

Seriál: Detektory ionizujícího záření

Úvod

Ionizující záření, jak název napovídá, má schopnost ionizovat hmotu. Ionizace znamená vytržení elektronu z elektronového obalu atomu či molekuly. Vznikne tak volný elektron a kladný iont nebo se molekula může rozpadnout na záporný iont a kladný iont. Právě ionizace je důvodem nebezpečnosti ionizujícího záření pro živé organizmy, ale také principem většiny detektorů ionizujícího záření. O obou se více dozvíme dále v textu.

Ačkoliv ionizující záření je nebezpečné, má i spoustu užitečných aplikací v medicíně (rentgenové snímkování, léčba rakoviny, pozitron-elektronová tomografie, ...), zobrazování (zobrazení vnitřní struktury objektu, hledání defektů, zkoumání krystalové struktury, ...), datování (hledání padělků uměleckých děl, datování archeologických nálezů nebo hornin, ...) a v dalších oborech lidské činnosti. V první polovině textu se podíváme na jednotlivé druhy ionizujícího záření a ve druhé polovině uvidíme, jaké všemožné detektory se používají k detekci ionizujícího záření.

Energetické škály

V mikrosvětě se pohybujeme na řádově nižších energiích než v běžném životě. Základní SI jednotka energie „joule“ je nepraktická. Proto v jaderné a částicové fyzice používáme jednotku energie „elektronvolt“ (eV) a její násobky. 1 elektronvolt je energie, jakou by částice s elementárním nábojem $1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ získala při urychlení elektrickým napětím 1 V

$$1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}.$$

V textu se spíše budeme setkávat s vyššími energiemi a s násobky elektronvoltů – kiloelektronvolty ($1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV}$), megaelektronvolty ($1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$) a gigaelektronvolty ($1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$).

Taktéž je běžné, že částice se pohybují relativistickými rychlostmi. Dávejte si tedy pozor při řešení úloh k tomuto dílu seriálu, možná budete muset použít vztahy ze speciální teorie relativity.

Díky Einsteinově vztahu mezi hmotností m a klidovou energií $E = mc^2$ můžeme hmotnosti částic vyjadřovat v jednotkách „elektronvolt na rychlost světla na druhou“ (eV/c^2) a v jejich násobcích. Podobně hybnost částice se dá vyjádřit v jednotce „elektronvolt na rychlost světla“ (eV/c) a v jejích násobcích. Částicová i jaderná fyzikové často zvolí zjednodušení, že zavedou jednotkovou rychlost světla $c = 1$. Tím pádem se hmotnosti, hybnosti i energie vyjadřují ve stejných jednotkách – v elektronvoltech. Ačkoliv se to zdá neintuitivní, při zavedení jednotkové rychlosti světla jde jen o přeškálování jednotky vzdálenosti a uvědomění si, že vzdálenost a čas jsou svázány skrze fundamentální fyzikální konstantu rychlosti světla. Vzdálenost i čas se tak dají vyjádřit ve stejné jednotce, např. v sekundách, resp. ve světelných sekundách.

Radioaktivní rozpad

Rozšířeným přírodním zdrojem radioaktivního záření jsou radioaktivní izotopy. Prvky v periodické tabulce jsou seřazeny podle počtu protonů. Neutrální atom prvku má vždy stejné

množství elektronů jako protonů a tím jsou dány chemické vlastnosti prvku. Atomy prvku ale můžou mít různé počty neutronů bez vlivu na jejich chemické vlastnosti. Uspořádání protonů a neutronů v atomovém jádře má definovanou vazebnou energii, která se dá složitě spočítat z kvantové fyziky. Může se stát, že atomové jádro je nestabilní a má možnost skočit do stavu s nižší energií. Z jádra vyletí jedna nebo více částic, které odnesou uvolněnou energii ve formě kinetické energie. Tomu se říká radioaktivní rozpad a je to jeden ze způsobů vzniku ionizujícího záření.

Radioaktivní rozpad je náhodný (stochastický) proces. Nemůžeme přesně předpovědět, kdy se které jádro rozpadne, můžeme pouze určit pravděpodobnost rozpadu, která se řídí exponenciálním rozdělením. Pravděpodobnost rozpadu jádra dříve než za čas t je

$$P(t) = 1 - e^{-\lambda t},$$

kde λ je rozpadová konstanta daného izotopu. Jestliže sledujeme velké množství radioaktivních atomů $N_0 \gg 1$, pak za čas t bude těchto atomů zbývat počet

$$N = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}},$$

kde $T_{1/2}$ je poločas rozpadu. Vztah mezi rozpadovou konstantou a poločasem rozpadu izotopu je

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}.$$

Energetické stavy jádra jsou diskrétní, a proto je celková energie uvolněná při stejném rozpadu stejného izotopu vždy stejná. Pokud z rozpadu vznikne pouze jedna částice a odlétající jádro, jedná se o dvoučásticový rozpad. Pomocí zákonů zachování hybnosti a energie můžete ověřit, že v takovém případě bude mít odlétající částice vždy stejnou energii a půjde o zdroj monoenergetického záření.

Druhy ionizujícího záření

Z hlediska detekce částic je nejdůležitější, jestli je částice elektricky nabitá nebo ne. Nabité částice elektrostaticky interagují s elektrony v látce, kterou prolétají. Během svého letu vytrhávají elektrony z elektronových obalů, ionizují hmotu, a postupně ztrácejí energii. Při vysokých rychlostech, $v \approx c$, se k ionizačním ztrátám přidávají i radiační ztráty energie, kdy částice vyzařuje fotony. Naproti tomu elektricky neutrální částice (fotony, neutrony, ...) mohou prolétnout i dlouhou vzdálenost, než dojde k nějaké interakci s hmotou. Proto je elektricky neutrální záření pronikavější, hůře se odstiňuje a také jsou na spolehlivou detekci potřeba vyšší objemy detektorů.

