

Kapitola 1

Spektroskopie záření beta a elektronová spektroskopie

1.1 Interakce lehkých nabitých částic s hmotou

Lehké nabité částice na rozdíl od těžkých nabitých částic ztrácejí svoji energii na mnohem kratších vzdálenostech (10^{-3} m) a mají daleko klikatější trajektorii materiálem absorbátoru. To je dáno srovnatelnými hmotami lehkých nabitých částic a orbitálních elektronů - v jedné srážce se tak částice může odchýlit o velké úhly a ztratit mnohem větší část své energie než těžká nabitá 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 \rightarrow vyzaření 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 nabitých částic - zde hlavní interakce s jádry), ztráta energie pak hlavně interakcí s elektrony v atomovém obalu.
- Čerenkovovo záření - nabitá 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 nabitými 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.

1.1.1 Ionizační ztráty energie

Mechanismus ionizačních ztrát je stejný jako u těžkých nabitých 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: $-\frac{dE}{dx}$.

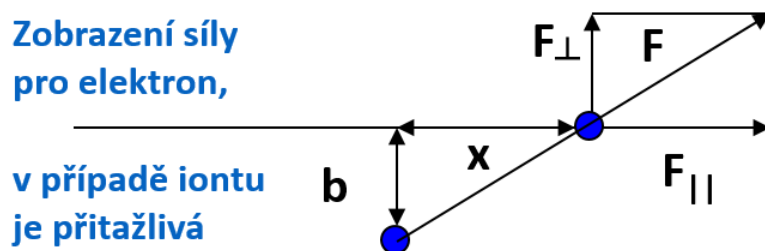
Postup pro odvození rovnice pro ionizační ztráty:

- klasické odvození pro nerelativistické těžké částice
- kvantové odvození pro nerelativistické částice
- relativistické opravy a opravy na totožnost částic u elektronu

1.1.2 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. 1.1: Zobrazení síly pro elektron, v případě iontu je přitažlivá

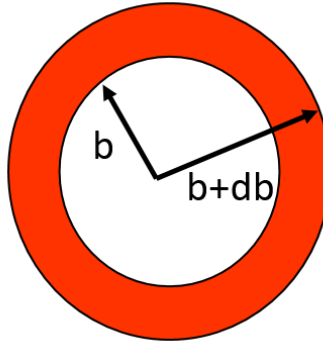
- Vyjádříme dráhu pomocí rychlosti: $dx = vdt$ Pokud se rychlost v při interakci s jedním elektronem mění málo, je předaná hybnost:

$$\begin{aligned}\Delta p_b &\approx \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F_{\perp} dx}{v} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_{ion} e^2 b}{v} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(x^2 + b^2)^{3/2}} \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_{ion} e^2 b}{v} \left[\frac{1}{b^2} \frac{x}{\sqrt{x^2 + b^2}} \right]_{-\infty}^{+\infty} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Z_{ion} e^2}{bv}\end{aligned}\quad (1.1)$$

- 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. 1.2: Infinitesimální 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 :

$$n_0 = \frac{\rho N_A}{A} \Rightarrow n_e = \frac{Z}{A} \rho N_A \quad (1.2)$$

- a tedy:

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi Z_{ion}^2 e^4}{m_e v^2} \frac{Z}{A} \rho N_A \int_0^{\infty} \frac{db}{b} \quad (1.3)$$

- 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:

$$\Delta E_{MAX} = E_{KINe}(MAX) = \frac{1}{2}m_e(2v)^2 \quad (1.4)$$

neboť maximální přenesená hybnost $\Delta p_{MAX} = p_{MAXe} = 2m_ev$

- Použijeme vztah mezi přenesenou energií a parametrem srážky:

$$2m_ev^2 = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{2Z_{ion}^2 e^4}{b_{MIN}^2 m_e v^2} \Rightarrow b_{MIN} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right) \frac{2Z_{ion}e^2}{m_e v^2} \quad (1.5)$$

- 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:

$$\frac{I^2}{2m_e v^2} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{2Z_{ion}^2 e^4}{b_{MAX}^2 m_e v^2} \Rightarrow b_{MAX} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right) \frac{2Z_{ion}e^2}{I} \quad (1.6)$$

- Určíme příslušný integrál:

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi Z_{ion}^2 e^4}{m_e v^2} \frac{Z}{A} \rho N_A \ln\left(\frac{b_{MAX}}{b_{MIN}}\right) \quad (1.7)$$

kde

$$\frac{b_{MAX}}{b_{MIN}} = \frac{\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right) \frac{2Z_{ion}e^2}{I}}{\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right) \frac{2Z_{ion}e^2}{m_e v^2}} = \frac{2m_e v^2}{I} \quad (1.8)$$

- a tedy:

The diagram shows the Bethe-Bloch formula: $-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi \cdot Z_{ion}^2 e^4}{m_e v^2} \frac{Z}{A} \rho \cdot N_A \ln \frac{2m_e v^2}{I}$. The formula is divided into four colored boxes: light blue for the first term, light red for the second, light purple for the third, and light green for the fourth. Arrows point from these boxes to descriptive text: a blue arrow from the first box to 'Konstanta převádějící do soustavy SI, často se pokládá rovna jedné'; a red arrow from the second box to 'Hlavní závislost na rychlosti částice'; a blue arrow from the third box to 'Hlavní závislost na vlastnostech materiálu'; and a green arrow from the fourth box to 'Slabá závislost na rychlosti částice a vlastnostech materiálu'.

Obr. 1.3: 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:

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi Z_{ion}^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} \frac{Z}{A} \rho N_A \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I} \right) + \ln \left(\frac{1}{1-\beta^2} \right) - \beta^2 \right] \quad (1.9)$$

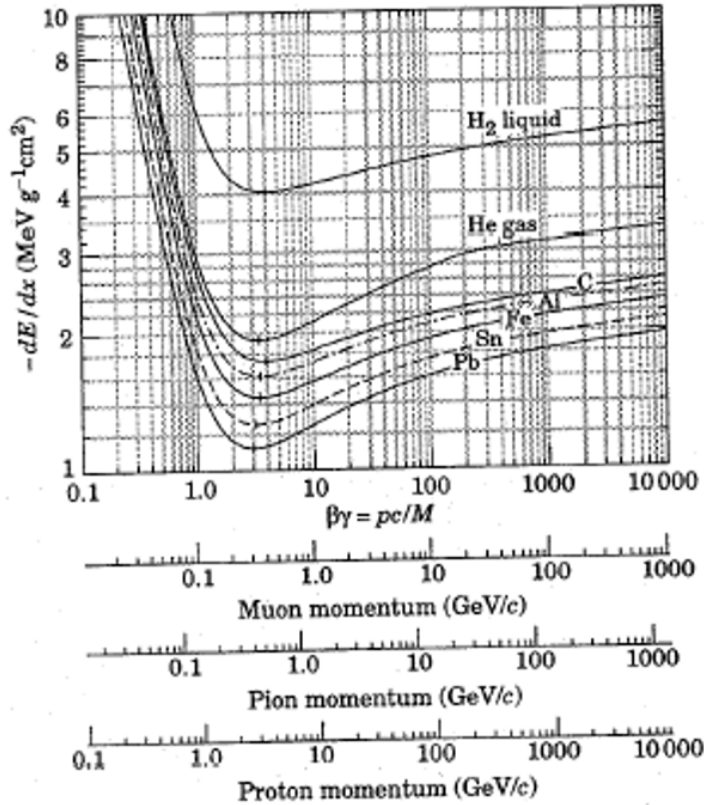
$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi Z_{ion}^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} \frac{Z}{A} \rho N_A \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (1.10)$$

- Pro $v \ll c$ dostaneme dříve uvedenou rovnost.

