

# ZÁKLADY DOZIMETRIE ŽIARENIA

Dozimetria ionizujúceho žiarenia je samostatná časť aplikovanej jadrovej fyziky, v ktorej sa skúmajú vlastnosti ionizujúceho žiarenia, fyzikálne veličiny, charakterizujúce zdroje a ich pole žiarenia, jeho interakciu s látkou a aj princípy a metódy určenia týchto veličín. Dozimetria sa zaoberá aj takými fyzikálnymi veličinami, ktoré súvisia s očakávaným radiačným účinkom. Stanovenie súvislosti medzi meranou fyzikálnou veličinou a očakávaným radiačným účinkom je dôležitou vlastnosťou dozimetrických veličín. Prvotnou príčinou radiačných účinkov je pohltenie energie v ožiarenom objekte a dávka, ako miera absorbovanej energie je základnou dozimetrickou veličinou. Dôležitá úloha dozimetrie je stanovenie dávky žiarenia v rôznych prostrediach, zvlášť v tkanivách živého organizmu. Kvantitatívne určenie dávky žiarenia, pôsobiacej na živý organizmus je dôležité pre ochranu človeka pred možným radiačným poškodením. Ak sú lekári-hygienici a rádiobiológovia povinní odpovedať na otázku: aké sú najvyššie prípustné úrovne ožiarenia z hľadiska biologického rizika, potom fyzici-dozimetristi sú povinní zabezpečiť správne meranie týchto úrovní. Okruh úloh, ktoré rieši dozimetria sa stále rozširuje, bez dozimetrie nie je možné široké využitie rádionuklidov v rôznych vedných a technických odboroch. Dozimetria ionizujúceho žiarenia, aj keď patrí k aplikovaným vedám, prináša natoľko rôznorodé a neštandardné problémy, že vyžaduje stále hľadanie nových metód a prostriedkov, založených na hlbokom chápaní fyziky žiarenia a javov spojených s interakciou žiarenia s látkou. Toto všetko robí dozimetriu prítlačnou oblasťou využitia vedomostí a tvorivého prístupu.

## 1. DOZIMETRICKÉ VELIČINY A VZŤAHY MEDZI NIMI

### UČEBNÉ CIELE

Študent by mal pochopiť štatistický charakter dozimetrických veličín, osvojiť si ich klasifikáciu podľa toho, čo popisujú, pochopiť ich definíciu a fyzikálny význam. V prípade rovnováhy nabitých častíc nájsť vzťah medzi dávkou a kermou.

### KLÚČOVÉ SLOVÁ

Aktivita, emisia zdroja častíc, fluencia častíc, fluencia energie, lineárny súčiniteľ zoslabenia zväzku, lineárny súčiniteľ prenosu energie, lineárna brzdná schopnosť, lineárny prenos energie, dávka, kerma, expozícia, dávkový ekvivalent, efektívna dávka, hĺbkový a povrchový dávkový ekvivalent, radiačná rovnováha.

### 1.1. MIESTO A ÚLOHY DOZIMETRIE

Začiatky tohto odboru sú spojené s využitím röntgenového žiarenia (Röntgen 1895) a prirodzenej rádioaktivity (Bequerel 1896). Najmä v súvislosti s využitím röntgenového žiarenia ako terapeutického prostriedku bolo treba toto žiarenie dávkovať, podobne ako lieky. S tým súvisí aj názov **dozimetria**, označujúci pôvodne meranie dávok röntgenového žiarenia v medicíne. Náplň tohoto, na rozhraní storočí, vznikajúceho odboru sa s rozvojom jadrovej fyziky rozširovala. Dôležitými urýchľujúcimi činiteľmi boli:

- konštrukcia prvých urýchľovačov (Cockroft a Walton 1930)
- objav umelej rádioaktivity (F. a I. Joliot-Curie 1934)
- štiepenie jadier (O. Hahn 1939)
- jadrový reaktor (E. Fermi 1942)
- jadrová bomba (USA 1945).

Jadrové reaktory umožnili získať rádionuklidy s vysokou hmotnostnou aktivitou za nízku cenu. Začala sa éra ich aplikácii vo všetkých oblastiach ľudskej činnosti. Niekoľko príkladov:

- automatizácia (kontrola hrúbok papiera, plechov)
- kontrola materiálov (defektoskopia)
- výroba nových zlúčenín (radiačná chémia)
- diagnostika (nukleárna medicína)
- stopovacie metódy.

Všade je treba chrániť človeka pred žiarením. Podobne ako pri röntgenovej terapii je požiadavka "dávkovať žiarenie". K tomu je nutné vedieť **ionizujúce žiarenia "merať"**.

Základom dozimetrie je štúdium vlastností žiarenia a jeho interakcie s prostredím, ktorým prechádza.

Vlastná dozimetria zahŕňa všetky merania zdrojov ionizujúceho žiarenia (emisnej schopnosti, polí a účinkov na prostredie), vrátane metód merania dozimetrických veličín a usmerňovania dávok pracovníkov.

Dôležitá otázka výberu metódy merania je **voľba detektora** (dozimetra).

**Dozimetrom môže byť** akákoľvek látka, ktorá pri ožiarení ionizujúcim žiarením mení aspoň jednu svoju merateľnú vlastnosť. Dozimetrom sa stáva vtedy, keď takáto zmena fyzikálnej, či chemickej vlastnosti je úmerná absorbovanej dávke, t.j. keď je kompenzovaná jej prípadná energetická závislosť a odozva významne nezávisí na ďalších parametroch (fading, smerová závislosť.....)

Príklad: fotografická emulzia

Účinkom žiarenia vzniká latentný obraz, ktorý po vyvolaní sčernie. Toto sčernenie závisí okrem dávky aj od energie žiarenia, od času medzi expozíciou a vyvolaním (čiasťočná strata latentného obrazu - fading), od smeru dopadu žiarenia (uhlová závislosť filmu), od spôsobu vyvolania a uchovávanía latentného obrazu.

Dozimetrické metódy je možné rozdeliť podľa dvoch základných hľadísk:

- Podľa toho či z odozvy detektora možno hodnotu dávky (prípadne inej dozimetrickej veličiny) vypočítať na základe vzťahu medzi nimi, napr. pri splnení určitých požiadaviek možno určiť absorbovanú dávku v látke z prírastku jej teploty. Takéto metódy sú absolútne metódy. Príkladom je kalorimetrická metóda, založená na existencii vzťahu medzi dávkou a množstvom vznikajúceho tepla.
- V iných prípadoch, keď takýto vzťah neexistuje, sa dávka určuje porovnaním s odozvou na etalónovú dávku. Tieto metódy tvoria skupinu relatívnych metód. Príkladom môže byť určenie dávky meraním sčernenia exponovaného filmu. V tomto prípade dávku určujeme porovnaním so sčernením filmu exponovaného známou (etalónovou) dávkou. Rozdiel medzi absolútnymi a relatívnymi metódami merania dávky je jasný: kým **absolútne metódy** nepotrebujú etalón dávky, tak **relatívne metódy** bez použitia etalónu dávky nie sú schopné nič povedať o meranej dávke.
- Ak detektor dáva informáciu o okamžitej hodnote dávky (alebo inej dozimetrickej veličiny), napríklad prúd v ionizačnej komore, ide o **metódy kontinuálne**. Ak dozimeter poskytuje informáciu o hodnote dávky za určitú dobu expozície (mesiace, dni) - napríklad sčernenie filmu, takéto metódy sa nazývajú **integrálne metódy**. Tieto nachádzajú uplatnenie v osobnej dozimetrii, ale aj v dozimetrii životného prostredia, medicíne a ďalších odboroch. Využívajú sa na sledovanie expozície pracovníkov s ionizujúcim žiarením, majú medzi dozimetrickými metódami významné postavenie. Ionizačné a filmové dozimetre sa používali už v prvej polovici minulého storočia, neskôr sa v integrálnej dozimetrii využívajú najmä radiačné efekty v tuhých látkach.

Treba zdôrazniť, že úloha dozimetrie nekončí vyhodnotením údajov z dozimetra. Interpretácia získaných údajov pre živý organizmus zahŕňa ocenenie vplyvu radiácie na človeka. Cieľom je zo vstupných fyzikálnych informácií určiť biologické následky pre ožiarený organizmus, resp. tkanivo. Z nameranej dávky určiť účinok, alebo naopak: **na základe poznania tohto vzťahu plánovať (ohraničiť) dávku tak, aby jej účinok nepresiahol určitú prijateľnú úroveň.**

## 1.2 STOCHASTICKÝ CHARAKTER DOZIMETRICKÝCH VELIČÍN

V súvislosti s dozimetrickými veličinami si treba uvedomiť, že majú špecifický charakter, ktorý vyplýva z toho, že emisia aj interakcia ionizujúceho žiarenia sú **procesy diskkrétne** - nespojité. Skladajú sa z veľkého počtu dejov, v ktorých napríklad častica odovzdáva svoju energiu látkovému prostrediu. Väčšina dozimetrických veličín môže byť preto vyjadrená len v pojmoch matematickej štatistiky. **Takéto veličiny sa nazývajú stochastické alebo náhodné.** Takáto veličina môže nadobúdať viac hodnôt, pričom každú nadobúda s určitou pravdepodobnosťou. Veličinu charakterizuje rozdeľovacia funkcia (napr. početnosť emitovaných častíc pri rádioaktívnej premene).

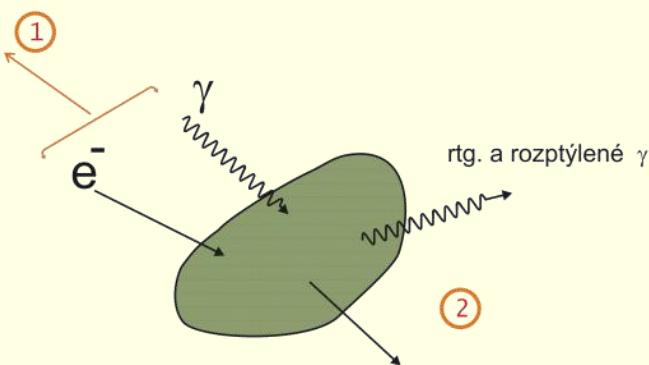
Príkladom stochastickej veličiny je aj energia odovzdaná v určitom objeme látky

$$E = \sum E_{in} + \sum E_{ex} + \sum Q,$$

kde

$\sum E_{in}$  je súčet energií (okrem pokojových) všetkých priamo i nepriamo ionizujúcich častíc, ktoré vstúpili do uvažovaného objemu látky,  
 $\sum E_{ex}$  analogický súčet energií častíc, ktoré tento objem opustili,  
 $\sum Q$  je súčet všetkých energií uvoľnených, resp. spotrebovaných v premenách jadier a častíc vo vnútri sledovaného objemu. Táto veličina vyjadruje pokles pokojovej energie systému (vtedy je kladná). Ak je záporná, znamená to vzrast pokojovej energie systému.

Príklad: objemový element látky (obklopený vákuom) je ožiarený  $e^-$  a  $\gamma$  žiarením



Obr. 1.

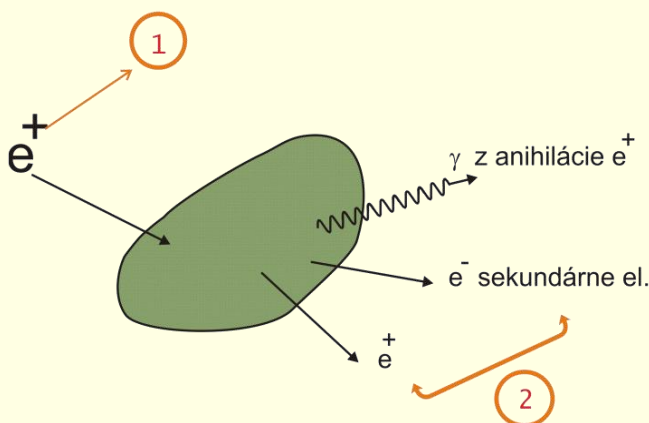
Objemový element (obklopený vákuom) ožiarený  $e^-$  a  $\gamma$  žiarením.

1 -  $\sum E_{in}$  - kinetická energia elektrónov a energia  $\gamma$  kvánt;

2 -  $\sum E_{ex}$  - energia rtg. a rozptýlených kvánt + kinetická energia  $e^-$  + odrazených  $e^-$  +  $e^+e^-$  z párového efektu (na ich vytvorenie sa spotrebuje  $2 \cdot 511$  keV).

$\sum Q$  je vzrast pokojových energií nabitých častíc ( $\sum Q$  má zápornú hodnotu).

Iný príklad: objemový element je ožiarený pozitronmi



Obr.2. Objemový element ožiarený pozitronmi.

1 -  $\sum E_{in}$  - kinetická energia  $e^+$ ;

2 -  $\sum E_{ex}$  - kinetická energia nabitých častíc + energia  $\gamma$  kvánt;

Pri anihilácii klesne pokojová energia nabitých častíc o  $\sum Q$  ( $\sum Q$  je kladné)

V interakciách jednotlivých častíc má stochastická veličina  $\epsilon$  rôznu hodnotu. Je možné vypočítať strednú hodnotu energie odovzdanej látke  $\bar{E}$  a táto veličina je už nestochastická. Vyjadruje jej najpravdepodobnejšiu hodnotu.

Ďalšou stochastickou veličinou je hmotnostná energia odovzdaná látke  $z$ , čo je pomer odovzdanej energie  $\epsilon$  a hmotnosti objemového elementu  $m$ , v ktorom bola energia odovzdaná  $z = \epsilon/m$ .

Opakovaným meraním môžeme určiť pravdepodobnosť toho, že hodnota hmotnostnej energie bude práve  $z$  (označíme ju  $f(z)$ ). Strednú hodnotu hmotnostnej energie možno určiť podľa vzťahu

$$\bar{z} = \int_0^{\infty} zf(z)dz$$

Táto veličina nemá stochastický charakter. Pomocou  $\bar{E}$  a  $\bar{z}$  by bolo možné definovať dávku ako pomer strednej energie  $d\bar{E}$  odovzdanej v hmotnom elemente  $dm$

$$D = \frac{d\bar{E}}{dm},$$

alebo tiež pomocou  $z$  ako

$$D = \lim_{m \rightarrow 0} \bar{z}$$

V oboch prípadoch veličina  $D$  je už veličina nestochastická.

## 1.3. SYSTÉM DOZIMETRICKÝCH VELIČÍN

Prvý systém dozimetrických veličín a jednotiek bol uzákonený v r. 1925, odvtedy došlo k viacerým zmenám v súlade s doporučením Medzinárodnej komisie pre rádiologické jednotky ICRU (International Commission on Radiological Units).

V súčasnej dobe je charakteristický dôsledný prechod k SI sústave. O tejto sústave je známe, že všetky jednotky sa dajú vyjadriť pomocou základných jednotiek vzťahmi, v ktorých prevodový súčiniteľ je jednotka. Takáto sústava sa nazýva koherentná. Aj napriek tomu sa možno i dnes v literatúre stretnúť s jednotkami poplatnými histórii (dnes zakázanými) ako Curie pre aktivitu, Röntgen pre expozíciu a Rad pre dávku. Tieto jednotky vytvárali sústavu, ktorá vznikla na základe požiadaviek praktického merania. Tak aktivita 1Ci odpovedala počtu rádioaktívnych premien v 1g Ra a vznikla z pôvodne používanej jednotky gramekvivalent Ra. Jednotka expozície 1R odpovedala gama žiareniu, ktoré v 1 cm<sup>3</sup> vzduchu vytvorilo náboj 1 elektrostatickej jednotky. Medzi R a Rad bol jednoduchý vzťah: v mieste kde bola expozícia 1R pre  $\gamma$  žiarenie vo vzduchu, bola dávka v tkanive 1rad. To bola jedna z výhod tejto starej sústavy (jednotky brali do úvahy veľkosť veličiny, ktorá sa obvykle meria), nebola však koherentná (1Ci=3,7·10<sup>10</sup> s<sup>-1</sup>). Nová sústava naopak je koherentná (1Bq = 1 s<sup>-1</sup>), ale nerešpektuje obvyklú veľkosť veličín.

Podľa oblastí, ktoré jednotlivé veličiny popisujú ich delíme do 5 skupín. Veličiny charakterizujúce:

- 1) zdroje ionizujúceho žiarenia
- 2) pole ionizujúceho žiarenia
- 3) interakciu žiarenia s látkou
- 4) pôsobenie ionizujúceho žiarenia na látku
- 5) veličiny používané v ochrane pred žiarením.

### 1.3.1. Veličiny charakterizujúce zdroje ionizujúceho žiarenia

- **Aktivita** – počet rádioaktívnych premien v rádioaktívnom materiále za jednotku času (nezamieňať s počtom emitovaných častíc). Jednotka: počet premien za sekundu,

tj. [s<sup>-1</sup>]. Mimosústavová jednotka: 1 Ci=3,7·10<sup>10</sup> Bq, čo odpovedá počtu premien v 1 g <sup>226</sup>Ra (Ci je zakázaná jednotka).

- **Hmotnostná aktivita** – vzťahovaná na jednotku hmotnosti, [Bq kg<sup>-1</sup>]
- **Objemová aktivita** – vzťahovaná na jednotku objemu [Bq m<sup>-3</sup>]
- **Plošná aktivita** – vzťahovaná na jednotku plochy [Bq m<sup>-2</sup>]
- Celkový tok častíc, alebo **emisia zdroja**  $\varphi_p = \frac{dN}{dt}$  je počet emitovaných častíc dN za časový interval dt. Jednotka: [s<sup>-1</sup>]

Ak je emisia anizotropná zavádza sa

- **uhlová hustota toku častíc**, definovaná vzťahom  $I_\Omega = \frac{d\Phi_p}{d\Omega}$ , ako tok častíc z bodového zdroja (t.j. emisia častíc) do priestorového uhla dΩ.

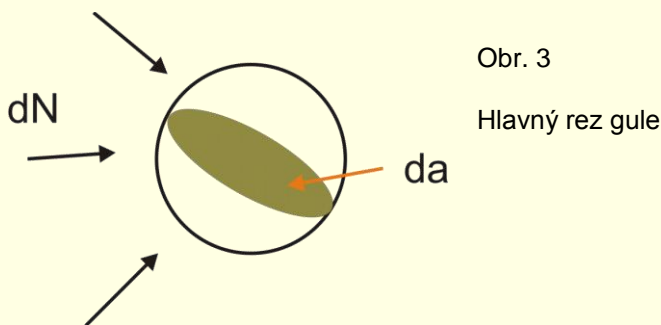
Aktivita je veličina špecifická pre rádionuklidové zdroje. Emisia zdroja je univerzálnejšia aj pre iné zdroje (urýchľovače, reaktory).

