Interakcia žiarenia s látkou

1-FYZ-601 Jadrová fyzika

Typy žiarenia

- Žiarenie v podobe nabitých častíc (elektróny, nabité ťažké ióny) – môže interagovať elektromagneticky.
- Hadróny (neutróny, protóny...) - interagujú silnou interakciou
- Neutrína – interagujú iba slabou interakciou

Interakcia nabitých častíc

- Interagujú elektromagneticky s nabitými časticami v okolí – najmä s elektrónmi v atómoch.
- Energiu strácajú cez ionizíciu, brzdné žiarenie, čerenkovove žiarenie.
- Elektróny preberajú časť energie a unikajú z atómov, čím sa vytvárajú elektrón-iónové páry.
- Stratená energia, tzv. ionizačné energetické straty, spôsobuje postupné spomalenie iónov. Energia sa zvyčajne prenáša zvyčajne na vznik voľných elektrónov, príp. elektrón-iónových párov umožňujúcich registráciu častíc.

Interakcia gama kvánt

- Fotóny sú elektricky neutrálne, ale interagujú s okolitou látkou elektromagneticky.
- Energiu strácajú tromi rôznymi procesmi:
  - Fotoefekt – celá energia fotónu sa prenesie na jeden z elektrónov
  - Comptonov rozptyl – časť energie sa prenesie na elektrón a gama kvantum s uniká s nižšou energiou ďalej
  - Produkcia párov – vytvorí sa elektrón-pozitrónový pár. Obe častice unikajú z miesta interakcie a registrujeme ich.

Interakcia neutrónov

- Nemajú náboj a interagujú iba silnou interakciou.
- Prenikajú ľahko do jadra, necítia coulomboskú bariéru (v prípade prenosu orbitálneho momentu hybnosti ešte stále existuje odstredivá bariéra)
- Jadro ostáva vzbudené a môže emitovať sekundárne častice, ktoré môžu slúžiť na ich detekciu.

Interakcia neutrín

- Nemajú náboj a interagujú iba slabou interakciou.
- Charakteristický veľmi krátky dosah interakcie a nízka pravdepodobnosť.
- Inverzná beta premena – emitujú sa elektróny, príp. pozitróny.

INTERAKCIA NABITÝCH ČASTÍC

Prechod nabitých častíc látkou

Energetické straty sú popísané ako $E_{loss} = -\frac{dE}{dx}$.

Pre ťažké nabité častice $\left(M_{part} \gg m_e\right)$ sú opísané Bethe-Blochovou formulou

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q^2 Z e^4}{m_e c^2 \beta^2} n \left[\ln\left(\frac{2m_e\beta^2 c^2 T_{max}\gamma^2}{\bar{I}} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2}\right)\right]$$

Kde $n = \frac{\rho N_A}{M_m}$ je hustota atómov v látke, Q je náboj častice, Z je atómové číslo látky, $\beta = \frac{v}{c}$, $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$ je lorentzov faktor, δ je korekciana efekt hustoty a T_{max} je maximálna možná prenesená energia.

Zjednodušene sa dá napísať $-\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{\beta^2}\ln const \cdot \beta^2\gamma^2$

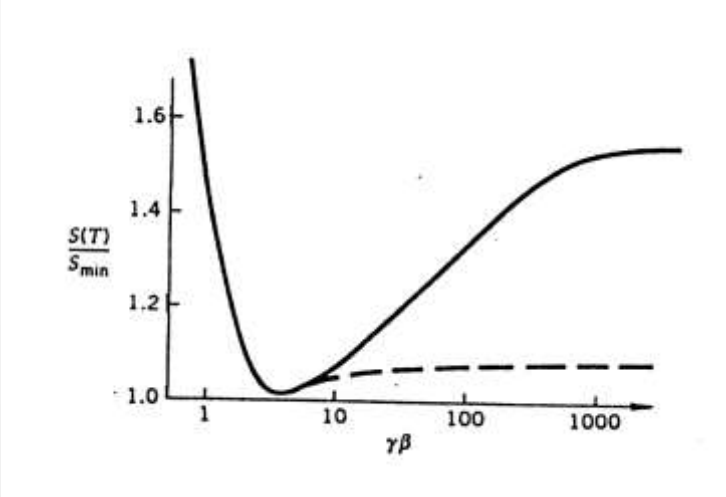
Prechod nabitých častíc látkou

Pre ťažké nabité častice $\left(M_{part} \gg m_e\right)$ sú opísané Bethe-Blochovou formulou

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q^2 Z e^4}{m_e c^2 \beta^2} n \left[\ln\left(\frac{2m_e\beta^2 c^2 T_{max}\gamma^2}{\bar{I}} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2}\right)\right]$$

Ve nerelativistickom priblížení $v \ll c$ možno vzťah prepísať do podoby $-\frac{dE}{dx} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q^2 Z e^4}{m_e v^2} n \left[\ln\left(\frac{2m_e v^2 T_{max}}{\bar{I}}\right)\right]$

