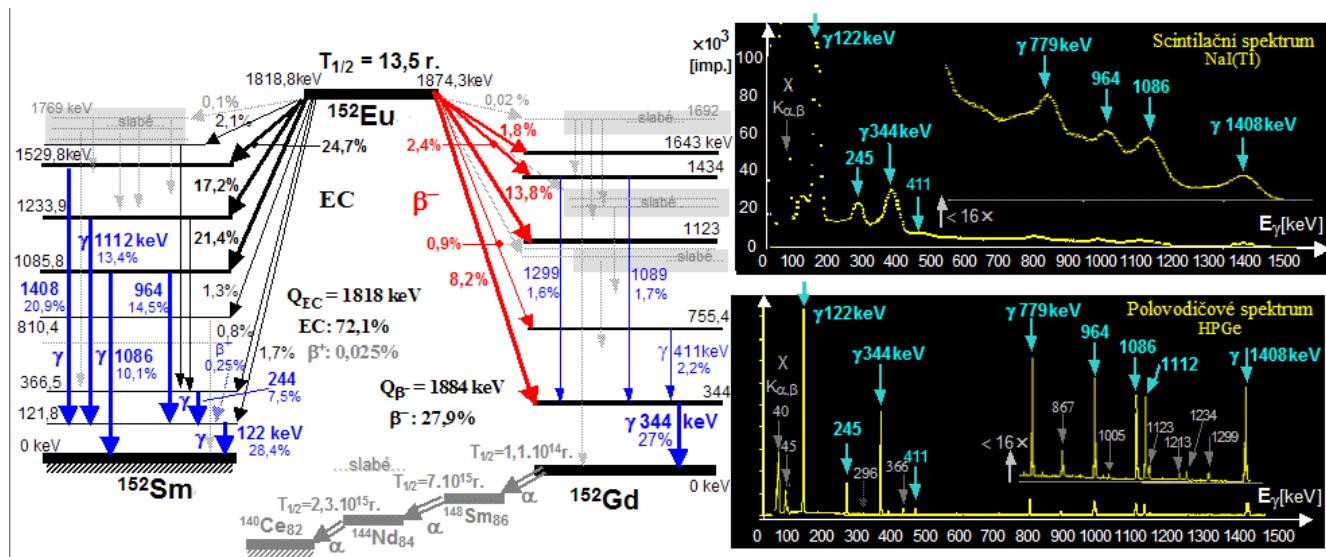
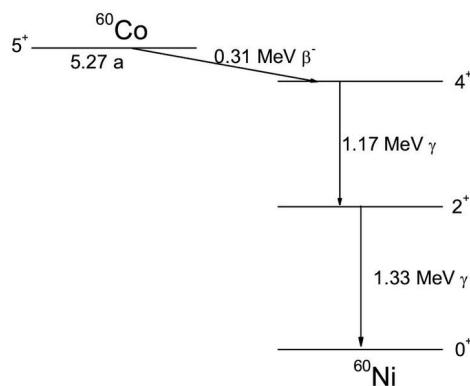
Elektrické a magnetické multipólové vyžarovanie rovnakého rádu l prenáša rovnaký moment hybnosti l , ale rôznu paritu P . Platí nasledovné:

- elektrické multipólové žiarenie: $P = (-1)^l$

Elektrické pole má paritu $P = (-1)^{l+1}$ a magnetické $P = (-1)^l$

- magnetické multipólové žiarenie: $P = (-1)^{l+1}$

Elektrické pole má paritu $P = (-1)^l$ a magnetické $P = (-1)^{l+1}$

Obr. 21.6: Komplikovaná rozpadová schéma ^{152}Eu .Obr. 21.7: Rozpadová schéma ^{60}Co s vyznačenými spinmi a paritou.

Kapitola 22

Základné charakteristiky spektrometrov

Spektrometer je vedecké zariadenie, pôvodne používané na rozdelenie svetla do jednotlivo oddeľených farieb, nazývaných spektrum. Spektrometer bol vyvinutý v raných štúdiách fyziky, astrofyziky a chémie. Spektrometre sa používajú v astronómii na analýzu chemického zloženia hviezd a planét. Koncepcia spektrometra teraz však zahŕňa aj nástroje, ktoré neskúmajú iba svetlo. Spektrometre môžu oddeľovať častice, atómy a molekuly na základe ich hmotnosti, hybnosti alebo energie. Tieto typy spektrometra sa používajú v chemickej analýze a fyzike častic. Uvedieme nejaké základné vlastnosti elektrónových spektrometrov: rozsah merania ($0.01 - 1000 \text{ keV}$), rozlíšenie ($10^{-8} - 10^{-1}$), priestorový uhol do ktorého letia detekované elektróny ($0.0001 - 20\%$ zo 4π), transmisia T - časť z monoenergetického zväzku elektrónov ktoré prejdú do detektora, intenzita používaných magnetických polí $B = 0.0001 - 3 \text{ T}$.

22.1 Magnetický spektrometer

V tomto druhu spektrometra sa magnetické pole využíva na určenie hybnosti (energie) elektrónu, poprípade inej častice. Behom doby boli využívané obzvlášť dva typy magnetických spektrometrov

- **Rovinný spektrometer**

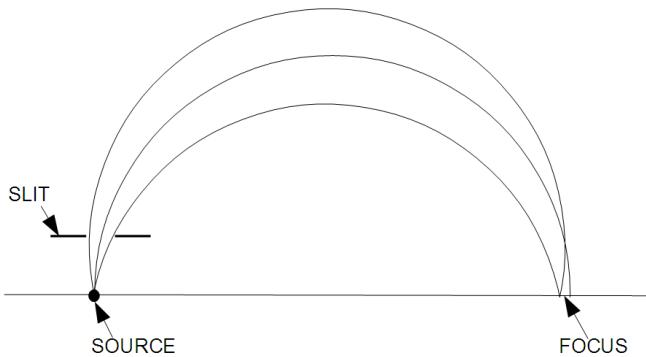
Keď rýchlo nabité častica (náboj q , hmotnosť m) vstúpi do konštantného magnetického poľa B , kde uhol medzi vektorom rýchlosťi a magnetického poľa bude 90° , je v dôsledku Lorentzovej sily vychýlená do kruhovej dráhy o polomere r . Moment p tejto častice je potom daný

$$p = mv = qBr,$$

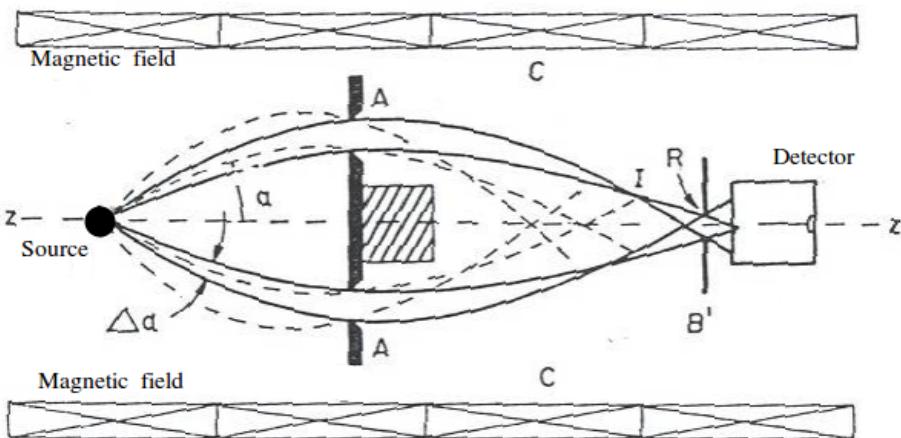
kde m a v sú hmotnosť a rýchlosť častice (viď obrázok 22.1).

- **Šošovkový (čočkový) spektrometer** V tomto type spektrometra magnetické pole pôsobí ako magnetická šošovka (čočka) (viď obrázok 22.2).

Do tohto typu patri aj tzv. *Orange* alebo *Mini-orange* spektrometer. Tento spektrometer je magnetický, transportný a filtračný systém. Jedná sa o spektrometer, v ktorom magnetické



Obr. 22.1: Konštantné magnetické pole je kolmé na monitor/list papiera. Nabité častice o hybnosti p , ktoré prechádzajú štrbinou, sa odchyľujú do kruhových dráh s polomerom $r = p/qB$. Vidíme, že všetky častice narazili na vodorovnú čiaru na takmer rovnakom mieste. Tu by mal byť umiestnený čítač častic.

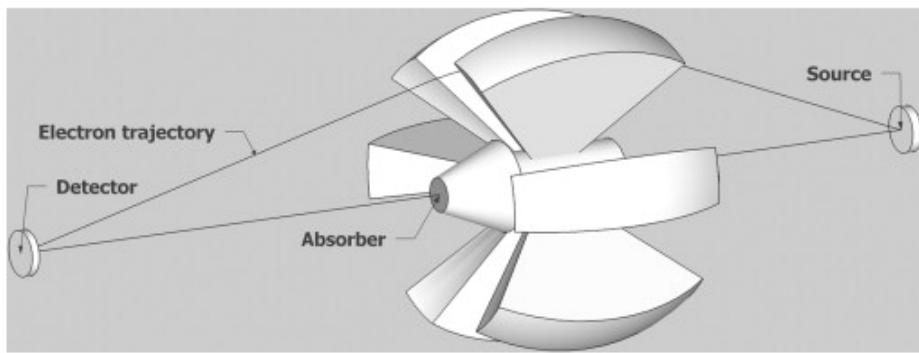


Obr. 22.2: Princíp šošovkového spektrometra.

pole usmerní elektróny emitované zdrujom k povrchu detektora (viď obrázok 22.3). Názov tohto zariadenia je spôsobený súborom permanentných magnetov generujúcich pole. Tie sú tvarované ako pomarančové rezy a sú usporiadane v axiálnej symetrii.

Permanentné magnety sú usporiadane symetricky okolo valcového absorbéra (napr. Pb-absorbér). Absorbér chráni detektor proti priamemu žiareniu zo zdroja. Zmenami zostavy magnetov sa dá meniť energia maxima transmisie (tým pádom aj účinnosť spektrometra).

Niektoré spektrometre typu *Orange* alebo *Mini – orange* môžu byť využité ako transportéry. Úloha transportéru je nasledovná: majme prípad kedy meriame na zväzku. V tomto zväzku okrem častic, ktoré chceme merať, máme aj vysoké pozadie fotónov alebo ďalších častic. Magnetické pole transportérov je využité na transport elektrónov (alebo iných častic) mimo toto pozadie. Energia elektrónu je následne určená kremíkovým detektorom. Využíva sa toroidné magnetické pole (pohyb po cykloide) alebo magnetické pole solenoidu (pohyb po špirále). Účinnosť systému je daná transmisiou transportného systému a účinnosťou detek-



Obr. 22.3: Orange spektrometer: elektróny pochádzajúce zo zdroja sú fokusované na detektor cez toroidné magnetické pole generované súborom permanentných magnetov.

tora.

Rozlíšenie magnetických spektrometrov

Pohyb nabitej častice v magnetickom poli, v ktorom na nabitú časticu pôsobí sila $F_M = q\vec{v} \times \vec{B}$. V prípade, keď je vektor \vec{B} kolmý na \vec{v} , môžme písť

$$F = ma = m \frac{v^2}{r} = qvB$$

$$mv = p = qBr$$

$$R = \frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta(Br)}{Br}$$

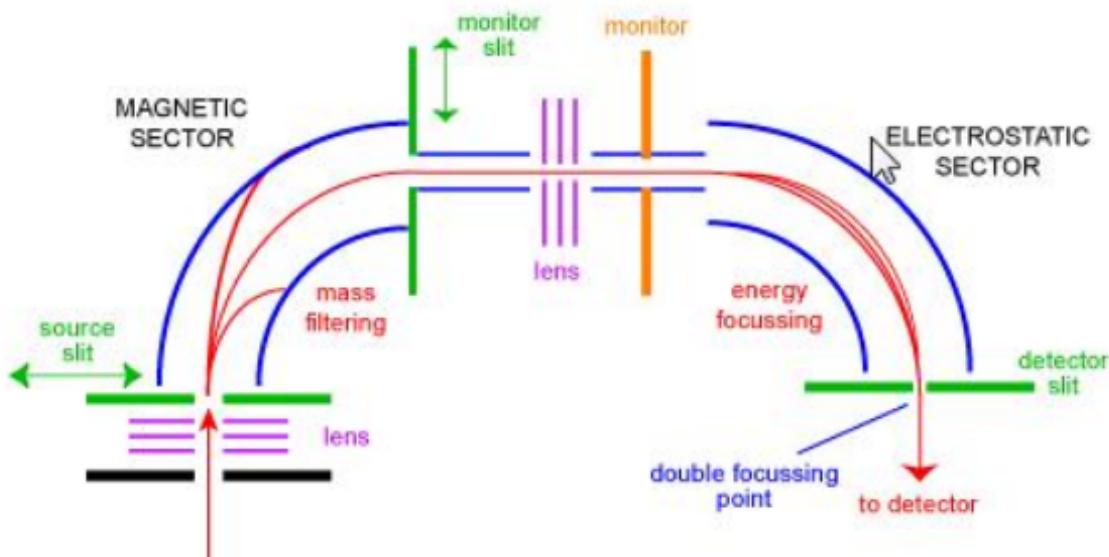
kde používame relativistickú hmotnosť elektrónu $m = \frac{m_e}{\sqrt{1-(v/c)^2}}$. Takže $FWHM = \Delta(Br)$. Pre magnetické spektrometre máme rozlíšenie $R = 10^{-3} - 10^{-2}$.

22.2 Elektrostatický spektrometer

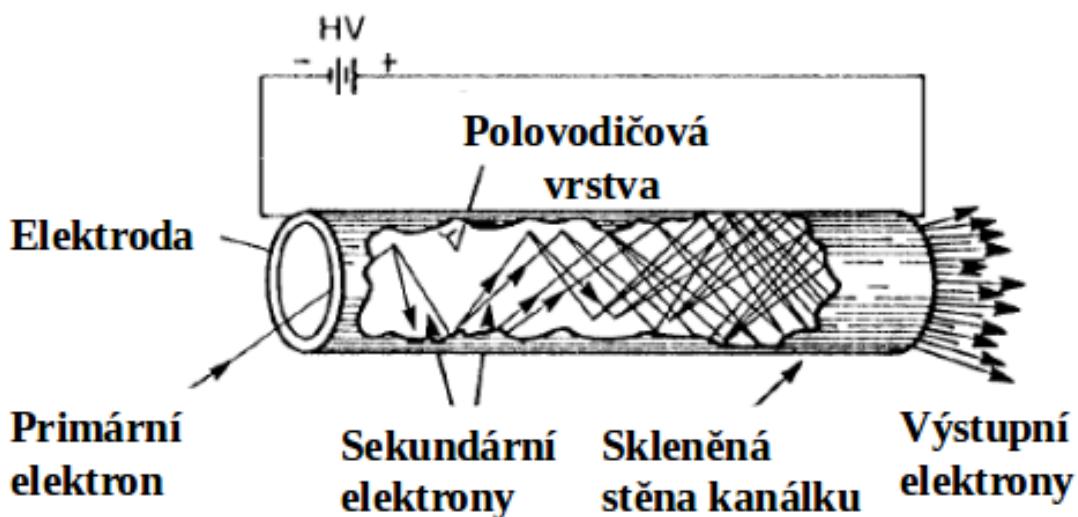
Používa sa pre energie častic, ktoré nepresahujú 50 keV. Pre vyššie energie častic je potrebné príliš veľké napätie a je tu problém aj s relativistickou korekciou. V tomto spektrometre magnetické pole fokusuje elektróny do nejakého konkrétneho miesta, s využitím clon sa robí selekcia hybnosti (energie). Elektrické pole vytvára potenciálovú bariéru, ktorá prepustí elektróny s energiou vyššou ako je istý prah. Avšak namiesto bariéry sa môže robiť energetická selekcia častic tak, že sa budú vyberať elektróny pomocou zakrivenia ich trajektórii v elektrickom potenciály (viď obrázok 22.4). S týmto elektrostatickým spektrometrom môžeme spojiť napríklad tieto detektory:

- Kanálový násobič (channeltron)

Je vhodný pre nízke energie ($\sim 1 \text{ keV}$). Channeltron je vyrobený zo skla alebo keramiky. Povrch je z polovodicovej vrstvy. Zosilenie može dosahovať hodnoty $\sim 10^7$. Funguje na princípe sekundárnej emisie, kde jeden elektron indukuje emisiu dalsich elektronov (viď obrazok 22.5). Mala citlivosť na detekciu gamma zářenia.



Obr. 22.4: Magneticky sektor vybera castice podla hmotnosti, to sme mali v predchadzajucom pripade. Avsak ako vidime elektrostaticky sektor sa zameriava na kineticke energie castic, kde castice s nevyhovujucou energiou narazia na steny. Namiesto tej zakrivenej casti mozme mat aj rovnu cast, kde bude nejaka potencialova bariera ktora nepusti castice, ktorych energia bude pod urcitem prahom potencialu.



Obr. 22.5: Primarny elektron vyemituje niekolko elektronov. Tie nasledne pod vplyvom potencialu zrychlia a emituju dalsie elektrony. Tento proces bezi pokym zosilenie nie je dostatočne.