### 1.3.2. Veličiny charakterizujúce pole ionizujúceho žiarenia

Zdroj žiarenia vytvára okolo seba pole ionizujúceho žiarenia. Popisuje ho:

- Hustota prechádzajúcich častíc, alebo **fluencia častíc**  $\Phi = \frac{dN}{da}$ .

Je to celkový počet častíc dN, ktoré vstúpili do gule s infinitezimálnym objemom, delený plochou hlavného rezu tejto gule da. V tomto prípade sa uvažujú všetky častice bez ohľadu na energiu. Ak sa zaujímate len o častice určitej energie, používa sa rozdelenie fluencie podľa energie častíc.



Pozn.: pre hustotu toku častíc sa obvykle používa definičný vzťah

$$dN/dS_n,$$

kde

dN je počet častíc prechádzajúcich plochou dS<sub>n</sub> kolmou k smeru pohybu častíc.

Takáto definícia sa nedá využiť ak častice prichádzajú z rôznych smerov. Naša definícia je všeobecnejšia, pretože neobsahuje takúto závislosť od smeru. Φ nezávisí od smeru, z ktorého do gule s hlavným rezom da častica vstúpuje.

- Časová derivácia fluencie častíc je **fluenčný príkon**  $\varphi = \frac{d\Phi}{dt}$

Analogické veličiny ako pre počet častíc sa definujú pre energiu:



- Hustota prechádzajúcej energie, alebo **fluencia energie**  $\phi = \frac{dE}{da}$  je podiel súčtu energií častíc, ktoré vstúpili do gule s hlavným rezom  $da$  a plochy tohoto rezu.
- Časová derivácia fluencie energie je príkon fluencie energie.

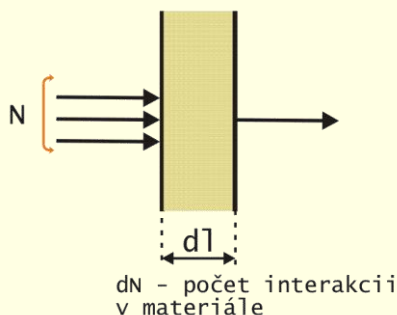
### 1.3.3. Veličiny charakterizujúce interakciu ionizujúceho žiarenia s látkou

Je veľký rozdiel medzi interakciou nenabitých častíc (nepriamo ionizujúceho žiarenia) a nabitých častíc.

Charakter interakcie nenabitých častíc je diskretný, častica stratí celú, alebo aspoň podstatnú časť svojej energie v jedinej zrážke. Nabité častice strácajú energiu hlavne coulombovskými interakciami s obalovými elektrónmi látky. Energetické straty sú veľmi malé a zrážky veľmi časté. Z makroskopického hľadiska sa zdá, akoby častica strácala svoju energiu spojito.

#### Interakčné súčinitele nepriamo ionizujúceho žiarenia

- **Lineárny súčiniteľ zoslabenia** (zväzku)  $\mu = \frac{1}{N} \frac{dN}{d\ell}$ , kde  $N$  je počet častíc dopadajúcich kolmo na vrstvu látky o hrúbke  $d\ell$  a  $dN$  je počet interakcií, ku ktorým došlo v tejto vrstve. Fyzikálne je  $\mu$  relatívna zmena počtu častíc odstránených na jednotkovej dĺžke. Rozmer  $\mu$  je  $[m^{-1}]$ .



Obr. 4.

Počet interakcií v materiále  $dN$

- **Hmotnostný súčiniteľ zoslabenia** je definovaný ako podiel  $\mu$  a hustoty látky, v ktorej dochádza k interakcii

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho N} \frac{dN}{d\ell}, \text{ kde } \rho \text{ je hustota látky. Rozmer } \mu_m \text{ je } [m^2 \text{ kg}^{-1}].$$

- **Lineárny súčiniteľ prenosu energie** charakterizuje prenos energie fotónov na elektróny v látke. Je definovaný vzťahom

$$\mu_k = \frac{1}{E} \frac{dE_k}{d\ell},$$

kde

$dE_k$  je súčet kinetických energií všetkých nabitých častíc, uvoľnených vo vrstve látky s hrúbkou  $d\ell$

$E$  je súčet energií fotónov dopadajúcich na vrstvu látky s hrúbkou  $d\ell$ .

Fyzikálne je  $\mu_k$  podiel energie fotónov odovzdanej sekundárnym nabitým časticiam na jednotkovej dráhe. Energia  $E_k$  nemusí byť vo vrstve dĺ absorbovaná.

- **Hmotnostný súčiniteľ prenosu energie** je podiel  $\mu_k$  a hustoty látky  $\rho$ , v ktorej dochádza k interakcii

$$\mu_m = \frac{\mu_k}{\rho},$$

### Interakčné súčinitele priamo ionizujúceho žiarenia

V súvislosti s predstavou už spomínanej "spojitej straty energie" v procese interakcie nabitých častíc s látkou, interakciu charakterizujú veličiny:

- Celková lineárna brzdná schopnosť

$$S = \frac{dE}{d\ell},$$

kde

$dE$  je strata energie nabitých častice pri prechode látkou po dráhe  $d\ell$ .

Predstavuje stratu energie nabitých častice na jednotke dĺžky jej dráhy, rozmer  $S$  je  $[J m^{-1}]$ .

- Celková hmotnostná brzdná schopnosť

$$S_m = \frac{1}{\rho} S = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{d\ell},$$
 je podiel  $S$  a hustoty látky  $\rho$ , v ktorej dochádza k interakcii. Rozmer

$S_m$  je  $[J m^2 kg^{-1}]$ .

- Celková lineárna brzdná schopnosť  $S$  má dve zložky (zrážkovú a žiarivú)

$$S = \left(\frac{dE}{d\ell}\right)_c + \left(\frac{dE}{d\ell}\right)_r = S_c + S_r,$$

kde

$S_c$  je lineárna zrážková brzdná schopnosť,

$S_r$  je lineárna žiarivá brzdná schopnosť, straty spôsobené brzdným žiarením.

Pre mäkké tkanivo je lineárna žiarivá brzdná schopnosť  $S_r$  malá pri nízkych energiách. Rastie so vzrastom energie a protónového čísla prostredia. Napr. pre mäkké tkanivo sú  $S_c$  a  $S_r$  rovnaké pre energiu 85 MeV, pre olovo už pre energiu 8,4 MeV.

- **Lineárny prenos energie** (obmedzená lineárna zrážková brzdná schopnosť)

Nabité častice odovzdávajú svoju energiu v diskretných aktoch, pričom dochádza k ionizácii a excitácii molekúl ožiarennej látky. Poloha týchto ionizovaných a excitovaných molekúl nie je náhodná, ale je určená dráhou primárnej častice. Biologické účinky (ako uhynutie buniek i genetické mutácie), ale aj ďalšie javy (ako emisia svetla v organických scintilátoroch - konverzná účinnosť) závisia od hustoty ionizácie, t.j. od priestorového rozloženia dielčích prenosov energie jednotlivými ionizujúcimi časticami na ožiarenú látku. Na charakterizovanie rôznych druhov žiarenia, z hľadiska hustoty ionizačných a excitačných strát, sa zavádza pojem lineárneho prenosu energie. Je definovaný len pre nabitú časticu a vzhľadom na svoju definíciu je to vlastne obmedzená lineárna zrážková brzdná schopnosť. Lineárny prenos energie je

$$L_\Delta = \left(\frac{dE}{d\ell}\right)_\Delta.$$

Je to podiel energie  $dE$  (stredná strata energie spôsobená zrážkami) na dráhe  $d\ell$ , pri ktorých dochádza k prenosu energie menšej ako daná obmedzujúca hodnota  $\Delta$ .

Oproti celkovej brzdnosti sú tu dve obmedzenia. Lineárny prenos energie:

- započítava len straty v zrážkach (nie aj žiarivé),
- započítava len tie straty, ktoré sú menšie ako  $\Delta$  v jednej zrážke.

To ohraničuje energiu sekundárnych elektrónov, ktoré vznikajú ionizáciou molekúl (napr.  $L_{100}$  znamená, že sa započítavajú len energetické straty z tých zrážok, kde energia odovzdaná elektrónom nepresahuje 100 eV. Ak je  $\Delta$  pod hranicou energie, keď elektrón môže sám ionizovať ( $\delta$  - elektróny) energia častice sa odovzdá v blízkosti jej stopy. Veľká hodnota  $L_{\Delta}$  potom znamená vysokú hustotu ionizovaných molekúl. Biologický účinok rôznych druhov žiarenia závisí práve od tejto hustoty a teda od hodnoty  $L_{\Delta}$ .

Je jasné, že  $L_{\infty}=L=S_c$  tj. celková lineárna zrážková brzdná schopnosť. Nakoniec treba poznamenať, že  $L_{\Delta}$  je definované pre nabitú časticu. Používa sa aj pre charakterizovanie biologických účinkov nepriamo ionizujúceho žiarenia, pričom sa myslí  $L_{\Delta}$  sekundárnych častíc, ktoré vznikajú pri interakcii tohto žiarenia s látkovým prostredím.

### 1.3.4. Veličiny charakterizujúce pôsobenie žiarenia na látku

- **Dávka** je definovaná vzťahom

$$D = \frac{d\bar{E}}{dm}, \text{ kde } d\bar{E} \text{ je stredná energia odovzdaná v elemente hmotnosti } dm.$$

Jednotka sa nazýva Gray, a platí  $[Gy] = [J kg^{-1}]$ . Stará (zakázaná) jednotka  $rad = 10^{-2} Gy$ .

- **Dávkový príkon** (dávková rýchlosť)

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt}, \text{ je časový prírastok dávky, jednotka } [Gy s^{-1}].$$

Dávka charakterizuje absorpciu energie v látke (v danom elemente), nehovorí však o bezprostredných prejavoch interakcie primárneho žiarenia s látkou. Ak sa jedná o nepriamo ionizujúce žiarenie, toto môže interagovať v inom mieste ako potom sekundárne nabitú časticu ionizujú prostredie, t.j. odovzdávajú energiu a prispievajú k dávke.

Definuje sa ďalšia veličina, ktorá charakterizuje nepriamo ionizujúce žiarenie z hľadiska energetických strát primárnych častíc. Táto veličina je kerma. Jej názov vznikol z počiatočných písmen jej anglického označenia **Kinetic Energy Released in Material**, čo znamená Kinetická energia uvoľnená v materiále.

- **Kerma** je definovaná ako  $K = \frac{dE_k}{dm}$ , kde  $dE_k$  je súčet počiatočných energií častíc uvoľnených nepriamo ionizujúcim žiarením v objemovom elemente hmotnosti  $dm$ . Jednotka je  $[J kg^{-1}]$ .

Analogicky dávkovému príkonu sa definuje kermový príkon  $\dot{K} = \frac{dK}{dt}$ .

Kerma je definovaná len pre nepriamo ionizujúce žiarenie. Rozdiel medzi kermou a dávkou je zřejmý:

- Energia  $d\bar{E}$  ktorá vystupuje v definícii dávky, je energia odovzdaná v objemovom elemente látky ľubovoľnými ionizujúcimi časticami. V prípade nepriamo ionizujúceho žiarenia to budú častice, ktoré vznikajú v materiále, ktorý obklopuje sledovaný element. Dávka v danom elemente bude preto závisieť od materiálu, ktorý obklopuje tento element.
- Energia  $dE_k$ , v definícii kermy je kinetická energia častíc, uvoľnených v objeme nepriamo ionizujúcim žiarením. Je teda nezávislá od okolitého materiálu. Je zřejmé, že táto energia sa v objemovom elemente celá neabsorbuje.

Za určitých podmienok sa dá uviesť do vzťahu kerma a dávka.

Ďalšia veličina (už len historicky dôležitá) je definovaná len pre fotónové žiarenie vo vzduchu. Vyjadruje ionizačný účinok fotónov vo vzduchu. Je to:



- Expozícia

$$X = \frac{dQ}{dm}, \text{ kde } dQ \text{ je absolútna hodnota celkového elektrického náboja jedného}$$

znamienka, vytvoreného vo vzduchu pri úplnom zabrzdení všetkých elektrónov, uvoľnených fotónmi v objemovom elemente hmotnosti  $dm$ . Je to elektrický náboj, ktorý vznikne absorpciou celej energie, odovzdanej fotónmi v objemovom elemente  $dm$ , za predpokladu, že sa táto spotrebuje na ionizáciu vzduchu. Jednotka je Coulomb na  $kg$  [ $C kg^{-1}$ ].

Zakázaná jednotka:  $1R$  (röntgen)  $= 2,58 \cdot 10^{-4} C kg^{-1}$ .

Definuje sa tiež

- **Expozičný príkon** (časový prírastok expozície)

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt}$$

Rozmer expozičného príkonu je [ $C kg^{-1} s^{-1} = A kg^{-1}$ ].

Vieme, že existuje vzťah medzi energiou sekundárnych elektrónov (vystupujúcich v definícii kermy) a množstvom elektrického náboja, ktorý vznikne jej úplnou absorpciou. Tento vzťah sprostredkuje stredná energia potrebná na vytvorenie jedného páru elektrón - ión vo vzduchu  $W_i$ .

Platí 
$$dQ = \frac{dE_k}{W_i} e.$$

Vidieť, že expozícia je vlastne inak vyjadrená kinetická energia uvoľnených častíc v objemovom elemente vzduchu. V tomto zmysle možno povedať, že je to ionizačný ekvivalent kermy pre fotónové žiarenie vo vzduchu.

Podobne ako kerma, ani expozícia nezávisí od okolitého materiálu.

### 1.3.5. Veličiny používané v ochrane pred žiarením

Z hľadiska biologických účinkov žiadna z doteraz spomínaných veličín nevystihuje účinky ionizujúceho žiarenia na organizmy. K tomuto účelu sa používa:

- **Dávkový ekvivalent** definovaný v súlade s doporučením ICRU z roku 1980 vzťahom

$$H = D \cdot Q \cdot N,$$

kde

$D$  je dávka v príslušnom mieste

$Q$  akostný faktor,

$N$  súčin všetkých ďalších modifikujúcich faktorov.

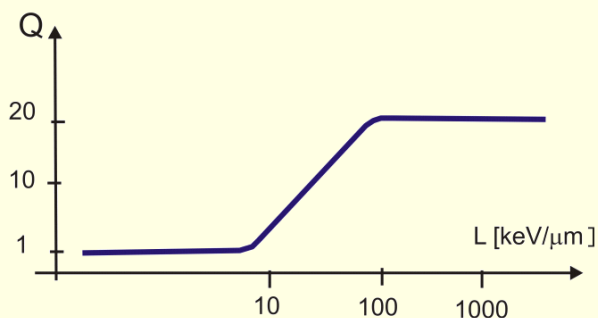
Pre vonkajšie ožiarenie človeka sa v súčasnosti doporučuje  $N = 1$ , pre vnútorné môže byť  $N \neq 1$ . Jednotkou je Sievert,  $Sv = [J kg^{-1}]$ .

Analogicky ako pre dávku sa zavádza:

- **Rýchlosť dávkového ekvivalentu** ako časový prírastok  $\dot{H} = \frac{dH}{dt}$ .

Z definície dávkového ekvivalentu vidieť, že  $H$  je dávka vážená z hľadiska biologického účinku.

Akostný faktor započítava vplyv mikroskopického rozdelenia dávky na možné biologické účinky,  $Q$  závisí od hodnoty lineárneho prenosu energie žiarenia  $L$ . Žiarenie s vysokou hodnotou  $L$  odovzdáva energiu lokálne v malom objeme, jeho biologický účinok na tkanivo je vyšší ako pre žiarenie s malým  $L$ . Veľkosť  $Q$  sa riadi hodnotami lineárneho prenosu energie. Obecné je  $Q$  spojitá funkcia  $L$ , rôzna pre rôzne tkanivá a rôzne poškodenia týchto tkanív. Pre praktické použitie to môže znamenať komplikáciu, až znemožnenie výpočtu  $Q$ . Používa sa preto priebeh  $Q(L)$  doporučený ICRP 1970 (obr. 5).



Obr. 5.  
Závislosť dávkového ekvivalentu od lineárneho prenosu energie.

Odtiaľ vychádza tabuľka

$L [ \text{keV} \cdot \mu\text{m}^{-1} ]$	3,5	7	23	53	>175
Q	1	2	5	10	20

V praxi je takýto postup: ak nie je známe  $L$  žiarenia, použijú sa **konvenčné hodnoty Q**:

Druh žiarenia	Q
elektróny, fotóny $\gamma$ a X	1
tepelné neutróny	2,3
neutróny a protóny s neznámou energiou	10
častice $\alpha$ a iné ťažké častice s neznámou energiou	20

Takto zavedené hodnoty Q, podstatne zjednodušujú výpočet  $H$ , aj keď možno namietat', že takýto výpočet je nepresný. Využíva sa princíp nahodnotenia dávkového ekvivalentu, tzv. konzervatívny princíp. Výsledok, takto vypočítaný, sa získa tak, že sa vychádza z najhoršieho možného prípadu, čím sa hodnota  $H$  nahodnotí a táto sa potom porovnáva s limitom.

Pre potreby radiačnej ochrany sa zavádza pojem:

- Efektívna dávka

Ak by sme počítali dávkový ekvivalent pri celotelovom ožiarení, postupovali by sme tak, že dávkové ekvivalenty v rôznych tkanivách a orgánoch  $H_{Ti}$ , by sme sčítavali s váhovými faktormi jednotlivých tkanív a orgánov. Postavenie jednotlivých tkanív a orgánov v organizme je rôzne a váhové faktory  $W_{Ti}$  vyjadrujú mieru závažnosti ožiarenia orgánu. Efektívny dávkový ekvivalent, takto vyjadrený pomocou dávkových ekvivalentov  $H_{Ti}$  jednotlivých orgánov je:

$$H_E = \sum_i W_{Ti} H_{Ti}.$$

Váhové faktory vychádzajú z relatívneho rizika stochastických účinkov (pre ich súčet platí  $\sum W_{Ti} = 1$ ). Ich hodnoty sú napr. pre gonády 0,20, kostnú dreň 0,12, štítnu žľazu 0,05 a pre kožu 0,01.

Takto určený efektívny dávkový ekvivalent sa nazýva **efektívna dávka**.

V tejto veličine sa udáva aj limit pre ožiarenie, ktorý je základom v ochrane pracovníkov (20 mSv ročne) a obyvateľstva.

Pre účely ochrany skupiny ľudí sa zavádza efektívna dávka pre vymedzenú skupinu (alebo celú populáciu) t.j. súčet efektívnych dávok  $H_E$  jej jednotlivcov a nazýva sa

- **Kolektívna efektívna dávka** (kolektívny dávkový ekvivalent)

$$S = \sum H_{Ti}$$

Takto definovaná efektívna dávka sa nedá priamo merať, pre účely kontroly ožiarenia vonkajším ožiarением sa zavádza

- **Hĺbkový** (penikavý) **dávkový ekvivalent**  $H_p(10)$ , čo je dávkový ekvivalent v mäkkom tkanive v hĺbke 10 mm.