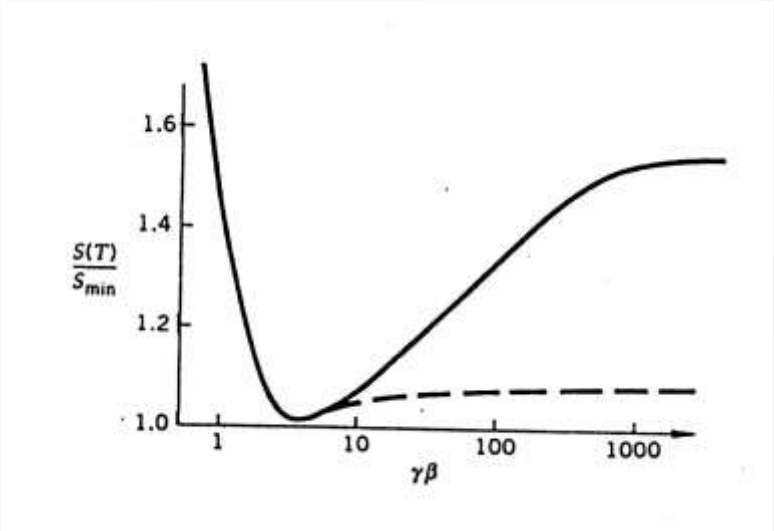
Podstatné je, že kvadraticky narastá s nábojom častice, takže ťažké ióny majú kratšie dolety v látke a klesá s rýchlosťou.

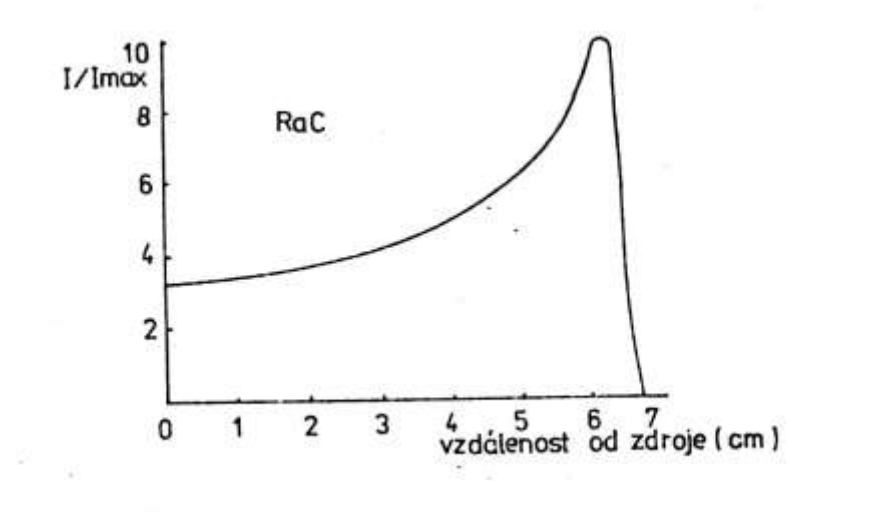


Prechod nabitých častíc látkou

Pri náraste rýchlosti ionizačné straty klesajú, dosahujú minimum približne pre rýchlosť 0.97c a po miernom náraste už dosahujú rovnomernejšie hodnoty.

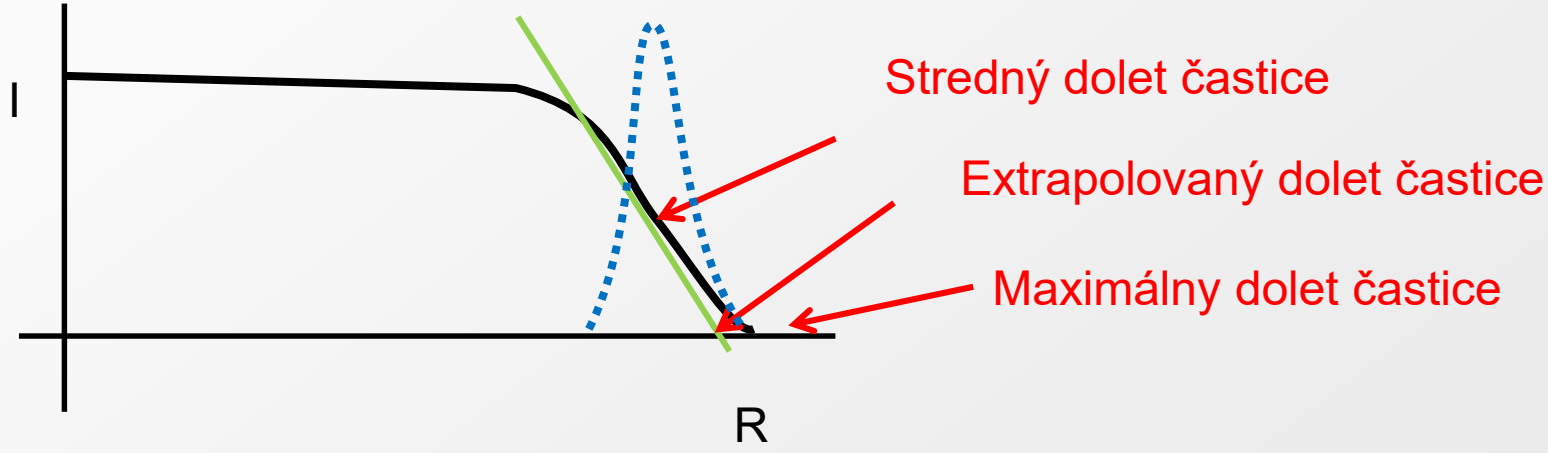
Pre nízke energie častíc ionizačné staty prudko narastajú a veľká časť energie sa stratí na konci dráhy letu. To ukazuje tzv. braggova krivka.