Je tu možnosť zoskupiť viacero channeltronov do tzv. channeltron dosky - milióny miniatúrnych zosilovacov pracuje nezávisle. Vďaka tejto dôstičke vieme určiť polohu častice. Vzdialenosť jednotlivých channeltronov v dôstičke je zhruba $\sim 8 - 30 \mu\text{m}$. Mala citlosť na magnetické pole a miera doby jednotlivých channeltronov je zhruba $\sim 10 \text{ ns}$.

- Kremíkové detektory

V tejto casti nebudeme velmi rozoberat kremikove detektory pretoze su podrobnejsie popisane v inej otazke. Vyhodou tychto detektorov je, ze mozu merat ako aj polohu tak aj energiu daneho elektronu. Pozname driftove komory, kde naboj z ionizacie driftuje k anode. Typicke driftove rychlosti su $\sim 5 \text{ cm}/\mu\text{s}$, z casu letu je mozne urcit polohu castice. Dalej pozname aj pixelove detekrory. Tento detektor sa sklada z jednotlivych pixelov, kde kazdy pixel ma vlastne vycitanie. Vieme urcit velmi presne polohu.

Prikladom takehoto elektrostaickeho spektrometra je ESA12 – electrostatický spektrometer s verysokým rozlišením pro elektrony s energiami 0 – 8 keV, vhodný pro základní testy elektronových zdrojů vyvýjených pro projekt KATRIN - experiment zaoberajuci sa neutrinami.

Rozlíšenie elektrostatických spektrometrov

Rozlisenie elektrostatickych spektrometrov je rozlisenim energie $R = \frac{\Delta E_{kin}}{E_{kin}}$, kde $FWHM = \Delta E_{kin}$.

Da sa ukazat, ze vztah medzi magnetickym a elektrickym rozlisenim je nasledovny

$$\frac{dE_{kin}}{E_{kin}} = \left(1 + \frac{m_e c^2}{E_{kin} + m_e c^2}\right) \frac{d(Br)}{Br}$$

kde

$$\frac{dp}{p} = \frac{d(Br)}{Br}.$$

V nerelativistickej limite ($E_{kin} \ll m_e c^2$) mame

$$E_{kin} = \frac{p^2}{2m_e} \Rightarrow dE_{kin} = \frac{p}{m_e} dp$$

potom dostavame, ze

$$\frac{dE_{kin}/E_{kin}}{dp/p} = 2.$$

Pre ultrarelativisticku limitu ($E_{kin} \gg m_e c^2$) dostavame

$$E_{kin} = E = pc \Rightarrow \frac{dE_{kin}}{E_{kin}} = \frac{dp}{p}$$

potom dostavame

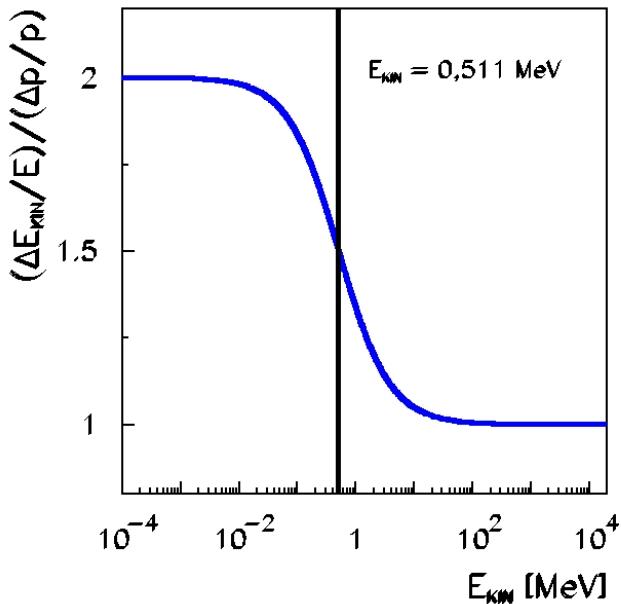
$$\frac{dE_{kin}/E_{kin}}{dp/p} = 1.$$

Graficky vztah medzi energetickym a hybnostnym rozlisenim mame na obrazku 22.6.

22.3 Scintilačný spektrometer

Zariadenie založené na scintilačnom čítači a používané na meranie takých vlastností jadrového žiarenia a elementárnych častíc ako intenzita žiarenia, energia častíc a životnosť nestabilných jadier a častíc. Scintilatory casto konvertuju jediny vysoko-energeticky foton na velky pocet fotonov s nizsou energiou. Meranim intenzity zablesku (pocet fotonov vytvorenych röntgenovym alebo gamma fotonom) je mozne rozoznat povodnu energiu fotonu.

Spektrometer pozostáva z vhodného scintilátorového kryštálu, fotonásobovacej trubice (bacha fotonasobic a channeltron nie su to iste) a obvodu na meranie výšky



Obr. 22.6

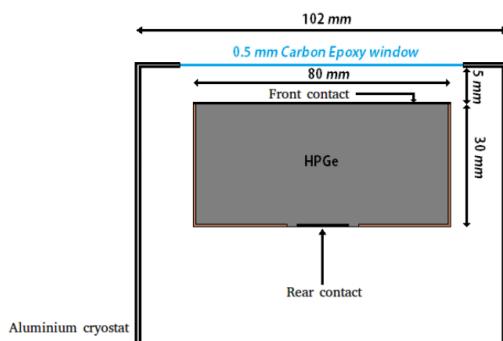
impulzov produkovaných fotonásobičom. Impulzy sú spočítané a triedené podľa ich výšky, čím sa vytvorí x-y graf zábleskového scintilačného jasu v porovnaní s počtom zábleskov, ktoré sa približujú energetickému spektru dopadajúceho žiarenia s niektorými ďalšími artefaktmi. Monochromatické gama žiarenie produkuje fotopeak pri svojej energii (foton nestratil ani cast svojej energie). Avšak nie vzdy zachytíme uplne celu energiu ziarenia. Detektor taktiež zachytava mensie energie gama ziarenia. Tieto straty boli sposobene Comptonovskym roptylom. Ďalej v spektri mozme pozorovať dva mensie píky, ktorých energia bude o 0.511 MeV a 1.022 MeV mensia ako pre povodny foton, ktore zodpovedajú tvorbe elektron-pozitronoveho paru, kde jeden alebo oba anihilacne fotony sú zaznamenané, ďalej este mozme vidieť tzv. backscatter peak, ktorý vznika, keď foton interaguje nie so scintilátorom ale so stenami detektora, pricm prostredníctvom Comptonovského rozptylu alebo fotoefektu vznika ziarenie, ktorého energia je o dost menšia ako mal povodny foton.

Z dôvodu ich vysokej účinnosti pri zaznamenávaní rôznych častíc a žiarenia a ich rýchlej odozvy sa scintilačné spektrometre široko používajú v jadrovej spektroskopii a spektroskopii častíc s vysokou energiou. Pri nízkych energiách ($\leq 1 \text{ MeV}$) je energetické rozlíšenie scintilačných spektrometrov nižšie ako pri proporčných počítačových a polovodičových detektoroch. Krystaly, kore sa používajú ako scintilačné materiály, možu napríklad byť CsI v krystalickej forme (na detekciu protonov alebo alfa castic), ZnS (široko sa využíva ako detektor alfa castic), NaI(Tl) (používa sa ako scintilátor na detekciu gama žiarenia), LiI (na detekciu neutronov).

Vo vysoko-energetickej fyzike sa občas používajú veľké segmentové scintilačné spektrometre s úplnou absorpciou na meranie energie prichádzajúcej častice s $10 - 100 \text{ GeV}$. Hmotnosť scintilátora v takýchto spektrometroch dosahuje desiatky alebo stovky ton. Meranie celkovej energie uvoľnenej v jadrovej kaskáde umožňuje určiť energiu prichádzajúcej častice s presnosťou až do $\pm 10\%$.

22.4 Polovodičový spektrometer

Zariadenie na meranie rôznych charakteristik jadrového žiarenia a elementárnych častíc. Jeho hlavným prvkom je polovodičový detektor. Polovodičové spektrometre sa používajú napríklad na meranie spektra a žiarenia a na izoláciu jadrových reakcií určitého druhu. Viackanálové analyzátoru a elektronické počítače vo všeobecnosti tvoria koncovú časť polovodičového spektrometra. Na dosiahnutie vysokého rozlíšenia energie sa polovodičové spektrometre a predzosilňovače chladia umiestnením do kryostatu. Intenzívne sa využívajú kremikove ale aj germaniove polovodicove detektory. Energetické rozlíšenie týchto detektorov sa pohybuje medzi hodnotami $\sim 0,9 - 1,9 \text{ keV}$ pre časticu s energiou $100 - 1000 \text{ keV}$. V zavislosti od toho aké hodnoty energie chceme si voliť material a hrubku okienka daného detektora. Na obrázku 22.7 možeme vidieť prierez germaniového detektora, na ktorom vidime aj spominané okienko. Material a hrubka okienka sa mení kvôli absorpcii materiálu. V týchto typoch sa využívajú vyššie spominané magnetické transportery, ktoré prepravujú elektrony do miesta s menším pozadím. Vo väčších experimentoch ako napríklad LHC, sa využívajú aj pozitívne citlivé detektory: kremikové stripové detektory (SSD), kremikové pixelové detektory (SPD) alebo kremikové driftové detektory (SDD).

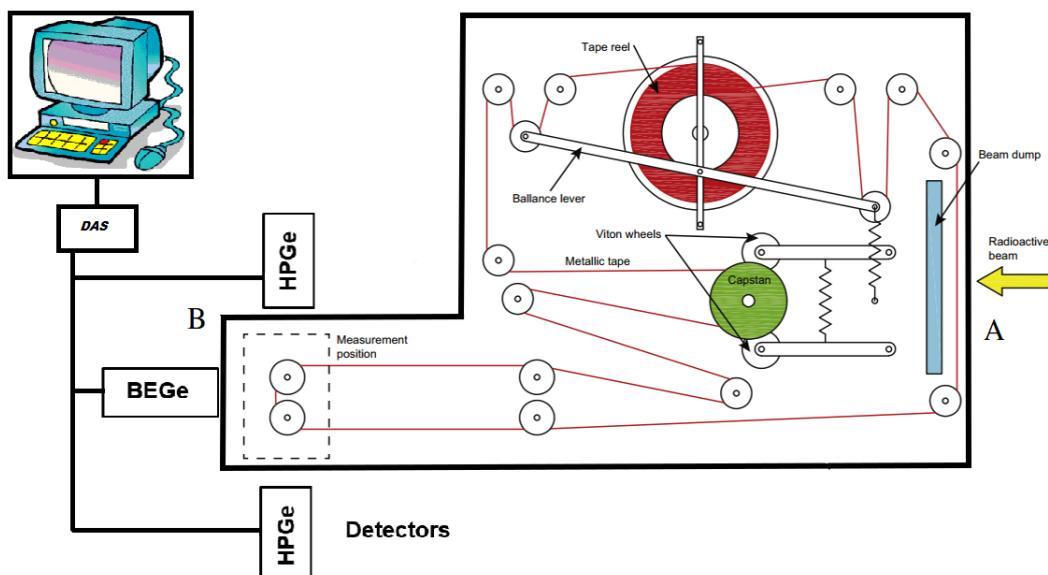


Obr. 22.7: Prierez germaniového detektora typu BEGe. Vidíme tiež spominané okienko. V tomto prípade je vyrobene z uhlika, co je dobre pre energie menšie ako 10 keV . Ďalšie možnosti materiálu pre toto okienko je napríklad hliník, ktorý je vhodný pre energie väčšie ako 30 keV a pre energie menšie ako 3 keV je najlepšie zvoliť beryliové okienko.

Na obrázku 22.8 možeme vidieť príklad polovodicoveho spektrometra, ktorý nesie názov TATRA (TApe TRAnsportation) spektrometer. Bol navrhnutý a skonštruovaný na Fyzikálnom ustave Slovenskej Akademie Vied. Tento systém pozostáva s vakuovej komory, troch koaxialných HPGe detektorov (s $70 - 80\%$ efektivitou) a jedného Broad Energy germanium detektora (BEGe), ktoré merali gama žiarenie a jedného Si(Li) detektora, ktorý meral konverzne elektrony s energiou nad 100 keV s rozlíšením $FWHM = 1.3 \text{ keV}$. Vo vnútri komory je tlak $8 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$.

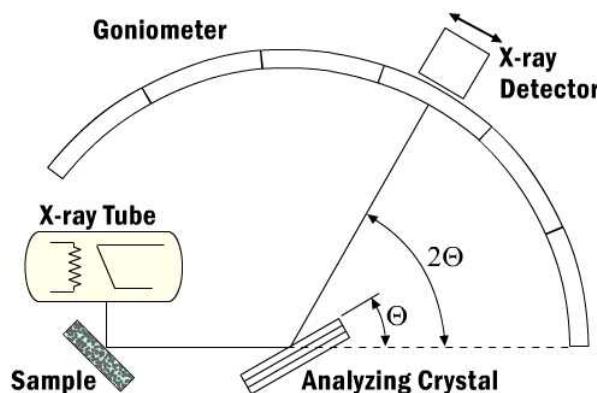
22.5 Kryštálový spektrometer

Je to röntgenový spektrometer využívajúci kryštálovú mriežku. Tento spektrograf pozostáva z vysokonapäťového napájacieho zdroja (50 kV alebo 100 kV), širokopásmovej röntgenovej trubice



Obr. 22.8: Náčrt TATRA spektrometra. Podstatná časť je vo vnútri komory. Nasledne okolo toho vybezku sú umiestnené detektory, ktoré merajú to čo je potrebne. Zmerané informácie sú transportované do Data Acquisition System. Tento spektroskop nevyužíva magnetické transportery ale funguje na paskovom princípe, kde sa na jednom mieste naimplementuje vzorka na pasku (bod A) a posunie sa na miesto kde prebieha meranie (bod B).

zvyčajne s volframovou anódou a s berýliovým okienkom a držiakom na vzorku, analyzujúcim kryštálom, goniometrom a detektorom röntgenového žiarenia. Tieto komponenty sú usporiadane tak, ako je znázornené na obrázku 22.9. Spojite röntgenové spektrum vychádzajúce z trubice oža-



Obr. 22.9: Schéma kryštálového spektrometra.

ruje vzorku a excituje elektrony vo vzorke, ktoré nasledne deexcitujú a emitujú charakteristické žiarenie. Každý z 92 prvkov emituje jedinečne charakteristické spektrum. Na rozdiel od optického spektra je röntgenové spektrum pomerne jednoduché. Najsilnejšia čiara, zvyčajne z K-alpha prechodu, ale niekedy aj z L-alpha prechodu, postačuje na identifikáciu prvku. Existencia konkrétnej linky (čiar v spektri) preukazuje existenciu prvku a intenzita je úmerná množstvu konkrétneho prvku vo vzorke. Charakteristické žiarenie sa odráža od kryštálu (analyzátora) pod uhlom, ktorý

je daný Braggovým zákonom

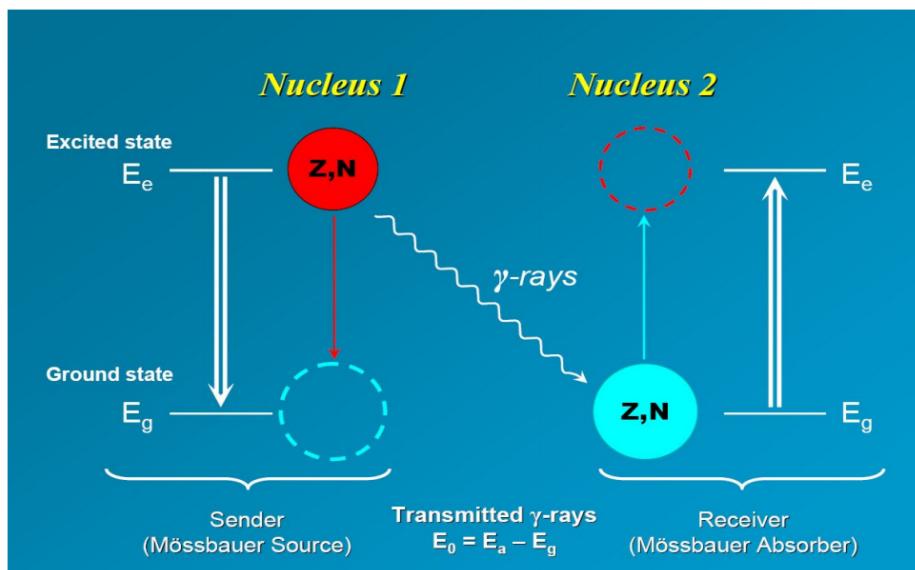
$$n\lambda = 2d \sin(\theta),$$

kde θ je difrakčný uhol, n je stupeň odrazu ($n = 1, 2, 3\dots$) a λ je vlnova dĺžka ziarenia.

Kryštál testuje všetky difrakčné uhly θ tak, že sa počas merania otáča. Detektor, ktorý zachytáva odrazene ziarenie sa tak tiež otáča spoločne s krystalam. S citlivým detektorm sa röntgenové fotóny počítajú individuálne. Tieto hity sa môžu vykresliť v zavislosti od uhla odrazu. Charakteristické röntgenové lúče sa vyskytujú v špecifických uhloch a keďže je známa a zaznamenaná uhlová poloha pre každú röntgenovú spektrálnu čiaru, je ľahké nájsť zloženie vzorky.