Meria sa detektorom na povrchu tela prekrytím 10 mm tkanivovo-ekvivalentného materiálu.

Hodnotí ožiarenie hlbšie uložených orgánov v trupe a hlave. V prvom priblížení možno  $H_E$  a  $H_p(10)$  považovať za rovné.

Ročný limit  $H_p(10)$  je preto rovnaký ako pre  $H_E$ .

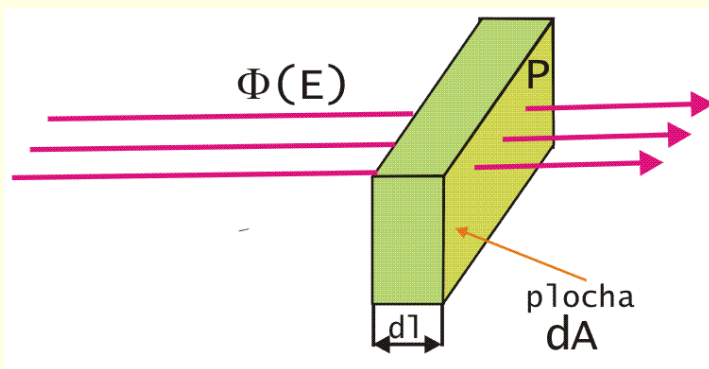
- **Povrchový dávkový ekvivalent  $H_s(0,07)$** , je dávkový ekvivalent na povrchu tela v hĺbke 0,07 mm.

Meria sa detektorom na povrchu tela tenkým detektorom s prekrytím 0,07 mm tkanivovo-ekvivalentného materiálu.

$H_p(10)$  a  $H_s(0,07)$  hodnotia vonkajšie ožiarenie. Pre hodnotenie vnútorného ožiarenia (z príjmu nuklidov) sa zavádza **50-ročný úväzok dávkového ekvivalentu  $H_{50}$** . Je to dávkový ekvivalent spojený s príjmom rádionuklidu, akumulovaný počas jeho zadržiavania v organizme, až do 50 rokov od príjmu.

## 1.4. VZŤAHY MEDZI DOZIMETRICKÝMI VELIČINAMI

Odvodíme vzťah medzi celkovou hmotnostnou brzdnou schopnosťou  $S_m$  a dávkou  $D$ . Budeme uvažovať rovnobežný zväzok nabitých častíc, ktorý dopadá na doštičku hrúbky  $d\ell$ . V bode P (obr. 6) bude mať fluencia častíc s energiou  $E$  hodnotu  $\Phi_{(E)}$ .



Obr. 6.

Vzťah medzi dávkou a fluenciou častíc

Budeme predpokladať že:

- 1) energetická strata v jednotlivých zrážkach je taká malá a zrážky sú také časté, že z makroskopického hľadiska sa zdá, že častice strácajú svoju energiu spojito. Tento predpoklad zaisťuje, že energia odovzdaná v zrážkach sa absorbuje v blízkosti zrážky,
- 2) hrúbka infinitezimálneho objemu  $d\ell$  je dostatočne malá, takže strata energie vstupujúcej častice je malá a v celom objeme možno považovať lineárnu brzdnú schopnosť  $S_{(E)} = \text{konšt.}$  Smer pohybu častíc prechádzajúcich vrstvu  $d\ell$  sa prakticky nelíši od pôvodného smeru.

Z definície lineárnej brzdnnej schopnosti vyplýva, že rozdiel energie častice vstupujúcej do uvažovaného objemu a energie častice, ktorá ho opúšťa je  $S_{(E)}d\ell$ . Počet častíc s energiou  $E$ , dopadajúcich na plochu  $dA$  je  $\Phi_{(E)}dA$ . Ak vyjdeme z definície dávky  $D = dE/dm$ , potom energia odovzdaná v sledovanom objeme (doštičky) všetkými časticami s energiou  $E$  bude  $dE = S_{(E)}d\ell \cdot \Phi_{(E)}dA$ , (teda energia odovzdaná jednou časticou násobená počtom častíc). Pre hmotnosť elementu platí  $dm = \rho dA d\ell$ , kde  $\rho$  je hustota a  $dA d\ell$  jeho objem. Dosadíme za  $dE$  a  $dm$  do  $D$ , dostaneme:

$$D = (S_{(E)}/\rho) \cdot \Phi_{(E)} = S_m(E) \cdot \Phi_{(E)}.$$

Tento vzťah platí pre monoenergetické častice. Pri jeho odvodení je dôležitý predpoklad, že energetické straty častice v jednej zrážke sú malé, odovzdaná energia sa má absorbovať v objemovom elemente. V skutočnosti to nemusí byť pravda, lebo pri čelnej zrážke ionizujúceho elektrónu s obalovým získava tento všetku energiu. Všeobecne môže atómový elektrón získať takú energiu, že je sám schopný ionizovať. Jedná sa o  $\delta$ -elektróny, ktoré svoju energiu neodovzdávajú vo vnútri uvažovaného elementu. Ak by sme uvažovali izolovaný objemový element, predpoklady obvykle nie sú splnené. Energia odovzdaná v zrážkach častice sa neabsorbuje celá v elemente. V praxi je takýto objemový element spravidla vo vnútri homogénnej látky. Atomárne elektróny, ktoré neodovzdali v elemente svoju energiu (lebo získali od ionizujúcej častice veľkú energiu) sú nahradené inými elektrónmi, ktoré pochádzajú z okolia objemového elementu.

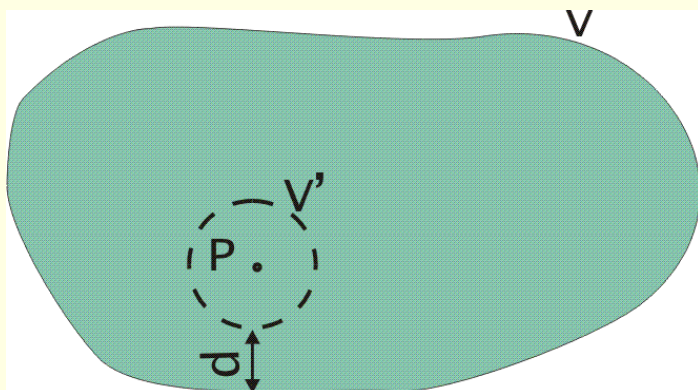
Ak teda každá nabitá častica, ktorá opúšťa infinitezimálny objemový element (v danom mieste), je nahradená inou časticou s rovnakou energiou, ktorá do tohto objemu vstúpi, hovoríme, že v danom mieste existuje **rovnováha nabitých častíc**.

Rovnováha nabitých častíc znamená, že v danom mieste platí: energia vnesená do objemového elementu nabitými časticami  $E_{in}$  sa rovná energii vynesenej nabitými časticami z tohto elementu  $E_{ex}$ . Teda  $E_{in} = E_{ex}$ .

Ak to isté platí aj pre nenabité častice, hovoríme o **radiačnej rovnováhe**.

### 1.4.1. Radiačná rovnováha

Nájsť vzťah medzi dávkou a kermou (resp. expozíciou) obecné nie je možné. Zjednodušenie predstavuje radiačná rovnováha. K jej objasneniu uvažujme látku homogénnu z hľadiska zloženia, hustoty a rozloženia aktivity. V tejto látke je teda homogénne rozdelená aktivita, znamená to, že v celom objeme  $V$  (obr. 7) je objemová aktivita konštantná. V nej skúmame pomery v bode  $P$  a malom objeme  $V'$ . Vzdialenosť tohto objemu  $V'$  od hraníc objemu  $V$  nech je väčšia ako dosah žiarenia dopadajúceho na objem  $V$  zvonka. Znamená to, že do objemu  $V'$  sa nedostane žiarenie, ktoré má pôvod v externom ožiarení objemu  $V$ . Za týchto predpokladov (homogenita a neprítomnosť žiarenia zvonku) platí: stredná energia vnesená časticami do objemu  $V'$  je rovná strednej energii odnesenej. Na každú časticu, ktorá do objemu vstúpi, existuje častica, ktorá z objemu vystúpi. V bode  $P$  teda existuje radiačná rovnováha.



Obr. 7.  
Elementárny  
objem k výpočtu  
kerry.

Teraz si predstavme, že z objemu  $V'$  odstránime aktivitu, pričom hustota látkového prostredia sa nezmení. Je jasné, že radiačná rovnováha sa naruší, lebo v tomto objeme sa bude energia vstupujúcich častíc absorbovať, ale častice, v dôsledku neprítomnosti aktivity, nebudú ekvivalentnú energiu vynášať. Ak objem  $V'$  bude vyplnený vákuom, častice nebudú v ňom strácať energiu a radiačná rovnováha sa zachová. Tento poznatok možno zhrnúť: ak sa v niektorom mieste zmení hustota na nulovú hodnotu a objemová aktivita klesne tiež na nulu, zostane radiačná rovnováha zachovaná. Obecnnejšie je táto podmienka zachovania radiačnej rovnováhy vyjadrená **Fanovým teorémom**, ktorý hovorí:

Za predpokladu, že sa mení priestorové rozloženie hustoty, pričom objemová aktivita je úmerná v každom bode hustote prostredia, zostane radiačná rovnováha zachovaná. Pritom musí byť splnený predpoklad o dostatočnej vzdialenosti skúmaného objemu od povrchu, rovnako aj o homogénnej hustote. Tento teorém nachádza v praxi dôležité uplatnenie. Stretneme sa s ním, keď budeme hovoriť o dutinových ionizačných komôrkach.

Odobovanie energie žiarenia látky sa deje prostredníctvom interakcie nabitých častíc, aj keď sa jedná o nepriamo ionizujúce žiarenie (neutrónové alebo fotónové). Časť energie odovzdaná v primárnych procesoch je v porovnaní so sekundárnymi procesmi zanedbateľná. Dôležité je preto pole nabitých častíc, uvoľňovaných nenabitými časticami. V tomto zmysle hovoríme o rovnováhe nabitých častíc. Vtedy do objemu  $V'$  vstupuje rovnaký počet častíc, nesúcich energiu  $E$ , ako je počet častíc vystupujúcich s energiou  $E$ . Ak existuje radiačná rovnováha, existuje súčasne i rovnováha nabitých častíc, ale existencia radiačnej rovnováhy nie je podmienkou existencie rovnováhy nabitých častíc. Pokúsme sa za podmienok rovnováhy nabitých častíc nájsť vzťah medzi dávkou a kermou.

## 1.4.2. Vzťah dávky a kermy

Stredná energia odovzdaná objemovému elementu, ktorá vystupuje v definícii dávky je:

$$d\bar{E} = (d\bar{E}_{in})_s - (d\bar{E}_{ex})_s + (d\bar{E}_{in})_n - (d\bar{E}_{ex})_n - (d\bar{E}_Q)_n,$$

kde

*in* - znamená vnášajúcu energiu,

*ex* - vynášajúcu energiu,

*s* sa vzťahuje k sekundárnemu žiareniu, t.j. nabitým časticiam,

*n* k primárnemu žiareniu, t.j. nenabitým časticiam alebo žiareniu  $\gamma$ ,

$(d\bar{E}_Q)_n$  je energia ekvivalentná vzrastu pokojovej hmotnosti v dôsledku interakcie primárnych častíc (napr. pokojová hmotnosť elektrónu a pozitronu pri interakcii  $\gamma$  žiarenia párovým efektom).

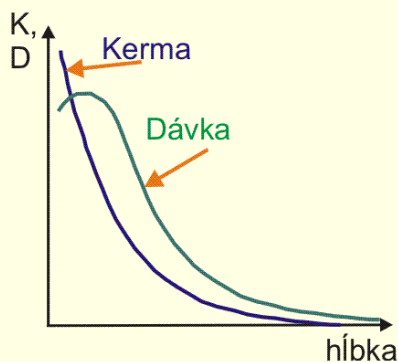
Za predpokladu rovnováhy nabitých častíc je  $(d\bar{E}_{in})_s = (d\bar{E}_{ex})_s$ . Pre energiu odovzdanú v objemovom elemente dostaneme za tohto predpokladu

$$d\bar{E} = (d\bar{E}_{in})_n - (d\bar{E}_{ex})_n - (d\bar{E}_Q)_n = dE_k,$$

čo sa rovná počiatkovej kinetickej energii častíc uvoľnených nepriamo ionizujúcim žiarením, t.j.

$d\bar{E} = dE_k$ . Vidieť, že  $dE_k$  je totožná s energiou, ktorá vystupuje v definícii kermy. Predelením

hmotnosťou elementu  $dm$  dostaneme  $d\bar{E}/dm = dE_k/dm$ , čo znamená, že v podmienkach rovnováhy nabitých častíc sa dávka rovná kerme.



Obr. 8. Dávka a kerma na rozhraní prostredí.

Ako bude vyzeráť situácia, ak na látku bude dopadať rovnobežný zväzok žiarenia, napr.  $\gamma$  žiarenia? S hĺbkou bude počet kvánt klesať približne podľa exponenciálneho absorpčného zákona. Aj kerma bude s hĺbkou monotónne klesať, lebo klesá počet častíc, ktoré interagujú. Časť sekundárnych elektrónov vznikajúcich blízko povrchu unikne. Dávka bude preto najprv s hĺbkou vzrastať a po dosiahnutí maxima klesať približne exponenciálne (obr. 8). V hĺbke, ktorá zhruba odpovedá dosahu nabitých častíc v danej látke, dávka sa rovná kerme (je tu rovnováha nabitých častíc). Znamená to toľko, že v tejto hĺbke je kinetická energia vytvorených nabitých častíc rovná deponovanej energii. Presne vzaté, malý rozdiel v hodnotách kermy a dávky existuje a je spôsobený:

- poklesom počtu primárnych častíc s hĺbkou (t.j. poklesom kermy) a
- anizotropnou emisiou sekundárnych častíc (elektróny sú pri interakcii  $\gamma$  žiarenia emitované predvážne dopredu).

K dávke v danom mieste prispieva viac elektrónov z menších hĺbok, ako ku kerme. Z tohto dôvodu je aj v týchto veľkých hĺbkach vždy dávka o niečo väčšia ako kerma.

Nakoniec treba poznamenať, že tento vzťah medzi dávkou a kerмой za podmienok rovnováhy nabitých častíc sa dá pre  $\gamma$  žiarenie a vzduch využiť pre určenie vzťahu medzi dávkou  $D$  a expozíciou  $X$  s tým, že kinetickú energiu nabitých častíc vystupujúcu v definícii kermy, prevedieme na elektrický náboj vystupujúci v definícii expozície. Vzťah medzi kerмой a expozíciou je potom:

$$X = K \cdot e/W,$$



kde  $W_i$  je stredná energia potrebná na vytvorenie jedného páru iónov vo vzduchu,  $e$  je náboj elektrónu.

## KONTROLNÉ OTÁZKY

1. Aké sú rozdiely medzi absolútnymi a relatívnymi metódami merania dávky?
2. Aké sú rozdiely medzi kontinuálnymi a integrálnymi metódami merania dávky?
3. Ktoré veličiny charakterizujú zdroje ionizujúceho žiarenia?
4. Ktoré veličiny charakterizujú pole ionizujúceho žiarenia?
5. Ktoré veličiny popisujú interakciu nepriamo ionizujúceho žiarenia s látkou?
6. Ktoré interakčné súčinitele priamo ionizujúceho žiarenia s látkou poznáte?
7. Ktoré veličiny charakterizujú pôsobenie žiarenia na látku?
8. Aké veličiny sa používajú v ochrane pred žiarením?
9. Kedy nastáva radiačná rovnováha?
10. Formulujte podmienku zachovania radiačnej rovnováhy!

## SÚHRN

Veličiny charakterizujúce **zdroje ionizujúceho žiarenia** – aktivita, objemová, hmotnostná, plošná aktivita, emisia zdroja, uhlová hustota toku častíc.

Veličiny charakterizujúce **pole ionizujúceho žiarenia** – fluencia častíc, fluenčný príkon, fluencia energie.

Veličiny charakterizujúce **interakciu nepriamo ionizujúceho žiarenia s látkou** - lineárny súčiniteľ zoslabenia, hmotnostný súčiniteľ zoslabenia, lineárny súčiniteľ prenosu energie, hmotnostný súčiniteľ prenosu energie.

Veličiny charakterizujúce **interakciu priamo ionizujúceho žiarenia s látkou** - celková lineárna brzdná schopnosť, celková hmotnostná brzdná schopnosť, lineárny prenos energie.

Veličiny charakterizujúce **pôsobenie žiarenia na látku** – dávka, dávkový príkon, kerma, expozícia, expozičný príkon.

Veličiny používané **v ochrane pred žiarením** – dávkový ekvivalent, rýchlosť dávkového ekvivalentu, efektívna dávka, kolektívna efektívna dávka, hĺbkový dávkový ekvivalent, povrchový dávkový ekvivalent.



Návrat z acrobat readera -  (zatvorením okna)

## 2. ABSOLÚTNE METÓDY MERANIA DOZIMETRICKÝCH VELIČÍN

Absolútna metóda merania je založená na priamom stanovení veličiny na základe definičného vzťahu. Tento odbor sa volá metrológia rádionuklidov a ionizujúceho žiarenia. Metód, ktoré vyhovujú požiadavkám metrológie a dajú sa použiť na etalónovanie je veľmi málo.

Do druhej skupiny metód merania dozimetrických veličín patria metódy, ktoré získavajú údaj o meranej veličine porovnaním s jej mierou. Obvykle nemerame priamo dozimetrickú veličinu, ale veličinu, ktorá s ňou súvisí určitým vzťahom, často bližšie nedefinovaným. Napríklad dávka sa vo filmovej dozimetrii určuje podľa sčernenia filmu. Nameraný údaj porovnáваме s údajom získaným meraním s etalónom. V tomto prípade je súčasťou vyhodnotenia kalibrácia.

### UČEBNÉ CIELE:

Súčasťou dozimetrie je metrológia - etalónovanie dozimetrických veličín, ktorá využíva absolútne metódy ich merania. Cieľom je oboznámiť sa s ich základmi a možnosťami v etalónovaní aktivity, expozície a dávky.

### KLÚČOVÉ SLOVÁ:

Etalónovanie aktivity,  $4\pi\beta$  počítač, koincidenčné metódy, elektrostatická metóda, iontometrická metóda, kalorimetrická metóda, Braggova-Grayova teória ionizácie v dutine, Fanov teorém, tkanivová ekvivalencia, vzduchová ekvivalencia, normálová ionizačná komora, dutinová ionizačná komora, tkanivovo ekvivalentná ionizačná komora, dávkový kalorimeter.