Dolet častice

- Stredný dolet častice – vzdialenosť, pri ktorej sa intenzita toku častíc zníži na polovicu.
- Extrapolovaný dolet – určený dotyčnicou k poklesu častic v momente stredného doletu
- Maximálny dolet – najvyššia možná hodnota.



Odhad doletu častice

- Viacero semiempirických vzťahov.
- Napr. pre protón vo vzduchu platí R(cm)=1.93 $E^{1.8}$ [MeV]
- Pre ľubovoľnú časticu potom využijem poznatky zo vzťahu pre merné ionizačné straty (kvadratickú závislosť od náboja a nepriamu úmeru hmotnosti.)

$$R_a(v) = \frac{m_a z_b^2}{m_b z_a^2} R_b(v)$$

- Taktiež pre dolet častice v rôznych materiáloch možno odvodiť tzv. Bragg-Kleeman pravidlo

$$\frac{R_1}{R_2} \cong \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\frac{A_2}{A_1}}$$

kde R je dolet častice, ρ jehustota prostredia a A je priemerná atómová hmotnosť.

Vytváranie párov

Doležitý je taktiež parameter $\bar{I}$, ktorý naznačuje počet vytvorených elektrón-iónových párov ako $n_{ion} \approx \frac{E_{loss}}{\bar{I}}$.

Len málo sa mení s energiou a typické hodnoty pre vytvorenie páru sú v eV na jeden vytvorený pár:

	elektrón	protón	alfa častica
Vzduch	33.8	35.2	35.1
Argón	26.4	26.7	26.3
CO_2	33.0	34.4	34.2

Takže pri zastavení 1 MeV častice sa vytvára približne 30 000 elektrón-iónových párov. To má veľký význam pri ich detekcii.

Vytváranie párov

Rozlišujeme dva typy zdrojov ionizácie materiálu počas preletu iónu.

Primárne ióny – charakterizované prelietavajúcou časticou a vytvárajú prvotné elektrón-iónové páry.

δ elektróny – vysokoenergetické elektróny z primárnej interakcie. Prielietavajú relatívne veľké vzdialenosti a vytvárajú sekundárne elektróny.