Elektricky nabitě částice

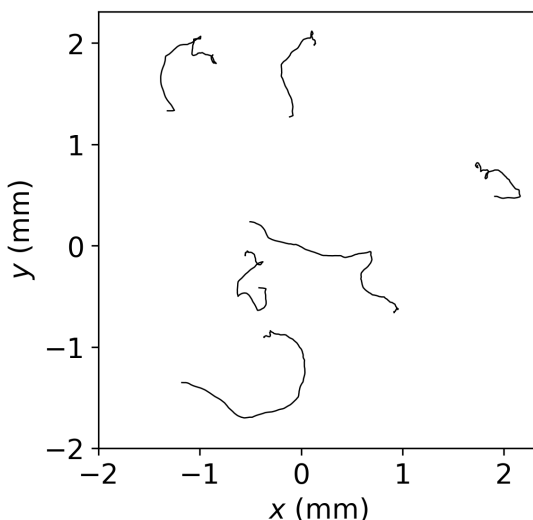
Alfa záření jsou vlastně jádra hélia ${}^4_2\text{He}$. Radioaktivní izotop procházející alfa rozpadem se změní na izotop prvku se dvěma protony méně a se dvěma neutrony méně. Alfa rozpady se vyskytují převážně jen u těžkých prvků jako je olovo a těžší. Jedná se o dvoučásticový rozpad, a proto mají alfa částice z jednoho izotopu stejnou počáteční energii nebo několik možných diskrétních energií. Dceřiné jádro totiž nemusí vzniknout v základním stavu s nejnižší energií, ale může se ocitnout v nějakém excitovaném stavu, z něž ještě dodatečně uvolní energii například gama zářením (fotonem).

Počáteční energie alfa částic se pohybují od 3 MeV do 10 MeV. Izotopy s kratším poločasem rozpadu emitují alfa částice s vyšší energií. Taktéž ze dvou různých izotopů se podobnými poločasy rozpadu ten izotop s vyšším protonovým číslem bude produkovat alfa částice s vyšší energií. Tuto závislost popisuje *Geiger-Nuttallův vztah*, který se dá odvodit z kvantové mechaniky

$$\log T_{1/2} = a_1 \frac{Z}{\sqrt{E}} - a_2,$$

kde a_1, a_2 jsou konstanty, Z je protonové číslo izotopu a E je energie alfa rozpadu.

Elektrony a pozitrony mohou vznikat vícero způsoby. Pozitron je antičástice elektronu se stejnou klidovou hmotností 511 keV, ale s kladným elektrickým nábojem, na rozdíl od záporného elektronu. Ukázky trajektorií elektronů v křemíku jsou zobrazena v obrázku 1.



Obrázek 1: Nasimulované dráhy elektronů s počáteční kinetickou energií 1 MeV v křemíku. Dráhy elektronů a pozitronů jsou klikaté, neboť částice mají stejnou klidovou hmotnost jako elektrony v elektronových obalech, se kterými převážně interagují. Tím pádem v každé interakci mohou výrazně změnit směr.

Jedním z možných způsobů vzniku jsou beta minus (elektrony) a beta plus (pozitrony) radioaktivní beta rozpady. Energie beta rozpadů se pohybují od jednotek elektronvoltů (např. tritium ${}^3\text{H}$ s energií 18,6 eV) až po megaelektronvolty (např. izotop fluoru ${}^{20}\text{F}$ s energií 7,02 MeV). Oba typy beta rozpadu jsou tříčásticové, a proto jsou energetická spektra beta částic spojitá. Uvedené hodnoty energie popisují celkovou energii uvolněnou při rozpadu, ale tato energie se rozdělí mezi odlétající jádro, (anti)neutrino a beta částici. Beta rozpady tritia se sledují v experimentu *KATRIN*¹, kde s pomocí přesného proměření energetického spektra beta elektronů chtějí zjistit hmotnost elektronového neutrina, klíčový výsledek pro současnou fyziku.

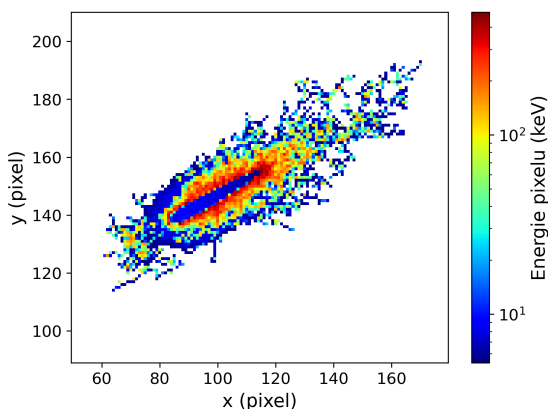
¹<https://www.katrin.kit.edu/68.php>

Přírodní zdroje mohou poskytovat i monoenergetické elektrony. Energetické hladiny elektronů v elektronovém obalu a energetické hladiny nukleonů v jádře jsou diskrétní. Při seskoku z vyšší energetické hladiny na nižší se přebytečná energie nejčastěji uvolní ve formě fotonu, který má pevně danou energii určenou rozdílem dvou energetických hladin. Může ale dojít i k tomu, že tato energie je předána elektronu v elektronovém obalu. V případě uvolnění energie z jádra hovoříme o konverzních elektronech (celý jev se jmenuje vnitřní konverze) a v případě seskoku elektronu mezi dvěma hladinami v elektronovém obalu hovoříme o Augerových elektronech.

Elektrony a pozitrony vznikají v podobě elektron-pozitronového páru při interakcích vysokoenergetických fotonů ($> 1,022 \text{ MeV}$) s hmotou. Tento fyzikální jev způsobuje spršky sekundárních částic v zemské atmosféře, když ji zasáhne vysokoenergetický foton. Pokud je sprška dostatečně intenzivní, dá se detekovat ze země pomocí Čerenkovových teleskopů, a tak můžou astronomové sledovat vyzařování astronomických zdrojů na těch nejvyšších energiích ($\gtrsim 30 \text{ GeV}$).

Ionizující elektrony mohou vzniknout i interakcí jiných částic ionizujícího záření v hmotě, kdy je elektron vykopnut z elektronového obalu a je mu předána dostatečná kinetická energie, aby sám ionizoval hmotu. Rentgenové nebo gama fotony takto můžou elektronu předat celou svou energii fotoelektrickým jevem nebo část svojí energie Comptonovým jevem. Pokud byl energetický elektron vytvořen ionizující nabitou částicí, hovoříme o delta elektronu.

Energetické protony a ionty se z přírodních zdrojů na zemském povrchu nevyskytují. Tyto hmotné nabitě částice mají velkou ztrátu energie na jednotku délky, a tudíž i velký ionizační účinek. Hmotnější ionty s vyšším nábojem vytvářejí více delta elektronů, čímž ztrácejí více energie (viz obrázek 2). Při vysokých kinetických energiích taktéž vedle elektromagnetických interakcí nabývají na významu interakce s atomovými jádry pomocí silné jaderné interakce.