## 2.1. METÓDY ETALÓNOVANIA AKTIVITY

V závislosti od druhu, energie žiarenia, typu premeny rádionuklidu, ako aj od hodnoty aktivity, možno použiť metódy, založené na:

- detekcii emitovaného žiarenia pomocou počítačov (počítačové metódy),
- zmene náboja zdroja žiarenia, ktorý emituje nabité častice (elektrostatická metóda),
- meraní ionizačného prúdu vznikajúceho v ionizačnej komore účinkom emitovaných častíc (iontometrická metóda),
- stanovení množstva tepla, ktoré vznikne pohltením emitovaného žiarenia v absorbátore pri rádioaktívnej premene (kalorimetrická metóda).

### 2.1.1. Počítačové metódy

Princípom týchto metód je absolútne počítanie častíc. Najjednoduchším spôsobom sú **počítače s vymedzeným priestorovým uhlom**. Metóda je jednoduchá pre bodový žiarič, čo obvykle neodpovedá praktickým podmienkam. Reálne použitie vyžaduje uvažovať:

- nebodovosť zdroja (priestorový uhol určiť s odchýlkou 0,5 %),
- samoabsorpciu v zdroji žiarenia,
- odraz žiarenia od podložky,
- absorpciu v prostredí medzi žiaričom a detektorom
- detekčnú účinnosť, mŕtvu dobu a pozadie.

Najčastejšie sa používajú **plynové okienkové počítače** pre nabité častice a pre  $\gamma$  žiarenie scintilačné detektory. Počet opráv je príliš veľký a presnosť následkom toho nedostatočná (5 - 10%). Ako metrologická metóda sa nedá použiť.

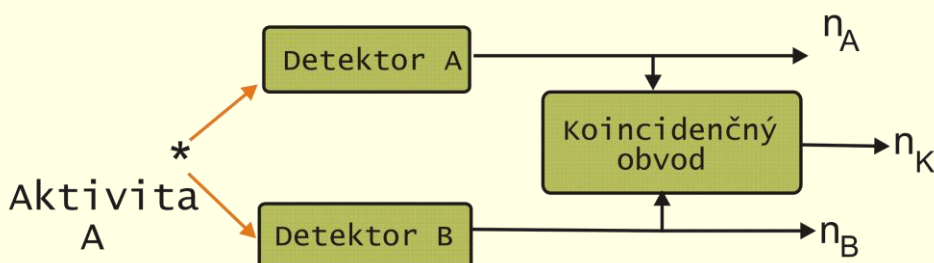
Zlepšenie predstavuje použitie  **$4\pi$  počítačov**. Ak je žiarič vo vnútri takéhoto počítača, emitované  $\beta$ -žiarenie sa registruje v priestorovom uhle  $4\pi$ . V porovnaní s predchádzajúcou metódou odpadá korekcia na priestorový uhol, absorpcia vo vzduchu a okienku. Počítače sú obvykle prietokové. Metóda sa používa najmä pre čisté  $\beta$ -žiariče.

Ďalšie zlepšenie sa dosahuje v **interných počítačoch**, kde je rádionuklid súčasťou citlivého objemu. To ohraničuje použitie metódy na nuklidy, ktoré sa dajú do citlivého objemu detektora zaviesť bez toho, aby narúšali jeho vlastnosti. Do úvahy prichádzajú **proporcionálne** (alebo GM) počítače a **scintilačné detektory** s kvapalným scintilátorom. V porovnaní s predchádzajúcimi metódami odpadá aj korekcia na samoabsorpciu.

U **proporcionálnych počítačov** sa stretávame s týmito problémami:

- Účinnosť zberu náboja na koncoch počítača je nižšia, to spôsobuje straty v početnosti. Tento jav sa volá **koncový efekt**. Jeho korekcia sa robí použitím korekčnej elektródy, ktorá zabezpečuje rovnaké podmienky zberu náboja na celej dĺžke vláknovej elektródy, alebo použitím dvoch rovnakých, ale rôzne dlhých počítačov. Koncový efekt v oboch je rovnaký a rozdiel údajov odpovedá počítaču, ktorého dĺžka je daná rozdielom dĺžok počítačov. Tento princíp využíva aj počítač s meniteľnou dĺžkou.
- Ak je častica emitovaná blízko steny počítača, v citlivom objeme leží len malá časť jej dráhy (ďalšia časť energie sa odovzdáva v stene počítača) a častica sa nezaregistruje. Tento jav sa volá **stenový efekt**. Jav sa mení s tlakom plynovej náplne, alebo polomerom počítača. Vyšší tlak má za následok zmenšenie stenového efektu. Väčší polomer (pri inak rovnakých parametroch) počítača spôsobí zníženie podielu stenového efektu (pomer povrch/objem s rastúcim polomerom klesá). Extrapoláciou meraní pre rôzne tlaky, alebo polomery možno dospieť k hodnotám bez stenového efektu.

V **scintilačných počítačoch** sa žiarič pridáva do scintilačného roztoku. Prahová energia  $\beta$  - častíc, ktoré možno zaregistrovať takýmto detektorom je podstatne vyššia ako v proporcionálnom počítači. Príčinou je nízka konverzná účinnosť kvapalných scintilátorov a fotokatódy fotonásobiča. Kým v scintilačných detektoroch je energetický prah na úrovni 1 keV, v proporcionálnych počítačoch je energia potrebná na vytvorenie jedného páru elektrón-ión 30 eV, čo je o dva rády menej. Dôsledkom je potom vysoká detekčná účinnosť proporcionálnych počítačov (blízka 100 %) a podstatne nižšia detekčná účinnosť scintilačných detektorov (najmä pre nízkoenergetické  $\beta$ -žiarenie).



Obr. 9.  
Koincidenčná metóda etalonovania aktivity

Pre rádionuklidy, ktoré pri svojej premene emitujú aspoň dve častice sa dá využiť **koincidenčná metóda**. Žiarič na obr. 9 s aktivitou A emituje dva druhy žiarenia A a B, ktoré registrujeme dvoma detektormi  $D_A$  a  $D_B$ . Početnosť impulzov zaregistrovaná detektorom  $D_A$  označíme  $n_A$ , početnosť z detektora  $D_B$  označíme  $n_B$ . Ak si uvedomíme, že početnosť zaregistrovaných impulzov sa dá napísať ako súčin aktivity a pravdepodobnosti registrácie, potom medzi aktivitou žiariča a početnosťami  $n_A$  a  $n_B$  zrejme platí:

$$n_A = A \Omega_A \epsilon_A$$

$$n_B = A \Omega_B \epsilon_B,$$

kde

$\Omega_A$  je geometrický faktor registrácie žiarenia A detektorom  $D_A$ ,  
 $\epsilon_A$  je odpovedajúca detekčná účinnosť.

Analogické označenie pre žiarenie B registrované detektorom  $D_B$ . Signál z týchto dvoch detektorov privádzame aj na koincidenčný obvod a zaznamenávame početnosť koincidiencií  $n_K$ . Aj

túto môžeme vyjadriť pomocou aktivity žiariča a pravdepodobnosti zaregistrovanie žiarenia A detektorom  $D_A$  a súčasne žiarenia B detektorom  $D_B$

$$n_K = A \Omega_A \varepsilon_A \Omega_B \varepsilon_B.$$

Pre aktivitu na základe posledných troch vzťahov môžeme napísať

$$A = \frac{n_A n_B}{n_K}$$

Využiť možno  $\beta$ - $\gamma$ , alebo  $\gamma$ - $\gamma$  koincidencie. Dôležité je, že detektory majú registrovať len odpovedajúci druh žiarenia. Detektor  $D_A$  je teda necitlivý na žiarenie B a detektor  $D_B$ , necitlivý na žiarenie A.

V poslednom vzťahu nevystupujú geometrické faktory ani detekčné účinnosti. Je to preto metóda stanovenia aktivity veľmi presná. Jej praktické využitie sa nevyhne niektorým korekciám, ktoré súvisia s:

- komplikovanejšou schémou premeny,
- s mŕtvou dobou detektorov,
- rozptylom kvánt z jedného do druhého detektora.

Aj napriek týmto problémom presnosť dosahuje 1% a na etalónovanie rádionuklidov emitujúcich kaskádne  $\beta$  častice a  $\gamma$  kvantá sa využíva práve táto metóda.

## 2.1.2. Elektrostatická a iontometrická metóda

Princíp **elektrostatickej metódy** spočíva v tom, že pri emisii nabitých častíc zdroj žiarenia získava opačný náboj. Ak je takýto zdroj na elektróde, ktorej náboj meriame, bude náboj tejto elektródy vzrastať, čo umožní určiť početnosť emitovaných častíc. Problémy spôsobuje:

- samoabsorpcia žiarenia, ak je zdroj hrubý,
- interakcia častíc v materiále zdroja a emisia sekundárnych elektrónov,
- dopad odrazených častíc od stien komory a vyrazenie ďalších elektrónov,
- odraz od podložky (spätný rozptyl častíc).

Aktivitu tvrdých  $\beta$  žiaričov možno stanoviť s presnosťou na úrovni 1%, mäkkých (ako  $^{35}\text{S}$ ) na úrovni 10%.

Stanovenie aktivity pomocou **iontometrickej metódy** je založené na meraní ionizačného prúdu v plynovej náplni komory. Najjednoduchší spôsob je využitie úplnej absorpcie. Hodí sa pre častice, ktoré celú svoju energiu odovzdajú v plynovej náplni komory, najmä pre  $\alpha$ -častice. Za predpokladu úplnej absorpcie vzniká v komore ionizačný prúd:

$$I = \frac{E_\alpha}{W_i} eA,$$

kde

$E_\alpha$  je energia častice,

$W_i$  je stredná energia na vytvorenie páru elektrón - ión,

$e$  je náboj elektrónu.

Aktivita sa určuje podľa vzťahu

$$A = \frac{W_i}{e} \cdot \frac{I}{E_\alpha}.$$

Dá sa použiť aj pre  $\beta$ -žiarenie, vtedy miesto  $E_\alpha$  vo vzťahu vystupuje stredná energia  $\beta$  - žiarenia. Podmienkou je, že sa neuplatňuje samoabsorpcia a že zozbierame celý náboj vyprodukovaný v komore (zanedbateľné straty adsorpciou). Principiálne by sa na tento účel dal použiť každý detektor využívajúci ionizáciu, napr. polovodičový detektor. Podmienky "dokonalého" zberu náboja v ňom však nie sú splnené.

Pre  $\gamma$ -žiarenie sa dá využiť vzťah medzi expozičným príkonom a aktivitou

$$\dot{X} = \frac{A\Gamma}{\ell^2},$$

kde

$\dot{X}$  je expozičný príkon vo vzdialenosti  $l$  od zdroja žiarenia s aktivitou  $A$  a expozičnou konštantou  $\Gamma$ .

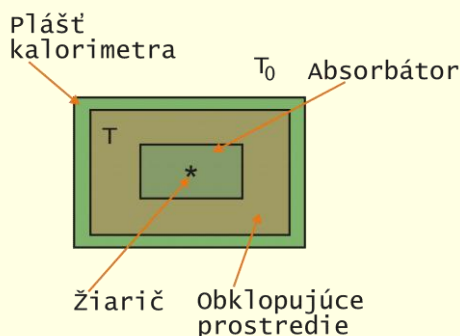
Ionizačný prúd je merítkom expozičného príkonu.

### 2.1.3. Kalorimetrická metóda

Princíp metódy spočíva v tom, že energia uvoľnená pri rádioaktívnej premene sa pohltí v absorbátore kalorimetra. Ak sa pri jednej premene uvoľní energia  $E$  a predpokladáme jej úplné pohltenie, potom za čas  $t$  sa táto prejaví v absorbátore ako teplo  $Q_T = A E t$ . Množstvo tepla  $Q_T$  sa prejaví zmenou teploty absorbátora. Túto zmenu teploty možno merať a stanoviť tak aktivitu. Miesto tepla možno merať tepelný výkon

$$W_t = \frac{dQ_T}{dt} = AE.$$

Tento výkon je veľmi malý. Pre aktivitu 1 GBq rôznych nuklidov je tento tepelný výkon nasledovný: pre  $^3\text{H}$  0,9  $\mu\text{W}$ , pre  $^{14}\text{C}$  8,5  $\mu\text{W}$ , pre  $^{32}\text{P}$  91  $\mu\text{W}$ , pre  $^{60}\text{Co}$  je tepelný výkon 0,42 mW. Principiálne usporiadanie kalorimetra je na obr.10.



Obr. 10.  
Prierez kalorimetrom pre meranie aktivity

Médium medzi plášťom a absorbátorom má vykazovať čo najmenší prenos tepla. Charakterizuje ho súčiniteľ  $k$ . Ak  $C_T$  je tepelná kapacita absorbátora,  $T$  je teplota absorbátora,  $T_0$  teplota plášťa, ktorá sa udržiava konštantná, potom situáciu v kalorimetri popisuje kalorimetrická rovnica:

$$W_T dt = C_T dT + k(T - T_0) dt,$$

kde na ľavej strane je vzniklé teplo, prvý sčítanec na pravej strane predstavuje teplo spotrebované na zvýšenie teploty absorbátora a druhý sčítanec teplo odvedené z absorbátora.

Ak je na začiatku, v čase  $t = 0$  s, teplota absorbátora rovná teplote plášťa ( $T = T_0$ ) riešenie tejto diferenciálnej rovnice dostaneme v tvare:

$$T - T_0 = \frac{W_T}{k} \left( 1 - \exp\left(-\frac{k}{C_T} t\right) \right) \text{ a pre } t \rightarrow \infty \quad T - T_0 = \frac{W_T}{k}.$$

Meranie tepelného výkonu  $W_T$  sa redukuje na určenie rozdielu teplôt absorbátora a plášťa. Je jasné, že základnou prednosťou tejto metódy je, že absorpcia žiarenia v prostredí medzi zdrojom a detektorom, ani samoabsorpcia v materiále žiariča, prípadne odraz od podložky a s nimi spojené korekcie tu nehrajú žiadnu úlohu. Zdroj žiarenia je súčasťou absorbátora a absorpcia v ňom sa prejaví ako teplo, ktoré spôsobí vzrast teploty absorbátora.

## 2.2. BRAGGOVA-GRAYOVA TEÓRIA IONIZÁCIE V DUTINE

Meranie dávky v látke, vystavenej pôsobeniu ionizujúceho žiarenia, vyžaduje vždy zavedenie nejakého detektoru do tejto látky. Detektor sa odlišuje protónovým číslom a hustotou od okolitého prostredia a vytvára nespojitosť. Hovoríme o dutine v pevnej látke, ktorá je vyplnená plynom, ak sa jedná o ionizačné metódy merania dávok. Ionizujúce žiarenie stratí v dutine určitú



energiu, ktorá sa spotrebuje, okrem iného, na ionizáciu plynu. Počet vzniknutých iónov dokážeme stanoviť. Ak sa nám podarí nájsť vzťah medzi počtom týchto iónov (ionizáciou), vzniknutých v dutine a energiou odovzdanou látke (steny), môžeme takúto dutinu využiť na stanovenie dávky. Základné princípy teórie ionizácie v dutine pochádzajú od Bragga z r. 1910. Exaktnú teóriu vypracoval Gray v r. 1936.

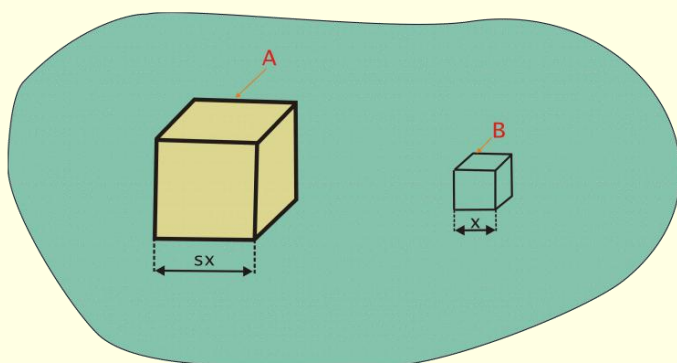
Základné predpoklady tejto teórie sú:

- Objem prostredia, ktoré obklopuje dutinu, je rovnomerne ožiarený fotónovým žiarením. V tomto prípade je pole sekundárneho žiarenia vytvárané elektrónmi. Tento predpoklad hovorí, že situáciu zjednodušujeme tak, že zanedbávame zoslabovanie toku fotónov v dôsledku ich absorpcie látkou. Pole fotónov považujeme v celom objeme prostredia za konštantné. V celom objeme vzniká preto interakciou  $\gamma$  žiarenia rovnaký počet elektrónov na jednotku objemu. Situácia je analogická prípadu, keď je v celom objeme materiálu homogénne rozložený  $\beta$ -žiarič.
- Hrúbka vrstvy materiálu, ktorý obklopuje dutinu, je vždy väčšia ako dosah sekundárnych elektrónov, vznikajúcich pri interakcii fotónového žiarenia v okolitom prostredí. Sekundárne elektróny, vznikajúce mimo materiálu sa teda nedostanú do objemu dutiny. Všetky sekundárne elektróny, ktoré môžu vniknúť do dutiny, pochádzajú z interakcie  $\gamma$ -žiarenia v materiále.
- Dutina je malá v porovnaní s dosahom sekundárnych elektrónov v plyne dutiny, Znamená to, že absorpcia energie týchto elektrónov v plyne je zanedbateľná vzhľadom k absorpcii ich energie v materiále. Energetické spektrum elektrónov v materiále (t.j. v stenách dutiny) nie je prítomnosťou dutiny zmenené.

Budeme uvažovať dva objemové elementy, navzájom podobné (obr. 11). Pritom element A odpovedá plynovej dutine, element B je vyplnený materiálom pevnej látky. Vzájomný vzťah lineárnych rozmerov elementov A,B je zvolený tak, aby energia odovzdaná látke na dráhe  $x$  v elemente B a na dráhe  $sx$  v elemente A bola rovnaká. Znamená to, že elektróny pri prechode obidvoma uvažovanými objemami stratia rovnakú energiu. Dutina A je pritom s krát väčšia ako objem B. Tento pomer je daný pomerom lineárnych brzdných schopností v pevnej látke a v plyne,

$$s = \frac{S_B}{S_A}.$$

Aby takáto úvaha mala zmysel, musíme predpokladať, že tento pomer  $s$  nezávisí od energie elektrónov. V opačnom prípade by bol tento pomer lineárnych rozmerov pre rôzne energie elektrónov rôzny.