Pro elektrony je tato rovnost ještě složitější:

- V případě elektronu \rightarrow identické částice \rightarrow maximální předaná energie $\Delta E_{MAX} E/2$

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi Z_{ion}^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} \frac{Z}{A} \rho N_A \frac{1}{2} \left[\ln \frac{m_e c^2 \beta^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (\ln 2)(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2 \right] \quad (1.11)$$



Obr. 1.4: Ukázka ionizačních ztrát pro některé částice

Porovnáme-li ztráty ionizací pro elektron a pro těžké nabitě částice téže kinetické energie, zjistíme, že při nízkých energiích (stovky MeV) jsou ztráty těžkých nabitých částic asi 1000-krát větší. Při relativistických energiích (řádově GeV) jsou ale ztráty elektronů se ztrátami těžkých částic srovnatelné. Proto v dráhových detektorech jsou stopy těžkých nabitých částic nízkých energií tlustší než stopy elektronů, zatímco při relativistických energiích vykazují stopy všech nabitých částic stejnou tloušťku.

1.1.3 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 jádrech
- Lehké částice - významný i rozptyl na elektronech

Jednotlivý rozptyl v poli jádra - popsán pomocí Rutherfordova rozptylu:

$$\cot\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \frac{4\pi\epsilon_0 m v^2 b}{Z_{ion} Z e^2} \quad (1.12)$$

- 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 $\overline{\vartheta^2}$ závisí na střední kvadratické hodnotě úhlu rozptylu $\overline{\vartheta^2}$:

(zjednodušené klasické odvození pro „těžké částice“ - malé úhly rozptylu)

- $\vartheta \rightarrow 0$:

$$\frac{\vartheta}{2} \approx \tan\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \frac{Z_{ion} Z e^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2 b} \quad (1.13)$$

a tedy:

$$\vartheta^2 \approx \frac{(Z_{ion} Z e^2)^2}{4(\pi\epsilon_0 m v^2)^2 b^2} \quad (1.14)$$

- Určíme $\overline{\vartheta^2}$:

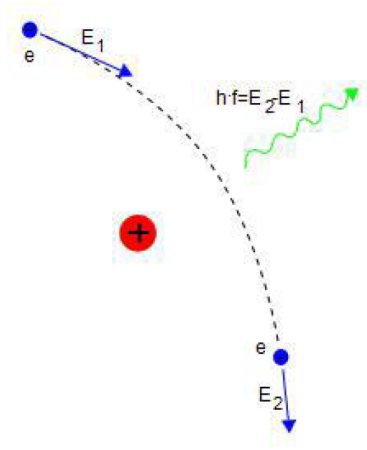
$$\begin{aligned} \overline{\vartheta^2} &= \frac{\int_{b_{min}}^{b_{max}} \vartheta^2(b) 2\pi b db}{\int_{b_{min}}^{b_{max}} 2\pi b db} = \frac{\frac{2\pi(Z_{ion} Z e^2)^2}{4(\pi\epsilon_0 m v^2)^2} \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{1}{b} db}{2\pi \int_{b_{min}}^{b_{max}} b db} = \frac{\frac{\pi(Z_{ion} Z e^2)^2}{2(\pi\epsilon_0 m v^2)^2} [\ln b]_{b_{min}}^{b_{max}}}{\pi [b^2]_{b_{min}}^{b_{max}}} \\ &= \frac{\left(\frac{Z_{ion} Z e^2}{\pi\epsilon_0 m v^2}\right)^2 \ln \frac{b_{max}}{b_{min}}}{2(b_{max}^2 - b_{min}^2)} \end{aligned} \quad (1.15)$$

- $\overline{\vartheta^2}$ je pak určeno:

$$\overline{\vartheta^2} = N_{roz} \overline{\vartheta^2} \quad (1.16)$$

kde N_{roz} je počet rozptylů:

$$N_{roz} = N_{atom} x \sigma = \rho \frac{N_A}{A} x \int_{b_{min}}^{b_{max}} 2\pi b db = \pi \rho \frac{N_A}{A} x (b_{max}^2 - b_{min}^2) \quad (1.17)$$



Obr. 1.5: Brzdné záření produkované nalétávajícím vysokoenergetickým elektronem v poli atomového jádra

- Výsledná hodnota je:

$$\overline{\Theta^2} = \frac{1}{2} \rho \frac{N_A}{A} x \pi \left(\frac{Z_{ion} Z e^2}{\pi \epsilon_0 m v^2} \right)^2 \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} = \frac{1}{2 \pi \epsilon_0^2} \rho \frac{N_A}{A} \frac{x Z_{ion}^2 Z^2 e^4}{p^2 v^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \quad (1.18)$$

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

1.1.4 Brzdné záření

Ztráty energie buzením brzdného záření nazýváme radiačními ztrátami. K buzení brzdného záření letící nabitou částicí dochází v poli atomového jádra, resp. v poli obalového elektronu, v důsledku vzájemného coulombického působení. Nabitá částice ztratí část své kinetické energie, která se vyzáří ve formě fotonů. Částice přitom změní směr své dráhy, jak lze vidět na Obr. 1.5.

Nabitá částice pohybující se zrychleně vyzařuje elektromagnetické záření.

- Energie vyzářená za časovou jednotku: $-\frac{dE}{dt} \sim a^2$
- Zrychlení je dáno Coulombovou interakcí:

$$|a| = \frac{|F_c|}{m} = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \frac{Z_{ion} Z e^2}{r^2} \frac{1}{m} \quad (1.19)$$

- 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:

$$\frac{\left(-\frac{dE}{dt}\right)_{rad} (proton)}{\left(-\frac{dE}{dt}\right)_{rad} (elektron)} = \frac{\frac{1}{m_p^2}}{\frac{1}{m_e^2}} = \frac{m_e^2}{m_p^2} = \left(\frac{0,511 \text{ MeV}}{938 \text{ MeV}}\right)^2 = 0,3 \cdot 10^{-6} \quad (1.20)$$

- 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 brzděného 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)

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = 4\rho \frac{N_A}{A} r_0^2 \alpha E Z^2 F(E, Z) \quad (1.21)$$

kde pro připomenutí:

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ m}, \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} = \frac{1}{137} \quad (1.22)$$

- průběh funkce $F(E, Z)$ závisí na energii (E_0 - počáteční energie elektronu) - zda je nutno započíst stínění elektronů:
- $E \approx h\nu_0$ - vlastní frekvence atomu \rightarrow interakce s atomem - není vliv stínění
- $E \gg h\nu_0$ - interakce s jádrem \rightarrow stínění je zapotřebí započíst podle toho, kde elektron s jádrem interaguje:

- Malá energie \rightarrow nutno velké pole blízko jádra
- Velká energie \rightarrow stačí slabé pole dál od jádra - tam je maximum produkce

$$* \text{ bez stínění: } m_e c^2 \ll E_0 \ll \frac{m_e c^2 Z^{1/3}}{\alpha}: \quad F(E, Z) = \ln 2\xi - f(Z) - \frac{1}{3}, \quad \text{kde } \xi = \frac{E_0}{m_e c^2}$$

* úplné stínění: $E_0 \gg \frac{m_e c^2 Z^{1/3}}{\alpha}$: $F(E, Z) = \ln(183Z^{-1/3}) - f(Z) + \frac{1}{18}$

a $F(E, Z)$ v případě bez stínění slabě závisí na E a v případě úplného stínění na E nezávisí

Vztah pro ztráty energie brzdým zářením (Bethe-Heitlerův vztah):