Kapitola 23

Mössbauerova spektroskopie



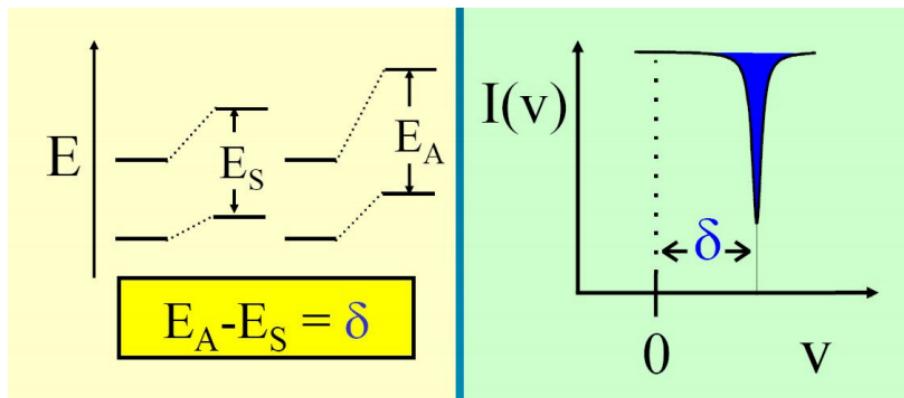
Obr. 23.1: Mössbauerova spektroskopie

Mössbauerova spektroskopie je založena na tzv. Mössbauerově jevu, který v roce 1958 experimentálně prokázal a teoreticky zdůvodnil R. L. Mössbauer. Za tento objev mu byla udělena Nobelova cena za fyziku v roce 1961. Tato měřicí metoda je založena na jevu bezodrazové rezonanční emise a absorpce záření γ v pevných látkách. Má velmi široký potenciál v materiálovém výzkumu, kdy Mössbauerův efekt můžeme pozorovat na více než 20-ti izotopech prvků. Tabulka použitelných prvků je uvedena na Obr.23.2, z nich je nejčastěji používáno Fe, Sn a Au. Jedná se o prvkově selektivní měřicí metodu, kdy selekce je provedena výběrem zářiče, odpovídajícího pro daný prvek. Nutností je provozovat tuto měřicí metodu v laboratořích schválených státním úřadem pro jadernou bezpečnost (SÚJB). Z naměřených spekter můžeme pomocí jejich vyhodnocení získat parametry hyperjemné struktury vzbuzených stavů sledovaných atomů: izomerní posuv, kvadrupólovou interakci a magnetickou interakci.

H															He		
Li	Be																
Na	Mg																
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
Fr	Ra	Ac															
Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu				
Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr				

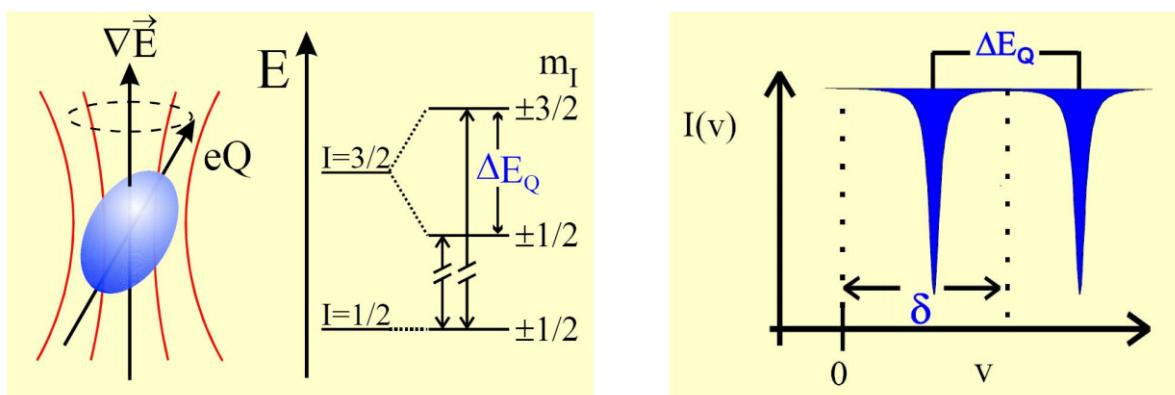
Obr. 23.2: Prvky použitelné pro Mössbauerovu spektroskopii (červeně) a nejpoužívanější prvky (s černým pozadím)

- Izomerní posuv, též nazývaný jako chemický posuv, nese informaci o valenčním stavu sledované komponenty ve spektru a také o jeho spinovém stavu. Změna izomerního posunu je způsobena interakcí elektrického náboje jádra s elektronovými obaly. Ke změně izomerního posuvu dochází také v případě změny teploty vzorku.



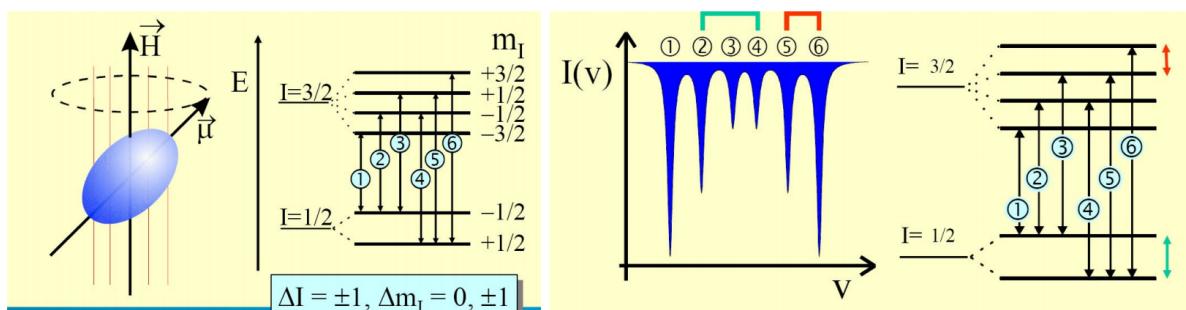
Obr. 23.3: Monopolní interakce – coulombovská interakce mezi protony a ”s” elektrony.
Stínící efekt d-elektronů: vyšší valence (nižší spinový stav) → menší stínění s-elektronů → větší elektronová hustota v oblasti jádra → menší izomerní posun δ

- Kvadrupolová interakce, nese informaci o lokální symetrii okolí sledovaného jádra. Je přímým projevem interakce kvadrupolového momentu jádra a nehomogenního elektrického pole elektronového okolí.



Obr. 23.4: Kvadrupólová interakce – interakce mezi kvadrupólovým momentem jádra a nehomogenním elektrickým polem → kvadrupólové štěpení ΔE_Q

- Magnetická dipólová interakce, přináší informaci o magnetickém chování studovaného materiálu. Při měření za různých teplot můžeme pozorovat magnetické přechody. Jedná se o interakci mezi magnetickým dipólovým momentem jádra a magnetickým polem.



Obr. 23.5: Magnetická dipólová interakce – interakce mezi magnetickým dipólovým momentem jádra a magnetickým polem → hyperjemné magnetické pole (indukce) B_{hf} . Dává nám informace o magnetickém chování a teplotě magnetických přechodů .

23.0.1 Jak eliminovat zpětný ráz?



Obr. 23.6: Eliminace odrazové energie E_R

Pro atomy vázané v krystalické mřížce je efektivní hmotnost výrazně větší → snížení efektu zpětného rázu. Snížením energie γ -záření lze zredukovat zpětný ráz.

23.1 Mössbauerův jev

Dříve než přejdeme k výkladu vlastního MÖSSBAUEROVA efektu, je třeba se krátce zmínit o takzvané jaderné fluorescenci, jejíž pozorování s Mössbauerovým objevem těsně souvisí. Podobně jako v elektronovém obalu atomu i v jádru může dojít k rezonanční absorpci kvanta γ , jehož energie odpovídá přesně energetickému rozdílu výchozího a konečného stavu jádra. Pozorování této jaderné fluorescence pomocí kvant γ emitovaných jádry je ztěženo tím, že tato kvanta nemají již rezonanční energii, protože část energie přechodu přejede v kinetickou energii zpětného odrazu jádra. K vyvolání jaderné fluorescence je naopak třeba kvant s energií větší, než odpovídá přechodu, protože část energie při absorpci se opět projeví jako kinetická energie vzbuzeného jádra, kterým byl foton absorbován. Pomocí Dopplerova efektu lze principiálně dosáhnout zvětšení energie emitovaného fotona tím, že foton je vyslán jádrem pohybujícím se směrem k absorbujejmú rychlostí v . Změna frekvence je dána známým vztahem

$$\Delta\nu = \nu \frac{v}{c}, \quad (23.1)$$

kde ν je frekvence fotonu a c je rychlosť světla.

Energie odrazu $R = E^2/2Mc^2$, kde E je energie fotonu a Mc^2 je klidová energie jádra. Klidové energie u středně těžkých jader jsou řádově 10^{11} eV, takže při energii kvanta γ rovné 10^6 eV činí energie zpětného odrazu 5 eV. K vykompenzování ztrát energie jak při emisi tak i při absorpci

je třeba udělit emitujícímu jádru rychlosť přibližně $3 \cdot 10^5$ cm/s. Dalším faktorem důležitým pro pozorování jaderné fluorescence je monochromatičnost kvant γ . Šířky rezonančních a absorpčních linií jsou dány vztahem

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}, \quad (23.2)$$

kde \hbar je redukovaná Planckova konstanta a τ je střední doba života vzbuzeného stavu. Při $\tau = 10^{-10}$ s je šířka linie přibližně $6 \cdot 10^{-6}$ eV. Natolik monochromatická musí být kvanta γ , aby se jaderná fluorescence výrazně projevila. Je zřejmé, že tepelný pohyb jader způsobí polychromatičnost o několik řádů větší, než je šířka emisní nebo absorpční linie. Veliký účinný průřez pro rezonanční absorpci umožňuje však na druhé straně její pozorování i v případě, jestliže jen malá část kvant γ splňuje rezonanční podmínky. Je samozřejmé, že rezonanční absorpcie je lépe pozorovatelná na jádrech s malou střední dobou života, která mají širokou rezonanční liniu.

Při pokusech s jadernou fluorescencí bylo zvoleno k dosažení potřebné rychlosti emitujícího jádra několik způsobů. Látka obsahující radioaktivní jádra byla zahřívána na vysokou teplotu, a tím se objevila grupa jader majících postačující rychlosť. Bylo rovněž použito centrifugy s vysokou obvodovou rychlosťí, na jejímž obvodu byla nanesena radioaktivní jádra. Třetí cesta záležela konečně na tom, že jádro emitovalo ještě během pohybu, v kterém se nacházelo v důsledku zpětného odrazu při emisi částice, která předcházela emisi γ . Vhodnou volbou úhlu mezi směrem emise této částice a směrem letu následujícího kvanta γ lze vybrat rychlosť jádra potřebnou k vyvolání žádoucího Dopplerova posuvu. Žádnou z uvedených metod nelze získat zcela monochromatické záření γ a pozorovaná jaderná fluorescence leží vždy na hranici pozorovatelských možností.

V roce 1958 R. MÖSSBAUER, vycházejí ze známé LAMBOVY teorie o vlivu vazby jádra v krystalové mříži na rozptyl neutronů a ukázal, že za jistých podmínek není jádro vázané v krystalové mříži schopno převzít odrazovou energii při emisi kvanta γ . Zpětný odraz v tomto případě přejímá celý krystal sestávající z velkého počtu atomů.

Místo klidové energie jádra ve vztahu pro energii odrazu se objeví klidová energie krystalu, která je o mnoho řádů větší, takže odrazová energie je prakticky nulová a emitované kvantum γ je rezonanční. Totéž platí i o absorpci v jádru zabudovaném do podobného krystalu.

Intenzita rezonančního záření γ souvisí s teplotou krystalu T vztahem

$$I = \exp(-2W(T, R, \Theta)), \quad (23.3)$$

kde

$$W = \frac{3R}{k\Theta} \left[\frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\Theta} \right)^2 \int_0^{\Theta/T} \left(\frac{t}{\exp(t) - 1} \right) dt \right] \quad (23.4)$$

závisí především na poměru energie odrazu R k energii $k\Theta$, odpovídající takzvané DEBYEOVĚ teplotě Θ , a dále na poměru teploty krystalu T k Θ . Při tom R je energie odrazu, kterou by přejalo jádro nevázané v krystalové mříži. Z Debyeova modelu krystalu je třeba připomenout, že $k\Theta$ odpovídá maximální energii ve spektru vlastních kmitů atomů v krystalové mříži. Aby intenzita rezonančního záření byla znatelně různá od nuly, je třeba především, aby W bylo řádově rovno 1 nebo menší. Minimální hodnota, které W může nabýt bez ohledu na druhý člen v závorce, závisí jen na energii odrazu a na Debyeově teplotě. Intenzita bude tím větší, čím menší bude odrazová

energie a čím vyšší bude Debyeova teplota. Prakticky je proto Mössbauerův efekt omezen na středně těžká až těžká jádra a na energie záření γ pod 100 keV. Druhý člen v závorce ve výrazu pro W závisí na poměru skutečné teploty krystalu k Debyeově a s klesající teplotou T se zmenšuje. Aby nepřispíval k W , je třeba pracovat při teplotách $T < 0$.

Vztahy (23.3) a (23.4) se zcela shodují s tak zvaným DEBYEOVÝM-WALLEROVÝM faktorem udávajícím intenzitu záření X koherentně rozptýleného na krystalu. Abychom ze vztahů (23.3) a (23.4) dostali tento faktor, stačí za odrazovou energii R dosadit energii E_R , kterou by ztratil foton záření X při rozptýlu na atomu s hmotou M pod úhlem ϑ

$$E_R = \frac{E^2}{Mc^2}(1 - \cos \vartheta). \quad (23.5)$$

Maximální E_R je pro $\vartheta = 90^\circ$, kdy foton mění svůj impuls ze záporné hodnoty v kladnou. Odrazová energie, kterou v tomto případě přijme atom, je právě rovna dvojnásobku energie odrazu, kterou přejme jádro při emisi stejně energetického kvanta γ , jehož impuls se mění od nuly před emisí do maximální hodnoty po emisi. Vidíme, že shoda je úplná; jde tedy v podstatě o jeden a tentýž jev, jehož příčinou je vazba atomů, a tedy i jader v krystalové mříži, a jehož důsledkem je neschopnost jednoho jádra nebo atomu převzít energii odrazu ať už koherentně rozptýleného záření X dopadajícího na atom z vnějšku nebo kvanta γ emitovaného jádrem.

Pro kvanta γ emitovaná v důsledku Mössbauerova jevu bez odrazu atomového jádra se vžilo pojmenování Mössbauerova kvanta γ , Mössbauerovo záření nebo Mössbauerova linie. Mössbauer odvodil svůj vztah pro intenzitu Mössbauerovy linie pomocí Debyeova modelu krystalu. F. L. ŠAPIRO dospěl k výrazu pro intenzitu Mössbauerovy linie klasickou metodou používanou v teorii frekvenční modulace. Kvantum γ emitované jádrem kmitajícím frekvencí ω je frekvenčně modulované, to jest vedle hlavní nosné frekvence se vytvářejí postranní pásma. Pro intenzitu nosné frekvence vychází Šapirovi vztah

$$I = \exp\left(-\frac{\bar{x}^2}{\lambda}\right), \quad (23.6)$$

v kterém \bar{x}^2 je střední kvadratická odchylka atomu v krystalové mříži v důsledku tepelných kmitů,

$$\bar{x}^2 = \frac{1}{n} \sum_n x_n^2, \quad (23.7)$$

λ je vlnová délka fotonu dělaná 2π . Tento vztah ukazuje, že intenzita Mössbauerovy linie bude výrazná tehdy, jestliže střední kvadratická odchylka atomu ze střední polohy bude rovna přibližně vlnové délce fotonu nebo bude menší. Vyjádří-li se střední kvadratická odchylka ve výrazu (23.6) klasickým způsobem pomocí střední energie oscilátoru a použije-li se Debyeova modelu pro spektrum vlastních kmitů krystalu, dostane se opět původní Mössbauerův vztah.

Podrobnější teorie Mössbauerova efektu byla podána W. M. VISSCHEREM, který ukázal, že při emisi kvanta γ jádrem je nejpravděpodobnější vznik nebo zánik pouze jediného fononu¹ v krystalové mříži. Současný vznik nebo zánik více fononů je mnohem méně pravděpodobný. Jestliže

¹Fonon je tzv. kvazičástice (nejde tedy o skutečnou částici) šířící vibrační kvantum v krystalové mřížce. Vibrace v krystalové mřížce se mohou přenášet od buňky k buňce a vytvářet tím dojem pohyblivé částice. Tato „částice“ se pak nazývá fonon. Pomocí fononů se popisuje šíření zvuku (zvukových vln) v krystalech.

fononové spektrum krystalu je omezeno snížením teploty hluboko pod Debyeovu na velmi málo energetické fonony, může kvantum γ při emisi ztratit nebo získat jen zcela nepatrnou energii a zůstane rezonančním.