Radiačné straty

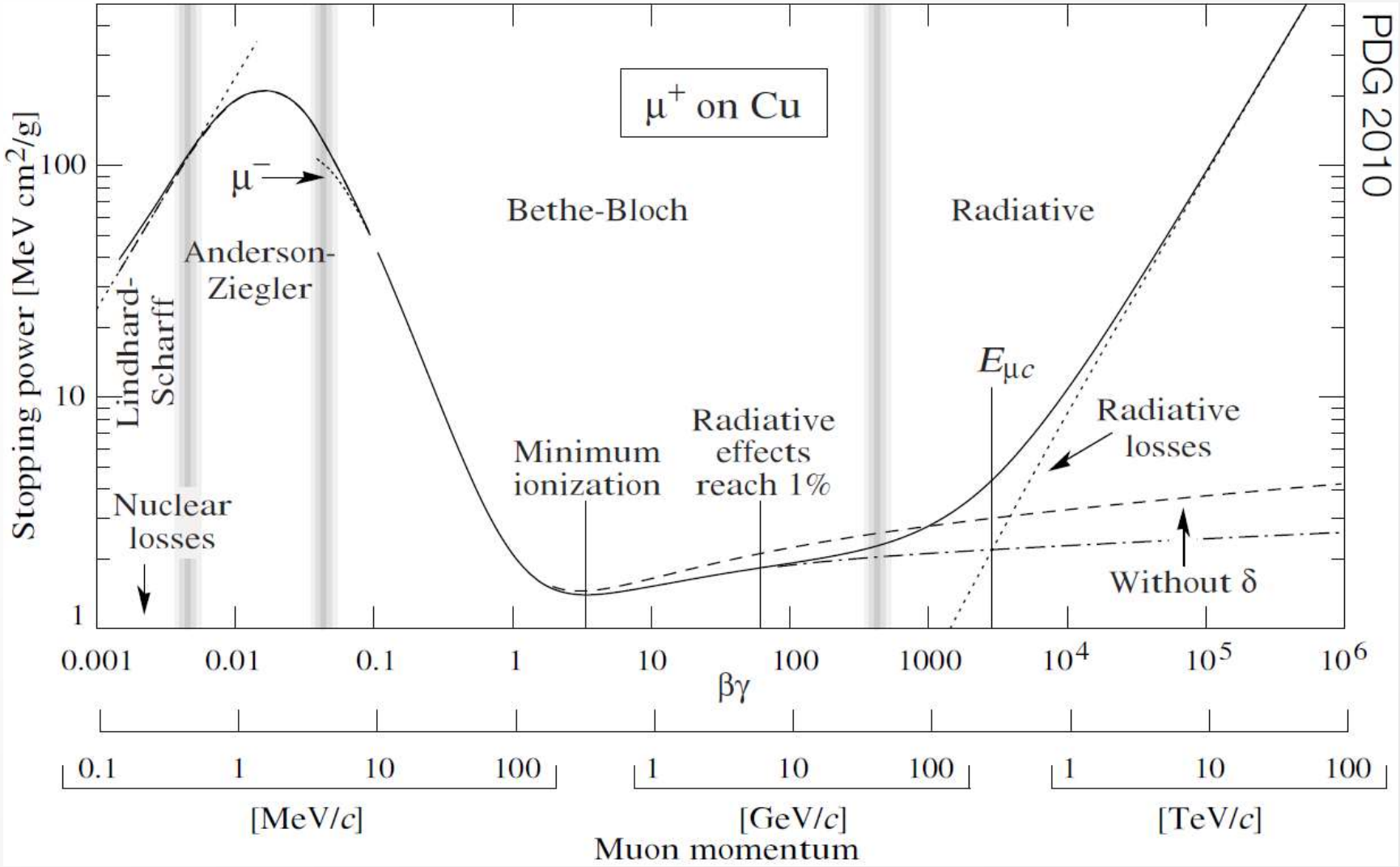
Pri nízkych energiách dominujú pružné rozptyly a energetické straty nie sú popísane Bethe-Blochovov formulou.

Pri vysokých energiách už dominujú radiačné straty. Častica interaguje s elmag poľom jadra a vyžaruje brzdné žiarenie (častica mení hybnosť v dôsledku interakcie s coulombovským potenciálom).

Narastá z atómovým číslom materiálu $\sim Z^2$ a klesá s hmotnosťou častice $\sim \frac{1}{m^2}$. Pre nízke energie je konštantná, ale pre vyššie energie je úmerná energii častice $\sim E$.

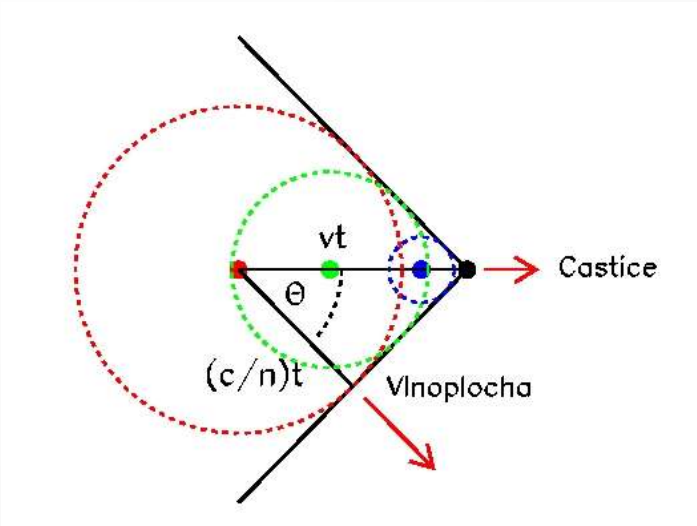
Radiačné straty dominujú pre najvyššie energie. Vysokoenergetické fotónymôžu vytvárať e-e+ páry, čím vznikajú elmag spŕšky.

Závislosť ionizačných strát



Čerenkovove žiarenie

Experimentálne ho registroval prvý krát Pavel Alexejevič Čerenkov (nobelova cena 1952). Vzniká, keď je rýchlosť častice väčšia ako rýchlosť svetla v danom prostredí.



Svetlo prejde vzdialenosť $\frac{c}{n}t$ a častica zatiaľ vt. Z ich pomeru dostávame uhol

$$\cos\theta = \frac{\frac{c}{n}t}{vt} = \frac{c}{nv} = \frac{1}{n\beta}.$$

Existuje prahová rýchlosť $\beta_{min} = 1/n$ pri ktorej nastane vyžarovanie v smere letu častice. Pri menšej už rýchlosť čerenkovove žiarenie nenastane.

Čerenkovove žiarenie

Vo vode s indexomlomu 1.33 je hraničná rýchlosť $\beta = 0.752$.