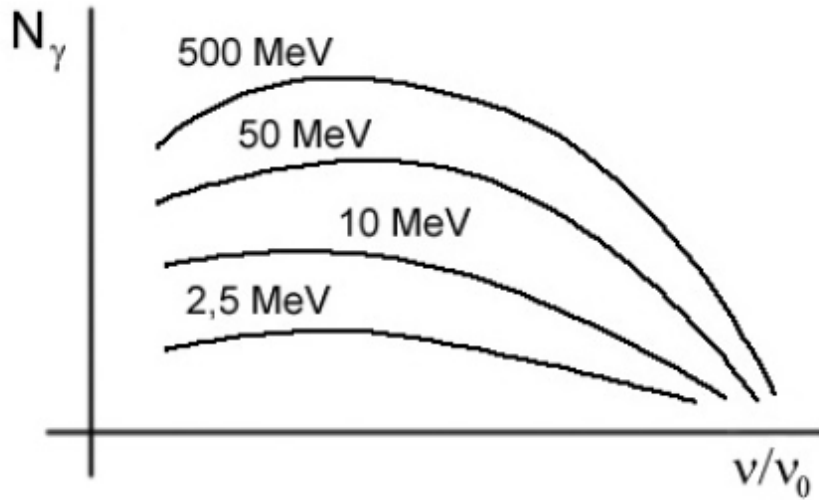
$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{1}{X_0} E \quad (1.23)$$

- 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. 1.6: 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 $E_c > m_e c^2 \rightarrow v \approx c$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \Leftrightarrow 4\rho \frac{N_A}{A} r_0^2 \alpha E Z^2 F_{rad}(E, Z) = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi e^4 Z}{m_e c^2 A} \rho N_A F_{ion}(E) \quad (1.24)$$

$$\frac{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad}}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion}} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{E}{m_e c^2} Z \frac{F_{rad}(E, Z)}{F_{ion}(E)} = \frac{\alpha}{\pi} \xi Z \frac{F_{rad}(E, Z)}{F_{ion}(E)} \approx \frac{ZE}{1600 m_e c^2} \quad (1.25)$$

- Rovnost ionizačních a radiačních ztrát nastává při

$$E_c \approx \frac{1600 m_e c^2}{Z} \quad (1.26)$$

- pro $v \rightarrow c$ platí $F_{ion}(E) = f(\ln E)$:

$$\xi_c = \frac{E_c}{m_e c^2} = \frac{\pi}{\alpha} \frac{1}{Z} \frac{F_{ion}(E)}{F_{rad}(E, Z)} \quad (1.27)$$

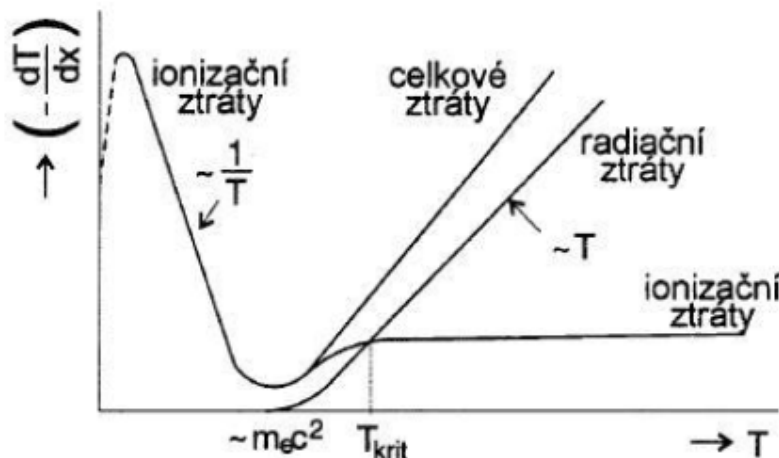
	E_c [MeV]
vzduch	80
Al	40
Pb	7,6

Obr. 1.7: Kritická energie

1.1.5 Celkové ztráty energie

Celkové energetické ztráty elektronu jsou rovny součtu ionizačních a radiačních ztrát:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{celkov} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (1.28)$$

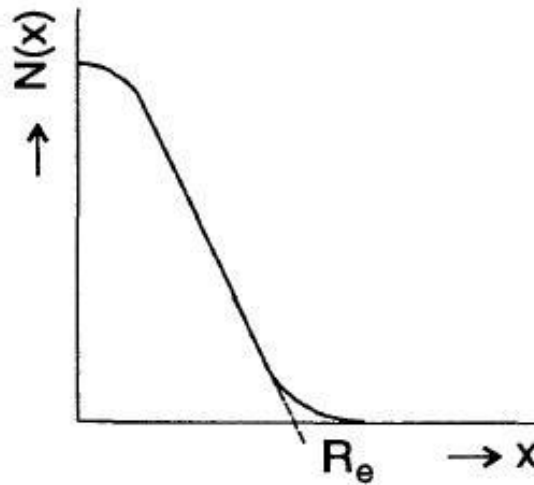


Obr. 1.8: Ztráty energie elektronu při průchodu látkou

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.

1.1.6 Dosah elektronů v látce, pohlcení

Elektron se může při jedné srážce výrazně odchýlit od své původní dráhy. Proto dráha elektronu, na rozdíl od těžké nabitě částice, je v látce křivočará a její celková délka je podstatně větší než je dosah elektronů. Na Obr. 1.9 je absorpční křivka znázorňující závislost počtu monoenergetických elektronů na tloušťce absorbátoru. Neexistuje přesný dosah.



Obr. 1.9: 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 nabitých částic). Proto se zde používají opět empirické vztahy:

- pro hliník (hliník je uváděn proto, že má vhodné vlastnosti, např. u elektronů nevyvolává brzdné záření):

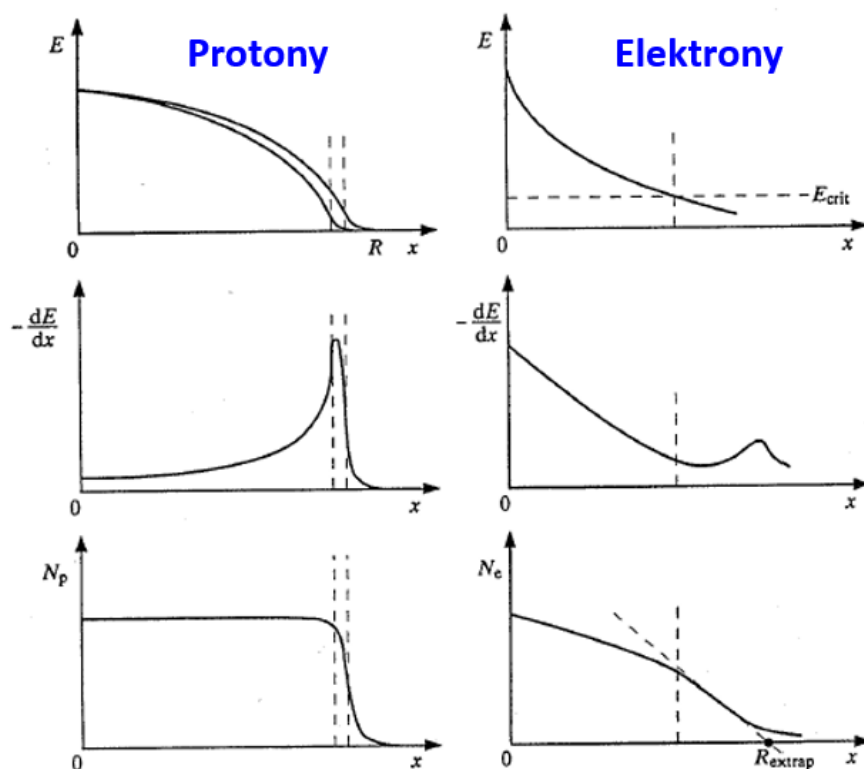
$$R_e[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}] = 0,407T^{1,38}, \quad 0,15 \text{ MeV} < T < 0,8 \text{ MeV}, \quad (1.29)$$

$$R_e = 0,542T - 0,133, \quad 0,8 \text{ MeV} < T < 3 \text{ MeV} \quad (1.30)$$

- pro jiné prvky:

$$R_X = R_{Al} \frac{(Z/A)_{Al}}{(Z/A)_X} \quad (1.31)$$

Pro spektrum zářiče β dostaneme exponenciální závislost.