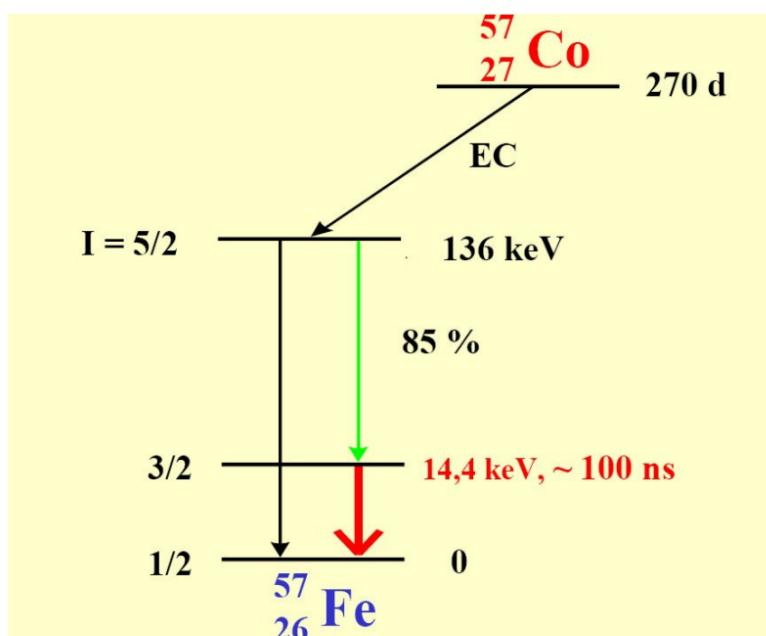
Ze všech případů uvedených v tabulce je Mössbauerův efekt nejsnáze pozorovatelný u ^{57}Fe , a to nejenom proto, že lze pracovat při pokojové teplotě, ale zejména také z toho důvodu, že v místě rezonance klesne intenzita záření za absorbátorem o několik procent, použije-li se železa s přirozeným obsahem ^{57}Fe jako absorzátorů a o několik desítek procent při použití absorzátorů obohaceného izotopem ^{57}Fe . Absorpční spektrum je velmi výrazné a lze na něm studovat velmi jemné efekty.

23.2 Použití Mössbauerova jevu

23.2.1 Magnetické pole v místě jádra

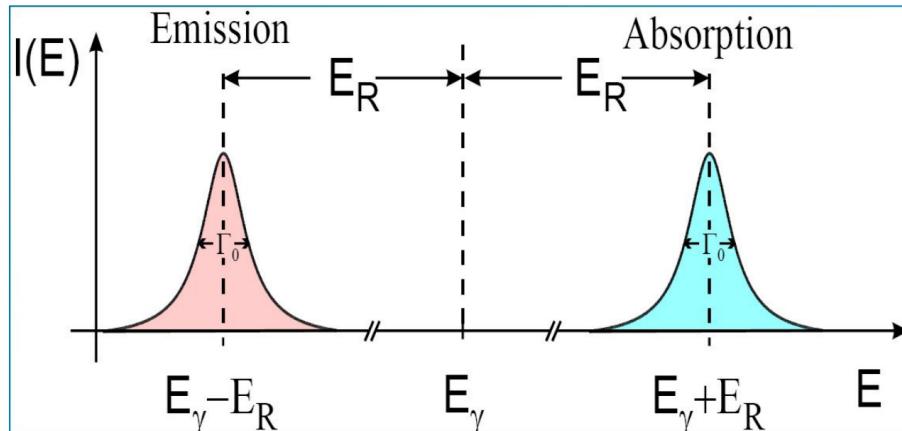
Již v prvních pracích s tímto radioizotopem bylo možno nalézt hyperjemnou strukturu linie γ způsobenou rozštěpením vzbuzeného i základního stavu ^{57}Fe v magnetickém poli, které u železa ve feromagnetickém stavu v místě jádra existuje.

Stanovení velikosti magnetického pole v místě jádra železa a zejména určení jeho směru má velký význam pro teorii vnitřního magnetického pole.



$$I_0 = 4,7 \cdot 10^{-9} \text{ eV}, E_R = 2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$$

Obr. 23.7: Rozpadové schéma izotopu ^{57}Fe



Obr. 23.8: ^{57}Fe Mössbauerova spektroskopie, $\Gamma_0 = 4,7 \cdot 10^{-9}$ eV, $E_R = 2 \cdot 10^{-3}$ eV

23.3 Elektrické pole v krystalu

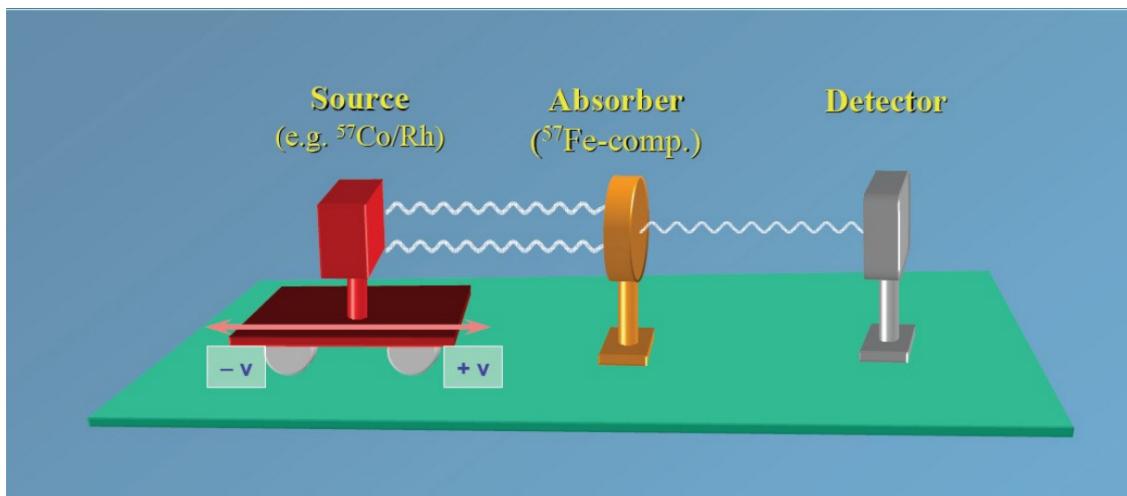
Malá relativní šířka linie ^{57}Fe umožňuje studovat i jemnější efekty způsobené kvadrupólovou interakcí elektrického pole jádra s elektrickým polem uvnitř krystalu. K tomuto účelu je výhodné mít k dispozici zdroj, který nejeví rozštěpení linií. Takový zdroj lze připravit zabudováním atomů ^{57}Co do mřížky nemagnetické oceli. Experimentálně bylo potvrzeno, že v tomto případě skutečně liniě zůstává nerozštěpená a její šířka je velmi přesně rovna vlastní šířce.

Pomocí tohoto zdroje sledovali O. C. KISTNER a A. W. SUNYAR u Fe_2O_3 velikost kvadrupólové elektrické interakce, která způsobuje posuvy hladin rozštěpených dříve uvedenou magnetickou interakcí. K posunu, jehož velikost je dána vztahem

$$\epsilon = \frac{e^2 q Q}{4I(2I-1)} [3m^2 - I(I+1)], \quad (23.8)$$

kde Q je kvadrupólový moment jádra, I je celkový spin jádra, m je magnetické kvantové číslo a q závisí na gradientu intenzity elektrického pole, dochází pouze u vzbuzeného stavu se spinem $3/2$, a to tak, že hladiny s $m = \pm 3/2$ jsou posunuty jedním směrem, hladiny s $m = \pm 1/2$ druhým směrem. Obecně nebývají posuvy způsobené kvadrupólovou interakcí stejně velké pro všechna m . V daném případě je lze však považovat za stejné, protože ϵ je mnohem menší než rozštěpení způsobené magnetickou interakcí.

Experimentální pozorování Mössbauerova jevu (^{57}Fe)



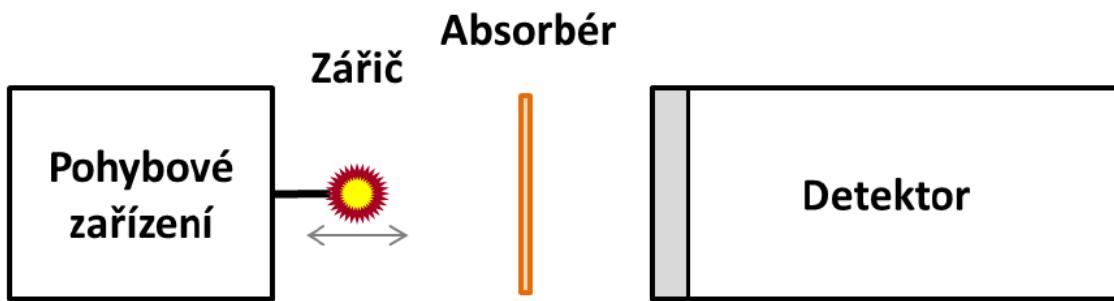
Obr. 23.9: Hyperjemné elektromagnetické interakce → posunutí, rozštěpení hladin energie v jádře, Dopplerovská modulace energie fotonu $\Delta E = E_\gamma(\nu/c)$

23.4 Dopplerův efekt druhého řádu

Při experimentech s ^{57}Fe se poměrně brzy shledalo, že vedle efektu chemické vazby (izomerickeho efektu) může dojít k posuvu rezonanční linie z mnoha jiných příčin. Všechny mají svůj původ ve změně fononového spektra krystalu, a tím spojené změny střední hodnoty kvadrátu rychlosti jádra emitujícího nebo absorbujícího. Jednou z těchto příčin je Dopplerův efekt druhého řádu, který vždy vede ke snížení energie kvanta γ a zvýšení střední energie krystalu. Je vyvolán změnou hmoty jádra při emisi nebo absorpci kvanta γ .

23.5 Experimentální uspořádání Mössbauerova spektrometru

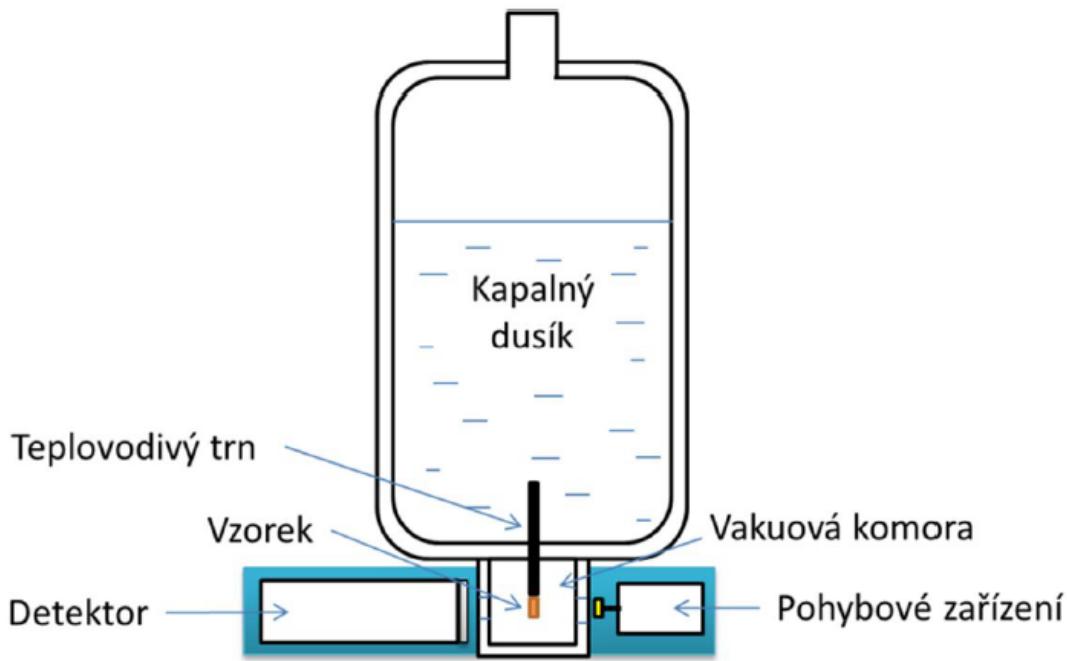
V Mössbauerově spektroskopii existuje velká řada možných experimentálních uspořádání tzv. Mössbauerova spektrometru (MS). Tato uspořádání se liší v rozložení čtyř základních komponent, pohybového zařízení, záriče, absorbéru (vzorek) a detektoru (případně detekční soustavy). Nejčastěji používané uspořádání je v transmisním módu. Transmisní uspořádání je schematicky znázorněno na Obr.23.10. Pro měření spekter je nutné doplnit systém o elektroniku pro řízení pohybu a zpracování signálů.



Obr. 23.10: Blokové schéma transmisního Mössbauerova spektrometru

V transmisním typu geometrického uspořádání MS je možné sestavu snadno modifikovat pro jiné typy měření. Modifikace se provádí upnutím absorbéru (vzorku) do různých komor pro udržení konkrétních nastavených a sledovaných podmínek. Mezi tyto podmínky patří teplota, externí magnetické pole, průtok plynu, tlak atd. Z experimentálního hlediska je velmi zajímavé působit na vzorek pomocí teploty. Pro měření při vysokých teplotách (nad 300 K) se používají vysokoteplotní písky. Vysokoteplotní měření umožňují sledovat materiálové transformace, ke kterým dochází za určitých teplot. Tato měření jsou často prováděna s konkrétní atmosférou (např. oxidační nebo redukční). Experimenty mohou být prováděny i při kontrolované vlhkosti.

Pro měření za nízkých teplot se používá různých druhů kryostatů, které se obecně dělí na dva základní druhy a to podle způsobu dosažení nízké teploty. Prvním typem je kryostat s uzavřeným cyklem, kde je pomocí opakování změny tlaku odváděno teplo z prostoru chlazeného vzorku. Tento typ konstrukce se vyznačuje snadným nastavením různých teplot a nízkými nároky na obsluhu. Nevýhodou u těchto zařízení je přenos vibrací z uzavřeného cyklu na studovaný vzorek. Přenesené vibrace mohou nežádoucím způsobem ovlivnit měřené mössbauerovské spektrum, způsobují ve sledovaných spektrech rozšíření spektrálních čar. Druhým typem je kryostat plněný kryokapalinami, kdy je k chlazení použit kapalný dusík (teplota 77,4 K) nebo kapalné hélium (teplota 4,2 K). U tohoto typu kryostatů jsou vibrace minimální. Hlavní nevýhodou je náročnost na obsluhu těchto zařízení (nutnost pravidelného zajištění, udržování a plnění kryokapalin). U heliových kryostatů jsou také vysoké pořizovací nároky na kapalné helium a jsou zde vyšší nároky na vakuovou izolaci kryostatu. Naproti tomu kryostaty plněné kapalným dusíkem jsou z hlediska provozních nákladů poměrně nenáročné. Chlazení dusíkem je možné provádět pomocí dusíkových par, nebo pomocí teplo vodivého trnu, který propojí vzorek a kapalný dusík. Blokové schéma kryostatu plněného kapalným dusíkem s transmisním Mössbauerovým spektrometrem je na Obr.23.11.



Obr. 23.11: Blokové schéma kryostatu plněného kapalným dusíkem s transmisionní Mössbauerovým spektrometrem

23.6 Části Mössbauerova spektrometru

Už bylo řečeno, že nedílnou součástí každého spektrometru jsou pohybové zařízení, zářič, absorbér a detekční soustava. Tyto čtyři hlavní součásti mohou být různě uspořádány. Uspořádání je odvozeno od typu vzorku a vlastností, které na něm chceme studovat. Nedokonalost, nebo nevhodné nastavení těchto klíčových komponent, se vždy projeví negativně v kvalitě naměřeného spektra.

23.6.1 Pohybové zařízení

Pro MS je nutné modulovat energii gama fotonů, čehož je dosaženo pomocí Dopplerova jevu. Pohybové zařízení je tedy využíváno pro modulaci energie vyzařovaných γ -fotonů ze zářiče. Principiálně je nutné zajistit pohyb zářiče vůči absorbéru. Je tedy možné kmitat jen absorbérem a zářič nechat ve stabilní poloze. Při použití tzv. rezonančního detektoru může být pohybováno jak zářičem, tak detektorem pro dosažení zúžení spektrálních čar. Pro generování pohybu je možné použít dva základní režimy.

- KONSTANTNÍ RYCHLOST je používána v průmyslových aplikacích, kde jsou požadavky na měření převážně ve formě porovnání poměru dvou spektrálních komponent. Při měření není snahou vykreslit celé spektrum, ale pouze se zaměřit na zajímavé oblasti. Pro správnou aplikaci je však nutné nejprve změřit celé spektrum a následně se zaměřit na

zajímavé body. Následná měření (při konstantní rychlosti) pouze v určitých bodech jsou mnohonásobně rychlejší.

- KONSTANTNÍ ZRYCHLENÍ je využíváno v laboratořích jak na zcela neznámých vzorcích tak i na známých vzorcích. V tomto měřicím režimu dochází k čítání a vykreslení celého spektra, což zvyšuje délku měření (oproti režimu konstantní rychlosti). Výhodou je možnost vidět celé spektrum, včetně případných postranních komponent a také jeho statistickou kvalitu.

Pro samotnou konstrukci pohybového zařízení je nejčastěji využíváno elektrodynamického principu. Konstrukce se skládá z permanentních magnetů a cívek. K pohybu je využito napětí, které je na cívky přiváděno a následně pomocí cívek je i sledováno pro kontrolu pohybu zpětnou vazbou.

Další z možností dosažení pohybu je pomocí deformace piezo-krystalů. V těchto případech bývá záříč napařen přímo na piezokrystalu. Výhodou tohoto typu řešení je malý rozměr, možnost pracovat i za nízkých teplot a případně i v externím magnetickém poli.