Obr. 11.  
Objemové  
elementy v tuhej  
látke

Skúsme teraz nájsť vzťah medzi počtom elektrónov, pripadajúcich na jednotku objemu v elemente A a B. Tento vzťah je dôležitý preto, lebo energia odovzdaná objemovej jednotke látky je úmerná počtu elektrónov, pripadajúcich na jednotkový objem. Toto je zrejmé z toho, že čím viac elektrónov je v danom objeme látky, tým viac energie látke odovzdajú.

Pre pomer objemov elementov A a B platí

$$\frac{V_A}{V_B} = s^3.$$

Pomer ich povrchov je zrejmé v pomere

$$\frac{O_A}{O_B} = s^2.$$

Znamená to, že do objemu A (cez povrch  $s^2$  krát väčší) vstupuje  $s^2$  krát viac elektrónov, ako do objemu B. Na druhej strane je však tento objem  $s^3$  krát väčší, ako objem B. V objemovej jednotke dutiny A je preto  $1/s$  krát viac elektrónov, ako v jednotke objemu B. Energia odovzdaná v jednotkovom objeme dutiny  $E_A$  je v tom istom vzťahu k energii  $E_B$  odovzdanej v jednotkovom objeme látky v elemente B. Teda

$$E_A = \frac{1}{s} E_B$$

Energia  $E_A$  sa spotrebuje okrem iného na ionizáciu plynu. Ak je stredná energia potrebná na vytvorenie jedného páru elektrón – ión  $W_i$ , zrejme vznikne  $J_A$  párov v jednotkovom objeme A a vzťah medzi  $E_A$  a  $J_A$  bude jednoduchý

$$E_A = W_i J_A,$$

dosadíme za  $E_A$  a dostaneme

$$E_B = s W_i J_A.$$

Energia absorbovaná v jednotkovom objeme materiálu je vyjadrená pomocou ionizácie v jednotkovom objeme plynu v dutine. Naším cieľom je nájsť vzťah medzi dávkou v materiále B a ionizáciou v plyne A.

Od lineárnej brzdných schopností  $S$  môžeme prejsť k hmotnostnej brzdných schopností  $S_m$ . Platí

$$S_m = \frac{S}{\rho},$$

kde  $\rho$  je hustota. Ak si tento vzťah napíšeme pre element B a A, zrejme platí pre ich pomer

$$s_m = \frac{\rho_A}{\rho_B} \frac{S_B}{S_A} = \frac{\rho_A}{\rho_B} s,$$

kde  $\rho_A$  a  $\rho_B$  sú hustoty vzduchu a látky. Na základe tohto vzťahu môžeme prejsť od energie odovzdanej v jednotkovom objeme k energii odovzdanej v jednotkovej hmotnosti.

Ak vzťah  $E_B = s W_i J_A$  predelíme  $\rho_A \rho_B$  dostaneme

$$\frac{E_B}{\rho_B} = s_m W_i \frac{J_A}{\rho_A}.$$

Energia odovzdaná v objemovom elemente delená hmotnosťou tohto elementu je dávka

a posledný zlomok vyjadruje ionizáciu vznikajúcu v jednotkovej hmotnosti. Označíme ju  $\frac{J_A}{\rho_A} = I_{Am}$

a dostaneme

$$E_{Bm} = D = s_m W_i I_{Am}.$$

Ak si predstavíme, že objem A je vyplnený plynom a objem B predstavuje stenu z materiálu, v ktorom chceme určiť dávku, potom tento vzťah to umožňuje.

Posledný vzťah je **Braggov-Grayov vzťah**, je základom pre výpočet dávky na základe meranej ionizácie.

Vzťah je jednoduchý, ale jeho odvodenie (a teda aj platnosť) súvisí s predpokladom, že pomer lineárnych, resp. hmotnostných brzdných schopností  $s_m$  v stene a dutine je nezávislý od energie. V skutočnosti tento pomer od energie závisí, čo už Gray vyjadril slovami, že "s je takmer nezávislé od energie elektrónov" v rámci meracích chýb.

Ďalší problém je veľkosť dutiny, ktorá podľa tretieho predpokladu má byť malá v porovnaní s dosahom sekundárnych elektrónov v plyne. Dutina nemá mať vplyv na energetické spektrum elektrónov v stene. Malý objem dutiny znamená malý ionizačný prúd a prináša problém jeho merania. Existuje viacero pokusov o korekciu tohto Braggovho-Grayovho vzťahu, ktoré započítavajú závislosť  $s_m$  na energii.

Na riešenie týchto problémov sa využíva Fanov teorém. Predpoklady, za ktorých sme dospeli k vzťahu medzi dávkou a ionizáciou v jednotkovej hmotnosti zabezpečujú rovnováhu nabitých častíc (neuvažujeme zoslabenie toku  $\gamma$  žiarenia vplyvom absorpcie v stene). Situácia je analogická homogénne rozptýlenému  $\beta$ -žiariču v stene a dutine. Pritom elektróny nie sú

emitované pri premene, ale sú to sekundárne elektróny, vznikajúce v interakcii  $\gamma$  kvánt s látkou steny, resp. dutiny. Podľa **Fanovho teorému**: elektrónová rovnováha sa zachová, ak sa so zmenou hustoty zároveň úmerne zmení počet sekundárnych elektrónov, vznikajúcich ako dôsledok interakcie  $\gamma$ -žiarenia. Predstavme si, že sa táto zmena uskutoční tak, že dutinu budú vyplňať tie isté atómy (atómy toho istého prvku) len s menšou koncentráciou. Napríklad v hliníkovej guli bude dutina vyplnená vákuom a v ňom bude určitá koncentrácia Al atómov.

Identita atómov zabezpečuje rovnaký súčiniteľ prenosu energie  $\gamma$ -žiarenia na elektróny. Tu treba poznamenať, že tento súčiniteľ súvisí s účinnými prierezmi pre fotoefekt, Comptonov jav a produkciu elektrónovo-pozitronových párov, ktoré sú funkciou protónového čísla prostredia a energie  $\gamma$  kvánt.

Podľa Fanovho teorému zmena hustoty nemá vplyv na hustotu toku sekundárnych elektrónov. Veľkosť dutiny preto nebude musieť byť malá. Za predpokladu, že dutina je vyplnená plynom, ktorého zloženie je identické zloženiu steny komory, nemusí byť splnená požiadavka "malosti" dutiny. Identitu zloženie posudzujeme z hľadiska interakcie  $\gamma$  žiarenia. Je známe, že účinný prierez interakcie fotónov závisí od protónového čísla atómov prostredia  $Z$ . Táto požiadavka znamená teda rovnosť efektívnych protónových čísel  $Z$  steny a plynovej náplne dutiny. V tomto prípade bude pomer hmotnostných brzdných schopností  $s_m$  rovný jednej.

Táto identita, alebo ekvivalentnosť sa dosahuje voľbou rovnakého protónového čísla plynu a steny. Tak sa komôrky konštruujú zo vzduchovo ekvivalentných materiálov, ak sú plnené vzduchom (efektívne  $Z$  vzduchu  $Z_{ef} = 7,64$ ). Rovnako možno pre meranie dávky v tkanive konštruovať komôrky tkanivovo ekvivalentné, stena i plyn majú zloženie, ktorého efektívne  $Z$  je rovnaké ako v tkanive. Pre mäkké tkanivá je  $Z_{ef} = 7,42$ , teda veľmi blízke vzduchu.

Takáto **tkanivová ekvivalencia** by zaručovala, že údaj komôrky by odpovedal dávke v tkanive, bez ohľadu na energiu  $\gamma$ -žiarenia. Komôrka by bola energeticky nezávislá.

Vzduchová a tkanivová ekvivalencia sa posudzuje z hľadiska procesov interakcie  $\gamma$  žiarenia s látkou. Vieme, že pravdepodobnosť interakcie rôzne závisí od protónového čísla látkového prostredia, v závislosti od charakteru interakcie (fotoefekt, Comptonov jav, tvorba párov). Charakter interakcie ovplyvňuje energia  $\gamma$  kvánt. Znamená to, že požiadavku ekvivalencie možno dôsledne splniť len pre určitú energiu  $\gamma$  kvánt. Pre energie, kde sa neuplatňuje párový efekt sa efektívne  $Z$  počíta podľa vzťahu

$$Z_{ef} = \sqrt[3]{\frac{a_1 Z_1^4 + a_2 Z_2^4 + \dots}{a_1 Z_1 + a_2 Z_2 + \dots}}$$

kde  $a_1, a_2, \dots$  sú pomerné zastúpenia atómov s protónovým číslom  $Z_1, Z_2, \dots$  v látke.

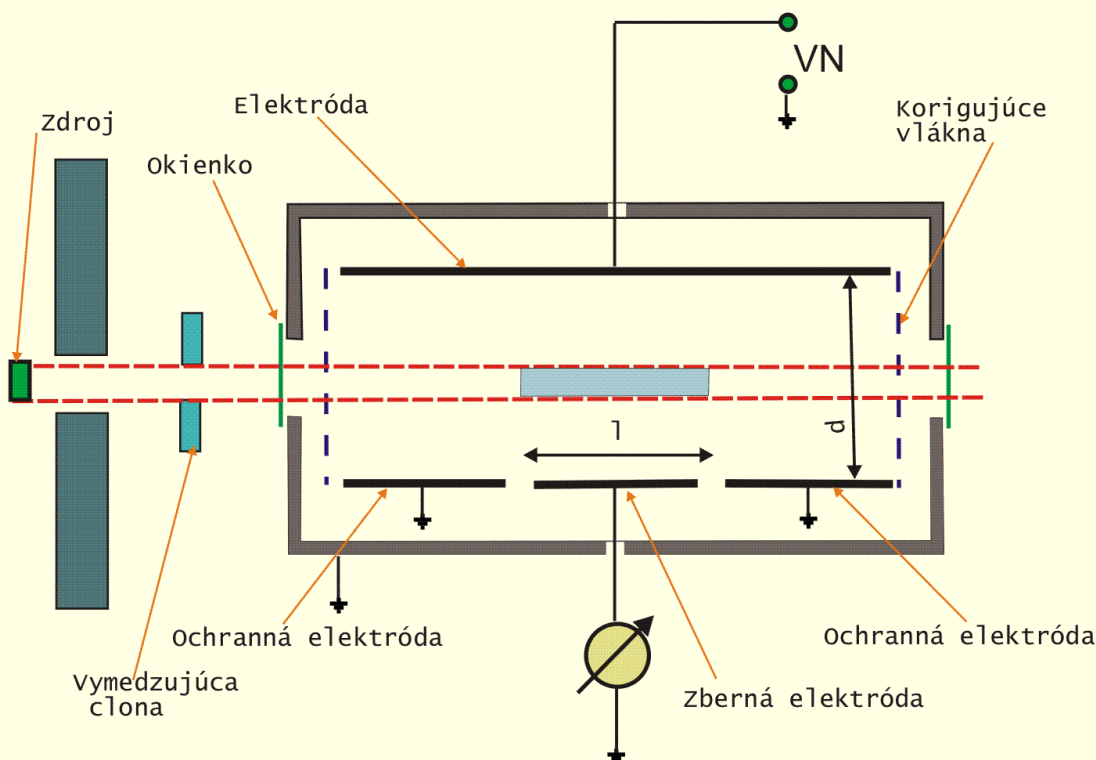
Vzhľadom na to, že tkanivovú ekvivalenciu nie je možné dôsledne splniť a interakcia fotónov v rôznych energetických intervaloch závisí od protónového čísla, nie je možné dosiahnuť nezávislosť od energie v širokom energetickom intervale  $\gamma$ -žiarenia. Približná ekvivalencia a tým vlnová (energetická) nezávislosť sa dosahuje pre určité oblasti energií, ktoré stačia pre praktické využitie. Konštrukčnými materiálmi komôrok je grafit a niektoré umelé látky.

## 2.3. MERANIE EXPOZÍCIE

Expozícia je definovaná ako podiel  $dQ/dm$ , kde  $dQ$  je absolútna hodnota celkového náboja iónov jedného znamienka, vytvoreného zabrzdzením elektrónov uvoľnených fotónmi v objemovom elemente vzduchu hmotnosti  $dm$ . Absolútne stanovenie expozície, presne podľa definičného predpisu je prakticky nemožné. Problém je v tom, že potrebujeme zozbierať všetky ióny, ktoré vyprodukujú sekundárne elektróny vznikajúce v objeme hmotnosti  $dm$ , pričom tieto ióny vznikajú aj mimo vymedzeného objemu. Nestačí preto zozbierať ióny len z objemu s hmotnosťou  $dm$ , ale z väčšieho objemu a tu už vzniká ďalšia ionizácia, ktorá nepatrí do náboja  $dQ$ , vystupujúceho v definičnom vzťahu. Východiskom je využitie rovnováhy medzi elektrónmi unikajúcimi z objemového elementu a elektrónmi vstupujúcimi do neho z okolia. Používajú sa dve metódy (normálová a dutinová ionizačná komora), ktoré za určitých ohraničení umožňujú takéto absolútne stanovenie.

### 2.3.1. Normálová ionizačná komora

Používa sa pre úzky kolimovaný zväzok  $\gamma$ -žiarenia. Náboj  $\Delta Q$ , ktorý vytvorí takýto zväzok známeho prierezu sa v komore zozbiera pomocou elektrického poľa. Hmotnosť vzduchu sa vypočíta pomocou objemu, ktorý vymedzuje prierez zväzku a dĺžka elektród, medzi ktorými sa náboj zbiera (obr. 12). Normálová ionizačná komora sa realizuje pomocou dvoch rovinných elektród. Aby elektrické pole bolo aj na ich okrajoch homogénne, používajú sa ochranné elektródy a vlákna, na ktorých je vhodné korekčné napätie. K tomu, aby sme takúto metódu mohli použiť, musíme predpokladať, že existuje **elektrónová rovnováha** v priestore medzi zbernou a vysokonapäťovou elektródou. Znamená to, že počet elektrónov, ktoré vniknú do objemu medzi týmito elektródami (a ich náboj bude zaregistrovaný) a počet elektrónov, ktoré z tohoto priestoru uniknú, bude rovnaký. To predpokladá, že absorpciu  $\gamma$ -žiarenia na dĺžke rovnej zbernej elektróde môžeme zanedbať.



Obr. 12.  
Normálová ionizačná komora

Sekundárne elektróny, ktoré vznikajú účinkom fotónov (primárneho žiarenia) v objeme vzduchu vymedzenom prierezom zväzku fotónov a dĺžkou zbernej elektródy, majú odovzdať všetku svoju energiu v ionizačnej komore. Tak vznikne náboj, vystupujúci v definícii expozície. V skutočnosti budú k produkcii tohto náboja prispievať aj iné javy, ktoré sa do ionizácie nezapočítavajú. Bude to napríklad absorpcia rozptýlených kvánt (interagujúcich Comptonovým javom), ktoré vyproduktujú elektróny prispievajúce k zozbieranému náboju. Môže prispievať aj rozptýl kvánt z okrajov kolimátora vymedzujúceho zväzok.

Expozičný príkon sa vypočíta podľa vzťahu

$$\dot{X} = \frac{i}{S \ell_{ef}} \rho_v \cdot \prod k_i,$$

kde  $S$  je prierez zväzku,  $\ell_{ef}$  efektívna dĺžka zbernej elektródy,  $\rho_v$  hustota vzduchu,  $\prod k_i$  súčin korekčných faktorov, ktoré okrem už spomínaných javov korigujú absorpciu v okienku a vzduchovom stĺpci, ktorý je medzi okienkom a objemom medzi elektródami (pretože expozícia sa vzťahuje k čelu komory), a neúplný zber náboja následkom rekombinácie.

Normálové ionizačné komory pre fotóny s energiou nad 400 keV musia mať veľké rozmery (veľký dosah sekundárnych elektrónov). Aj pre nižšie energie kvánt je to metóda veľmi náročná na

experimentálne zariadenie, výpočet korekcií a precíznosť (reprodukovateľnosť polohy zdroja, clôn a komory).

### 2.3.2. Dutinová ionizačná komora

Jednoduchšia metóda využíva dutinové ionizačné komory, ktorých odozva odpovedá expozícii v danom mieste. Z teórie ionizácie v dutine vieme, že za predpokladov Braggovej-Grayovej teórie a za predpokladu vzduchovej ekvivalentnosti stien komory platí pre dávku v pevnej látke (z ktorej je stena komory)

$$D_p = s_m W_i I_{vm},$$

kde index  $p$  sa vzťahuje k pevnej látke,  $v$  ku vzduchu,  $s_m$  je pomer hmotnostných brzdných schopností v pevnej látke a vo vzduchu,  $I_{vm}$  počet párov iónov vytvorených vo vzduchu jednotkovej hmotnosti.

Je zrejmé, že počet párov iónov v inom objeme, ako objem s jednotkovou hmotnosťou, môžeme napísať pomocou  $I_{vm}$  takto:

$$I_v = I_{vm} \rho_v V_D,$$

kde  $\rho_v$  je hustota vzduchu,  $V_D$  objem dutiny. Množstvo náboja bude  $Q = I_v \cdot e$ , takže

$$I_{vm} = \frac{Q}{\rho_v V_D e}$$

a dávka

$$D_p = \frac{s_m W_i}{\rho_v V_D e} Q.$$

Prírastok náboja za čas je ionizačný prúd  $I = \frac{dQ}{dt}$ , takže pre dávkový príkon v pevnej látke dostaneme

$$\dot{D}_p = \frac{s_m W_i}{\rho_v V_D e} I$$

Posledný vzťah je základom pre meranie dávky v pevnej látke. Pokúsme sa nájsť vzťah medzi dávkou, resp. dávkovým príkonom v stene a expozíciou, resp. expozíčným príkonom vo vzduchu.

Prenos energie fotónov na elektróny v látke charakterizuje lineárny súčiniteľ prenosu energie, ktorý je definovaný známym vzťahom

$$\mu_K = \frac{1}{E} \cdot \frac{dE_K}{d\ell}$$

kde  $E$  je súčet energie fotónov dopadajúcich kolmo na vrstvu látky s hrúbkou  $d\ell$ ,  $dE_K$  je súčet kinetických energií všetkých nabitých častíc uvoľnených v tejto vrstve.

Fyzikálne je  $\mu_K$  podiel energie fotónov odovzdanej sekundárnym nabitým časticiam na jednotkovej dráhe. Je jasné, že táto energia nemusí byť celá vo vrstve hrúbky  $d\ell$  absorbovaná.