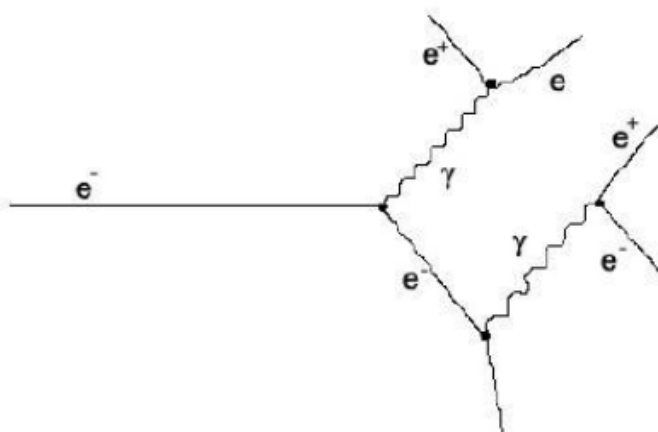


Obr. 1.10: Schématické porovnání různých veličin pro protony a elektrony

1.1.7 Elektromagnetická kaskáda (sprška)

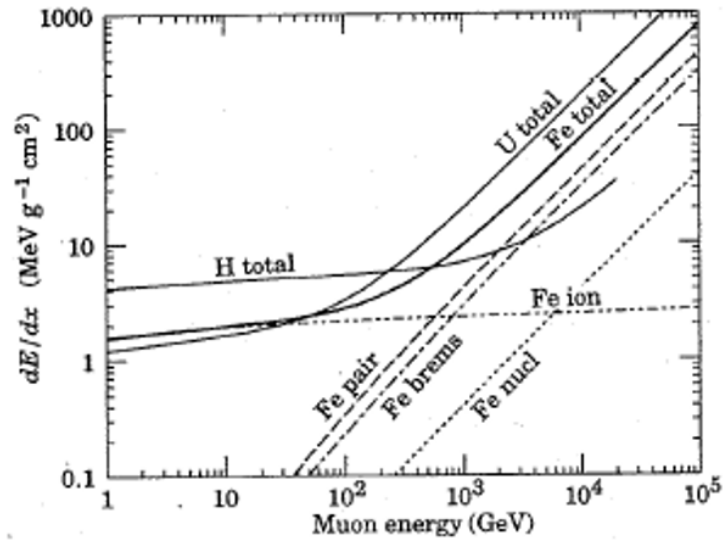
Elektromagnetická sprška vzniká u vysoce energetických elektronů nebo γ -kvant. Při dostatečně vysoké energii totiž může foton způsobit generaci elektron-positronového páru. Stejně tak elektron s dost vysokou energií způsobuje brzdné záření o vysoké energii.

Proces je rozkreslen na Obr.1.11 - elektron se zbrzdí (a odkloní) vysláním γ -kvanta, to dále generuje pár e^+e^- , který se potenciálně může dále brzdit vysláním brzdného záření.



Obr. 1.11: Elektromagnetická sprška

1.1.8 Ultrarelativistické energie



Obr. 1.12: Při ultrarelativistické energii převládnu i u mionů radiační ztráty brzdným zářením a produkcí párů

1.1.9 Úhlové a energetické rozdělení fotonů brzdného záření

- Úhlové rozdělení - úhlové rozdělení vysílaných fotonů brzdného záření závisí na energii nabitých částic, nezávisí na energii vysílaných fotonů. Střední úhel Θ emise kvant brzdného záření, buzeného elektrony s energií E_{TOT} , je přibližně dán vztahem

$$\sim \Theta_S = \frac{m_e c^2}{E_{TOT}} = \gamma \quad E \rightarrow \infty \Rightarrow \Theta_S \rightarrow 0 \quad (1.32)$$

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 nabitých částic je brzdné záření přednostně vysíláno v úzkém kuželu „vpřed“ (v dopředném směru) ve směru dopadu nabitých částic.

- Energetické rozdělení - maximální možná vyzářená energie - kinetická energie elektronu

1.1.10 Výkon brzdného záření

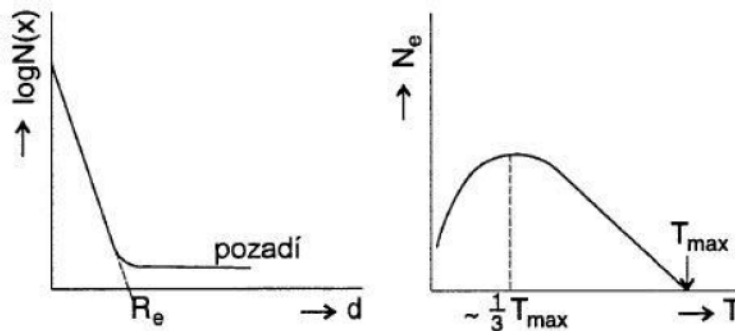
Nyní uvedeme vztahy pro výkon brzdného záření na tenkém a ne příliš tlustém terčíku:

- Tenký terčík: $P_{rad} = 1,9 \cdot 10^3 (T + m_e c^2) \frac{Z_{pd} I}{A}$, přičemž jsme zanedbali ionizační ztráty a mnohonásobný rozptyl
- Ne příliš tlustý terčík: $P_{rad} = 3 \cdot 10^{-3} T^{1,75} ZI$, 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.

1.1.11 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 aproximace, která nemá fundamentální základy jako je tomu například u exponenciálního útlumu γ -záření).



Obr. 1.13: 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

$$N(d) = N_0 \exp(-\mu d), \quad (1.34)$$

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 aproximovat empirickou formulí

$$\mu_m [\text{cm}^2 \cdot \text{g}] \approx \frac{22}{T_{max}^{4/3} [\text{MeV}]} \quad (1.35)$$

1.1.12 Synchrotronové záření

Zvláštním druhem brzděného záření, je tzv. synchrotronové záření. Vzniká při pohybu relativistických nabitých částic v magnetickém poli, kde na tyto částice působí Lorentzova síla zakřívující jejich dráhy. V důsledku nerovnoměrného pohybu elektricky nabitých částic při kruhovém oběhu pod vlivem magnetického pole pak vzniká brzděné 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 částic 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: $a = v^2/R$

$$- \text{Ztráty energie: } -\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(Ze)^2}{c^3} \frac{v^4}{R^2}$$

- Relativistické dostředivé zrychlení: $a = \frac{1}{m} \frac{dp}{d\left(\frac{t}{\gamma}\right)} = \frac{\gamma}{m} \left(\frac{d(\gamma m)v}{dt} \right) = \gamma^2 \frac{dv}{dt} = \gamma^2 \frac{v^2}{R}$

$$- \text{Ztráty energie: } -\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(Ze)^2}{c^3} \left| \gamma^2 \frac{v^2}{R} \right| = \frac{2}{3} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(Ze)^2}{c^3} \gamma^2 \frac{v^4}{R^2} = \frac{2}{3} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(Ze)^2}{R^2} c \gamma^4 \beta^4,$$

$$\text{kde } \gamma^2 = \frac{1}{1 - \beta^2}.$$

1.1.13 Čerenkovovo záření

Čerenkovovo záření vzniká tehdy, pokud se nabitá částice pohybuje v optickém prostředí rychlostí větší, než je fázová rychlost světla v daném prostředí ($v > c' = c/n$, kde n je index lomu prostředí).

Při průchodu elektricky nabitě 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 rychlost pohybu částice v prostředí větší, než je fázová rychlost 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.