23.6.2 Zářič a absorbér

Z hlediska měření může být studován buď neznámý záříč, nebo neznámý absorbér. Nejčastější použití v materiálovém výzkumu je studium neznámého absorbéru za použití známého zářiče. Pro tyto účely se používá známý záříč s jednou spektrální čárou. Studovaný absorbér může být v různém stavu (například: prášek, tenký film, zmražený roztok, blok materiálu, atd.). V případě studia zářiče se jedná o metodu nazývanou Emisní Mössbauerova spektrometrie (EMS). Pro toto měření je nutné studovaný materiál obohatit radioaktivním izotopem, který přejde radioaktivní přeměnou na jádro studovaného atomu. Pro tyto vzorky je jako absorbér používán materiál, který má jedinou spektrální komponentu a tou je singlet. Absorbér bývá pro tyto účely optimalizován z hlediska obohacení a tloušťky, aby šířka jeho spektrální čáry byla co nejužší a efekt měření byl co největší. Například se používá materiál $K_2MgFe(CN)_6$.

23.6.3 Detekční soustava

Detekce v Mössbauerově spektrometrii je velmi náročná, jelikož detekované γ fotony mají z energetického hlediska nízkou úroveň 14,4 keV. Zároveň dochází ze zdroje k emisi γ fotonů s vyšší energií 122,1 keV, které mohou detektor saturovat. Pro detekci se používá několik typů detektorů, založených na různých principech, kdy se pro jejich správnou funkci vyžadují obvykle napájení vysokým napětím a následné zpracování a zesílení výstupních signálů pomocí předzesilovače a zesilovače.

- PROPORCIONÁLNÍ DETEKTORY (plynové) - využívají vlastnosti ionizujícího záření, kdy v detektoru dochází k ionizaci plynové náplně. Ionizovaný plyn zprostředkuje vodivé propojení katody a anody. Na výstupu detektoru pozorujeme proudové impulzy. Tyto detektory dosahují velmi kvalitního energetického rozlišení a také vynikají z hlediska linearity. Je možné

je použít v experimentech v externím magnetickém poli, bez nutnosti toto pole stínit. Jejich hlavní nevýhodou je stárnutí plynové náplně, relativně nízká detekční účinnost a také relativně velká mrtvá doba, což se u vyšších aktivit zářiče může projevit velmi negativně. Tento typ detektoru bývá v MS nejčastěji používán u experimentů v externím magnetickém poli, protože nevyžaduje stínění.

- POLOVODIČOVÉ DETEKTORY - pracují na principu, kdy dopadající γ fotony vytvoří páry elektronů a děr, které zprostředkují průchod proudu polovodičem. Tyto detektory dosahují vysokého energetického rozlišení. Mezi jejich nevýhody patří nezbytnost chlazení pro eliminaci tepelného šumu.
- SCINTILAČNÍ DETEKTORY - jsou nejpreferovanější možností pro MS. Využívají scintilační krystaly, které převádějí γ fotony na záblesky fotonů ve viditelné oblasti spektra pomocí luminiscence. Následně jsou záblesky fotonů detekovány pomocí fotonásobiče. Ve srovnání s ostatními typy detektorů mají nižší energetické rozlišení. Pro jejich využití v oblasti 14,4 keV je nutná výroba velmi tenkých scintilačních krystalů, což je technologicky náročné. Snížením tloušťky je také snížen vliv γ fotonů o energii 122,1 keV, které jsou 57^{Co} emitovány při přechodu ze druhé na první excitovanou hladinu. Jejich hlavní výhodou je dlouhodobá stabilita (i když některé typy scintilačních krystalů mohou časem degradovat). Nevýhodou je, že není možné tyto detektory použít při experimentech v externím magnetickém poli v závislosti na fyzikálním principu fotonásobiče.

23.7 Shrnutí

Z uvedeného přehledu je zřejmé, že Mössbauerův efekt se uplatňuje v mnoha fyzikálních obořech. Absorpční spektrometrie rozvinutá na základě Mössbauerova efektu byla původně určena pro vlastní jadernou fyziku ke studiu hyperjemné struktury vzbuzených stavů. Z přehledu je však zřejmé, že velmi brzy dala neobyčejně závažné informace o vnitroatomárních magnetických polích. Je do jisté míry překvapením, že dává informace o elektrických polích v krystalu a jejich interakcích s jádry, že s její pomocí byly řešeny problémy z oblasti teorie relativity a gravitace, problémy krystalové fyziky a mnohé další otázky.

Kapitola 24

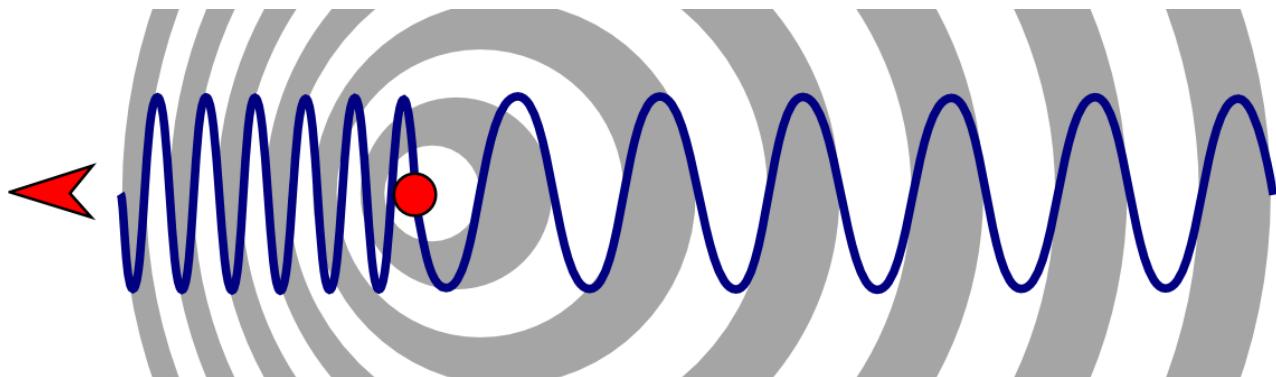
Dopplerov jav v spektroskopii

24.1 Teória okolo Dopplerovho javu

24.1.1 Klasický Dopplerov jav

Dopplerov jav (alebo Dopplerov posun) je jav pri ktorom dochádza k zmene frekvencie a vlnovej dĺžky vlny pre pozorovateľa, ktorý sa pohybuje vzhľadom na zdroj vlnenia. Tento efekt je pomenovaný po rakúskom fyzikovi Christiánovi Dopplerovi¹, ktorý ho opísal v roku 1842.

Doppler prvýkrát spomnul tento jav v jednej zo svojich prác² a o tri roky neskôr jeho hypotézu úspešne otestoval na zvukových vlnách Buys Ballot. Nezávisle od Dopplera objavil Hippolyte Fizeau tento jav pre elektromagnetické vlny v roku 1848, takže vo Francúzsku bol chvíľu jav označovaný ako Doppler-Fizeauov jav, no vo svete sa tento názov neujal, keďže Fizeau bol za Dopplerom 6 rokov pozadu.



Obr. 24.1: Dopplerov jav

Odvodenie: Predstavme si, že máme zdroj, ktorý sa pohybuje smerom k pozorovateľovi rýchlosťou v_z . Takýto zdroj vyžiari vlnu s frekvenciou f_0 a vlnovou dĺžkou λ_0 . Začiatok vlny je vyžiarený v čase $t_0 = 0$ a koniec vlny je vyžiarený v čase $t'_0 = \frac{\lambda_0}{c} = \frac{1}{f_0}$. Ďalej uvažujme, že v čase 0 bola

¹ktorý pracoval ako profesor v Prahe a neskôr aj v Banskej Štiavnici

²"Über das farbige Licht der Doppelsterne und einiger anderer Gestirne des Himmels"

vzdialenosť medzi zdrojom a pozorovateľom d a pozorovateľ sa pohyboval rýchlosťou v_p smerom ku zdroju. Začiatok vlny preto dojde k pozorovateľovi v čase t_1 , pre ktorý platí vzťah

$$d = t_1 c + t_1 v_p \quad (24.1)$$

Koniec vlny dorazí k pozorovateľovi v čase t'_1 , pre ktorý platí rovnica

$$d - t'_1(v_z + v_p) = (t'_1 - t'_0)(c + v_p) \quad (24.2)$$

Rozdielom časov dostaneme periódu vlnenia, ktorá je prevrátenou hodnotou frekvencie.

$$T = t'_1 - t_1 = \frac{d - t'_1 v_z + t'_0 c}{c + v_p} - \frac{d}{c + v_p} = \frac{1}{f_0} \frac{c - v_z}{c + v_p} \quad (24.3)$$

V klasickej fyzike, kedy rýchlosť zdroja a pozorovateľa vzhľadom na okolie sú menšie ako rýchlosť svetla, platí teda vzťah medzi pozorovanou frekvenciou f a emitovanou frekvenciou f_0 vzťah

$$f = \left(\frac{c + v_p}{c - v_z} \right) f_0 \quad (24.4)$$

kde c je rýchlosť vĺn, v_p je rýchlosť pozorovateľa (ktorá je kladná, keď sa pozorovateľ pohybuje k zdroju a naopak) a v_z je rýchlosť zdroja (ktorá je kladná, keď sa zdroj pohybuje k pozorovateľovi a naopak).

24.1.2 Relativistický Dopplerov jav

V prípade elektromagnetického žiarenia, ktoré je emitované zdrojom pohybujúcim sa rýchlosťou blízkou rýchlosťi svetla³ je potrebné započítať efekty dilatácie času.

Odvodenie je podobné tomu klasickému s tým rozdielom, že v tomto prípade nezáleží na tom, či sa pohybuje zdroj alebo pozorovateľ, dôležitá je iba celková vzájomná rýchlosť v . Pridáme preto relativistické efekty a pre frekvenciu dostaneme

$$f = \gamma \left(1 - \frac{v}{c} \right) f_0 = \gamma(1 - \beta)f_0 = f_0 \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} = f_0 \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c}}} \quad (24.5)$$

24.2 Dopplerovské rozšírenie

Dopplerovské rozšírenie (angl. Doppler broadening) je rozšírenie spektrálnych čiar v dôsledku Dopplerovho javu spôsobené nemonofrekvenčným rozdelením rýchlosťí atómov v molekulách. Rôzne rýchlosťi emitujúcich častíc spôsobujú rôzny Dopplerov posun, a to vo výsledku spôsobuje rozšírenie. Výsledný profil je známy ako Dopplerovský profil. Časť Dopplerovského rozšírenia, ktorá je spôsobená tepelným pohybom častíc nazývame tepelné Dopplerovské rozšírenie. V takom prípade rozšírenie závisí iba na frekvencii spektrálnej čiary, hmotnosti emitujúcich častíc a ich teplote.

³alebo pozorovateľom pohybujúcim sa takto veľkou rýchlosťou

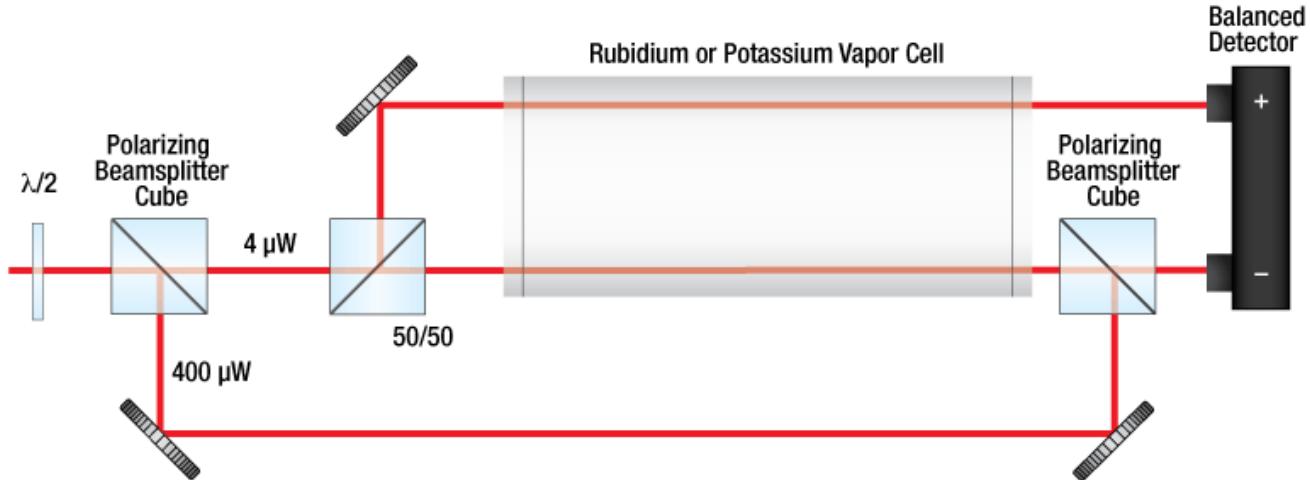
Dopplerovské rozšírenie je popísané pravdepodobnostným rozdelením

$$P_f(f)df = \sqrt{\frac{mc^2}{2\pi kTf_0^2}} \exp\left(-\frac{mc^2(f-f_0)^2}{2kTf_0^2}\right) df, \quad (24.6)$$

kde m je hmotnosť emitujúcej častice, f je pozorovaná frekvencia a f_0 je pokojová frekvencia. Toto rozdelenie vzniklo jednoduchým vyjadrením rýchlosťi z Dopplerovho javu ako $v = c(\frac{f}{f_0} - 1)$ a dosadením do klasického Maxwellovho rozdelenia.

24.3 Nasýtená absorpcná spektroskopie

Aby sme dokázali určiť skutočnú frekvenciu atómových prechodov bez potreby schladenia vzorky na veľmi nízke teploty, využívame *nasýtenú absorpcnú spektroskopiu*⁴, ktorá je tiež známa pod pojmom antidopplerovská spektroskopie⁵. Pri tomto procese ožarujeme atómový plyn laserom s relatívne vysokou frekvenciou. Tento lúč nazývame *pumpovaci*⁶. Okrem neho je plyn ožarovaný aj ďalším slabším lúčom s rovnakou frekvenciou. Ten nazývame *snímací lúč*⁷. Snímací lúč je rozdelený na polovice, jedna polovica prejde plynom a zaznamená sa, druhá polovica ide v protismere pumpovacieho lúča a následne sa tiež zaznamená. Absorpcia snímacieho lúča je zaznamenávaná na fotodiódu pre rôzne frekvencie lúčov.



Obr. 24.2: Schéma nasýtenej absorpcnej spektroskopie.

Napriek tomu, že lúče majú rovnakú frekvenciu, zasahujú rôzne atómy kvôli tepelnému pohybu. V prípade, že frekvencia lúčov je posunutá k červenej farbe (*red-detuned*) vzhľadom na frekvenciu prechodu atómu, znamená to, že pumpovací lúč bude absorbovaný atómom pohybujúcim sa k

⁴angl. saturation absorption spectroscopy

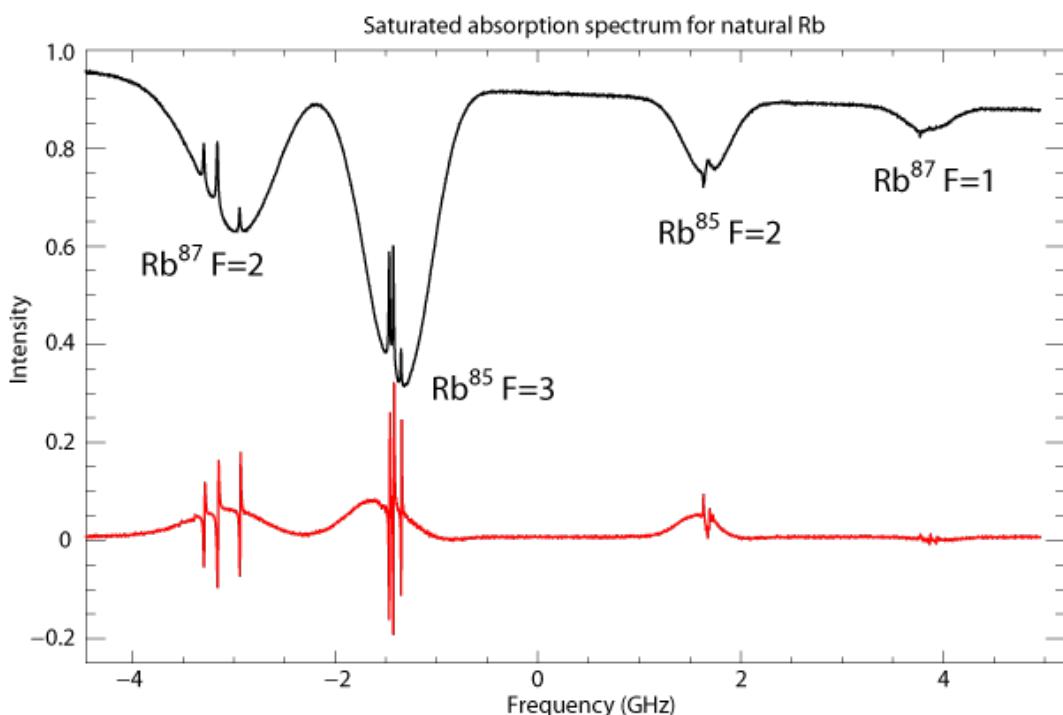
⁵angl. Doppler-free spectroscopy

⁶angl. pump beam

⁷angl. probe beam

zdroju lúčov a snímací lúč bude absorbovaný atómom pohybujúcim sa od zdroja. Ak je frekvencia posunutá k modrej farbe (*blue-detuned*), nastane presný opak.