Ak si predstavíme, že na vrstvu hrúbky  $d\ell$  dopadá zväzok fotónov rovnakej energie, ktorého prierez je  $dS$  a fluenciu ich energie (t.j. energiu dopadajúca na jednotkovú plochu) označíme  $\psi$ , potom v objemovom elemente látky (ktorého objem je  $dS \cdot d\ell$ ), bude počiatočná kinetická energia sekundárnym nabitých častíc

$$dE_K = \psi dS \mu_K d\ell.$$

V tomto vzťahu je  $dE_K$  energia, ktorá vystupuje v definícii kermy. Ak ju budeme vzťahovať na hmotnosť objemového elementu s objemom  $dS \cdot d\ell$ , dostaneme

$$K = \frac{dE_K}{dm} = \frac{\psi \mu_K dS d\ell}{\rho dS d\ell} = \psi \frac{\mu_K}{\rho} = \psi \mu_{Km},$$

kde  $\mu_{Km}$  je hmotnostný súčiniteľ prenosu energie. Pre kermu vo vzduchu bude platiť



$$K_v = \psi \mu_{km,v}$$

a pre expozíciu vo vzduchu, ktorá je ionizačný ekvivalent kerry dostaneme

$$X = \frac{\psi \mu_{km,v}}{W_i} e.$$

Analogicky pre kermu v pevnej látke dostaneme nasledujúci vzťah (a pretože predpokladáme stav elektrónovej rovnováhy, platí  $K_p = D_p$ )

$$K_p = D_p = \psi \mu_{km,p}.$$

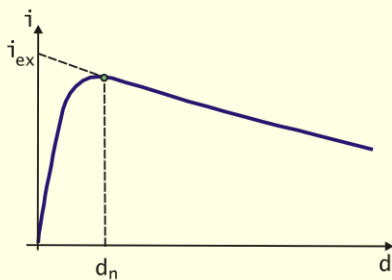
Odtiaľ pre pomer

$$\frac{X}{D_p} = \frac{\dot{X}}{\dot{D}_p} = \frac{\mu_{km,v}}{\mu_{km,p}} \frac{e}{W_i}$$

a po dosadení za  $\dot{D}_p$  z Braggovho-Grayovho vzťahu, pre expozičný príkon dostávame

$$\dot{X} = \frac{\mu_{km,v}}{\mu_{km,p}} \frac{S_m}{\rho_v V_D} I.$$

Tento vzťah platí za predpokladu, že zanedbávame zoslabenie primárneho zväzku fotónov stenami dutinovej komory. Následkom absorpcie fotónov v stene komory sa prejaví určitý pokles ionizačného prúdu  $I$ . Ak by sme merali závislosť ionizačného prúdu  $I$  od hrúbky steny komory  $d$ , dostali by sme závislosť prúdu podľa obr.13.

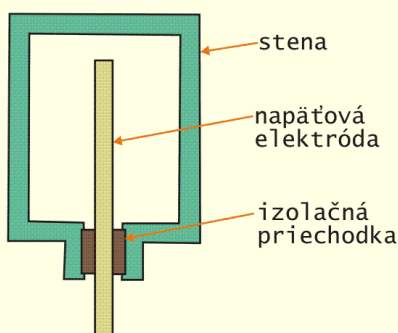


Obr. 13. Závislosť ionizačného prúdu od hrúbky steny komory

$d_n$  - nasýtená vrstva  
 $i_{ex}$  - extrapolovaná hodnota prúdu

Korekcia na zoslabenie fotónového žiarenia v stene komory sa dá urobiť tak, že do posledného vzťahu za ionizačný prúd  $I$  dosadíme hodnotu  $I_{ex}$ , ktorá predstavuje extrapolovanú hodnotu prúdu, odpovedajúcu nulovej hrúbke steny ionizačnej komory. Prakticky sa to urobí tak, že určíme korekčný faktor, ktorým hodnotu  $I$ , odpovedajúcu nasýtenej vrstve, násobíme.

Z predpokladov Braggovej-Grayovej teórie vyplýva, že komôrka by mala byť čo najmenšia, aby nenarušovala radiačné pole, v ktorom expozíciu určujeme. Vieme ale, že v malej komôrke vznikne malý ionizačný prúd. Existuje preto ohraňenie rozmerov komôrky, dané minimálnou merateľnou hodnotou ionizačného prúdu. Obvyklá konštrukcia je taká, že komôrka (jedna elektróda) má tvar náprstku, do ktorého je zastrčená druhá elektróda (obr.14). Používa sa tiež guľová komôrka. Stena je zo vzduchovo ekvivalentného materiálu (bakelit, grafit  $Z = 6$ ). Jej hrúbka je rovná nasýtenej vrstve, teda čo najmenšia, aby podstatnejšie nenarušovala pole žiarenia.



Obr. 14 .

Náprstková komôrka

Z hľadiska vyhodnotenia informácie sa komôrky delia na dve skupiny:

- komory s kontinuálnym vyhodnotením, zberná elektróda je pripojená k elektrometru,

- kondenzátorové komory - odpojiteľné, pred meraním sa nabijú na určitý rozdiel potenciálov a ionizačný prúd sa určuje z poklesu napätia na kondenzátore. Tento pokles určíme pripojením na vyhodnocovacie zariadenie).

Objem komôr je od 0,1 do 50 cm<sup>3</sup>. Expozičný príkon sa určuje podľa posledného vzťahu, do ktorého sa zavádzajú potrebné korekcie:

- korekcia na hrúbku steny (nahradzujúca extrapoláciu k nulovej hrúbke steny),
- korekcia na zvodový prúd komory,
- korekcia na nedokonalý zber náboja (v dôsledku rekombinácie) a ďalšie korekcie.

### 2.3.3. Kondenzátorové ionizačné komory

Takáto ionizačná komora sa pred meraním expozície nabije na elektrické napätie  $U_0$ . Ak je jej elektrická kapacita  $C$ , platí, že elektrický náboj na tomto kondenzátore je  $Q = U_0 C$ . Ak ju vložíme do poľa  $\gamma$ -žiarenia, bude ňou tiecť ionizačný prúd, elektrický náboj na elektródach bude klesať a napätie sa bude znižovať. Ak predpokladáme, že prúd je nezávislý od napätia, platí pre pokles náboja za čas  $\Delta t$ :

$$\Delta Q = I \Delta t = \Delta U C = (U_0 - U_t) C, \quad \rightarrow \quad I = \frac{(U_0 - U_t)}{\Delta t} C.$$

Vidieť, že ak určíme hodnotu napätia  $U_t$  v čase  $t$  môžeme určiť hodnotu ionizačného prúdu  $I$ . Takáto komôrka vyžaduje odčítať expozíciu na prístroji, ktorý je kalibrovaný tak, že udáva priamo hodnotu expozície. Ak komôrku opatríme vlastným elektrometrom (vlákno, ktorého poloha určuje expozíciu), odčítanie môže urobiť sám držiteľ komôrky. Takto upravené ionizačné komôrky sú známe ako **tužkové dozimetre**.

## 2.4. MERANIE DÁVKY

Skutočne absolútnou metódou merania dávky v zmysle definície je len kalorimetrická metóda. Množstvo tepla, vznikajúce ako dôsledok pohltienia energie v absorbátore, odpovedá priamo energii odovzdanej v látke a dá sa využiť na určenie dávky bez prepočtov. Problémom je ohraničenie dávok, ktorých odpovedajúcu zmenu teploty absorbátora dokážeme stanoviť. To je dôvodom, prečo sa častejšie používa ionizačná metóda, ktorá je oveľa citlivejšia. Charakter absolútnej metódy stráca preto, lebo dávka sa prepočítava z počtu párov iónov a pri tomto výpočte sa používa stredná hodnota energie potrebnej na vytvorenie páru elektrón- ión, ktorú sme označili  $W_i$ . Toto je veličina, o ktorej predpokladáme, že nezávisí od energie a jej hodnotu získavame z experimentu. Napriek tomu sa používa pre absolútne stanovenie dávky.

### 2.4.1. Kalorimetrická metóda

Princíp metódy už poznáme. Meraním tepla  $Q$  vznikajúceho absorpciou žiarenia v absorbátore hmotnosti  $m$ , možno priamo stanoviť dávku na základe vzťahu

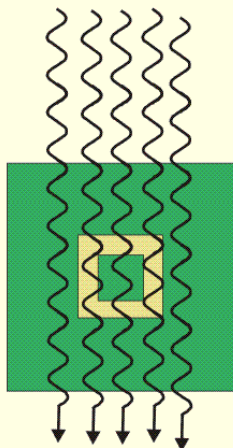
$$D = \frac{Q}{m} = \frac{C_T \Delta T}{m},$$

kde  $C_T$  je tepelná kapacita absorbátora,  $m$  jeho hmotnosť a  $\Delta T$  je zmena jeho teploty.

Používajú sa zväzkové a dávkové kalorimetre. Zväzkové kalorimetre stanovujú fluenciu, alebo hustotu toku energie vo zväzku. Z nich sa potom vypočítava dávka. Dávkové kalorimetre merajú priamo dávku v rôznych materiáloch v poli  $\gamma$ -žiarenia z vonkajších zdrojov.

Pri voľbe rozmerov absorbátora treba uvažovať prierez zväzku žiarenia a energiu fotónov. Stretávame sa s dvoma problémami. Ak je priečný prierez absorbátora väčší ako prierez zväzku a jeho hrúbka dostatočná pre úplnú absorpciu energie  $\gamma$ -žiarenia (čo sa dá splniť pre nízke energie žiarenia), nedokážeme nič povedať o objeme, na ktorý sa odovzdaná energia vzťahuje. Ak sú naopak rozmery absorbátora nedostatočne veľké, energia sa v ňom pohltí len čiastočne a vzniká problém, že množstvo tepla neodpovedá energii žiarenia, ale len energii absorbovanej v telese absorbátora. Túto energiu ovplyvňuje aj okolité prostredie, ktoré je iné ako absorbátor.

Východiskom z tejto situácie je, že kalorimeter pozostáva z malého absorbátora, ktorý obklopuje plášť z rovnakého materiálu a tieto budú tepelne izolované (obr. 15). Plášť bude zaisťovať **radičnú rovnováhu** na hraniciach absorbátora, ktorého rozmery nemusia byť preto veľké. To je práve rozdiel medzi kalorimetrom na meranie hustoty energie zväzku (zväzkové kalorimetre), kde sa vyžaduje absorbátor veľkého rozmeru a kalorimetrom na meranie dávok (dávkové kalorimetre), kde je absorbátor malý a pohlcuje len nepatrnú časť energie zväzku. Dávka je lokálna veličina, preto takýto absorbátor vyhovuje.



Obr. 15.  
Dávkový kalorimeter

Materiál absorbátora musí byť tkanivovo ekvivalentný, ak chceme stanovovať dávku v tkanive. Navyše musí mať tepelnú vodivosť. Používa sa grafit, alebo upravené termoplasty. Takáto metóda sa dá použiť na stanovenie dávok vo fantóme. Vyznačuje sa vysokou presnosťou, korekčné faktory sú veľmi malé. Nevyhovujúca je jej citlivosť, pre nízke dávkové príkony sa nedá použiť.

## 2.4.2. Ionizačná metóda

Prednosť metódy je v podstatne vyššej citlivosti. Pre ilustráciu: ak obdrží tkanivo dávku 6 Gy, ktorá môže byť pri celotelovom ožiarení letálna, ohreje sa o  $1,5 \cdot 10^{-3}$  K. To je ohrev veľmi ťažko merateľný. Ionizačná metóda meria bez problémov dávky rádovo  $\mu\text{Gy}$ .

Metóda je založená na teórii ionizácie v dutine, podľa ktorej je dávka

$$D = s_m W_i I_{vm}$$

Tento vzťah sa využil už v časti 2.3.2. Treba poznamenať, že tento vzťah sme dostali pre fotónové žiarenie. Gray analogickou cestou odvodil vzťah aj pre neutrónové žiarenie. Namiesto elektrónov sú v tomto prípade sekundárnymi časticami odrazené protóny a ďalšie častice produkované neutrónmi.

Výsledkom tejto teórie bol poznatok, že dávku možno merať pomocou komôrok z tkanivovo ekvivalentných materiálov. Konštrukcia musí rešpektovať teoretické predpoklady, podľa ktorých:

- Tkanivovo alebo vzduchovo ekvivalentná komôrka musí mať hrúbku steny väčšiu ako dosah najenergetickejších sekundárnych nabitých častíc (elektrónov v prípade  $\gamma$  - žiarenia).
- Celý obal dutiny, teda celá stena ionizačnej komory musí byť rovnomerne ožiarená. To znamená, že pri meraní poľa bodových žiaričov musíme voliť malý rozmer komory, aby rozbiehavosť zväzku v hraniciach priečneho rozmeru komory bolo možné zanedbať.

Zberná elektróda, držiak komory, nanosenie vodivej vrstvy na jej stenu (ktorá nie je elektricky vodivá) - to všetko môže spôsobiť zmenu odozvy komory. Treba preto overiť jej energetickú závislosť (spôsobuje ju porušenie tkanivovej ekvivalentnosti materiálov) a smerovú závislosť. Pri kondenzátorových komôrkach je dôležitý zvodový prúd, spôsobený nedostatočným izolačným odporom izolátora medzi stenou a zbernou elektródou. Komory s kontinuálnym vyhodnotením sú prepojené s predzosilňovačom a vyhodnocovacím zariadením, ktorým je pikoampérmeter. Meria sa ionizačný prúd a dávkový príkon je úmerný tomuto prúdu.

## KONTROLNÉ OTÁZKY

11. Vymenujte metódy etalónovania aktivity!
12. Na akých princípoch sú založené metódy etalónovania aktivity?
13. Čo je princípom počítačových metód merania aktivity?
14. Vymenujte najčastejšie používané počítače častíc!
15. Na čom je založená elektrostatická metóda merania aktivity?
16. Aký je princíp koincidenčnej metódy a kedy sa dá použiť na meranie aktivity?
17. Aký je vzťah medzi uvoľneným teplom pri rádioaktívnej premene a aktivitou?
18. Napíšte a vysvetlite vzťah, ktorý je základom pre výpočet dávky na základe meranej ionizácie!
19. Čo znamená vzduchová a tkanivová ekvivalencia?
20. Aké komory sa používajú na meranie expozície?
21. Čím sú limitované rozmery ionizačných komôrok?
22. Ako pracujú tužkové dozimetre?
23. Aký je rozdiel medzi zväzkovými a dávkovými kalorimetrami?
24. V čom spočíva prednosť ionizačnej metódy merania dávok oproti kalorimetrickej metóde?

## SÚHRN

**Metódy etalónovania aktivity** – počítačová metóda, elektrostatická metóda, iontometrická a kalorimetrická metóda

**Počítačové metódy** – využívajú absolútne počítanie častíc. Najčastejšie používané počítače: plynové okienkové počítače,  $4\pi$  počítače, proporcionálne a scintilačné počítače

**Koincidenčná metóda** merania aktivity – dá sa použiť pre rádionuklidy, ktoré pri svojej premene emitujú aspoň dve častice, z registrácie početností dvomi nezávislými detektormi a súčasne meraním koincencií sa dá určiť aktivita

**Elektrostatická metóda** merania aktivity - pri emisii nabitých častíc zdroj žiarenia získava opačný náboj, ak je zdroj žiarenia na elektróde, môžeme meraním tohto náboja súčasne určiť početnosť emitovaných častíc.

**Iontometrická metóda** stanovenia aktivity- je založená na meraní ionizačného prúdu v plynovej náplni komory.

**Kalorimetrická metóda** - energia uvoľnená pri rádioaktívnej premene sa pohltí v absorbátore kalorimetra, takto odovzdané teplo – ktoré je úmerné aktivite - sa prejaví zmenou teploty absorbátora.

**Braggov-Grayov vzťah** – základný vzťah pre výpočet **dávky** na základe meranej ionizácie.

Na meranie **expozície** sa používajú - normálové ionizačné komory, dutinové ionizačné komory a kondenzátorové ionizačné komory.

Meranie absorbovanej **dávky** - absolútnou metódou merania dávky v zmysle definície je len kalorimetrická metóda. Dávku možno merať aj pomocou ionizačných komôrok z tkanivovo ekvivalentných materiálov, táto metóda má oveľa väčšiu citlivosť oproti kalorimetrickej metóde.



Návrat z acrobat readera -  (zatvorením okna)

# 3. INTEGRÁLNE METÓDY MERANIA DOZIMETRICKÝCH VELIČÍN

## UČEBNÉ CIELE:

Do druhej skupiny metód merania dozimetrických veličín patria metódy, ktoré získavajú údaj o meranej veličine porovnaním s jej mierou. Obvykle nemerame priamo dozimetrickú veličinu, ale veličinu, ktorá s ňou súvisí určitým vzťahom, často bližšie nedefinovaným. Vysvetlíme si ich základy a možnosti využitia.

## KLÚČOVÉ SLOVÁ:

Fotografické metódy dozimetrie, termoluminiscenčné dozimetre, rádiofotoluminiscenčné dozimetre, exoelektrónová emisia, lyoluminiscencia, radiačne indukované tepelne aktivované prúdy, elektrety, chemické metódy, stopové detektory, aktivačné detektory

## 3.1. ÚVOD

Ionizujúce žiarenie interaguje s atómami a molekulami rôznych látok a vyvoláva v nich dočasné, alebo trvalé zmeny. Všetky takéto látky možno použiť ako indikátory ionizujúceho žiarenia. Môžeme ich rozdeliť podľa tohto účinku na:

- **kontinuálne detektory**, ktoré podávajú informáciu o okamžitom stave poľa žiarenia. Ak detektor prestane byť ožarovaný, signál sa neregistruje. Takto fungujú detektory využívajúce ionizáciu a vzбудenie.
- **Integrálne detektory**, u ktorých sa hodnota signálu zväčšuje s dobou ožarovania. Signál môže byť úmerný fluencii častíc, alebo fluencii energie, dávke, či expozícii. Po skončení ožarovania zostáva informácia v detektore zachovaná a jej odčítaním sa získa údaj o celkovej hodnote za dobu ožarovania detektora.

Spoločnou vlastnosťou oboch skupín metód je, že odozva detektora nám neudáva priamo hodnotu dozimetrickej veličiny, ale získavame ju porovnaním s odozvou pri meraní etalónu. Takéto metódy (na rozdiel od absolútnych) sú metódy **relatívne**. Kontinuálne metódy využívajú známe ionizačné detektory. Budeme sa preto zaoberať integrálnymi metódami, u ktorých je integrácia vnútornou vlastnosťou detektora. Okrem nich je možné dosiahnuť integráciu sčítaním údajov kontinuálneho detektora pomocou elektroniky. Pre prax majú väčší význam práve metódy, kde integrácia je v samotnom princípe činnosti detektora. Tieto princípy sú pritom veľmi rozdielne. Využívajú sa rádiobiologické účinky, rádiochemické procesy, fyzikálnochemické zmeny, alebo čisto fyzikálne deje.