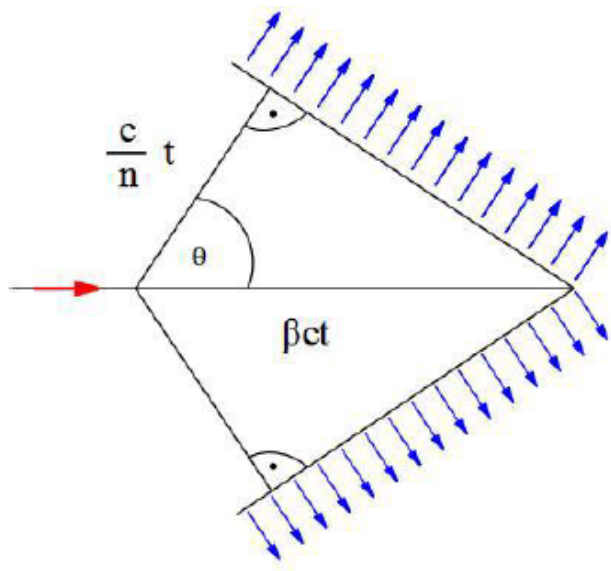
Každé místo dráhy částice se vlivem depolarizace prostředí stává zdrojem slabého elektromagnetického záření, jež se šíří rychlostí c/n . Za čas t se záření rozšíří do kulové vlnoplochy o poloměru ct/n . Nabitá částice za tentýž čas urazí vzdálenost βct , kde $\beta = v/c$. Během tohoto časového intervalu se od dalších bodů dráhy postupně rozbíhají kulové vlnoplochy. Společná obálka těchto vlnoploch tvoří plášť kužele.

V řezu tohoto kužele lze nalézt pravoúhlý trojúhelník, z něhož vyplývá, že zesilující interference bude nastávat pod úhlem Θ , pro nějž lze psát

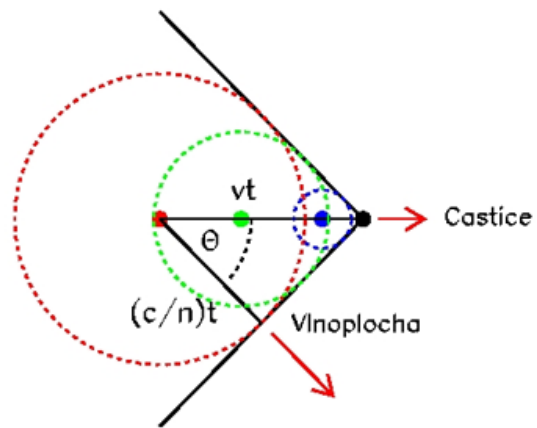
$$\cos \Theta = \frac{\frac{c}{n}t}{vt} = \frac{1}{n\beta} \quad (1.36)$$

Pod tímto úhlem se také vzniklé záření kuželovitě rozbíhá od dráhy letící nabitě částice.

Z tohoto vztahu plyne:



(a) Řez kuželem, který vytváří společná obálka kulových vlnoploch



(b) Nákres Čerenkovova záření

Obr. 1.14: Čerenkovovo záření

- Existuje prahová rychlost $\beta_{min} = 1/n$. Pro β_{min} jde vyzařování ve směru pohybu částice. Pro nižší rychlost Čerenkovovo záření nevznikne.
- Pro ultrarelativistické částice $\cos \Theta_{max} = 1/n$
- Pro vodu: $n = 1,33 \rightarrow \beta_{min} = 0,75$, pro elektron $E_{KIN} = 0,26$ MeV, $\cos \Theta_{max} = 0,75 \rightarrow \Theta_{max} = 41,5^\circ$

Jelikož kosinus úhlu může být maximálně roven jedné, dostáváme minimální rychlost letící nabitě částice pro produkci Čerenkovova záření $v_{min} = c/n$. Pro úhel $\Theta = 0^\circ$ a vyzařování jde ve směru pohybu částice.

Minimální rychlosti potřebné k vyzařování Čerenkovova záření odpovídají prahové kinetické energii částice (kde $\beta_{min} = v_{min}/c$)

$$E_{min} = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{min}^2}} - 1 \right) \quad (1.37)$$

Počet fotonů vzniklých na dráze délky l s vlnovou délkou $\lambda \in (\lambda_1, \lambda_2)$ je určen vztahem

$$N(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{2\pi Z^2}{137} l \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \sin^2(\Theta) \quad (1.38)$$

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 nabitě částici (tj. nejedná se o viditelné záření)
- Čerenkovovo záření se šíří pouze na vlnoplochách, kdežto brzdné záření vyplňuje celý kužel.

1.1.14 Přechodové záření

Při průchodu nabité částice rozhraním mezi materiály s různým indexem lomu \rightarrow emise elektromagnetického záření (objev Ginsburg, Frank 1946).

Vytvoření dipólu v hraniční zóně \rightarrow dipól, elektromagnetické pole se mění v čase \rightarrow emise elmag. záření:

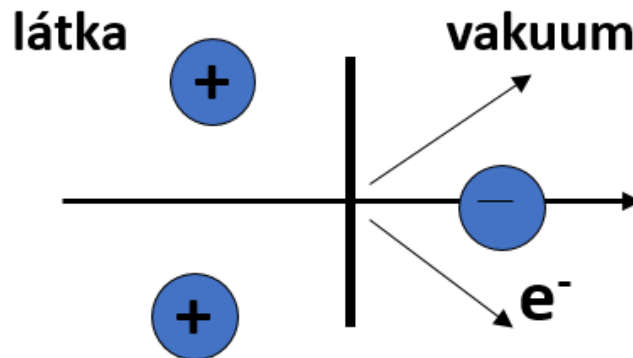
- Energie vyzařená na jeden přechod látka/vakuum:

$$E = \frac{1}{3} \alpha \eta \omega_p \gamma \sim \gamma \quad (1.39)$$

- Vysokoenergetický elektron vyzařuje přechodové záření
- plazmová frekvence: $\hbar \omega_p \approx 14 \text{ MeV}$ (pro Li), $0,7 \text{ eV}$ (vzduch), 20 eV (polyethylen)
- Počet fotonů vyzařených na hranici (je velmi malý, potřeba hodně přechodů):

$$N_f = \frac{E}{\langle \eta \omega \rangle} \sim \gamma \quad (1.40)$$

- Energie vyzařených fotonů: $10 - 30 \text{ keV}$
- $N_f \sim \frac{1}{3} \frac{1}{137} \frac{20 \text{ eV}}{20000 \text{ eV}} \gamma \sim 0,000002 \gamma$
- Vyzařování ostře směřováno ve směru letu částice: $\Theta \sim \frac{1}{\gamma}$



Obr. 1.15: Přechodové záření

Radiátory přechodového záření: materiál s malým Z , reabsorbce roste s $\sim Z^5$. Dobrá kombinace radiátorů a rentgenových detektorů.

1.2 Detektory a spektrometry lehkých nabitých částic

Nutnost detekce v širokém rozsahu energií:

- Atomová fyzika - $\text{meV} - \text{eV}$

- Augerovy elektrony - eV – 100 keV
- Rozpad β a γ - keV – MeV
- Rozpady částic na $e^+ + e^-$, produkce párů - 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

1.2.1 Plynem plněné detektory

Mají účinnost téměř 100%.