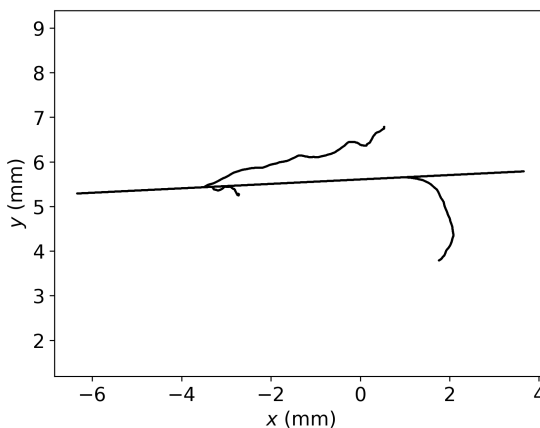
Obrázek 2: Vysokoenergetický iont olova v křemíkovém pixelovém detektoru. Okolo je vidět mnoho delta elektronů. Barva pixelů zobrazuje absorbovanou energii. Oblast nízké energie ve středu stopy iontu je efektem detektoru, jehož elektronika nezvládá vysoké energie.

Vysokoenergetické protony a ionty z vesmírných zdrojů bombardují vnější vrstvy atmosféry, ale interakcí s molekulami vzduchu vytvoří spršku sekundárních částic, které postupně ztratí

energii průletem atmosférou a až na zemský povrch s výjimkou mionů nedoletí (viz níže). Vysokoenergetické sekundární protony můžete naměřit ve vyšších nadmořských výškách na horách nebo při letech letadlem.

Na zemském povrchu se s vysokoenergetickými protony nebo ionty setkáme jen z umělých zdrojů. Jde například o vědecké přístroje (např. urychlovač LHC v CERNu na hranicích Švýcarska a Francie), nebo o protonové urychlovače používané v medicíně při léčbě rakoviny (např. Protonové centrum v Praze).

Miony a kosmické záření jsou součástí přirozeného radioaktivního pozadí. Mimochodem, mion je těžší bratříček elektronu – má stejnou velikost náboje, ale má $206,8\times$ vyšší klidovou hmotnost. Vrchní vrstvy zemské atmosféry jsou bombardovány vysokoenergetickými částicemi kosmického záření (z cca 89 % protony). Tyto částice interagují s molekulami vzduchu, s jejich jádry a s elektronovými obaly a vytvoří spršku sekundárních částic. Může vzniknout dokonce i elektron, pozitrony, fotony, protony, piony, miony, atd. Z vesmíru k nám létají i mnohem energetičtější částice (kinetická energie až 10^{20} eV), než dokážeme vytvořit v pozemských urychlovačích (LHC dokáže urychlit protony na $7 \cdot 10^{12}$ eV). Až k mořské hladině ale ze sekundárních částic doletí pouze miony, neboť ostatní částice mají buď příliš krátký poločas rozpadu a k zemi nedoletí, nebo mají mnohem vyšší průměrné ztráty energie na jednotku délky a také nedoletí. Ukázka dráhy mionu s delta elektrony v křemíku je na obrázku 3. Ke sledování energetických primárních částic kosmického záření slouží např. observatoř Pierra Augera v Argentině.



Obrázek 3: Nasimulovaná dráha mionu (ta rovná čára) s počáteční kinetickou energií 4 GeV v křemíku. Mion s takovou energií je minimálně ionizující částice a proletěl skrz, nezastavil se v křemíku. Mion také vytvořil tři delta elektrony (tři klikaté křivky odpojující se z dráhy mionu).

Spontánní štěpení se objevuje jen u nejtěžších prvků (aktinoidy a těžší) a ještě ne u všech jejich izotopů. Na rozdíl od alfa rozpadu zmíněného výše, při spontánním štěpení se těžké jádro rozpadne na dvě srovnatelně hmotná menší jádra, a při tom se uvolní energie v řádu 10^2 MeV

a vylétí i několik rychlých neutronů. Ale spontánní štěpení nebývá většinou hlavním způsobem rozpadu radioaktivních izotopů. Například izotop $^{235}_{92}\text{U}$ používaný v jaderných elektrárnách i v jaderných zbraních se dominantně rozpadá alfa rozpadem a spontánní štěpení tvoří pouze $7 \cdot 10^{-9} \%$ všech rozpadů. Izotop $^{235}_{92}\text{U}$ má ale vysokou šanci jaderné štěpné reakce, pokud je jádro zasaženo pomalým neutronem (kinetická energie $< 1 \text{ eV}$). To znamená, že neutrony uvolněné ze spontánního jaderného štěpení mají po zpomalení šanci indukovat štěpení dalších jader a vytvořit tak řízenou (jaderná elektrárna) nebo neřízenou (jaderná bomba) štěpnou reakci.

Betheho-Blochova rovnice popisuje ionizační a excitační ztráty nabitých částic těžších než elektrony (pro elektrony rovnice musí být rovnice upravená kvůli nízké váze elektronu). Průměrná ztráta energie na jednotku délky a na jednotku hustoty je

$$-\frac{1}{\rho} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta)}{2} - \frac{C(\beta)}{Z} \right),$$

kde ρ je hustota materiálu, kterým částice prolétá, $K = 0,3071 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ je konstanta, z je náboj ionizující částice (v jednotkách elementárních nábojů e), Z a A jsou protonové a nukleonové číslo materiálu, c je rychlost světla, $\beta = v/c$ je beta faktor částice,² která se pohybuje rychlostí v , $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ je gama faktor částice, m_e je hmotnost elektronu, I je průměrná excitační energie aproximovaná vztahem $I \approx 16Z^{0,9} \text{ eV}$, $\delta(\beta)$ je korekční faktor pro vysoké energie a $C(\beta)$ je korekční faktor pro nízké energie. Betheho-Blochova rovnice má minimum přibližně pro $\beta\gamma \approx 4$. Takové částice mají nejnižší ztrátu energie na jednotku délky a říká se jim minimálně ionizující částice (MIP). Ztráta energie bývá okolo $2 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$. Například miony z kosmického záření bývají blízko režimu MIP, což přispívá k tomu, že dokáží doletět až k zemskému povrchu a nezastaví se ve vyšších výškách.

Ještě jednou ale zopakujeme, že Betheho-Blochova rovnice popisuje pouze ionizační a excitační ztráty energie. Nepopisuje radiační ztráty energie, ke kterým dochází při velmi vysokých energiích částic.

Elektricky neutrální částice

Rentgenové a gama fotony jsou nejpoužívanějším druhem ionizujícího záření s mnoha aplikacemi. Určitě vás napadne rentgenové snímkování kostí u lékaře, ale stejný princip se využívá i u rentgenových skenerů na letišti nebo v průmyslu. Rentgenová difrakce nám umožňuje zkoumat krystalickou strukturu látek. I v medicíně se vysokoenergetické fotony používají ve více aplikacích, například Leksellův gama nůž pro léčbu nádorů, výpočetní tomografie, pozitronová emisní tomografie atd.