V prípade, že má laser rezonančnú frekvenciu, oba lúče zasiahnu rovnaké atómy, a to tie, ktoré sa pohybujú kolmo na smer lúčov. V prípade, že uvažujeme approximáciu atómových prechodov ako systém s dvomi stavmi, silný pumpovací lúč spôsobí, že mnoho atómov bude v excitovanom stave. Keď je počet atómov v základnom a excitovanom stave približne rovnaký, prechod je nazývaný nasýteným. Keď fotón zo snímacieho lúča prejde plynom, je veľká šanca, že zasiahne atóm, ktorý je excitovaný a dôjde k stimulovanej emisii. Kvôli tomu pri postupnom menení frekvencie lúčov v okolí rezonancie vznikne malá jama v každom z atómových prechodov. Čím je pumpovací lúč silnejší, tým užšiu a hlbšiu jamku dostaneme. Pri perfektných podmienkach môže jamka dosiahnuť tvar prirodzenej šírky prechodu.



Obr. 24.3: Čierňou farbou je znázornené spektrum na výstupe nasýtenej absorpčnej spektroskopie a červenou je spektrum po odčítaní spektra priameho prechodu.

24.4 Využitie metód založených na Dopplerovom posune

Dopplerov jav sa využíva pri určovaní pravdepodobnosti prechodu z dôb života. Pri jadrovej reakcii vznikne excitované jadro v tenkom terčíku. Toto jadro opustí terčík s určitou rýchlosťou, ktorá je daná zo zákona zachovania hybnosti ako

$$v = \frac{v_a m_a}{m_a + M_A} = c \frac{\sqrt{2m_a c^2 E_{kin,a}}}{(m_a + M_A)c^2}, \quad (24.7)$$

kde m_a je hmotnosť nalietavajúcej častice, M_A je hmotnosť jadra pred reakciou a $E_{kin,a}$ je kinetická energia nalietavajúcej častice. V prípade Coulombovskej excitácie a priamej reakcie je rýchlosť odrazeného jadra závislá na kinematike reakcie.

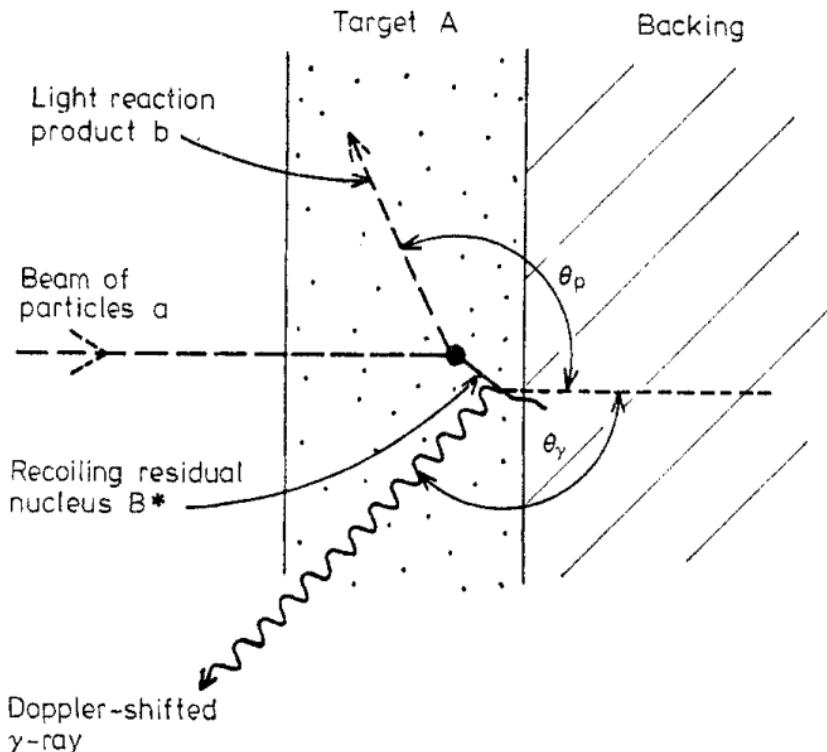
Jadro počas svojho letu vyžiari γ žiarenie, ktorého energia je však Dopplerovsky posunutá práve kvôli pohybujúcemu sa zdroju. Táto posunutá energia je daná vzťahom

$$E_\gamma = E_{\gamma_0} \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta \right), \quad (24.8)$$

kde θ je uhol medzi smerom pohybu jadra a emisiou fotónu.

24.4.1 Metóda zoslabenia Dopplerovho posunu

Na samotné určenie doby života existuje viacero metód. Jednou z nich je metóda zoslabenia Dopplerovho posunu energie γ žiarenia⁸. V tejto priamej metóde je polčas rozpadu excitovaného stavu porovnávaný s časom brzdenia konečného jadra vzniknutého spätným rázom v pevnom alebo plynnom prostredí. Základná metóda je zobrazená na obrázku 24.4.



Obr. 24.4: Schéma metódy zoslabenia Dopplerovho posunu.

Lúč nalietavajúcich častíc a interaguje s jadrom A . Pri reakcii je emitovaný produkt b a v materiály terčíku ostane excitované jadro B^* , ktorého polčas rozpadu chceme zmerať. Excitované jadro sa pohybuje v dôsledku spätného rázu s rýchlosťou v_0 a postupne v materiáli spomaľuje. Napokon vyžiari γ žiarenie odpovedajúce strednej dobe života τ pri rýchlosťi, ktorá klesla na

⁸angl. Doppler-shift attenuation method (DSAM)

hodnotu \bar{v} . Hodnotu \bar{v} dokážeme zmerať tak, že zmeríame strednú energiu γ žiarenia ako funkciu θ_γ :

$$\bar{E} = E_0 \left(1 + \frac{\bar{v}}{c} \cos \theta_\gamma \right) \quad (24.9)$$

Následne určíme faktor zoslabenia $F = \frac{\bar{v}}{v_0}$. Ten porovnáme s teoretickou funkciou $F(\tau)$ a z nej tak dokážeme určiť strednú dobu života. Touto metódou sme schopní merať doby života $\sim 10^{-12} - 10^{-15}$ s.

Túto metódu možno využiť pri viacerých experimentálnych usporiadaniach v závislosti od nalietavajúcich častíc:

1. Záchytové reakcie - jedná sa o záchyt častice (napr. protón alebo α) v jadre a emitáciu γ žiarenia. V tomto prípade sa energia nalietavajúcej častice sčítava s energiou terčíkového jadra.
2. Reakcie budené ľahkými iónmi - experimentálne najbežnejší spôsob, akým obsadiť najnižšie stavy v jadre s využitím binárnych reakcií vybudených ľahkými projektilmi ako p , d , t , τ a α s energiami 3 – 20 MeV. V týchto reakciách vzniká okrem excitovaného jadra aj jedna častica, ktorá je emitovaná (n , p , d alebo α).
3. Reakcie budené ťažkými iónmi - keď ťažký ión bombarduje terčík s energiou prevyšujúcou Coulombovskú bariéru, dochádza k vyparovaniu nukleónov. Pri reakcii $A(xn, yp, z\alpha)B^*$ dôjde k vypareniu x neutrónov, y protónov a z α -častíc v čase kratšom ako 10^{-15} s. To je doprevádzané mnogými dipólovými a kvadrupólovými prechodmi.
4. Inverzné reakcie - jedná sa o reakcie, kedy ľahké častice bombardujeme ťažkými, ako napr. pri skúmaní strednej doby života ^{13}C bola pužitá reakcia $^2\text{H}(^{12}\text{C}, p)^{13}\text{C}$.

24.4.2 Teórie zastavenia

Brzdný čas excitovaného jadra v pevnom materiáli definuje časovú škálu pre merania metódou DSAM. Zoslabujúci faktor F môžeme zapísť v tvare

$$F = \frac{\bar{v}}{v_0} = \frac{1}{v_0 \tau} \int_0^\infty v(t) \exp(-t/\tau) dt. \quad (24.10)$$

Problémom však je, že nepoznáme, ako jadro spomaľuje, teda funkcia $v(t)$ je pre nás neznámou. Ako prvú aproximáciu môžeme uvažovať, že strata energie bude úmerná rýchlosťi excitovaného jadra, teda $dE/dx \propto v$. Táto podmienka sa totiž ukazuje ako veľmi dobrá aproximácia pre brzdné procesy elektrónov v materiáli.

Túto závislosť môžeme sformulovať do tvaru

$$v(t) = v_0 \exp(-t/\alpha), \quad (24.11)$$

kde α je charakteristická konštanta materiálu opisujúca brzdný čas. Dosadením tejto aproximácie do vzťahu (24.10), dostaneme výraz pre zoslabujúci faktor

$$F = \frac{1}{1 + \tau/\alpha}. \quad (24.12)$$

Tvar γ spektrálnej čiary však tiež dokáže priniesť informáciu o dobe života. Rovniu (24.10) preto môžeme zapísť do tvaru

$$F = \frac{1}{v_0} \frac{\int_0^{v_0} v \frac{dN(v)}{dv} dv}{\int_0^{v_0} \frac{dN(v)}{dv} dv}, \quad (24.13)$$

kde $N(v)$ je počet jadier, ktoré sa rozpadnú pri rýchlosťi v . Keďže vieme, že

$$dN(t) = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} dt \quad (24.14)$$

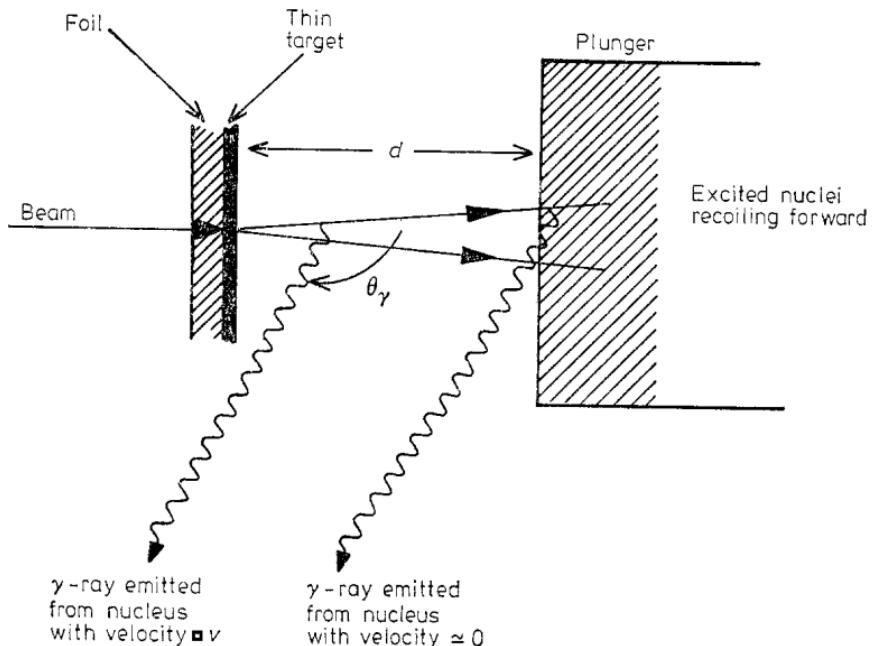
a navyše poznáme funkciu $v(t)$, môžeme si ľahko dopočítať závislosť N na rýchlosťi:

$$dN(v) = \frac{\alpha}{v\tau} \left(\frac{v}{v_0} \right)^{\alpha/\tau} dv. \quad (24.15)$$

24.4.3 Metóda vzdialenosťi doletu spätného rázu

Ďalšou metódou je metóda vzdialenosťi doletu spätného rázu⁹.

My môžeme jadro zastaviť počas jeho letu, a to tak, že mu vo vzdialosti $d = vt_0$ do cesty postavíme zachytávajúcu fóliu, prezývanú piest (plunger). Tie jadrá, ktoré dorazia na fóliu v excitovanom stave vyžiaria pri zastavené neposunutú γ -linku, zatiaľ čo tie jadrá, ktoré sa rozpadli skôr, vykazujú Dopplerovský posun. Celý proces je znázornený na obr. 24.5.



Obr. 24.5: Schéma metódy vzdialenosťi doletu spätného rázu.

Pomer intenzít γ žiarenia vyžiareného jadrami počas pohybu a zastavenými jadrami je

$$R(d) = \frac{S_\gamma^Z}{S_\gamma^Z + S_\gamma^P}, \quad (24.16)$$

⁹angl. Recoil distance method (RDM)

kde S_γ^Z je intenzita vyžiarená zastavenými atómami a S_γ^P intenzita vyžiarená atómami počas pohybu. Obe intenzity vypočítame ako

$$S_\gamma^P = S(0) \int_0^{t_0} e^{-\frac{t}{\tau}} dt \quad (24.17a)$$

$$S_\gamma^Z = S(0) \int_{t_0}^{\infty} e^{-\frac{t}{\tau}} dt \quad (24.17b)$$

Ked' si nakreslíme pomer týchto dvoch intenzít ako funkciu vzdialenosťi d , môžeme veľmi ľahko určiť polčas rozpadu excitovaného stavu. Touto metódou je merateľná oblasť dôb života $\tau \sim 10^{-8} - 10^{-12}$ s. Bežné hodnoty d sú v rozmedzí 1 – 0,01 mm, hrúbka terča 0,7 – 1,5 μm , hrúbka fólie 5 – 10 μm , pričom fólia je väčšinou z Au, Ta alebo Bi.

Kapitola 25

Charakteristiky jadrových stavov

Aby sme boli dosledny, tak uvedieme vlastnosti jadier, ktore uz boli spomenute v predchadzajucich otazkach alebo ktore sa pohybuju na urovni zakladnej skoly a nasledne k nim pridame aj vlastnosti, ktore este neboli spomenute.

25.1 Náboj a notácia

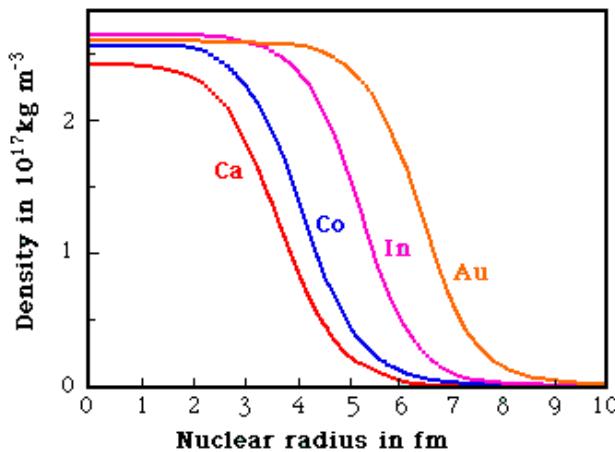
Náboj jadra je len súčtom protonových nábojov pretože experimentálne urcený náboj neutrónu je menší ako 2×10^{-21} . Neutron však má magnetický moment. V klasickom obraze, v ktorom sú magnetické efekty spôsobené pohyblivými nábojmi, to znamená, že vo vnútri neutrónu prúdia prúdy, ale celkový náboj je nulový. Toto možno považovať za jednoduchú indikáciu, že neutron je zložený objekt a nie elementarna častica.

- Izotopy maju rovnake protonove cislo Z ale rozdielne neutronove cislo N .
- Izobary maju rovnake nukleonove cislo A .
- Izotony maju rovnake neutronove cislo N ale rozdielne protonove cislo Z .
- Jadra maju bohaté spektrum excitovanych vzťahov (az na par vynimiek), ktore sa možu deexcitovať na zakladný stav emitovaním fotonov.
- Energetické levele jadier sú charakterizované kvantovými cislami, ktore korespondujú s vlastnými hodnotami operatorov. Tieto operatory komutujú s hamiltonianom jadra.

25.2 Polomer atómových jadier

Experimenty ukazují, že atomové jádro není ostre ohraničeno, ale že hustota jaderné hmoty mení na povrchu jádra sice rychle, ale ne skokem. Existuje tedy určitá přechodová oblast (vid' obrázok 25.1).

Zároveň se však ukazuje, že v bezprostřední blízkosti jádra působí na jaderné částice specifické přitažlivé síly - jaderné síly, které pro nabité částice mnohonásobně převyšují coulombovské síly.

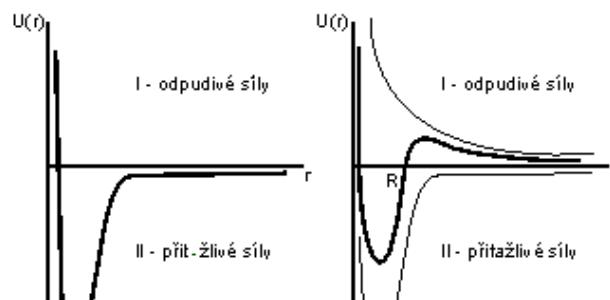


Obr. 25.1: Rozdelenie hustoty pre niektoré jadrá založené na meraniach Hofstadtera et al.

Je proto rozumné definovat poloměr jádra jako poloměr oblasti, ve které hrají jaderné síly rozhodující roli. K tomu účelu je vhodné popsat interakci částice s jádrem pomocí potenciálu $U(r)$, o němž budeme předpokládat, že je sférický (co ale v skutečnosti nie je), což dobře approximuje chování většiny jader. Výsledný potenciál bude součtem potenciálů interakce coulombovské $U_c(r)$ a interakce jaderné $U_j(r)$

$$U(r) = U_c(r) + U_j(r). \quad (25.1)$$

Za poloměr jádra R lze pak považovat poloměr oblasti, ve které platí $U_c < U_j$. Schématicky je situace znázorněna na obrázku 25.2, kde v pravé části je zachycen průběh potenciálu $U(r)$ pro kladně nabité částici. V oblasti I převládá odpudivá coulombovská interakce, v oblasti II jaderná interakce. Průsečík potenciálu U s osou r udává poloměr R , který lze považovat za poloměr jádra.