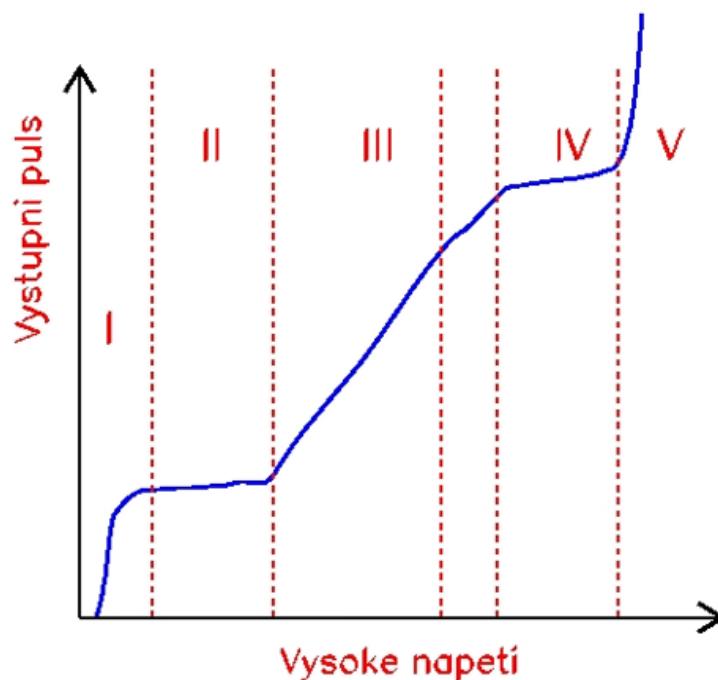
- Geiger-Müllerovy čítače: pracují v oblasti výboje (IV)
- Proporcionální čítače: pracují v oblasti proporcionality (III) - zesílení $\sim 10^7$
- Ionizační komory: nezesilují \rightarrow malý výstupní signál (II)

Používali se hlavně dříve, dneska se většinou používají polovodičové křemíkové detektory.

Polohově citlivé:

- Mnohohrátkové 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. 1.16: Jednotlivé pracovní oblasti plynových detektorů

1.2.2 Kanálkový elektronový zesilovač (channeltron)

Využívá se pro energie 0,01 – 30 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 μm .

Mají malou citlivost na magnetické pole. Mrtvá doba se pohybuje okolo ~ 10 ns.

1.2.3 Polovodičové detektory

Intenzivně se využívají křemíkové polovodičové detektory. Energetické rozlišení se pohybuje okolo $\sim 0,9 - 1,9$ keV pro energie 100 – 1000 keV. Pro nižší energie je důležité co nejtenčí okénko, aby byla co nejmenší absorpce. Využívá se magnetického transportéru - magnetické pole přepraví elektrony do místa s menším pozadím.

Polohově citlivé detektory:

- Křemíkové stripové detektory - na křemíkové destičce (tloušťky 300 μm) jsou tenké proužky z hliníku (1 μm) a pod ní je p^+ implantace (bor) - fungují jako separátní 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

1.2.4 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: $\vec{F}_M = e \cdot \vec{v} \times \vec{B}$

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:

$$R = \frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta(Br)}{Br}, \quad FWHM = \Delta(Br) \quad (1.41)$$

Rozlišení elektrostatických spektrometrů dáno rozlišením energie: $R = \frac{\Delta E_{KIN}}{E_{KIN}}$, $FWHM = \Delta E_{KIN}$

Určíme vztah $E_{KIN} = f(Br)$ ($mc^2 - m_e c^2$):

$$m = \frac{m_e}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \Rightarrow m^2 c^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = m_e^2 c^2 \Rightarrow m^2 c^2 - m^2 v^2 = m_e^2 c^2 \Rightarrow m^2 c^2 - (eBr)^2 = m_e^2 c^2 \quad (1.42)$$

$$mc^2 = m_e c^2 + E_{KIN} = \sqrt{(m_e c^2)^2 + e^2 (Br)^2 c^2} \Rightarrow E_{KIN} = m_e c^2 \left[\sqrt{1 + \left(\frac{e}{m_e c}\right)^2 \cdot (Br)^2} - 1 \right] \quad (1.43)$$

Určíme vztah mezi rozlišením energetickým a rozlišením hybnostním:

$$E_{KIN} = \sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4} - m_e c^2 \Rightarrow dE_{KIN} = \frac{pc^2}{\sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4}} dp \quad (1.44)$$

a tedy:

$$\frac{dE_{KIN}}{E_{KIN}} = \frac{p^2 c^2}{E_{KIN} \sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4}} \frac{dp}{p} = \frac{E_{KIN}^2 + 2E_{KIN} m_e c^2}{E_{KIN} (E_{KIN} + m_e c^2)} \frac{dp}{p} = \left(1 + \frac{m_e c^2}{E_{KIN} + m_e c^2}\right) \frac{dp}{p} \quad (1.45)$$

hledaný vztah mezi rozlišeními:

$$\frac{dp}{p} = \frac{d(Br)}{Br} \Rightarrow \frac{dE_{KIN}}{E_{KIN}} = \left(1 + \frac{m_e c^2}{E_{KIN} + m_e c^2}\right) \frac{d(Br)}{Br} \quad (1.46)$$

V nerelativistickém případě:

$$E_{KIN} = \frac{p^2}{2m_e} \Rightarrow dE_{KIN} = \frac{2p}{2m_e} dp = \frac{p}{m_e} dp \quad (1.47)$$

$$\frac{dE_{KIN}}{E_{KIN}} = \frac{1}{E_{KIN}} \frac{p^2}{m_e} \frac{dp}{p} = 2 \frac{dp}{p}, \quad (1.48)$$

což souhlasí s nerelativistickou limitou ($E_{KIN} \ll m_e c^2$).

V ultrarelativistickém případě:

$$E_{KIN} = E = pc \Rightarrow \frac{dE_{KIN}}{E_{KIN}} = \frac{dp}{p}, \quad (1.49)$$

což souhlasí s ultrarelativistickou limitou ($E_{KIN} \gg m_e c^2$).

1.2.5 Základní charakteristiky elektronových spektrometrů

- rozsah měřených energií: 0,01 – 1000 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.

1.2.6 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 měřicího 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 vymezení 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

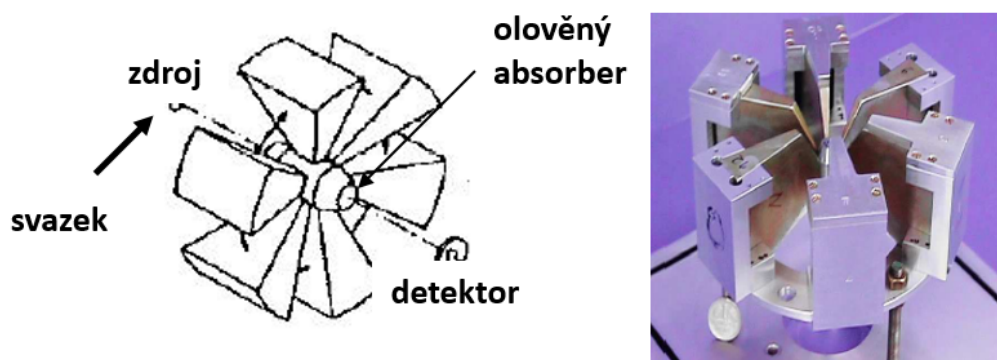
1.2.7 Magnetické spektrometry

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. 1.17: Spektrometr typu minipomeranč (Universita Bohn)

1.2.8 Magnetický transportér a křemíkový detektor

Probíhá měření na svazku \rightarrow 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

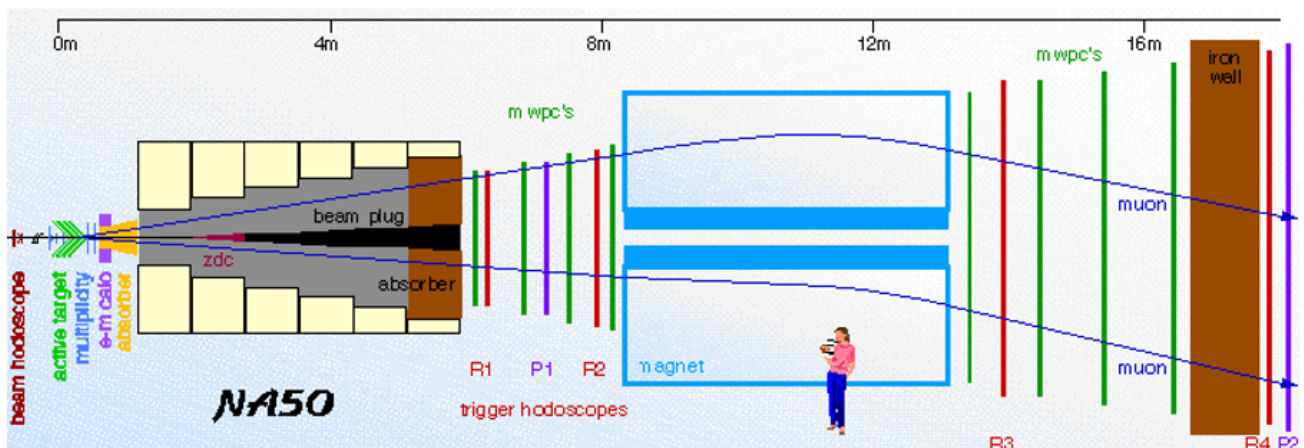
Činnost systému je dána transmisí transportního systému i účinností detektoru. Některé spektrometry typu pomeranč a minipomeranč mohou být využívány jako transportéry.