Počet emitovaných fotónov je približne 160 fotónov/(ev.cm).

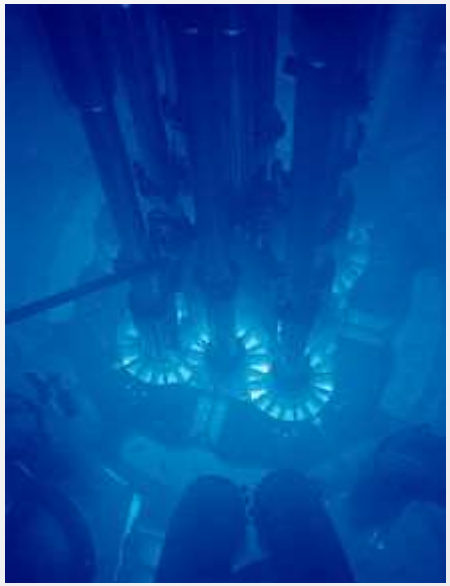
V kryštáloch s vyšším indexom lomu postačuje aj nižšia rýchlosť a počet vyžarovaných fotónov je vyšší. Napr. v kremeni s indexom lomu 1.46 je hraničná rýchlosť $\beta = 0.685$ a emituje sa 196 fotónov/(ev.cm).

Čerenkovove žiarenie

Energetické staty čerenkovovým žiarením sú zvyčajne malé, na úrovni 1% z ionizačných strát. Využívajú sa na detekciu žiarenia.

Napr. niektore experimentálne reaktory, kde je jadro reaktora „potopené“ v bazéne vody, ktorá slúži ako moderátor a súčasne ako chladivo.

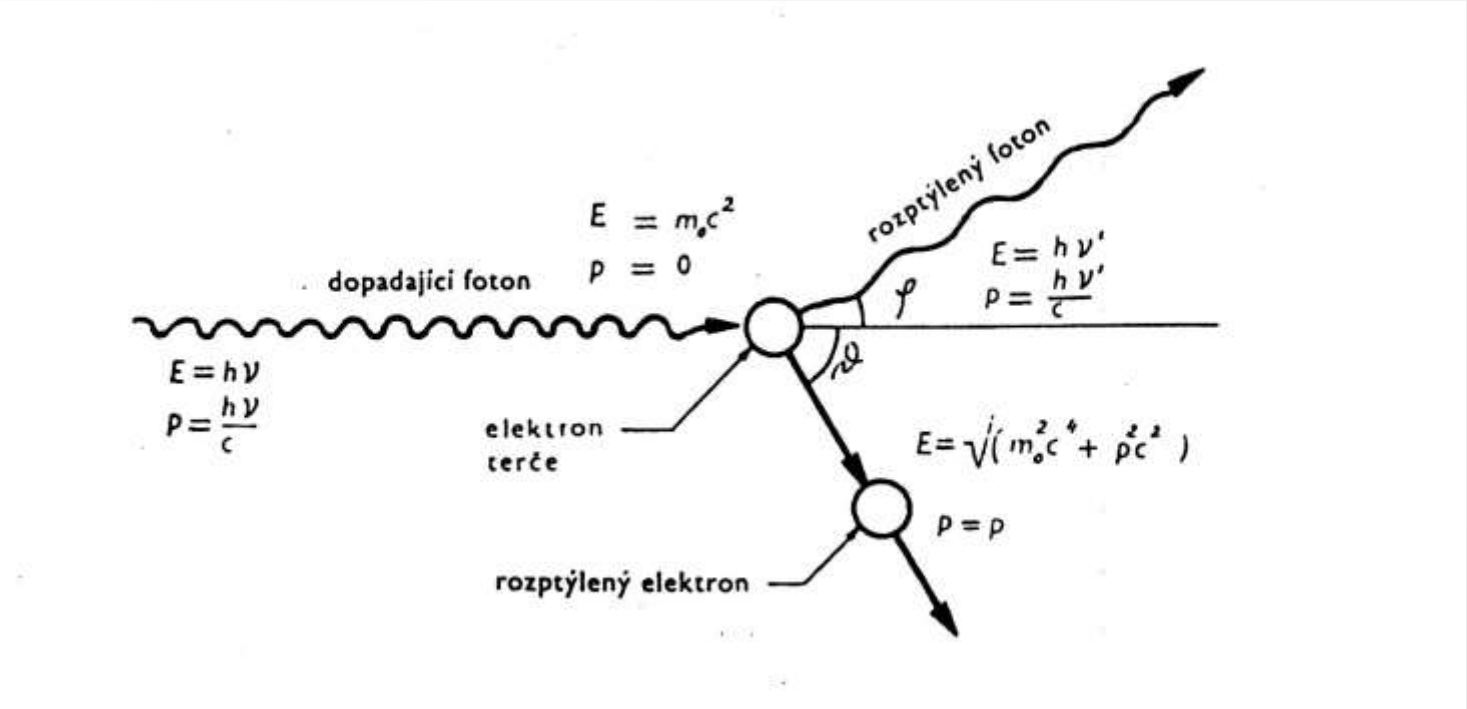
Eletróny emitované do vody zo štiepnych fragmentov majú výrazné relativistické rýchlosti aprodukujú čerenkovove žiarenie.