Vysokoenergetické fotony mohou vznikat mnoha způsoby – přeskoky elektronů mezi hladinami v elektronovém obalu vyzařují rentgenové fotony, deexcitace jádra z vyššího energetického stavu do nižšího vyzařuje gama fotony, nabitě částice pod zrychlením vyzařují (brzdné záření, cyklotronové záření, synchrotronové záření).

Fotony, ač elektricky neutrální, jsou nositeli elektromagnetické interakce, a tak interagují s elektricky nabitými částicemi (převážně s elektrony, interakce s atomovými jádry nejsou tak časté). Nejméně energetické fotony interagují fotoelektrickým jevem, kdy předají veškerou svou energii elektronu a vyrazí ho z elektronového obalu. Při vyšších energiích dominuje

²Beta faktor je vlastně trik jak mít bezrozměrnou rychlost

Comptonův jev, kdy foton předá elektronu jen část své energie a odletí jiným směrem s nižší energií. Fotony s nejvyšší energií pak vytvářejí elektron-pozitronové páry.³

Na odstínění rentgenových a gama fotonů jsou vhodné materiály s vysokým počtem elektronů na jednotku objemu, proto jsou nejúčinnější těžké prvky (např. olovo). Intenzita svazku fotonů (tzn. fotonů, které ještě neprošly interakcí) při průletu materiálem klesá exponenciálně

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x},$$

kde I_0 je původní intenzita svazku, x je hloubka v materiálu, a μ je lineární absorpční koeficient závislý na materiálu.

Neutrony na rozdíl od elektronů neinteragují elektromagneticky, ale pouze silnou jadernou interakcí s atomovými jádry. Všechny neutrony (například při spontánním štěpení) jsou vytvořeny jako rychlé neutrony s kinetickou energií v řádu megaelektronvoltů. Rychlé neutrony se sráží s atomovými jádry pružně i nepružně a tím ztrácejí energii. Pružná srážka s lehkým jádrem (např. vodík) může předat dostatečnou energii, aby se urychlené jádro samo stalo ionizující částicí. Nepružná srážka může „vykopnout“ jádro do excitovaného stavu, ze kterého posléze uvolní energii vyzářením gama fotonu. Po zpomalení neutronů na energii tepelného pohybu přetrvávají elastické srážky, ale neutron také může splynout s některým jádrem a indukovat radioaktivní rozpad (vyzářením gama fotonu, alfa rozpad, štěpná reakce, ...).

Neutrony se špatně odstiňují i špatně detekují. Rychlé neutrony ztrácejí nejúčinněji energii při interakcích s lehkými jádry, proto se na jejich zpomalení a zastavení hodí materiály s vysokým množstvím vodíku (např. plasty nebo voda). K detekci neutronů je nutné použít izotopy (např. ^3He , ^6Li , ^{10}B), které mají velký účinný průřez pro reakci s neutrony a při reakci vyzářují nabitě částice, jež se následně snadno detekují. Rychlé neutrony je možné detekovat pomocí vyzařených jader vodíku (protonů).

Neutrína nejsou technicky vzato ionizující záření, neboť interagují pouze slabou jadernou interakcí, jež má malou účinnost. Neutrína tudíž vůbec nejsou pro živé organismy nebezpečná a pouze prolétají skrz. Nicméně neutrína se detekují nepřímou pomocí elektronů. K detekci neutrin je potřeba velký objem průhledného materiálu (voda, led, tekutý argon, ...). Neutrino může předat část své energie elektronu. Pokud se elektron pohybuje rychleji, než je rychlost světla v daném materiálu, vyzářuje Čerenkovovo záření. To je pak možné detekovat citlivými fotonásobiči a zrekonstruovat dráhu elektronu. V neutrinových experimentech bývá největší výzvou odstranění pozadí z jiných zdrojů (sekundární částice kosmického záření, beta radioaktivní izotopy, ...), neboť interakce neutrin jsou vzácné.

Detektory ionizujícího záření

Většina detektorů využívá pro detekci ionizujícího záření právě jeho ionizační schopnosti. Když nabitá ionizující částice vletne do materiálu, vytvoří v průměru množství volných nosičů náboje N , které je přímo úměrné absorbované energii E_{abs}

$$N = \frac{E_{\text{abs}}}{\varepsilon}, \quad (1)$$

³K vytvoření elektron-pozitronového páru může dojít jen v přítomnosti hmoty. Můžete si napsat zákony zachování hybnosti a energie a ověřit si, že foton sám o sobě se nemůže rozpadnout na dvě částice tak, aby oba zákony zůstaly zachovány. Při vytvoření elektron-pozitronového páru musí být přítomna další nabitá částice (elektron nebo atomové jádro), která odnese část hybnosti a energie.

kde ε je průměrné množství energie potřebné na vytvoření jednoho nosiče náboje. Pod pojmem „nosič náboje“ zde ale ve skutečnosti rozumíme 1 pár záporného a kladného náboje (např. elektron a iont), které vždy vznikají společně. Rovnice (1) udává jen průměrné množství nosičů náboje, které je náhodnou veličinou. Mohlo by vás napadnout, že počet vytvořených nosičů náboje N bude podléhat Poissonovu rozdělení, a bude tedy mít nejistotu (směrodatnou odchylku)

$$\Delta N = \sqrt{N}, \quad \implies \quad \Delta E_{\text{abs}} = \varepsilon \sqrt{N}.$$

Ukazuje se ale, že vytváření nosičů náboje nejsou navzájem nezávislé události, a tak ve skutečnosti je nejistota nižší

$$\Delta N = \sqrt{FN}, \quad \implies \quad \Delta E_{\text{abs}} = \varepsilon \sqrt{FN} \quad (2)$$

kde F je experimentálně zjištěný Fanův faktor pro daný materiál. Pro polovodiče bývá Fanův faktor nízký, okolo 0,1, ale například pro scintilátory bývá okolo 1. Relativní energetické rozlišení detektoru je dané poměrem směrodatné odchylky a počtu nosičů náboje

$$R = \frac{\Delta E_{\text{abs}}}{E_{\text{abs}}} = \frac{\Delta N}{N}.$$

V reálných detektorech ale k nejistotě energie kromě statistické nejistoty přispívají i další zdroje šumu, jako šum ve vyčítací elektronice, nedokonalosti v detektoru atd. Obecný model nejistoty energie je

$$\Delta E = \sqrt{A + BE + CE^2}, \quad (3)$$

kde A, B, C jsou konstanty pro daný detektor. První člen $\sqrt{A}$ souvisí se šumem nezávislým na energii částice (např. tepelný šum ve vyčítací elektronice), druhý člen $\sqrt{BE}$ souvisí s Fanovým šumem (rovnice (2)) a třetí člen $\sqrt{CE^2}$ souvisí s nedokonalostmi v detektoru, které způsobují stejnou relativní nejistotu nezávisle na energii částice.