1.2.9 Vysokoenergetická fyzika - dileptonové spektrometry

Používají se ke zkoumání rozpadu částic do e^+e^- nebo $\mu^+\mu^-$ kanálu, produkce těchto párů přes virtuální foton \rightarrow 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 (mnohohrátkové proporcionální komory, Čerenkovovy detektory)
- vylepšující identifikaci částic (potlačení hadronového pozadí)
 - detektory odlišující hadronové a elektromagnetické spršky
 - detektory měřící dobu letu



Obr. 1.18: Schéma di-leptonového spektrometru NA50 a jeho dráhové komory

1.2.10 Použití detektorů Čerenkovova záření

Čerenkovův detektor je detektor částic, který využívá Čerenkovovo záření vznikající při průchodu částice látkou rychlostí vyšší než je rychlost světla v dané látce. Protože toto záření vytváří charakteristický kužel, lze z jeho vrcholového úhlu ϑ_c odvodit rychlost částice:

$$\cos \vartheta_c = \frac{c}{nv}, \quad (1.50)$$

kde c je rychlost 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.

1.3 Aplikace spektroskopie lehkých nabitých 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

1.3.1 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:

$$E = \gamma E^* \left[1 + \frac{p^* c}{E^*} \beta \cos \Theta^* \right] \quad (1.51)$$

kde * označuje souřadný systém spojený s pohybujícím se jádrem

- složené jádro \rightarrow stejná rychlost reakce
- kinematiku určíme detekcí jádra

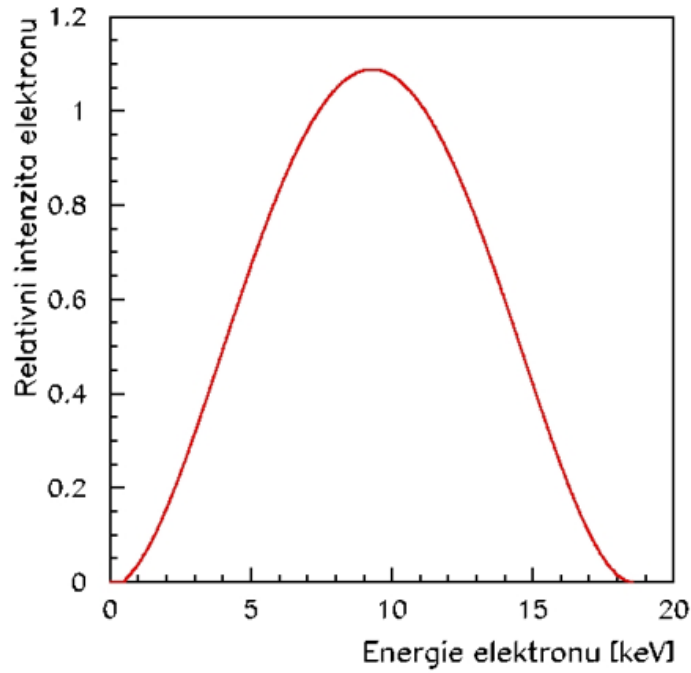
1.3.2 Studium elektronů a pozitronů z rozpadu β

Měří se Fermi-Kurieho graf:

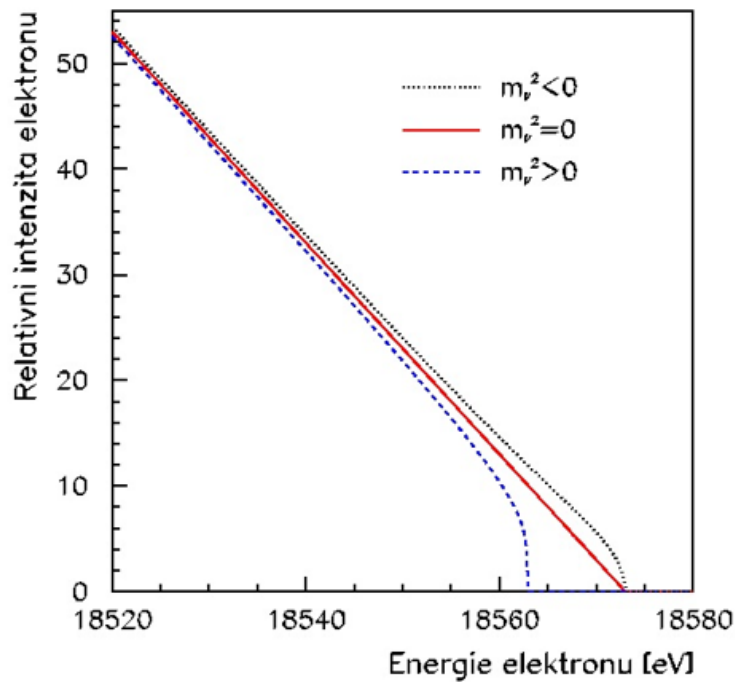
$$\sqrt{\frac{N(E_e)}{F^*(Z, E_e)}} = konst. \cdot (E_{MAX} - E_e), \quad (1.52)$$

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. 1.19: Schematický průběh závislosti $N_e = f(E_e)$ v rozpadu β



Obr. 1.20: Fermiho graf pro rozpad tritia 3H , které se nejčastěji využívá k určování hmotnosti neutrina

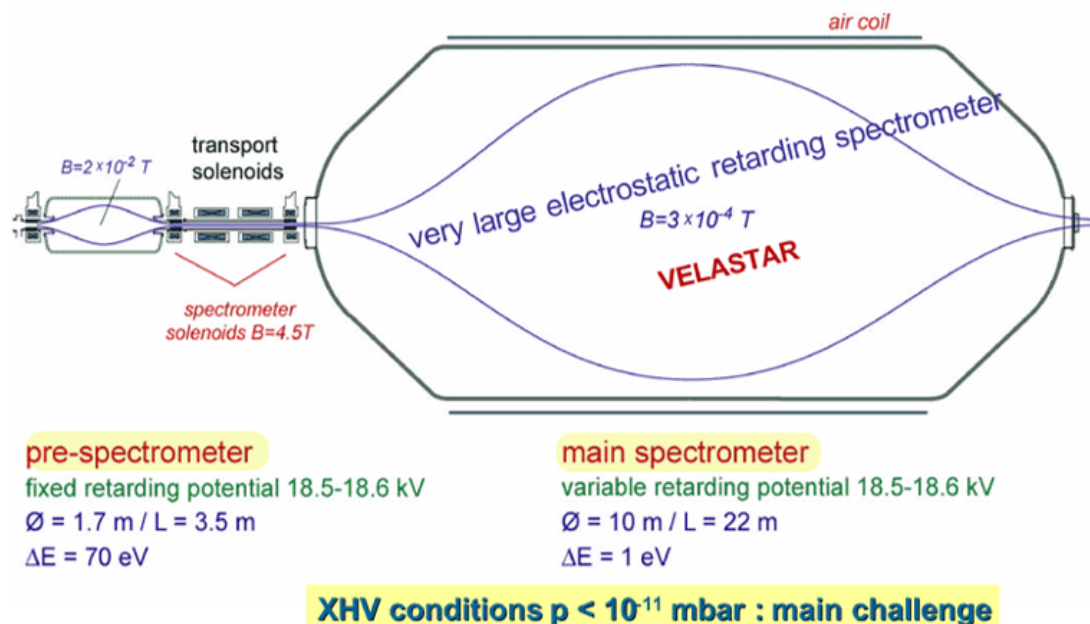
1.3.3 Určování hmotnosti neutrin

Současná hranice pro hmotnost neutrin (experimenty v Mainzu a Troicku) je $m_\nu < 2 - 3 \text{ eV}$. Byla určena záporná hodnota kvadrátu hmotnosti.