Obr. 25.2: Průběh potenciálu pro neutron (vlevo) a proton v poli jádra.

První informace o rozměru jader byly získány na základě Rutherfordového experimentu, kdy Rutherford ukázal, že při průchodu α -částic ve vzdálenosti $L = 10 - 14\text{ m}$ od jádra atomu dochází k narušení coulombovské interakce. Současné výzkumy ukazují, že pro poloměr jader platí dostatečně přesně vztah

$$R = r_0 A^{1/3},$$

kde A je hmotnostní číslo jádra. Hodnota parametru r_0 je $r_0 = 1,3 \times 10^{-15} \text{ m}$. Z tohoto vztahu plyne dôležitý závěr: objem jádra je přímo úměrný hmotnostnímu číslu A a tedy každý nukleon zaujímá v jádře stejný objem. Lze tedy přibližně interpretovat jádro jako soustavu nukleonů s konstantní hustotou jaderné hmoty. Vhodná parametrická forma jadrovej hustoty bola navrhnutá Woodom a Saxonom

$$\rho_N(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-R_N}{t}}}$$

kde t je parameter hrúbky povrchu. To je vlastne zobrazene na obrazku 25.1.

25.3 Hmotnosť atómových jadier

Hmotnosť jadra je menšia ako súčet hmotností základných nukleónov. Toto odráža skutočnosť, že jadro je viazaný stav castic. Toto vedie k definícii väzbovej energie E_B jadra ako

$$M(A, Z)c^2 = Zm_p c^2 + (A - Z)m_n c^2 - E_B.$$

25.4 Väzbová energia jadra

Väzbová energia je najlepšie popisana Weizsäcker formulou vychadzajucu z Kvapkoveho modelu jadra, ktorá ma nasledujuci tvar

$$E_B = b_v A - b_f A^{2/3} - b_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - b_a \frac{(N - Z)^2}{A} + b_p \delta A^{-3/4}$$

kde b_v a b_f su objemovy a povrchovy clen spojene s tym, že posobenie nukleonov vo vnutri objemu jadra a na povrchu jadra je rozne. b_c je Coulombicky clen pretože protony v jadre sa navzajom odpudzuju a to zoslabuje väzbovú energiu jadra. V jadre moze este nastat asymetria medzi poctom protonov a neutronov, ktorá taktiez zoslabuje väzbovú energiu. b_p vyjadruje empiricky fakt, že jadra su silnejsie/slabsie viazane, ak ich pocet protonov alebo neutronov (alebo oboch) je parny/neparny. Odpudzovanie alebo pritahovanie ma nastarosti δ clen, ktorý nadobuda nasledujuce hodnoty:

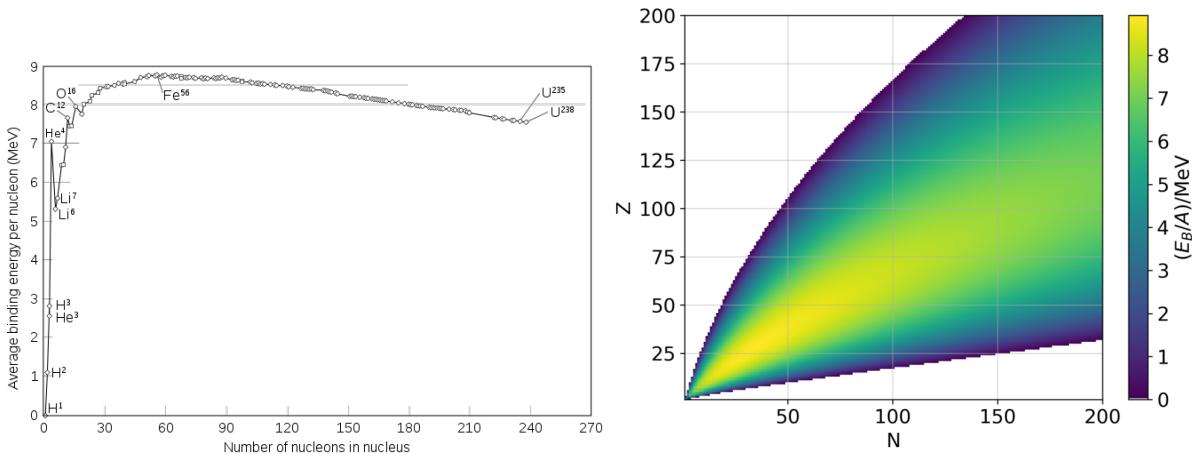
- $\delta = 1$ pre even-even jadro
- $\delta = 0$ pre even-odd jadro
- $\delta = -1$ pre odd-odd jadro

Posledne dva cleny väzbovej energie vychadzaju zo Shell modelu jadra. Na obrazku 25.4 su graficky znazornene jednotlive prispevky.

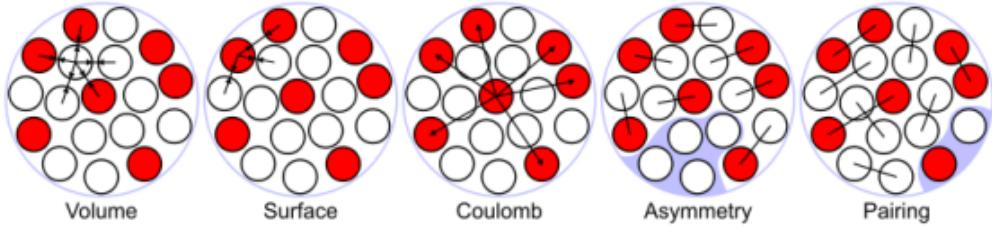
Tieto konštanty boli stanovené empiricky. S týmito 5 konštantami môžme urciť väzbovú energiu pre viac ako 2000 jadier s presnosťou 1 – 2%. Priemerna väzbova energia na jeden nukleon je

$$\epsilon = \frac{E_B}{A}.$$

Pre nazornejsie graficke znazornenie pozri obrazok 25.3.



Obr. 25.3: **Nalavo:** Krivka väzbovej energie - bežné izotopy. **Napravo:** Grafické znázornenie semi-empirickej väzbovej energie. Väzbová energia na nukleón v MeV (najvyššie hodnoty sú žltou, viac ako 8,5 MeV na nukleón) je vynesená pre rôzne nuklidy ako funkcia atómového čísla Z (os y) počtu neutrónov N (os x). Najvyššie hodnoty sú zaznamenané pre $Z = 26$ (železo).



Obr. 25.4: Jednotlive prispevky vazbovej energie.

25.5 Parita, moment hybnosti, spin a celkový moment hybnosti

Jadro je izolovaný systém a tak má dobre definovaný celkovy moment hybnosti (\vec{J}), ktorý je definovaný ako súčet individualných uhlovych momentov (\vec{l}) a spinových momentov (\vec{s})

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^A (\vec{l}_i + \vec{s}_i) \quad (25.2)$$

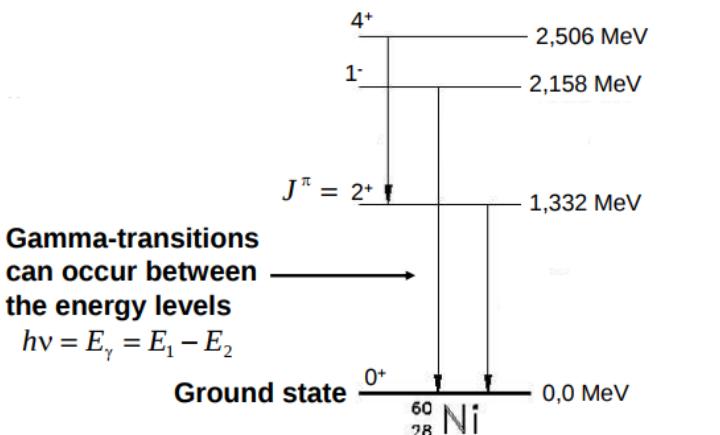
Tento vektor je jeden zo základných charakteristických vlastností jadroveho stavu. Je potrebné mať na pamäti, že orbitálny moment hybnosti je celočíselným násobkom Planckovej konštanty, zatiaľ čo vnútorný spin nukleónov je polovičný nasobok Planckovej konštanty (lebo protony a neutrony sú fermiony). Takže parne jadrá majú celočíselné hodnoty pre celkový moment hybnosti a nepárne jadra majú polovičné hodnoty celkoveho momentu hybnosti. Všetky jadrá s parným Z a parným N majú nulový celkový moment hybnosti, $\vec{J} = 0$. Celkovy moment hybnosti je invariantny vzhľadom na rotáciu.

Pripomeňme, že parita je spojená s kvantovým číslom ± 1 , čo je spojené s inverziou priestoru. To znamená, že ak Π je operátor parity, ktorý pôsobí na kompozitnú vlnovú funkciu jadra $\Psi(\vec{x}, A, Z)$

potom

$$\Pi\Psi(\vec{x}, A, Z) = \pm\Psi(-\vec{x}, A, Z). \quad (25.3)$$

Znamienko plus je spojene s parnou funkciou a znamienko minus je spojene so neparnou funkciou. Celkovy moment hybnosti a parita su merateľne, na popis sa pouziva notacia J^Π . Naprieklad: ^{235}U ma $J^\Pi = \frac{7}{2}^-$, zatial co ^{238}U ma $J^\Pi = 0^+$. Na obrazku 25.5 možme vidieť príklad diskretných energetických hladín, ktoré sú definované kvantovými caslami (celkovým momentom hybnosti, paritou etc.)



Obr. 25.5: Energy levels of the $^{60}_{28}\text{Ni}$ nucleus.

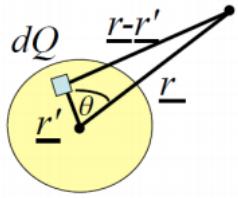
Parita je dana $\Pi = -1^{(l)}$, kde l je súčet jednotlivých klasických momentov hybnosti (bacha nie je to celkovy moment hybnosti ani spin).

25.6 Jadrový elektrický a magnetický moment

Statické elektromagnetické vlastnosti jadier sú špecifikované pomocou elektromagnetických momentov, ktoré poskytujú informácie o tom, ako je magnetický moment a náboj distribuovaný v celom jadre. Dva najdôležitejšie momenty sú elektricky kvadrupolový moment (Q) a magnetický dipolový moment (μ), ktoré si teraz predstavíme blízšie.

25.6.1 Magnetický dipolový moment jadra

Vieme, že magnetické polia generované pohybivými nábojmi majú malý, ale merateľný účinok na energetické hladiny viazaných elektrónov v atóme. Samotné jadro je tvorené protónmi a neutrónmi, ktoré majú svoj vlastný vnútorný spin. Vďaka tomuto spinu si protony a neutrony vytvarajú svoje vlastné „spinové“ magnetické polia, okrem orbitálneho. To poskytuje dodatočný krútiaci moment na elektrónove spiny, čo vedie k „hyperjemnej strukture“ atómovych energetických hladín. Tieto energetické rozdiely sú malé, ale napriek tomu dôležité pre interpretáciu atómových spektier a preto je doležité popisať magnetické polia generované protonmi a neutronmi. Preto sa teraz sústredime na nukleóny v pevne viazanom jadre, kde sa tieto nukleóny pohybujú rýchlosťou približne $0,001 - 0,1 c$.

Obr. 25.6: Vzjomna poloha vektorov \vec{r}' a \vec{r} .

Jadrové magnetické dipólove momenty vychádzajú z vnútorných spinových magnetických dipólových momentov protónov a neutrónov v jadre a z prúdov cirkulujúcich v jadre kvôli pohybu protónov. Aby sme určili prispevok orbitálneho momentu hybnosti do magnetického momentu budeme nukleóny považovať za bodové časticie. Pre bodovu casticu mozme pišať

$$M2 = \vec{\mu} = \frac{\mu_N}{\hbar} \sum_{i=1}^A (g_l \vec{l}_i + g_s \vec{s}_i), \quad (25.4)$$

kde $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} \approx 5.0507 \times 10^{-27} J/T$ je jadrový magneton, g_l je g-faktor ($g_l = 1$ pre proton a $g_l = 0$ pre neutron, kde neutron je neutralný) a g_s je spinový $g - faktor$ ($g_s = 5.5856\dots$ pre proton, $g_s = -3.8260\dots$ pre neutron a $g_s = -2.0023\dots$ pre elektron). Elektrónový $g - faktor$ bol veľmi presne predpovedaný z QED co vlastne bol veľký triumf tejto kvantovej teorie pola.

25.6.2 Elektrický kvadrupolový moment jadra

Závisí od rozloženia náboja vo vnútri jadra a je mierou jadrového tvaru. Elektrostatický potenciál jadra je daný:

$$V(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d\vec{r}' \frac{\rho_p(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad (25.5)$$

kde

$$\int \rho_p(\vec{r}') d\vec{r}' = Ze \quad (25.6)$$

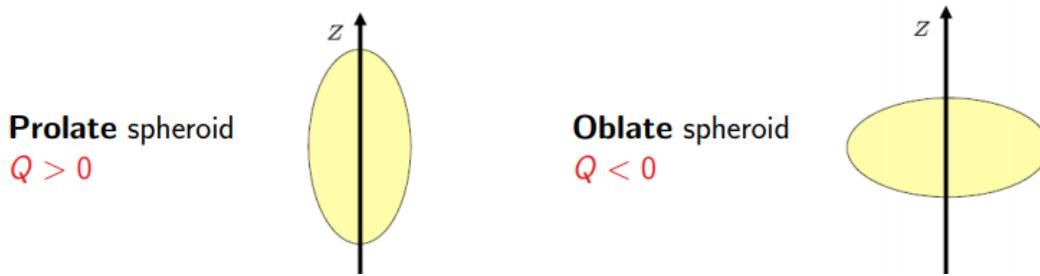
Teraz si predstavme, že skúmame jadro z veľkej vzdialenosťi ($r' \ll r$), pozri obrazok 25.6. Za týchto okolnosti mozme dany potencial rozvinut pomocou Taylorovho radu v mocninach r'/r :

$$V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} [Ze + \frac{1}{r} \int z\rho(r') dr' + \frac{1}{2r^2} \int (3z^2 - r'^2)\rho(r') dr' + \dots] \quad kde \quad z = r' \cos(\theta) \quad (25.7)$$

Z kvantovej mechaniky dalej vieme, že $\rho(r') = Ze[\psi(\vec{r}')\psi^*(\vec{r}')]$. Elektrické momenty sa označujú podľa mocniny $1/r$ v zatvorke

- **E0 moment:** elektricky monopol (naboj) $\rightarrow Ze \int \psi^* \psi d\vec{r}' = Ze$.
- **E1 moment:** elektricky dipol $\rightarrow d = \int \psi^* z\psi d\vec{r}' \rightarrow$ Bude-li elektrický náboj v jádře rozložen symetricky, lze očekávat, že dipólový moment jádra bude nulový nebo veľmi malý. Experimenty ukazují, že pro základní stav jádra je $d = 0$, tedy elektrický náboj v jádře je rozložen stejnoměrně. Navyše jadrove vlnove funkcie maju definovanu paritu ako $|\psi(\vec{r})|^2 = |\psi(-\vec{r})|^2 \Rightarrow$ elektricky dipolový moment je vždy nulový.

- **E2 moment:** elektrický kvadrupolový moment $\rightarrow Q = \frac{1}{e} \int (3z^2 - r^2) \rho(\vec{r}) d\vec{r} \rightarrow Q$ udáva odchylku skutečného rozložení náboja od sférického. Elektrický quadrupolový moment jadra opisuje efektívny tvar elipsoidu rozloženia jadrového náboja. Nenulový kvadrupolový moment Q naznačuje, že distribúcia náboja nie je sféricky symetrická. Prvýkrát sa objavil v deuteróne pri pozorovaní *hyperjemnej* štruktúry atómových spektrálnych ciar. Vsetky $J = 0$ maju $Q = 0$. Ak to ale nie je nulove mozu nastat dva pripady, ktore su znazornene na obrazku 25.7



Obr. 25.7: Graficke znaornenie kvadrupoloveho momentu.

Interakční energie elektromagnetickej interakcie v jádře je dána elektrickými náboji hadronů a jejich elektrickými proudy (dány pohybem nabitych hadronov (protonov) a magnetickými momenty hadronov (protonov aj neutronov)). Tvar hamiltonianu, ktorý popisuje danu interakciu je nasledovny

$$H_{elmag} = \int \rho(\vec{r}, t) \varphi(\vec{r}, t) d\vec{r} - \frac{1}{c} \int \vec{j}(\vec{r}, t) \vec{A}(\vec{r}, t) d\vec{r}, \quad (25.8)$$

kde $[\varphi(\vec{r}, t), \vec{A}(\vec{r}, t)]$ je stvorvektor elektromagnetickeho potencialu a $[\rho(\vec{r}, t), \frac{\vec{j}}{c}(\vec{r}, t)]$ je stvorvektor nabojoveho prudu.