INTERAKCIA GAMA ŽIARENIA

Comptonov rozptyl

Fotón s energiou $h\nu$ interaguje s elektrónom. Odovzdá mu časť energie so zmenenou vlnovou dĺžkou a príslušnou energiou $h\nu'$ odlieta preč. Vzťah medzi uhlom rozptylu a zmenou energie sa dá odvodiť zo ZZH a ZZE.



Odvodenie compt. rozpt.

Fotón s energiou $E = h\nu$ má hybnosť $p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$

Zo zákona zachovania hybnosti platí pre pozdĺžny a priečny smer

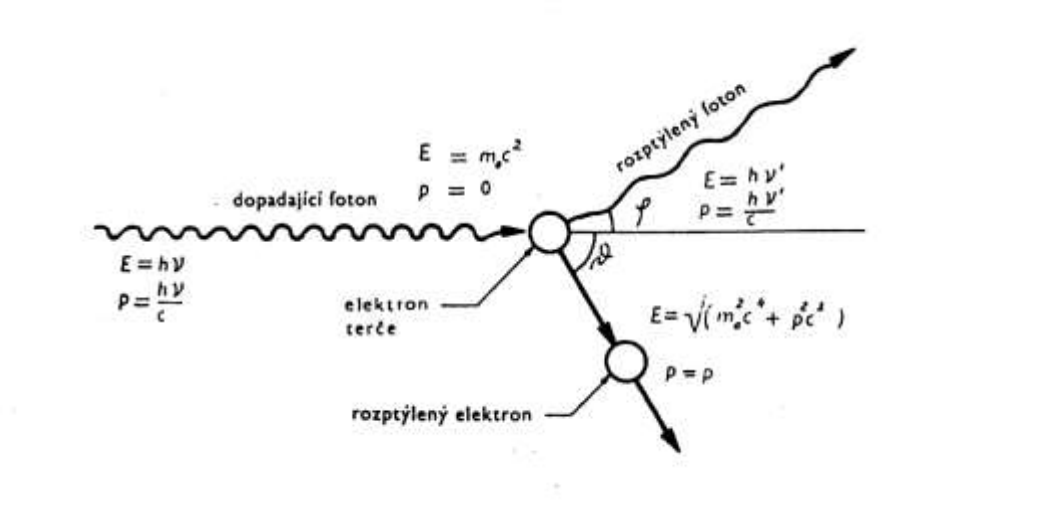
$$\frac{h\nu}{c} + 0 = \frac{h\nu'}{c}\cos\varphi + p_{el}\cos\vartheta \Rightarrow p_{el}c\cos\vartheta = h\nu - h\nu'\cos\varphi$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c}\sin\varphi - p_{el}\sin\vartheta \Rightarrow p_{el}c\sin\vartheta = h\nu'\sin\varphi$$

Po umocnení na druhú a spočítaní získavame

$$p_{el}^2c^2(\cos^2\vartheta + \sin^2\vartheta) = (h\nu)^2 - 2h\nu h\nu'\cos\varphi + (h\nu')^2(\cos^2\vartheta + \sin^2\vartheta)$$

$$p_{el}^2c^2 = (h\nu)^2 - 2h\nu h\nu'\cos\varphi + (h\nu')^2$$



Odvodenie compt. rozpt.

Zo zákona zachovania energie platia vzťahy

$$E_{k,el} = h\nu - h\nu'$$

$$E = \sqrt{p^2c^2 + m_0^2c^4}$$

$$E = E_{k,el} + m_0c^2$$

$$E_{el}^2 = \left(m_0c^2 + E_{k,el}\right)^2 = m_0^2c^4 + p_{el}^2c^2$$

$$\cancel{m_0^2c^4} + 2m_0c^2E_{k,el} + E_{k,el}^2 = \cancel{m_0^2c^4} + p_{el}^2c^2$$

A teda $p_{el}^2c^2 = E_{k,el}^2 + 2m_0c^2E_{k,el}$.

Dosadíme vzťah pre $E_{k,el}$ a dostávame

$$p_{el}^2c^2 = (h\nu)^2 - 2h\nu h\nu' + (h\nu')^2 + 2m_0c^2(h\nu - h\nu')$$

Odvodenie compt. rozpt.