Komplikace:

- energetické ztráty v terči, molekule T_2
- stabilita přístroje

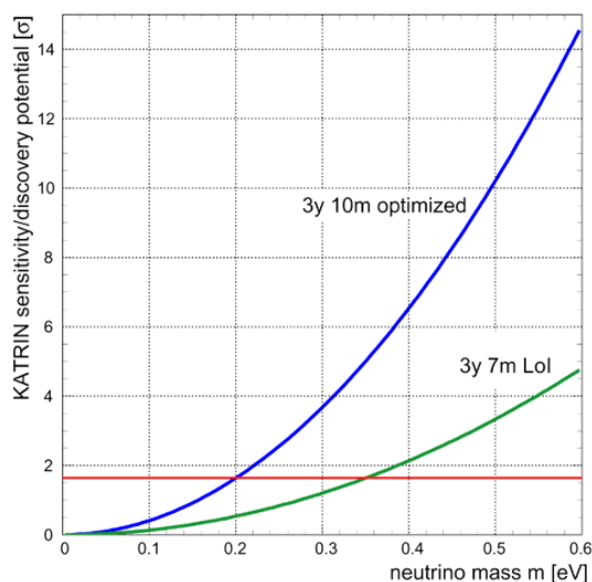
Hmotnost neutrina se snaží najít na experimentu KATRIN. Je to integrální elektrostatičtý spektrometr, který je na Obr. 1.21.



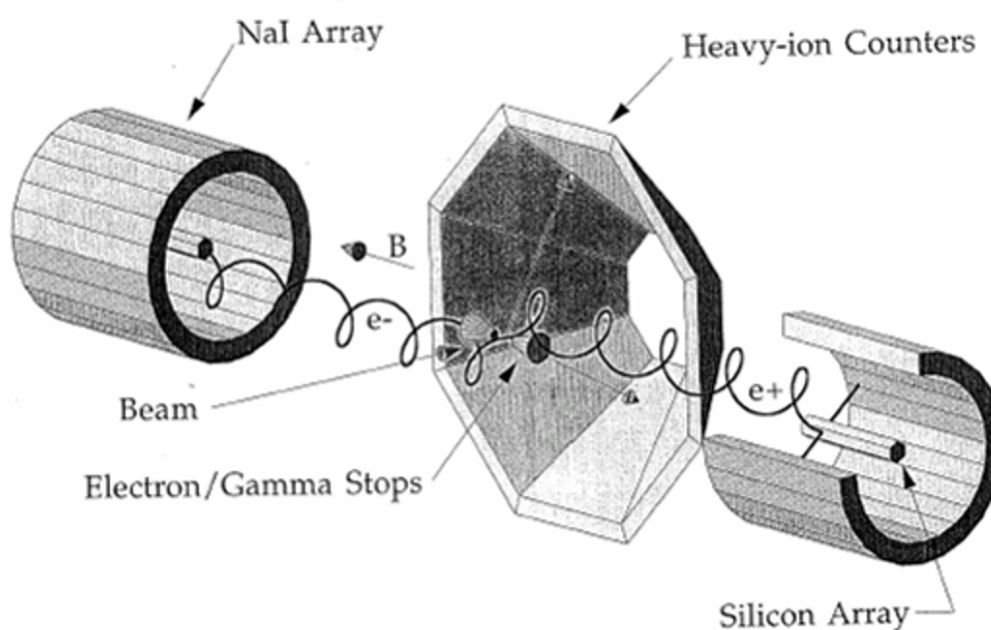
Obr. 1.21: Schéma spektrometru KATRIN

1.3.4 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. 1.23 je párový spektrometr APEX, který původně nebyl určen pro hledání axionů. Axiony jsou hypotetické elementární částice, které předpověděli Roberto Peccei a Helen Quiniová 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.



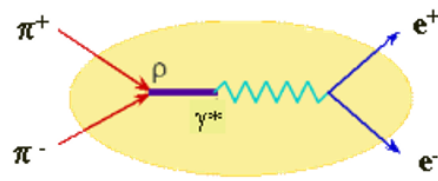
Obr. 1.22: Předpokládaná citlivost spektrometru KATRIN



Obr. 1.23: párový spektrometr APEX, který původně nebyl určen pro hledání axionů. Nachází se v Argonne National Laboratory

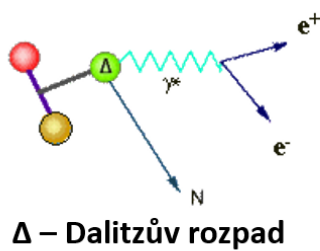
1.3.5 Studium di-leptonových párů ve vysokoenergetické fyzice

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. 1.24.



$\pi^+\pi^-$ anihilace

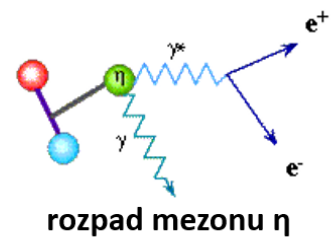
Obr. 1.24: Zdroje párů e^+e^-



Δ – Dalitzův rozpad

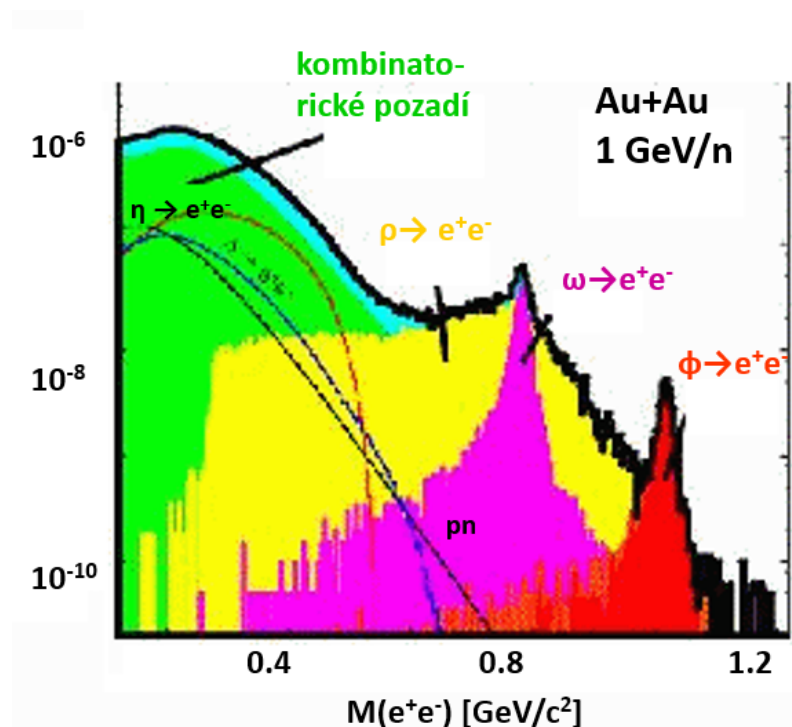


brzdné záření



rozpad mezonu η

Obr. 1.25: Zdroje párů e^+e^-



Obr. 1.26: Dileptonový "koktejl"

1.3.6 Spektroskopie energetických ztrát elektronů s vysokým rozlišením

sestava:

- 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.