Plynové detektory

Plynové detektory používají jako detekční médium (nepřekvapivě) plyn. Existuje mnoho typů plynových detektorů s různými detekčními principy, s různými tvary i s různými plyny. Každý plynový detektor musí být pod stejnosměrným elektrickým napětím. Prolétající ionizující částice vytvoří v plynu volné elektrony a ionty, které jsou okamžitě od sebe odtaheny elektrickým polem, než stihne dojít k rekombinaci. Elektrony jsou přitaheny k anodě, která zaznamená signál příchozích elektronů. Vyčítacích anod může být v detektoru více, čímž je možné získat více informací o trase částice. Plynové detektory můžou mít velký detekční objem.

Nejllepší je používat jako náplně nereaktivní plyny, jejichž ionty nezpůsobí korozi vnitřku detektoru, takže používat kyslík jako detekční plyn by byl špatný nápad. Často se používají vzácné plyny. Průměrné ionizační energie některých vzácných plynů jsou uvedeny v tabulce 1.

Nízkou intenzitu elektrického pole používají takzvané ionizační komory. Pole musí být dostatečně silné, aby elektrony nestihly zrekombinovat, ale ne až tak silné, aby urychlené elektrony mohly způsobit další ionizaci. V tomto režimu nezáleží na přiloženém napětí. Množství elektronů, které dodriftují k anodě, se s napětím nezmění a je přímo úměrné absorbované energii podle vztahu (1). Ionizační komora může buď kontinuálně zaznamenávat proud generovaných elektronů, a tak měřit celkovou hladinu ionizačního záření, nebo může pracovat v pulzním režimu a zaznamenávat pokles napětí mezi elektrodami s každou částicí.

Tabulka 1: Průměrné ionizační energie potřebné k vytvoření elektronu a iontu u některých plynů používaných v plynových částicových detektorech.

Plyn	Prům. ionizační energie ε (eV)	Fanův faktor
He	45	0,21
Ne	30	0,13
Ar	26	0,16
Xe	22	0,17

Když zesílíme elektrické pole, elektrony mezi srážkami s atomy plynu získají dostatečnou rychlost, aby je mohly ionizovat. Nově vzniklé elektrony taktéž dále ionizují a vzniká elektronová lavina. Množství elektronů v lavině roste exponenciálně

$$n(x) = n_0 e^{\alpha x},$$

kde α je Townsendův koeficient a x je vzdálenost od začátku laviny. Aby byl ale detektor užitečný, k zesílení musí dojít až na poslední chvíli před anodou. Ve většině objemu detektoru je elektrické pole slabé a multiplikace nenastává, ale v blízkosti anody je pole zesílené (např. zesílení pole způsobené geometrií siločar okolo tenkého drátku, viz obrázek 4) a teprve tam vznikne lavina. K anodě tak doputuje množství elektronů N' zesílené multiplikačním faktorem A

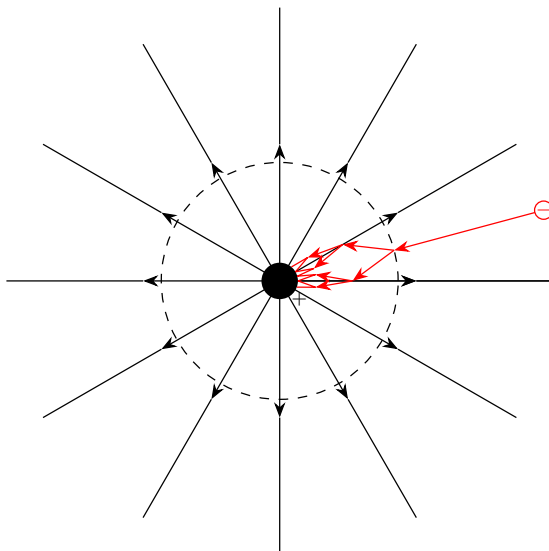
$$N' = NA = \frac{E_{\text{abs}}}{\varepsilon} A.$$

S tímto uspořádáním nezáleží na tom, kudy v objemu detektoru částice proletěla, protože k multiplikaci dojde vždy ve stejné vzdálenosti od anody. Tyto plynové detektory se nazývají proporcionální čítače a jsou stejně jako ionizační komory schopné změřit absorbovanou energii. Pokud vyčítací elektronika na anodách dokáže přesně změřit i čas příchodu signálu, z relativního zpoždění na jednotlivých anodách lze dopočítat tvar trajektorie částice. Takovému detektoru se říká časově projekční komora (TPC; time projection chamber).

V proporcionálních čítačích ale při lavinovém výboji dochází i k excitaci a následné deexcitaci atomů a tím k vyzařování fluorescenčních fotonů. Tyto fotony můžou způsobit ionizaci jinde v detektoru vedoucí k falešné lavině. Proto se v detektorech používá směs plynů, kde 90–95 % tvoří hlavní ionizační plyn s nízkou ionizační energií, a 5–10 % plynu je zhášecí plyn, jenž pohlcuje fluorescenční fotony.

Při velmi vysokém napětí zmizí vztah mezi absorbovanou energií a silou signálu. Fluorescenční fotony způsobí elektronové laviny v celém objemu detektoru a vznikne výboj nezávisle na původní energii částice. Takto fungují Geiger-Müllerovy trubice.

Plynové detektory mají nízkou cenu na jednotku detekčního objemu, takže se hodí na aplikace, kde je potřeba pokrýt velké plochy a velké objemy. Plyny ale mají nízkou hustotu, proto se vůbec nehodí k detekci vysokoenergetických gama fotonů a s výjimkou speciálních aplikací se nehodí ani k měření jiných neutrálních částic (ale např. ^3He plynové detektory se používají k detekci neutronů, neboť izotop ^3He má vysoký účinný průřez pro interakce s neutrony a za normálních podmínek jde o plyn).



Obrázek 4: Multiplikace elektronů v silnějším elektrickém poli v blízkosti anody ve tvaru tenkého drátku. Multiplikace začne vždy ve stejné vzdálenosti.

Polovodičové detektory

Jádrem polovodičových detektorů je PN přechod. Na rozhraní polovodičů typu p (majoritní nosiče náboje jsou kladné díry) a n (majoritní nosiče náboje jsou záporné elektrony) dojde k difuzi děr z p do n a k difuzi elektronů z n do p . Nosiče náboje spolu zrekombinují, a tak na PN přechodu vznikne oblast bez volných nosičů náboje (vyprázdněná oblast). Přiložením elektrického napětí v závěrném směru vyprázdněnou oblast ještě rozšíříme.