Informácia o dávke, alebo inej veličine sa získava pomocou vyhodnocovacieho zariadenia. Rozdelenie integrálnych metód možno urobiť z rôznych hľadísk. Jedno z nich je delenie podľa toho, či :

- sa informácia pri vyhodnotení stráca a dozimeter sa po takomto vyhodnotení, ktoré je zároveň "nulovaním", dá znova použiť (napr. termoluminiscenčný dozimeter),
- sa informácia počas vyhodnotenia nestráca, ale po odčítaní ju možno ďalšou operáciou vymazať a dozimeter použiť znova (napr. rádiofotoluminiscenčný dozimeter),
- sa detektor dá požiť len jedenkrát, pretože zmeny v niektorých dozimetroch sú trvalé (napr. film).

K pozorovaniu týchto zmien sa používa vyhodnocovacie zariadenie, z ktorého sa výsledná informácia dostáva vo forme výstupného signálu (obvyčajne elektrického napätia, či prúdu) po viacerých transformáciách. Napríklad v termoluminiscenčnom dozimetri je primárna informácia vo forme svetelného toku, ktorý je veľmi slabý. Treba ho premeniť na elektrický prúd a zosilniť. Každý z týchto procesov transformácie vnáša určitú chybu do výsledku merania. Ideálna metóda je preto tá, ktorá má čo najjednoduchší, t.j. najpriamejší spôsob získania výstupného signálu. Hľadanie takýchto metód je dôvodom, prečo sa v dozimetrii výskum metód nezastaví. Napríklad



termoluminiscenčná metóda je dnes plne vyhovujúca v osobnej aj iných druhoch dozimetrie. Vyhodnotenie však využíva transformáciu svetlo- elektrický prúd. Hľadajú sa metódy bez medzistupňa transformácie cez svetlo.

Oblasť využitia integrálnych dozimetrov je veľmi široká. Okrem osobnej dozimetrie, kde je ich využitie najznámejšie sa používajú aj v klinickej dozimetrii, monitorovaní životného prostredia, dozimetrii v priemyslových ožarovniach (radičná chémia) a rádiobiológii. Každá z týchto oblastí je charakteristická typom žiarenia, dávkovým rozsahom, v ktorom potrebuje registrovať integrálnu dávku a požadovanou maximálne prípustnou chybou. V **tabuľke 1** uvádzame niektoré oblasti využitia integrálnych dozimetrov.

Tabuľka. 1 Niektoré oblasti využitia integrálnych dozimetrov.

Aplikácia	Približný dávkový rozsah, Gy	Hlavný typ žiarenia	Maximálna prípustná chyba, %
Osobná dozimetria, prevádzkové monitorovanie, havarijná dozimetria	$10^{-4}$ až 1	X, $\gamma$ , $\beta$ , n	10 až 20
Klinická dozimetria	$10^{-1}$ až 30	$\gamma$ , n	10
Monitorovanie životného prostredia	$10^{-1}$ až $10^2$	X, $\gamma$ , e-, n	5
Rádiobiológia	$10^{-6}$ až $10^{-2}$	$\gamma$	5 až 10
Radičná chémia a technológie (sterilizácia, spracovanie potravín, testovanie materiálov)	$10^{-1}$ až $10^4$	X, $\gamma$ , n	5 až 10
Reaktorová dozimetria	$10^2$ až $10^5$	X, $\gamma$ , e-	10
	10 až $10^7$ pre neutróny $10^{14}$ až $10^{23}$ m <sup>-2</sup>	$\gamma$ , n	3 až 5

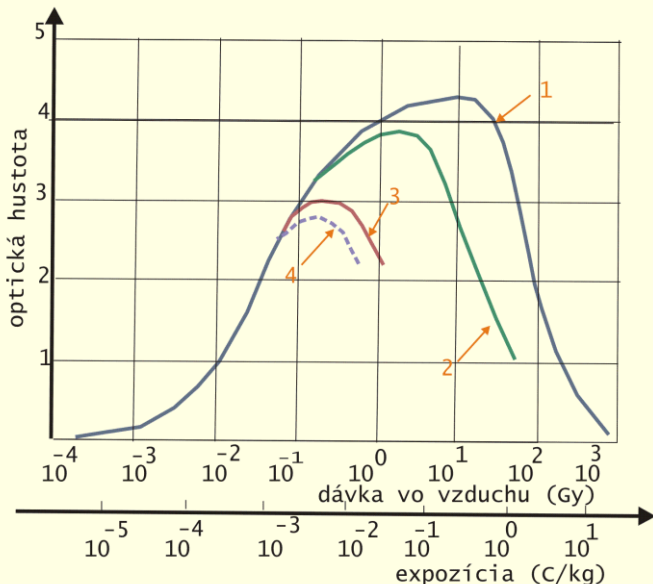
## 3.2. FOTOGRAFICKÉ METÓDY

Pôsobením ionizujúceho žiarenia na fotografickú emulziu vzniká latentný obraz, ktorý sa dá vyvolať zviditeľniť. Optická hustota vyvolaného materiálu môže byť mierou dávky, alebo expozície žiarenia, ktoré na tento materiál pôsobilo. Filmy sa používajú pre dozimetriu žiarenia X,  $\gamma$ ,  $\beta$  a tepelných aj rýchlych neutrónov. Fotografické metódy majú viacero výhod: vysokú citlivosť, trvalosť záznamu (vyhodnotenie sa dá opakovať). K nedostatkom patrí zdĺhavosť procesu vyvolávania filmov a veľká chyba s ním spojená.

Princíp účinku žiarenia na fotografickú emulziu spočíva v rozložení molekuly bromidu strieborného AgBr na ión Ag<sup>+</sup> a Br<sup>-</sup>. Kladný ión sa neutralizuje na kovové striebro. Tento mechanizmus funguje tak, že ión Ag<sup>+</sup> sa zachytáva v pasciach, vznikajú zhľuky atómov Ag, ktoré vytvárajú latentný obraz. Jeho vyvolaním dostávame film, ktorého priepustnosť svetla závisí od veľkosti expozície. Ak na takýto film bude dopadať svetelný tok s hodnotou  $\varphi_{eo}$ , časť svetla sa pohltí, alebo odrazí a časť svetla, ktorú označíme  $\varphi_e$  prejde. **Optická hustota** je definovaná

$$D = \log \frac{\varphi_{eo}}{\varphi_e}.$$

Závislosť D na expozícii sa volá charakteristická krivka. Priebeh závislosti optickej hustoty od expozície je na obr. 16. V širokom intervale je D úmerné expozícii. Pri vysokých hodnotách expozície klesá citlivosť filmu a s rastúcou expozíciou optická hustota klesá. To súvisí s mechanizmom redukcie molekuly AgBr. Tento jav sa volá solarizácia.



Obr. 16

Charakteristická krivka filmu

- 1 – 0,3 A/kg
- 2 –  $3,4 \cdot 10^{-4}$  A/kg
- 3 –  $8,5 \cdot 10^{-6}$  A/kg
- 4 - 0,3 A/kg

Pre použitie filmu, ako integrálneho dozimetra je dôležitá stabilita pri jeho skladovaní.

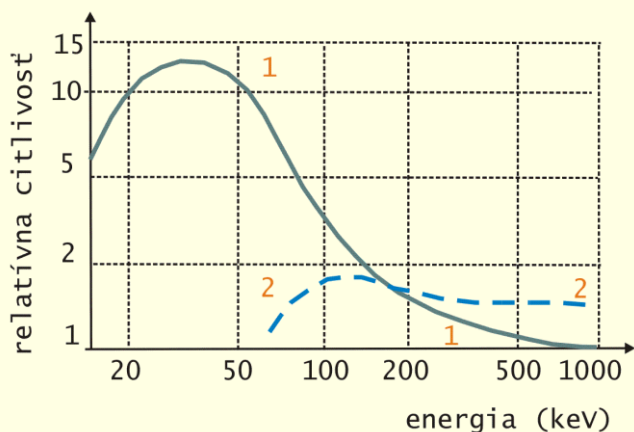
Dlhodobé skladovanie (medzi expozíciou a vyvolaním) vedie k týmto efektom

- vznik závoja, t.j. vzrast optickej hustoty neexponovaného filmu. Vyvolateľné strieborné centrá vznikajú nielen účinkom ionizujúceho žiarenia, alebo svetla, ale aj účinkom tepla. Uplatňujú sa aj ďalšie chemické procesy,
- zmena citlivosti,
- fading latentného obrazu, t.j. čiastočný zánik latentného obrazu pôsobením kyslíka a vlhkosti.
- Najdôležitejší z nich je fading, vyjadruje sa koeficientom regresie  $F$ , ktorého závislosť od času  $t$  je daná vzťahom:

$$F = 1 - e^{-Ct}$$

kde  $C$  je konštanta závislá na podmienkach skladovania (vlhkosť, prítomnosť kyslíka, teplota).

Filmy sa preto uzatvárajú do fólií z organických polymérov, alebo viacerých vrstiev (plastická látka, hliníková fólia, papier).



Obr. 17

Energetická závislosť

filmového dozimetra:

- 1 – dozimetrický film;
- 2 – kompenzácia filmu filtrom 0,5 mm Pb

Optická hustota sa meria denzitometrom. Rozsah merateľných optických hustôt je od 0 do 6. Závisí od spôsobu vyvolania a od typu filmu. Kolíše aj pri tom istom type filmov, preto sa v servisných laboratóriách kalibruje definovanými dávkami každá séria filmov.

Dôležitou vlastnosťou filmu ako dozimetra je jeho energetická závislosť. Spočíva v tom, že rovnaká expozícia vedie k rôznej optickej hustote, v závislosti od energie fotónov. Príčinou je prítomnosť atómov s veľkým protónovým číslom  $Z$  v emulzii (striebro i bróm). Túto závislosť citlivosti od energie charakterizuje obr.17. Maximum citlivosti je v oblasti energií fotónov 40 keV, minimum v oblasti 1 MeV. Pomer citlivosti v maxime a minime, nazývaný faktor tvrdosti, je bežne 12 až 50. Tento jav znemožňuje použiť film priamo ako dozimeter.

Potlačenie tejto energetickej závislosti sa robí pomocou absorpčných filtrov. Kompenzácia oloveným filtrom hrúbky 0,5 mm dáva čiarkovanú krivku na obr. 17. Filter s vysokým protónovým číslom zníži, následkom absorpcie, účinok žiarenia v oblasti nižších energií. Zároveň vzrastie, v dôsledku zvýšenej produkcie sekundárnych elektrónov, účinok v oblasti vyšších energií. Používajú sa rôzne kombinácie kovových fólií (olovo, cín, kadmium). Žiadna kombinácia však nedosahuje uspokojivú kompenzáciu energetickej závislosti. Ak sa aj dosiahne kompenzácia pri kolmom dopade fotónového žiarenia (napr. 6 prvkovým filtrom už od energie 40 keV), veľké odchýlky sú pri šikmom dopade žiarenia na dozimeter.

Iný postup k vylúčeniu energetickej závislosti je metóda filtračnej analýzy. Spočíva v tom, že film sa rozdelí na niekoľko polí, na ktoré dopadá žiarenie filtrované rôznou hrúbkou filtrov z materiálov s rôznym  $Z$ . Meraním optických hustôt jednotlivých polí v závislosti od hrúbky a materiálu filtrov, možno určiť efektívnu energiu fotónov, ktoré pôsobili na film a určiť korekčný faktor, ktorým treba násobiť hodnotu expozície na nefiltrovanom poli. Toto je najrozšírenejší postup vo filmovej dozimetrii. Určuje sa expozícia röntgenového žiarenia a  $\gamma$ -žiarenia v energetickom rozsahu 10 keV až 3 MeV a dávka  $\beta$ -žiarenia. Pri meraní dávok  $\beta$ -žiarenia ide o energeticky závislý dozimeter. Dolná hranica je daná hrúbkou obalu filmu, to spôsobuje prah okolo 0,4 MeV.

Sčernenie filmu závisí na lineárnom prenose energie častíc  $L_{\Delta}$ . Pri rovnakej dávke s rastúcim  $L_{\Delta}$  rýchlo klesá. Pre protóny je viac ako o rád nižšie ako pre  $\gamma$ -kvantá rovnakej energie. V dozimetrii neutrónov sa postup použitia filmových dozimetrov líši podľa energie neutrónov. Priamy účinok (sčernenie filmu) je veľmi malý. Využíva sa ich konverzia. Pre pomalé neutróny sa využíva radiačný záchyt v Cd. Na film sa priloží pásik kadmiového plechu. V ňom účinkom pomalých neutrónov vzniká  $\gamma$ -žiarenie, ktoré spôsobuje sčernenie. Okrem Cd sa dá použiť Gd, alebo Ag, ktoré tiež majú veľký účinný prierez pre záchyt neutrónu. Používa sa dvojica absorbátorov, napr. Cd, Sn. To umožňuje urobiť korekciu na dávku  $\gamma$ -žiarenia. Rozdiel sčernenia pod Cd a Sn filtrom charakterizuje dávku tepelných neutrónov. Hrúbka Cd filtra je taká, aby absorboval prakticky všetky tepelné neutróny (0,5 až 1 mm). V dozimetrii rýchlych neutrónov sa využívajú stopy odrazených jadier v emulzii. Nestanovuje sa sčernenie filmu (makroskopické účinky), ale sa počítajú stopy odrazených jadier. Podobný postup sa používa aj v dozimetrii ťažkých častíc.

Vo filmovej dozimetrii sú dve skupiny zdrojov chýb:

- Chyby, ktoré nezávisia od expozície
- Chyby, ktoré od expozície závisia.

Do prvej skupiny patrí:

- Regresia latentného obrazu (fading). Sčernenie závisí od času medzi expozíciou a vyvolaním filmu. Táto chyba nemusí byť za štandardných podmienok (stanovená doba vyvolania, doba expozície kalibračného filmu) väčšia ako 2%. Rastie s pôsobením vlhkosti a teploty a môže dosahovať až desiatky %.
- Energetická závislosť filmu. Pri kompenzácii Pb filtrom, v rozsahu energií  $\gamma$ -žiarenia 0,3 až 3 MeV je menšia ako 5 %. Veľké chyby (desiatky %) sú v oblasti nízkych energií. To platí aj pre filtračnú metódu.
- Vplyv smerovej závislosti. Ak na dozimeter dopadá žiarenie pod rôznymi uhlami, odozva je rôzna. Veľké chyby sú v oblasti nízkych energií, odhadujú sa na 3%.
- Nepresnosť pri kalibrácii. Kalibrácia sa robí jedným z týchto spôsobov:
  - a) expozičný príkon sa vypočíta zo známej aktivity zdroja a expozičnej konštanty  $\Gamma$  daného rádionuklidu,
  - b) odmeria sa etalónovým prístrojom.

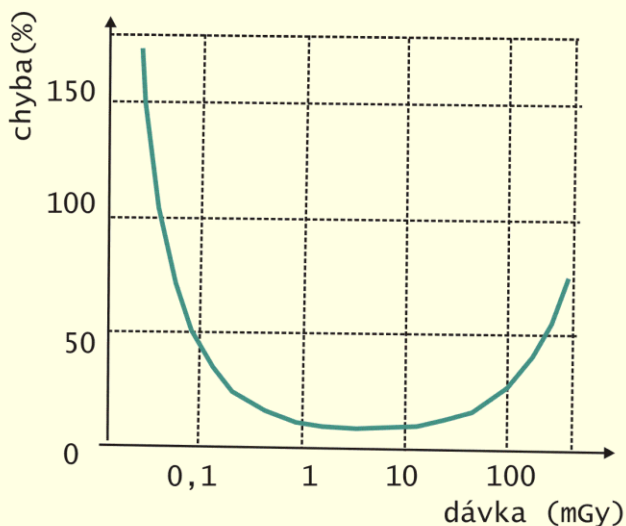
Chyby spôsobené v prípade a) nepresnou znalosťou  $\Gamma$  konštanty, resp. chybou merania etalónovým dozimetrom v prípade b), sú asi 5 %.

Do druhej skupiny chýb (závislých od expozície) patria chyby spôsobené kolísaním hodnoty závoja, podmienok vyvolávania, nehomogenitou emulzie a meraním optických hustôt.

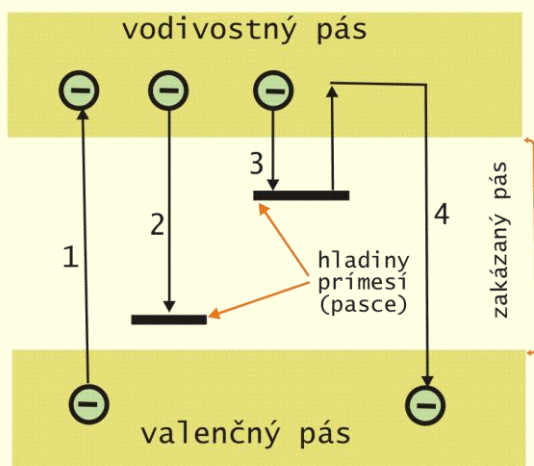
Celkovú chybu, v závislosti od meranej dávky, ukazuje obr. 18. Smerom k nízkym hodnotám dávok chyba rastie, pretože nie je možné rozlíšiť odozvu na expozíciu žiarením od závoja. Podobne chyba vzrastá aj smerom k veľkým hodnotám dávky. Tu sa rast optickej hustoty spomaľuje v dôsledku solarizácie.

O filmovej dozimetrii možno povedať, že pri meraní dávky od 0,2 do 100 mGy sa dá dosiahnuť celková chyba menšia ako 25 %. K jej nevýhodám patria: veľký fading, smerová závislosť, nízky rozsah dávok, ktoré možno obsiahnuť jedným filmom (3 rády - to sa rieši používaním dvoch filmov pre osobnú a havarijnú dozimetriu), citlivosť na vonkajšie vplyvy (teplota, vlhkosť), zdĺhavé vyhodnocovanie, malá presnosť. Výhodou filmovej dozimetrie je: trvalý záznam o dávke, možnosť približného stanovenia energie a druhu žiarenia, možnosť automatizácie vyhodnotenia, nízka cena.

Svetový trend smeruje k postupnému nahradzovaniu filmových dozimetrov inými pevnolátkovými, najčastejšie termoluminiscenčnými dozimetrami. Takéto nahradenie je možné v dozimetrii fotónového žiarenia. V dozimetrii zmiešaných polí  $\beta$  a  $\gamma$  - žiarenia je zatiaľ filmová dozimetria nezastupiteľná.



Obr. 18  
Chyba filmového dozimetra  
(Závislosť relatívnej chyby  
meranej dávky pre  
dozimetrický film ORWO  
RD3).