Pre $p_{el}^2 c^2$ máme ťakto dva vzťahy

$$p_{el}^2 c^2 = (h\nu)^2 - 2h\nu h\nu' \cos\varphi + (h\nu')^2$$

$$p_{el}^2 c^2 = (h\nu)^2 - 2h\nu h\nu' + (h\nu')^2 + 2m_0 c^2 (h\nu - h\nu')$$

Preto platí

$$\cancel{(h\nu)^2} - 2h\nu h\nu' \cos\varphi + \cancel{(h\nu')^2} = \cancel{(h\nu)^2} - 2h\nu h\nu' + \cancel{(h\nu')^2} + 2m_0 c^2 (h\nu - h\nu')$$

$$h\nu h\nu'(1 - \cos\varphi) = m_0 c^2 (h\nu - h\nu')$$

$$\frac{h\nu h\nu'(1 - \cos\varphi)}{m_0 c^2} = h\nu - h\nu'$$

$$h\nu' \left[\frac{h\nu(1 - \cos\varphi)}{m_0 c^2} + 1\right] = h\nu$$

$$\boldsymbol{h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu(1 - \cos\varphi)}{m_0 c^2}}}$$

Comptonov rozptyl

Pre energiu fotónu máme $h\nu' = \frac{h\nu}{1+\frac{h\nu(1-\cos\varphi)}{m_0c^2}}$.

Potom pre energiu odrazeného elektrónu máme vzťah

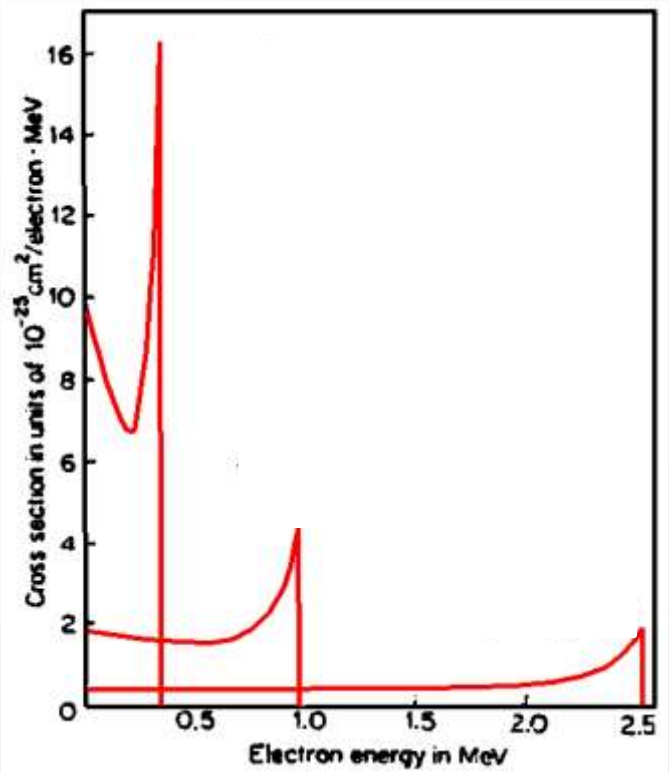
$$E_{k,el} = h\nu - h\nu' = \frac{{E_\gamma}^2(1-\cos\varphi)}{m_0c^2 + E_\gamma(1-\cos\varphi)}$$

Elektróny vylietajú iba dopredu, fotóny sa však môžu rozptýliť aj spätne. Maximálna energia elektrónu je pri spätnom rozptyle gama kvanta, keď $(1-\cos\varphi) = 2$.

$$E_{k,elmax} = \frac{2{E_\gamma}^2}{\frac{2E_\gamma m_0c^2}{2E_\gamma} + 2E_\gamma} = E_\gamma \frac{1}{1+\frac{m_0c^2}{2E_\gamma}}$$

Comptonov rozptyl

Strata celej energie cez comptonov rozptyl nie je možná. Maximálna prenesená energia je reprezentovaná v spektre elektrónov tzv. Comptonovov hranou.



Účinný prierez pre $E_\gamma > m_e c^2$ je úmerný $\sigma \sim \frac{Z}{h\nu}$

Fotoefekt

Celá energia fotónu sa prenáša na elektrón pričom sa prerozdeľuje medzi väzbovú energiu elektrónu $E_{b,i}$ a jeho kinetickú energiu $E_{k,el}$.

$$E_{k,el} = h\nu - E_{b,i}$$

Účinný prierez procesu závisí od energie gama kvanta.

$$E_\gamma < m_e c^2 \qquad \sigma \sim \frac{Z^5}{h\nu^{7/2}}$$

$$E_\gamma > m_e c^2 \qquad \sigma \sim \frac{Z^5}{h\nu}$$

Tvorba párov

Energia fotónu mus byť minimálne

$E_\gamma > 2 \times m_e c^2 \approx 1.022\ MeV$

Móže prebehnúť iba v poli atómového jadra. Pre hraničnú energiu je tvorba párov zanedbateľná, začína dominovať až pre energie nad 10 MeV avšak nad 100 MeV sa už pravdepodobnosť nezvyšuje..

Účinný prierez je úmerný $\sigma \sim Z^2$.