Za predpokladu, ze jadro budeme brat ako system bodovych nukleonov mozme pisat

- hustota naboja: $\rho(\vec{r}) = \sum_{i=1}^A e\left(\frac{1}{2} + t_z^i\right) \delta(\vec{r} - \vec{r}_i)$
- hustota prudu: $\vec{j}(\vec{r}) = \sum_{i=1}^A e\left(\frac{1}{2} + t_z^i\right) \frac{1}{2} [\vec{v}_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) + \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \vec{v}_i] + \mu_j c \sum_{i=1}^A g_s^i (\nabla \times \vec{s}_i) \delta(\vec{r} - \vec{r}_i)$

kde μ_j je jadrový magneton, a t_z^i je projekcia izospinu (pre proton: $1/2$, pre neutron: $-1/2$) a g_s^i je gyromagneticky pomer alebo inak g-faktor, ktorý je vyjadreny nasledovne

$$g_s^i = \frac{1}{2} g_0 - t_z^i g_1 \quad kde \quad g_0 = g_p + g_n \quad a \quad g_1 = g_p - g_n$$

Prvy clen v hustote prudu vznika vdaka pohybu nabitych nukleonov zatial co druhý clen vznika pri interakcií magnetickych momentov nukleonov. Studiom elektromagnetickej interakcie nukleonov mozme studovat rozloženie náboja v jadre, rychlosť, spin alebo izospin nukleonov.

Elektromagneticka konstanta jemnej struktury je $\alpha = 1/137$. To, ze je taka mala nam umožnuje pouzit poruchove metody \Rightarrow zakony zachovania alebo vyberove pravidla. Predpokladajme, ze mame pripad kde $\varphi = 0$ a pole $\vec{A}(\vec{r}, t)$ bude splnat Maxwelove rovnice. Spravime multipolovy rozvoj a zavedieme nejake to vyberove pravidlo.

Vseobecne plati, ze kazde vektorove pole sa da vyjadrit lubovolnym uplnym systemom ortogonalnych rieseni Maxwelovych rovnic. Po nejakych upravach mozme lubovolne vektorove pole vyjadrit ako

$$A(\vec{r}, t) = \sum_{J,M,P} dk q_k^{JMP} e^{-i\omega t} A_{JM}^P(k, r), \quad (25.9)$$

kde $P = E$ alebo $P = M$.

Elektromagnetické prechody a výberové pravidlá

Vdaka prispevkom od elektrickych alebo magnetickych momentov su energeticke hladiny jadra rozvetvene. Ako to uz byva zvykom aj tu dochadza k tomu, ze jadro prechadza do nizsich stavov a tym emituje energiu vo forme gama ziarenia. Prechody medzi energetickymi hladinami, ktore su sposobene prave tymito elektromagnetickimi momentami, sa nazývajú elektromagnetické prechody. Vo vseobecnosti elektricke (naboj) ziarenie alebo magneticke (prud, magneticky moment) ziarenie moze byt klasifikovane do multipolov $E\lambda$ alebo $M\lambda$ radu 2^λ ($E1 \rightarrow$ elektricky dipol lebo 2^1). Prechod, kde sa moment hybnosti pociatocneho a koncoveho stavu zmeni, moze nastat prostrednictvom niekolkych multipolovych prechodov, najpravdepodobnejšie sa vsak realizuju najnizsie multipolove prechody ($E1, E2$) alebo ($M1, M2$). Vyemitovana castica odnesie moment hybnosti λ , pre foton musi platit, ze $\lambda \geq 1$, kedze je to vektorova castica ($J^{\Pi} = 1^-$). Preto prechody $E0, M0$ nemozu nastat (navyse magneticky monopol ani neexistuje). Celkovy moment hybnosti sa musi zachovavat a preto pre λ musi platit nasledovne

$$|J_i - J_f| \leq \lambda \leq J_i + J_f$$

$$J_i = J_f + \lambda,$$

navyse pre paritu musi platit:

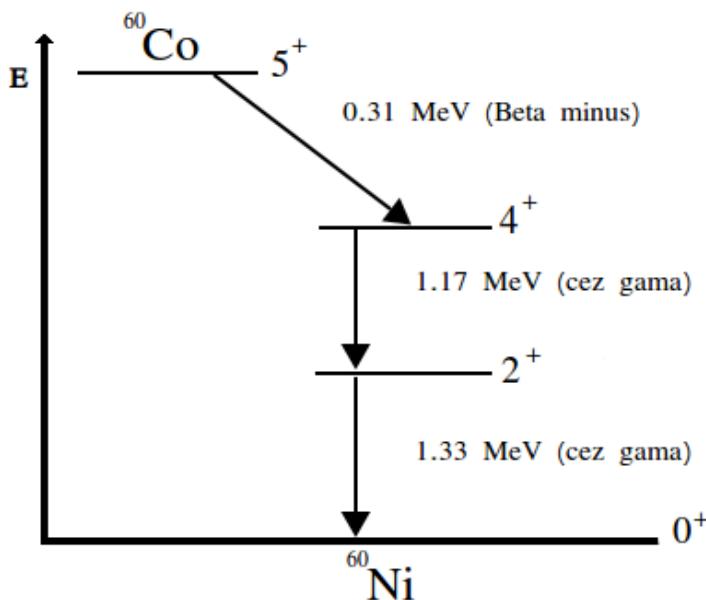
- Pre elektricky multipolovy prechod $\Pi(E\lambda) = \Pi_i \Pi_f = (-1)^\lambda$
- Pre magneticky multipolovy prechod $\Pi(M\lambda) = \Pi_i \Pi_f = (-1)^{\lambda+1}$

Preto sa parita nemeni pre E -parne a M -neparne mutipolove prechody zatial co pre E -neparne a M -parne sa parita nezachovava. Pre ukazku takycho prechodov pozri obrazok 25.8.

Takze, ked to zhriem pre prechody medzi hladinami so spinom J_i a J_f a paritami Π_i a Π_j mame:

- $J = |J_i - J_f|$ pre $J_i \neq J_f$.
- $J = 1$ pre $J_i = J_f > 0$
- Potom dostavame pravidlo: $\Pi_i \Pi_f = (-1)^{J+K}$ kde $K = 0$ pre EJ a $K = 1$ pre MJ

To posledne pravidlo sme vlastne uz definovali vyššie ale je dobre ho zopakovat. Navyse z tych obmedzeni vidime, ze prechod s vyziarenim fotonu medzi stavmy $J_i = 0$ a $J_f = 0$ neexistuje.



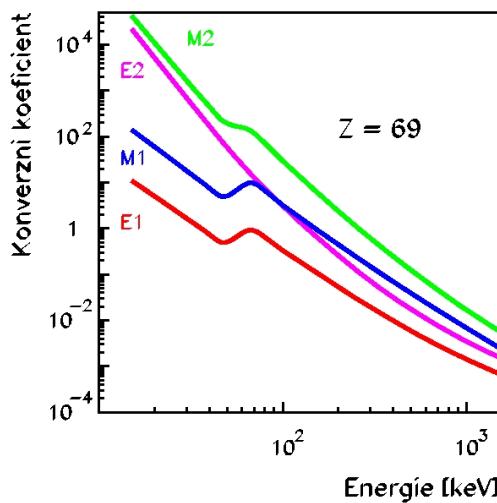
- 1.33 MeV najnizsi prechod na zakladny stav musi odniest celkovy moment hybnosti 2 bez zmeny parity, to je schopny spravit E2 prechod
- 1.17 MeV prechod je o nieco zlozitensi pretoze ideme z $J=4$ na $J=2$, cize dostavame, ze min_J=4-2 a max_J=4+2. Takze mozme mat E2, E3, E4, E5, E6 prechody. Avsak uz sme spominali, ze najpravdepodobnejsi prechod je ten najmensi, cize v tomto pripade to je zase E2 prechod

Obr. 25.8: Schema multipolovych prechodov.

25.7 Určenie spinových hladín a multipolarity prechodu

Na experimentalne urcenie spinovych hladin a multipolarity prechodu mozno vyuzit

- Vyuzitie vyberovych pravidiel pre elektromagneticke prechody
- Vyuzitie pomerov medzi pravdepodobnostou gama prechodu a vyziarenia konverzneho elektronu. Urcenie konverzneho koeficientu prechodu $\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}$. Jednotlive konverzne koeficinety pre jednotlive vrstvy ($\alpha_K, \alpha_L, \alpha_M \dots$). Konverzne koeficienty rastu s narastom multipolarity prechodu, dalej plati ze $\alpha(M) > \alpha(E)$ a tieto koeficienty rychlo klesaju s energiou prechodu. Tieto vlastnosti mozno pozorovat na obrazku 25.9.



Obr. 25.9: Koeficienty prechodu.

- Uhlova korelacia dvoch fotonov vyziarených za sebou v kaskade.

- Udaje o spine z reakcii: analýza priebehu roznych reakcii-rozne reakcie budia hladiny s roznym spinom.

25.8 Určovanie pravdepodobnosti prechodu z doby života hladín

- Elektronicke metody - meranie krivky rozpadu: meranie izomernych stavov, meranie mimo zvazok ($\tau \sim \text{min} - \infty$), transportny system a meranie behom ozarovania ($\tau > \sim s$), meranie na zvazku (celkove rozlisenie radovo v jednotkach az zlomkoch ns). Casove spektrum je tvorene gaussianom (prompt) + exponencialnou krivkou (izomerna). Dosiahnutelna dolna hranica $\tau \sim ns$.
- Vyuzitie studia Dopplerovsky posunutej a neposunutej linky v zavislosti na vzdialenosťi, v ktorej su odrazene jadra zastavene. Meratelna oblast dob zivota $\tau \sim 10^{-10} - 0^{-12} s$.
- Metoda zoslabenia Dopplerovho posunu energie ziarenia gama: produckia odrazeneho jadra → brzdenie a rozptyl v terci alebo v podlozke → vyziareny foton ma rozy Dopplerov posun energie → zlozity tvar linky. Zo studia tvaru linky sa da urcit doba zivota. Vztah medzi ionizacnymi stratami a drahou je $\Delta x = (dE/dx)^{-1} \Delta E$. Tato metoda ma problemy s popisom brzdenia a mnohonasobneho rozptylu odrazeneho jadra. Meratelna oblast doby zivota je $\tau \sim 10^{-12} - 10^{-15} s$.

25.9 Určenie pravdepodobnosti prechodu pomocou Coulombovského budenia

Využívajú sa zvazky tazkých ionov → vysoký náboj → budeň stavu s vysokým spinom. Energia zvazku nesmie prekonat energiu Coulombovskej bariéry $E_{CB} \sim \frac{Z_1 Z_2}{A_1^{-1/3} + A_2^{-1/3}}$, kde Z_1, Z_2, A_1, A_2 sú parametre nalietavajúceho a tercového jadra. Vyhody

- cisty elektromagneticky proces
- minimalne pozadie
- dominantne budeň prostrednictvom $E2$ prechodu

Merane doby zivota $\tau \sim 10^{13} - 10^{-9} s$.

25.10 Štúdium stavov s veľmi vysokým spinom - spiny až $I\hbar \geq 40\hbar$

Budeň vysokospinovych stavov v zrakach tazkych ionov. Po zrazke sa vytvorí zlozene jadro ($\tau > 10^{-20} s$) - jadra s prebytkom protonov alebo zvazky radioaktivnych jadier (aj jadra s preby-

kom neutronov). Excitacna energia

$$E_{EX} = E_{CM} + Q,$$

kde Q je energia reakcie a E_{CM} je energia projektilu v CM. Maximalny dosiahnutelny spin je

$$I_{max}^2 = \frac{2\mu R^2}{\hbar^2} (E_{CM} - v_c),$$

kde μ je redukovana hmotnost a R je najvacsia vzdialenosť pri ktorej este vznikne zlozene jadro. Studium tychto stavov umoznuju 4π multidetektorove spektrometre.

Po vzniku zlozeneho jadra sa vypari niekolko nukleonov (prevazne neutrony, lebo su neutralne a tak nemusia prekonat Coulombovsku barieru) \rightarrow rychly ubytok energie ($\sim 8 \text{ MeV/nukleon}$) ale len maly ubytok momentu ($\sim 1\hbar/\text{nukleon}$). Tymto procesom konkuruju vysokoenergetické gama vybijacie gigantické dipolove rozonancie (protoze nastanu velmi rychlo).

1. Statisticky zacinaju vo vysokej hustote stavov prechody $E1$ z najvyšsie vybudenyh stavov.
2. $E2$ prechody nastavaju blizko Yrast linie.
3. Pravidelna struktura rotacnych pasov $\sim 1 \text{ MeV}$ nad Yrast liniou \rightarrow dostatocna intenzita \rightarrow porovnavanie jednotlivych prechodov.

Yrast linia - spaja stavy s navacsim spinom pre danu energiu. Celkova doba vybijania $\sim 10^{-9} \text{ s}$ s poctom vyziarených fotonov ~ 30 . Rozlisujeme tu dva typy rotacie

- Kolektivna rotacia - oblast deformovanych jadier - kolektivny pohyb mnoho neukleonov.
- Nekolektivna rotacia - sfericke a slabo deformovane jadra - vysoky spin je dany pohybom niekolkych nukleonov.

Pre vysoke spiny nastavaju prechody medzi jednotlivymi druhmi rotacie a to drasticky zmeni tvar jadra. Vysoke spiny \rightarrow rychla rotacia \rightarrow silna Coriolisova interakcia medzi casticovym a rotacnym pohybom \rightarrow krizenie pasov \rightarrow silna Coriolisova interakcia znizuje energiu vybudeneho jednocaisticoveho stavu nad ktorym je rozvinutý rotacny pas \rightarrow dochadza k prekryzeniu energetickych pasov.

25.11 Superdeformované stavy

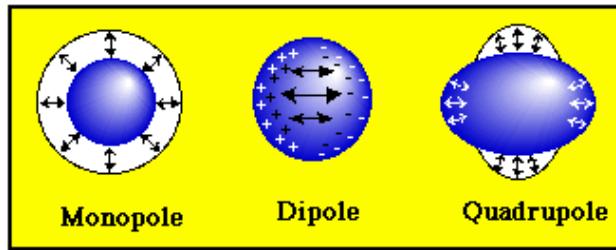
Stavy s velmi vysokou deformaciou (pomer os 2:1 a viac), ktore su predpovedane Shell modelom. Nastavaju pre vysoke spiny $\sim 40 - 70\hbar$. Dlhe rotacne pasy vybijane dlhymi kaskadamy $E2$ prechodov.

25.12 Gigantické rezonancie

Vzajomny kolektivny pohyb roznych typov nukleonov, pozri obrazok 25.10,

- s roznou orientaciou spinu
- s roznou orientaciou izospinu (protonove kvapaliny voci neutronovej)

Gigantické rezonance se velmi dobře získávají pomocí Coulombovské excitace. Taketo typy rezonancii su studovane napriklad spektrometrom TAPS v GSI Darmstadt.



Obr. 25.10: Rozne typy gigantickych rezonancii.

Literatúra

- [1] *Wikipedia - The Free Encyclopedia*. [online] <https://www.wikipedia.org>
- [2] G. Knoll, *Radiation detection and measurement*. Wiley, 2010. ISBN 978-0470131480.
- [3] V. Wagner, *Prednášky k predmetu Jaderná spektroskopie*. [online] <http://alf.ujf.cas.cz/wagner/>
- [4] V. Petráček, *Subatomová fyzika I*. 2009. [online]
<https://physics.fjfi.cvut.cz/files/predmety/02SF/common/subatomovka-book-obr-zc12.2.10.pdf>
- [5] D. Skoupil, *Subatomová fyzika 2*. 2010. [online] https://data.ejcf.cz/materials/SF_-_Subatomova_fyzika/Pseudoskripta%20SF2.pdf
- [6] D. Skoupil, *Otázky a odpovědi ke státním závěrečným zkouškám magisterského studia EJF*. 2012. [online]
https://data.ejcf.cz/materials/SZZ_-_Statni_zaverecne_zkousky/ING/OaO%20-%20SF-EMJSF-FC.pdf
- [7] V. Ullmann, *Jaderná a radiační fyzika, nukleární medicína*. [online]
<http://astronuklphysika.cz/strana2.htm>
- [8] G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors*. Springer, 1999. ISBN 978-3-540-71678-5.
- [9] R. Joost a R. Salomon, *CDL, a Precise, Low-Cost Coincidence Detector Latch*. Electronics, 2015, ISSN 2079-9292.
- [10] I. Bikit, et al. *Coincidence Techniques in Gamma-ray Spectroscopy*. Physics Procedia, 2012.
- [11] J. Chýla, *Quarks, partons and Quantum Chromodynamics*. 2004.
- [12] J. Hořejší, *Fundamentals of Electroweak Theory*. Karolinum, 2003. ISBN 978-8024606392.
- [13] L. Machala, *Základy Mössbauerovy spektroskopie*. [online]
<https://fyzika.upol.cz/cs/system/files/download/vujtek/texty/mbas-z.pdf>
- [14] Č. Šimáně, *Mössbauerův jev*. 1961. [online]
https://dml.cz/bitstream/handle/10338.dmlcz/138115/PokrokyMFA_06-1961-5_3.pdf

- [15] P. Novák, *Mössbaerův spektrometr s časovým rozlišením detekce fotonů záření gama - vývoj a aplikace*. Dizertační práce, 2016. [online] https://theses.cz/id/htg5ya/Novak_DP_AR.pdf
- [16] M. Richtrová, *Urychlovače elementárních částic*. Bakalářská práce, 2008. [online] <https://is.muni.cz/th/cbysw/bc.pdf>
- [17] J. Kratz, K. Lieser, *Nuclear and Radiochemistry*. Wiley, 2013. ISBN 978-3527329014.
- [18] *XPS*. [online] <http://physics.mff.cuni.cz/kfpp/s4r/povrch/>
- [19] *CERN*. [online] <https://home.cern/>
- [20] *The STAR experiment*. [online] <http://www.star.bnl.gov/>