Pokud vyprázdněnou oblastí proletí ionizující částice, vytvoří elektrony a díry. Elektrickým napětím se od sebe nosiče náboje separují, takže nedojde k rekombinaci. Polovodičové detektory mají oproti plynovým detektorům řádově $10\times$ nižší ionizační energii, a proto přesněji měří energii částic. Ionizační energie a Fanovy faktory pro některé polovodiče jsou uvedeny v tabulce 2. Také je možné dosáhnout vysokého polohového rozlišení, neboť jednotlivé PN přechody je možné vyrobit malé a nasázet je hustě vedle sebe, čímž vzniknou pixely (velikost pixelů od $\sim 10\mu\text{m}$ výše). Polovodičové detektory jsou ale drahé, takže se hodí do aplikací, kde je přesnost měření trajektorie nebo energie klíčová a cena je vedlejší.

Tvar plochy PN přechodu je možné zvolit libovolně, takže polovodičové detektory nemusí být jen pixelové, ale existují i stripové detektory nebo i diody jen s jedním PN přechodem, které obecně dosahují nejvyšší přesnosti v měření energie. Kromě nejistoty způsobené Fanovým šumem (rovnice (2)) totiž k nejistotě energie (nejen) v polovodičových detektorech přispívá i šum vyčítací elektroniky. Proto nejlepšího energetického rozlišení dosáhneme, pokud je všechny generovaný náboj soustředěn na jeden PN přechod, a tudíž pouze na jeden vyčítací obvod. To samozřejmě vyžaduje větší pixely, nebo diodu s jedním PN přechodem, takže lepší energetické rozlišení bývá vykoupeno horším polohovým rozlišením.

Tabulka 2: Průměrné ionizační energie potřebné k vytvoření elektron-děrového páru v některých polovodičích.

Polovodič	Prům. ionizační energie ε (eV)	Fanův faktor
Si	3,64	0,115
Ge	2,97	0,112
CdTe	4,43	0,24
Cd _{0,8} Zn _{0,2} Te (CZT)	4,6	0,14
diamant	13,1	0,382

Scintilátory

Scintilátory využívají ionizaci jen nepřímo skrze scintilační fotony. Když se ve scintilátoru objeví nabitá ionizující částice, začne ionizovat a excitovat atomy a molekuly. Rekombinace a deexcitace pak vytváří fotony ultrafialového nebo viditelného světla, které jsou detekovány detektory citlivými i na jednotlivé fotony – fotonásobiči nebo křemíkovými fotonásobiči.

Z předešlého popisu je zřejmé, jaké jsou základní požadavky na scintilátor. Materiál musí být průhledný pro vyzařované fotony a celá sestava musí být ve tmě, aby vnější fotony nepřehltily fotonásobič(e). Odezva scintilátoru je charakterizována výtěžkem, čili kolik fotonů vznikne na jednotku absorbované energie, a také dobou života scintilace τ , neboť intenzita světla $I(t)$ po excitaci pohasíná exponenciálně

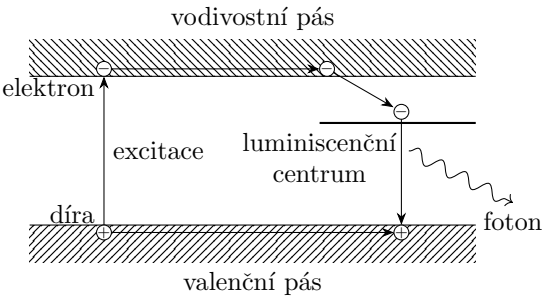
$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau}.$$

Některé scintilátory mají dvě paralelní cesty rekombinace s různými dobami života.

Zde si musíme rozdělit scintilátory na dvě hlavní rodiny – krystalické anorganické a organické. V krystalických anorganických detektorech dojde k vytvoření záporného volného elektronu ve vodivostním pásu a kladné díry ve valenčním pásu (viz obrázek 5)⁴. Elektron volně putuje krystalickou mřížkou. Aby scintilátor fungoval dobře, musí většinou obsahovat příměs nebo jiné defekty v krystalové mřížce – luminiscenční centra. Luminiscenční centrum má energetickou hladinu v zakázaném pásu energií, mezi vodivostním a valenčním pásem. Elektron ztratí část své energie ve formě tepla a spadne do luminiscenčního centra. Poté zrekombinuje s dírou a přitom vyzaří foton světla. Jelikož vyzařený foton má nižší energii, než je šířka zakázaného pásu, nemůže být pohlcen a vytvořit další elektron-děrový pár a šíří se scintilátorem na dlouhou vzdálenost. Například v jodidu sodném NaI se používá příměs thallia ve scintilátoru NaI(Tl). Scintilátor Bi₄Ge₃O₁₂ (zvaný BGO) nepotřebuje příměs, protože rekombinace a luminiscence probíhá na atomech bismutu. Světelný výtěžek anorganických scintilátorů se pohybuje typicky v řádu 10⁴ fotonů/MeV a střední doba života bývá od desítek nanosekund po desítky mikrosekund. Parametry vybraných anorganických scintilátorů jsou uvedeny v tabulce 3.

Organické scintilátory bývají nejčastěji molekuly, které ve své struktuře obsahují benzenové jádro. Scintilace zde probíhá excitací a deexcitací elektronů v molekule, takže doba života

⁴Valenční a vodivostní pás jsou pojmy z fyziky pevných látek. Valenční pás zahrnuje energetické stavy elektronů, kdy je elektron stále ještě vázán ke svému atomu či molekule. Vodivostní pás obsahuje vyšší energetické stavy, kdy elektron není vázán ke konkrétnímu atomu či molekule a může se volně pohybovat krystalickou mřížkou a také reagovat na vnější elektrické pole. V nevodících a polovodičích jsou valenční a vodivostní pásy energetických hladin odděleny zakázaným pásem energií, kde se žádná dostupná energetická hladina pro elektrony nevyskytuje. Když elektron přeskóčí z valenčního pásu do vodivostního, zbude po něm ve valenčním pásu díra. Do díry může skočit jiný elektron z valenčního pásu, čímž se díra posune. Díry ve valenčním pásu se de facto chovají jako nosiče kladného náboje.



Obrázek 5: Schéma pásové struktury ve scintilátoru. **(Vlevo)** Částice ionizujícího záření vytvoří kladnou díru ve valenčním pásu a volný elektron ve vodivostním pásu. Oba se mohou pohybovat krystalickou mřížkou. **(Vpravo)** Elektron spadá do luminiscenčního centra s nižší energií. Z luminiscenčního centra elektron skočí zpět do vodivostního pásu, zrekombinuje s dírou a při tom vyzáří scintilační foton.