Tvorba párov

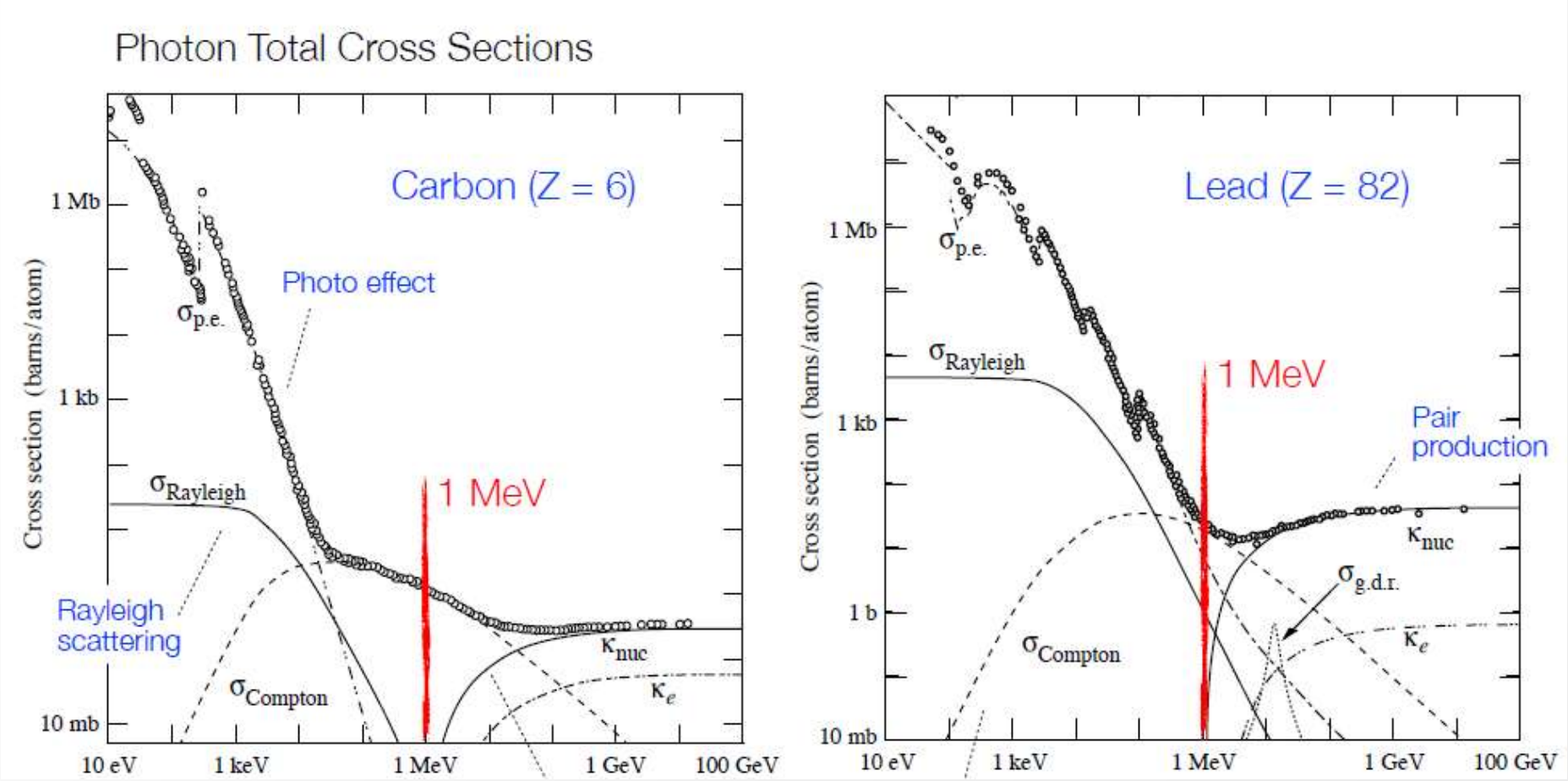
Pozitrón zvyčajne rýchlo anihiluje a emitujú sa ďalšie 511 keV gama kvantá.

Pri veľmi vysokej energii gama kvánt vzniká zo sekundárnych elektrónov brzdné žiarenie, ktoré vytvára vysokoenergetické e- e+ páry a tie opäť vytvárajú v procese brzdného žiarenia gama kvantá.

$$\gamma \rightarrow e^{-}e^{+} \rightarrow brzdné\ žiarenie\ \gamma\ \rightarrow e^{-}e^{+} \rightarrow brzdné\ žiarenie\ \gamma \ldots$$

Vznikajú týmto spôsobom elektromagnetické spŕšky.

Rayleigh rozptyl

- Rayileigh rozptyl dominuje pre nízke energie gama kvánt. Fotón interaguje koherentne s elektrónmi v atóme a pružne sa rozptýli. Nemení energiu, ani neprispieva k ionizácii alebo excitácii atómu, preto sa pri detekcii gama kvánt zvyčajne neuvažuje.

Pravdepodobnosti interakcie γ