Tabulka 3: Světelné výtěžky ve vybraných anorganických scintilátorech.

Scintilátor	Výtěžek (fotony/MeV)	τ (ns)
NaI(Tl)	37700	230
CsI(Na)	38500	630
LYSO(Ce)	32000	40
BGO	8200	300
LaBr ₃ (Ce)	63000	16

scintilace je kratší a scintilátor má rychlejší odezvu i v řádu jednotek nanosekund. Scintilační fotony ale bývají z ultrafialového spektra, a ty v materiálu nedoletí daleko. Proto čisté organické scintilátory nemůžou být velké a používají se jen zřídka. Rozšířené využití má třída organických scintilátorů zvaná plastové scintilátory. Jejich základem je plast (nejčastěji polyvinyltoluen, polystyren nebo polymethylmethakrylát), který sám nescintiluje nebo scintiluje jen minimálně. V něm je rozpuštěn organický scintilátor. Do materiálu je taktéž přidána fluorescenční příměs (jiné organické molekuly), která ultrafialové fotony pohltí a vyzáří zpět s delší vlnovou délkou. Optické fotony se můžou plastem šířit na podstatně vyšší vzdálenost než ultrafialové. Oproti anorganickým scintilátorům mívají plastové scintilátory nižší světelný výtěžek, v řádu 10^3 fotonů/MeV.

Plastové scintilátory se dají vyrobit v jakémkoliv tvaru a jejich výroba je levná. Hodí se do aplikací, kde je potřeba pokrýt velké plochy či velké objemy a přesnost měření energie není důležitá. Jsou nezastupitelné tam, kde je klíčová rychlá odezva na přilet částice, například jako trigger spouštějící další detektory. Taktéž jsou jakožto plasty se spoustou vodíku vhodné k detekci rychlých neutronů. Inorganické scintilátory mají vysokou hustotu a vyšší přesnost měření energie. Používají se například pro měření spekter gama fotonů nebo v PET zobrazování v medicíně.

Dalším typem scintilátorů využívaným jen ve specifických aplikacích jsou scintilátory ze

zkapalněných vzácných plynů. Tekutý argon (LAr) nebo xenon (LXe) vyzařují scintilační fotony, ale detektor taktéž může fungovat i jako časově projekční komora, pokud je kapalina pod napětím. Elektrony, které nezrekombinovaly a nevytvořily scintilační fotony, oddriftují v elektrickém poli směrem k anodám, kde můžeme změřit čas příchodu elektronů na jednotlivých anodách. Udržování zkapalněného vzácného plynu je technicky náročné, a proto se tyto scintilátory využívají jen ve vědeckých aplikacích, například LAr scintilátor je součástí kalorimetru v detektoru ATLAS⁵ a LXe scintilátor se používá k hledání hypotetických částic temné hmoty WIMP⁶.

Kalorimetry a magnetické spektrometry

Kalorimetry a magnetické spektrometry jsou soustavy detektorů. Kalorimetr změří energii částice tak, že ji nechá odevzdat celou svou energii v detektoru. Proto se v kalorimetru musejí použít detektory s vysokou hustotou, aby částice ztratila veškerou svou energii na rozumně krátké vzdálenosti. Například detektor LND⁷ na palubě lunárního landeru Čchang-e 4 sestává z křemíkových detektorů v 10 vrstvách a funguje jako kalorimetr pro protony a těžká jádra do energie < 30 MeV/nukleon. Energetičtější ionty proletí skrz. Elektron-pozitronový teleskop LAT⁸ měří γ fotony s energiemi 0,02–300 GeV na palubě družice Fermi má jako svou poslední část kalorimetr ze scintilátoru CsI(Tl), kde se změří energie elektronu a pozitronu z elektron-pozitronového páru.

Sendvičový kalorimetr střídá pasivní desky z těžkého kovu (wolfram, olovo, atp.) s vrstvami detektorů, díky čemuž může být kalorimetr kratší. Je to ale vykoupeno horším rozlišením energie. Například hadronový kalorimetr v ATLASu je vyroben z vrstev oceli a plastových scintilátorů.

Přesnost měření energie v kalorimetru závisí na počtu vygenerovaných nosičů náboje N , který se řídí Fanovým šumem (rovnice (2)). Jestliže zanedbáme členy s A a C v rovnici (3), pak nejistota energie z kalorimetru je přímo úměrná

$$\Delta E \propto \sqrt{N} \propto \sqrt{E},$$

takže relativní rozlišení kalorimetru $\Delta E/E$ roste s energií.

Magnetické spektrometry měří hybnost nabitých částic pomocí zakřivení jejich trajektorie v magnetickém poli. Připomeňme si, že částice s elektrickým nábojem q a hybností p se v homogenním magnetickém poli s indukcí B pohybuje po oblouku kružnice s poloměrem

$$r = \frac{p}{qB}.$$

Přesněji tedy magnetický spektrometr změří poměr hybnosti a náboje p/q , takže velikost náboje se musí určit jinou metodou, abychom mohli dopočítat hybnost. Znaménko náboje se dá určit ze zakřivení dráhy, neboť záporné náboje se zakřívují na opačnou stranu než kladné náboje.

Zásadním požadavkem pro detektory v magnetickém spektrometru je vysoké polohové rozlišení, aby co nejlépe změřil trajektorii částice v magnetickém poli. Čím vyšší hybnost částice,

⁵<https://atlas.cern/Discover/Detector/Calorimeter>

⁶<https://xenonexperiment.org/time-projection-chamber/>

⁷<https://link.springer.com/article/10.1007/s11214-020-00725-3>

⁸<https://fermi.gsfc.nasa.gov/science/instruments/lat.html>

tím vyšší je poloměr zakřivení. Při příliš vysoké hybnosti se dráha částice nebude lišit od přímky. Rozlišení spektrometru tudíž klesá s rostoucí hybností částice. Relativní nejistota hybnosti je přímo úměrná hybnosti

$$\frac{\Delta p}{p} \propto p.$$

Čerenkovovské detektory

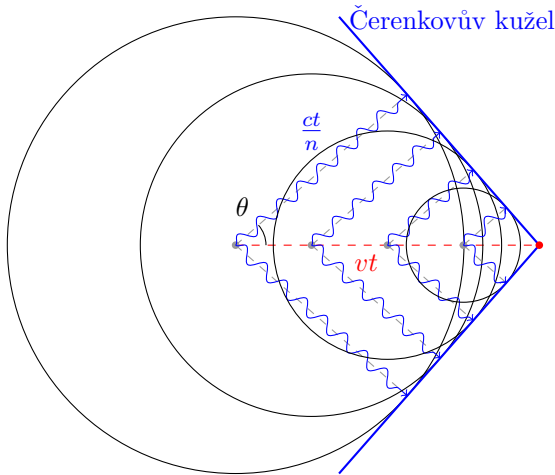
Dosud jsme se bavili o detektorech, které přímo či nepřímo využívaly ionizaci materiálu. Čerenkovovské detektory naproti tomu detekují Čerenkovovo záření. To je obdoba sonického třesku ve vzduchu, který vzniká při pohybu nadzvukovou rychlostí. Čerenkovovo záření vzniká, když se elektricky nabitá částice pohybuje prostředím rychleji, než je rychlost světla v daném médiu

$$v_{\text{částice}} > v_{\text{světlo}} = \frac{c}{n},$$

kde c je rychlost světla ve vakuu a n je index lomu prostředí. Světlo se šíří pod úhlem θ (viz obrázek 6) od směru letu částice

$$\cos \theta = \frac{c}{nv_{\text{částice}}}.$$

Cílem Čerenkovových detektorů nebývá jen zachytit Čerenkovovy fotony, ale ideálně také zrekonstruovat úhel θ , a tak určit rychlost částice. To dělají například detektory typu RICH (ring-imaging Cherenkov detector).



Obrázek 6: Nabitá částice (červená) při nadsvětelné rychlosti (tzn. vyšší rychlost než je rychlost světla v daném prostředí) vyzařuje fotony pod úhlem θ . Tyto fotony vytvoří dohromady kužel Čerenkovova záření.

Energie Čerenkovových fotonů emitovaných částicí na jednotku délky trajektorie dx a na jednotku vlnové délky fotonů $d\lambda$ je

$$\frac{d^2 E}{dx d\lambda} \propto \frac{q^2}{\lambda^3} \sin^2 \theta,$$

kde q je náboj částice. Vidíme, že více energie se uvolní na kratších vlnových délkách, čímž se vysvětluje, proč je Čerenkovovo záření modré. Zároveň ale nehrozí, že by výkon byl nekonečný s $\lambda \rightarrow 0$, protože na krátkých vlnových délkách se index lomu $n(\lambda)$ blíží k 1, takže Čerenkovovo záření s krátkou vlnovou délkou nevznikne. Ztráty energie Čerenkovovým zářením bývají zanedbatelné oproti ionizačním ztrátám energie. Taktéž si můžeme všimnout, že intenzita Čerenkovova záření závisí na rychlosti částice (skrz úhel θ) a že maximální hodnota je omezená ($\sin^2 \theta_{\max} = 1 - 1/n^2$).

Abychom mohli pozorovat Čerenkovovo záření, částice musí prolétat průhledným prostředím (voda, vzduch, atp.). Kvůli nízké intenzitě se Čerenkovovo záření musí detekovat fotonásobiči, detektory citlivými i na jednotlivé fotony.

Detektory přechodového záření

Přechodové záření vzniká, když nabitá částice přechází mezi dvěma prostředím s rozdílnou elektrickou permitivitou. Na rozdíl od Čerenkovova záření přechodové záření vzniká nezávisle na rychlosti částice. Maximální energie fotonů přechodového záření je přímo úměrná gama faktoru prolétající částice

$$E_{\max} \propto \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{\text{částice}}^2}}$$

a celková energie všech fotonů dohromady je přímo úměrná součinu druhé mocniny náboje a gama faktoru

$$E_{\text{celk}} \propto q^2 \gamma.$$

Detektory přechodového záření mají význam pro charakterizování extrémně energetických částic ($\gamma \gg 1$), protože z vlastností přechodového záření můžeme dopočítat γ faktor částice. V těchto extrémních případech fotony přechodového záření mívají vysokou energii (extrémní ultrafialové až rentgenové, např. částice s $\gamma = 1000$ bude generovat fotony s energií 2–20 keV).

Podobně jako u Čerenkovova záření, i ztráta energie přechodovým zářením bývá miniaturní v porovnání s kinetickou energií částice. Proto se detektory přechodového záření konstruují s velkým množstvím tenkých fólií z lehkého materiálu, aby částice prošla mnoha rozhraními, ale zároveň aby tenké fólie nezastavily příliš mnoho fotonů přechodového záření.

Detektor přechodového záření najdeme například jako součást experimentu AMS-02⁹ na palubě Mezinárodní vesmírné stanice, který má za cíl měřit spektrum nabitých částic přilétajících z vesmíru a hledat antičástice. Ve spolupráci s dalšími součástmi AMS-02 (RICH detektor, magnetický spektrometr, a další), dokážeme určit hodně informací o prolétající částici.

Pasivní detektory

Pasivní detektory jsou takové, které neposkytují signál v reálném čase, ale akumulují poškození ionizujícími částicemi klidně i po dlouhou dobu. Akumulovaný signál se pak vyhodnotí jako celek bez časové informace o tom, kdy která částice přišla. Takto například fungují fotografické

⁹<https://ams02.space/>

emulze v pasivních osobních dozimetrech. Ty se v Česku vyhodnocují měsíčně či čtvrtletně a ze stop v emulzi se dopočítá přijatá dávka v lidském těle za danou dobu.

Dalším typem pasivního detektoru jsou detektory jaderných stop. Energetický těžký iont poškodí krystalickou mřížku podél své trajektorie. Naproti tomu elektrony a miony mají mnohem nižší ionizační ztráty podél své trajektorie, a tak krystalickou mřížku poškozují minimálně. Když se po expozici povrch detektoru naleptá kyselinou, oblasti s poškozenou krystalickou strukturou po průletech těžkých iontů se rozpouští rychleji, a tak se zviditelní stopy částic. Detektory jaderných stop se používají například v experimentu MoEDAL¹⁰ v CERNu, kde je cílem hledat exotické stopy a objevit magnetický monopol.

Pasivní detektory mají výhodu v nízké ceně a nenáročnosti provozu, ale jejich nevýhodou je komplikovanější zpracování dat a omezené množství informací, které poskytují.

Jindřich Jelínek
jjelinek@fykos.cz

Fyzikální korespondenční seminář je organizován studenty MFF UK. Je zastřešen Oddělením propagace a mediální komunikace MFF UK a podporován Ústavem teoretické fyziky MFF UK, jeho zaměstnanci a Jednotou českých matematiků a fyziků. Realizace projektu byla podpořena Ministerstvem školství, mládeže a tělovýchovy.

Toto dílo je šířeno pod licencí Creative Commons Attribution-Share Alike 3.0 Unported.
Pro zobrazení kopie této licence navštivte <https://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/>.

¹⁰Video: <https://home.cern/science/experiments/moedal-mapp>