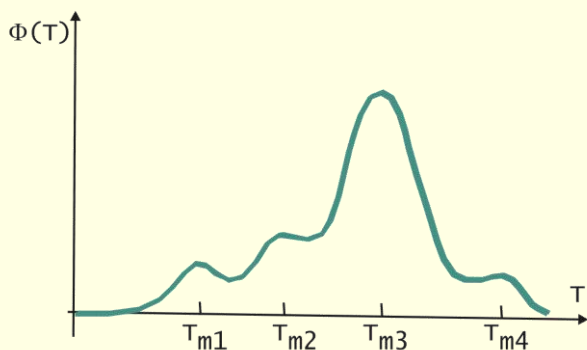
Obr.19  
Prechod elektrónov  
v termoluminiscenčnej látke

### 3.3. TERMOLUMINISCENCIA

Zjednodušene možno princíp využitia tohto javu opísať takto (obr. 19). Ožiarenie dielektrickej pevnej látky má za následok prechod elektrónov z valenčného pásu do pásu vodivostného (1). Tieto elektróny získavajú potrebnú energiu od sekundárnych elektrónov, ktoré produkuje  $\gamma$ -žiarenie. Na vznik takéhoto páru elektrón (vo vodivostnom pásu) - diera (vo valenčnom pásu) je treba 10 až 15 eV. Ak v zakázanom pásu existujú hladiny prímiesí (aktivátora), môžu fungovať ako pasce, do ktorých elektrón môže prejsť z vodivostného pásu. Ak je pasca blízko valenčného pásu, elektrón sa z nej už nemôže vrátiť do vodivostného pásu (2). Ak je pasca blízko vodivostného pásu (3), stačí energia dodaná zahriatím látky, aby sa elektrón dostal opäť do vodivostného pásu a pri prechode na nižšie položené hladiny, alebo do valenčného pásu vyžiari energiu ako viditeľné, alebo ultrafialové svetlo (4). Tento jav sa volá termoluminiscencia.

Zadržanie elektrónov v takejto pasci môže dosahovať dobu niekoľkých rokov. Analogicky ako pri rádioaktívnej premene jadier, zavádza sa pojem polčas vyprázdňovania pascí. Polčas 1 rok znamená, že sa za túto dobu vyprázdni polovica pascí. Informácia o veľkosti odovzdanej energie v tuhej látke (ktorá je úmerná dávke) sa takto môže zachovať dlhú dobu. Zrejme bude existovať možnosť vyprázdňovania pascí pri uchovávaní exponovanej látky aj pri dostatočne veľkom polčase. Toto spontánne vyprázdňovanie pascí (fading) bude závisieť od teploty skladovania.

Využitie tohto javu v dozimetrii spočíva v zahriatí ožiarenej látky. Pritom dochádza k vyprázdňovaniu pascí a vyžarovaniu svetla. Pri postupnom zvyšovaní teploty sa meria tok svetla vyžarovaného látkou. Závislosť žiarivého toku na teplote charakterizuje obr. 20.



Obr. 20  
Vyhrievacia krivka TLD.

Maximá pri rôznych teplotách odpovedajú prítomnosti pascí v rôznej "hĺbke" pod vodivostným pásom, ktoré sa vyprázdňujú pri rôznych teplotách. Táto krivka  $\Phi = \Phi(T)$  sa volá **vyhrievacia krivka**. Integrál tejto krivky:

$$Q = \int_{T_1}^{T_2} \Phi(T) dT$$

je mierou dávky ionizujúceho žiarenia. Hranice integrácie  $T_1$  a  $T_2$  určuje oblasť teplôt, v ktorej sa svetelný tok, pri zvyšovaní teploty dozimetra, zaznamenáva. Charakteristická závislosť  $Q$  od dávky je krivka, ktorá má lineárnu časť. U dobrých termoluminiscenčných dozimetrov (TLD) je táto lineárna časť od približne 0,1 mGy do zhruba 10 Gy, teda asi 5 rádov.

Termoluminiscencia nie je zriedkavý jav. Vykazuje ju asi 2 tisíc minerálov a veľa umelých látok. Pre dozimetriu majú význam len tie látky, ktoré spĺňajú tieto požiadavky:

- vysoká koncentrácia pascí,
- malý fading pri izbovej teplote,
- spektrum vyžiareného svetla je v oblasti spektrálnej citlivosti fotonásobiča (vlnová dĺžka 300 až 500 nm),
- malá energetická závislosť pri detekcii fotónového žiarenia (efektívne protónové číslo materiálu TLD  $Z_{ef}$  blízke 7,6),
- nízka cena.



Týmto požiadavkám vyhovuje len niekoľko látok. K nim patria:

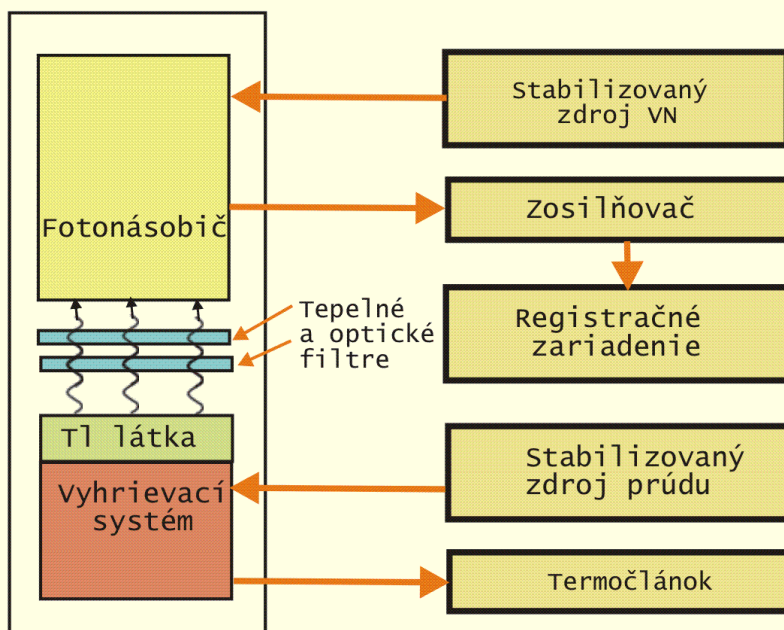
- **Florid lítny**, LiF má nízke  $Z_{ef} = 8,14$  preto aj malú energetickú závislosť. Je to prvý komerčne vyrábaný TLD a jeho popularita pochádza najmä z malej vlnovej závislosti. Využíva sa maximum vyhrievacej krivky v oblasti  $180^{\circ}\text{C}$ . Nepříjemnou vlastnosťou je prítomnosť hlboko položených pascí, ktorým odpovedá teplota  $400^{\circ}\text{C}$ . Zmazávanie informácie (vyprázdnenie týchto pascí) vyžaduje hodinový ohrev na  $400^{\circ}\text{C}$ .
- **Tetraboritan lítny**,  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$  aktivovaný Mn, alebo Ag. Výhodou je ľahká výroba, vyhovujúce  $Z_{ef}$ , v porovnaní s LiF jednoduchšie zmazanie informácie ( $300^{\circ}\text{C}$  na dobu 15 minút).
- **Oxid berylnatý**, BeO má  $Z_{ef} = 7,5$ , nízky fading asi 10 % za niekoľko mesiacov.
- **Aluminofosfátové sklo** má hlavné maximum pri teplote okolo  $290^{\circ}\text{C}$ , fading menší ako 15 % za 3 mesiace, nevýhoda je vysoké pozadie, ktoré znemožňuje meranie nízkych dávok.

### 3.3.1. Vyhodnotenie TLD

Vyhodnocovacie zariadenie, ktorého bloková schéma je na obr. 21 má dve dôležité časti:

- ohrev, ktorý je časovo programovaný a
- registráciu emitovaného svetla.

Svetelný tok fotonásobič transformuje na elektrický prúd, ktorý sa po zosilnení zaznamenáva v závislosti od teploty.

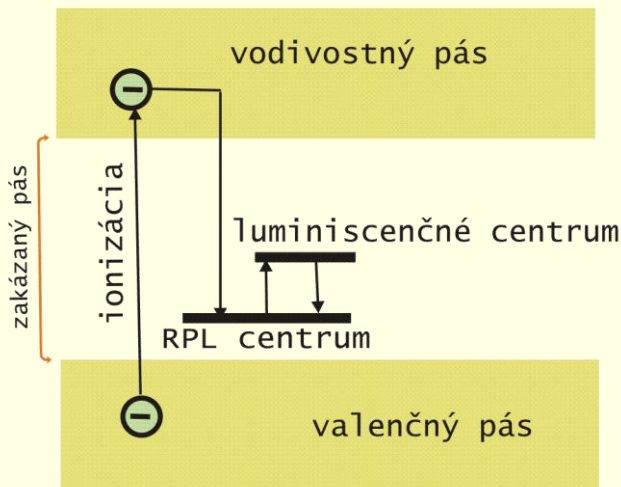


Obr. 21  
Blokové zapojenie vyhodnocovacieho zariadenia TLD.

#### Postup si ukážeme na príklade LiF:

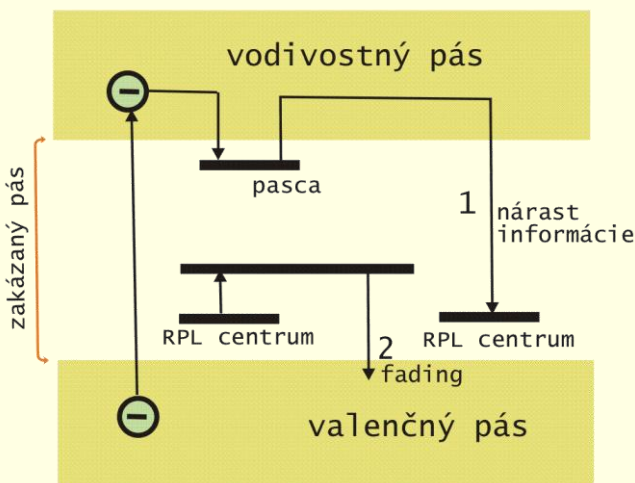
- TLD sa najprv predohreje na teplotu asi  $100^{\circ}\text{C}$ , tým sa vyprázdnia pasce položené blízko vodivostného pásu, ktoré najčastejšie spôsobujú fading.
- Pri ohrievaní na vyššiu teplotu do  $250^{\circ}\text{C}$  sa meria termoluminiscenčný výstup.
- Vyprázdnenie hlboko položených pascí sa dosiahne ohriatím na  $400^{\circ}\text{C}$ , bez merania termoluminiscenčného výstupu.
- Chladenie je posledným krokom a TLD sa môže znovu použiť.

Využitie TLD sa neobmedzuje len na osobnú dozimetriu. Používajú sa pri fantómových meraniach, štúdiu polí žiarenia v okolí urýchľovačov a jadrových reaktorov, pri kozmických letoch i pri meraniach dávok v rádioterapii v medicíne. Oproti filmovým dozimetrom majú lepšiu citlivosť (prahová dávka je 10  $\mu$ Gy), menšiu chybu, malú energetickú závislosť. Nedostatkom je zložitý prevod radiačného účinku na merateľný signál a vysoká cena dozimetrov a najmä vyhodnocovacieho zariadenia.



Obr. 22.

Mechanizmus vzniku RPL svetla.



Obr. 23.

Fading v RPL dozimetri  
1 – nárast informácie RPL;  
2 – po skončení expozície RPL dozimeter do fadingu

### 3.4. RÁDIOFOTOLUMINISCENCIA

Pôsobením ionizujúceho žiarenia môžu v niektorých tuhých látkach vznikajú luminiscenčné centrá. Takáto látka, ktorá predtým nemala luminiscenčné vlastnosti môže po ožiarení viditeľným, alebo ultrafialovým svetlom, vykazovať luminiscenciu. Pretože sa jedná o luminiscenciu, ktorá vznikla účinkom radiačného pôsobenia a vyvoláva ju svetlo, tento jav sa volá rádiofotoluminiscencia (RPL). Na tomto princípe bol vyrobený aj prvý dozimeter využívajúci tuhú látku. Nedosahoval však potrebnú citlivosť (jeho detekčný prah bol 0,1 Gy) a bol vytlačený TLD.

Látky, ktoré vykazujú túto vlastnosť sú niektoré druhy skiel (aluminofosfátové sklá) a pevné roztoky strieborných solí v iontových kryštáloch. Zjednodušený popis mechanizmu vzniku RPL je takýto (obr. 22): účinkom ionizujúceho žiarenia prechádza elektrón z valenčného do vodivostného pásu. Odtiaľ môže prejsť na energetickú úroveň (vytváranú RPL centrom v zakázanom páse). Dodaním energie vo forme svetla sa môže premiestniť na úroveň luminiscenčného centra. Pri prechode naspäť vyžiari luminiscenčné svetlo, ktoré odpovedá rádiofotoluminiscencii. Časť excitačnej energie, dodávanej svetlom z vonkajšieho zdroja, sa odovzdá látke vo forme tepelnej

energie. Svetlo, vyžiarené ako RPL svetlo, odpovedá nižšej energii fotónov a má preto väčšiu vlnovú dĺžku ako budiace svetlo. To umožňuje odlišiť vyžiarené RPL svetlo od budiaceho svetla výbojky. Napríklad v už spomínanom aluminofosfátovom skle je budiace svetlo čiara ortuťovej výbojky z oblasti ultrafialovej (vlnová dĺžka  $\lambda = 365$  nm) a RPL svetlo je z oblasti oranžovej.

Dôležitou vlastnosťou týchto dozimetrov je, že po excitácii a vyžiarení RPL svetla sa informácia nezmaže. Elektrón sa vráti znova na hladinu RPL centra. Tieto centrá zostávajú po ožiarení excitujúcim svetlom stabilné. Rozrušiť sa dajú dlhodobým ohrevom na teplotu okolo  $150^{\circ}\text{C}$ , ktorým sa prevedú na luminiscenčné centrá.

Aj u týchto dozimetrov sa stretávame s fadingom (obr. 23). Elektrón sa môže tepelnou excitáciou dostať na vyššiu energetickú úroveň, z ktorej prejde do valenčného pásu. To spôsobuje čiastočnú stratu informácie (fading). Na druhej strane môže dôjsť k zachyteniu elektrónu pascou blízko vodivostného pásu. Tepelným vzбудením prejde tento elektrón do vodivostného pásu a môže sa dostať na RPL centrum. To vedie k nárastu informácie po skončení expozície dozimetra. Preto dozimetrové sklá vykazujú vzrast odozvy po skončení expozície, ktorý je po určitom čase prekrytý fadingom.

Väčšinou sa používajú sklá obsahujúce fosforečnany ako  $\text{Al}(\text{PO}_3)_3$ , alebo prímеси oxidov. Aktivátorom je striebro. V snahe znížiť efektívne protónové číslo dozimetra sa používajú najmä oxidy ľahkých prvkov (najmä Li). Energetická závislosť sa spravidla vyjadruje ako pomer relatívnych citlivostí pre energiu fotónov v oblasti 45 keV a 1 MeV. Pre fosfátové sklá sa dosahuje hodnota 10. Pre sklá obsahujúce oxidy ľahkých prvkov alebo florid lítny LiF hodnota 1. Energetická závislosť sa dá kompenzovať ako u filmov. Závislosť odozvy od dávky má lineárnu oblasť, dolný prah merateľnosti určuje pozadie neexponovaných skiel. Aj neexponované sklo vykazuje luminiscenciu spôsobenú prímesami. Vysoké nároky sú preto na čistotu materiálov. Špičkové dozimetre dosahujú prah 0,1 mGy. Na úrovni dávok 10 mGy sa dosahuje presnosť 5 %.

Prednosti RPL dozimetrov sú:

- dobrá presnosť v rozsahu dávok od 0,5 mGy do desiatok Gy,
- veľký dynamický rozsah, malý fading, možnosť kumulácie dávok (po odčítaní sa údaj zachová a dozimeter sa môže ďalej exponovať – dávka sa pripočíta),
- možnosť vymazania (nulovania) a opätovného použitia.

Nedostatkom je náročný proces vyhodnotenia (podobný ako u TLD) a vysoké nároky na čistotu materiálov. Trend smeruje k ich nahrádzaniu TLD aj napriek niektorým výhodám.

## 3.5. ĎALŠIE PRINCÍPY ČINNOSTI INTEGRÁLNYCH DOZIMETROV

Kým filmové a termoluminiscenčné dozimetre sa využívajú v centrálne zabezpečovanej osobnej dozimetrii, mnohé ďalšie metódy, využívajúce pevno-látkové dozimetre sú predmetom výskumu a využitia v iných oblastiach (havarijná dozimetria, radiačná chémia a technológia). Niektoré majú význam najmä historický, u iných možno očakávať využitie v budúcnosti.

### 3.5.1 Exoelektrónová emisia

Mechanizmus exoelektrónovej emisie je takýto: žiarenie excituje elektróny v pevných látkach z valenčného do vodivostného pásu. Odtiaľ môžu prejsť do nižších hladín, vytváraných elektrónovými pascami. Z týchto hladín sa môžu uvoľniť dodaním energie (tepenej alebo vo forme svetla). Potiaľto je princíp ich činnosti rovnaký ako u TLD a RPL dozimetrov. V takýchto dozimetroch sa však nemeria svetlo emitované pri vyprázdňovaní pascí, ale výstupný signál tvoria elektróny, ktoré získavajú dostatočnú energiu a sú emitované do okolia. Je zrejmé, že výstupná práca neumožní preniknúť elektrónom z väčšej hĺbky. K tomuto javu dochádza len v povrchovej vrstve. Podľa toho, či dochádza k emisii elektrónov účinkom tepla, alebo svetla, hovoríme o tepelne, alebo opticky stimulovanej exoelektrónovej emisii.

V začiatkoch sa táto metóda ukazovala veľmi perspektívna, hlavne kvôli veľkej citlivosti niektorých materiálov, ktoré umožňovali merať dávky na úrovni 10 nGy. Látok, ktoré vykazujú exoelektrónovú emisiu je ešte viac ako látok s javom termoluminiscencie. Napriek tomu záujem o túto metódu v posledných rokoch klesá hlavne preto, že:

- exoelektrónová emisia neprináša zjednodušenie oproti TLD a RPL dozimetrii, ktoré pre väčšinu situácií postačujú a nie je dôvod ich nahradzovať,
- exoelektrónové dozimetre nemôžu konkurovať s TLD a RPL dozimetrami v stabilite odozvy. Exoelektrónový dozimeter je veľmi citlivý na poškodenie povrchovej vrstvy pri manipulácii, ďalej na tlak a na vlhkosť. Ak k tomu pripočítame komplikáciu, ktorá pochádza z nízkej energie elektrónov, emitovaných z povrchu (pre detekciu ich treba urýchliť elektrickým poľom, aby sa dostali do účinného objemu detektora) – vidíme, že ich vyhodnotenie môže byť zložitejšie ako u TLD.

### 3.5.2. Lyoluminiscencia

Niektoré ožiarené látky, ktoré rozpustíme vo vode (alebo iných rozpúšťadlách), emitujú v procese rozpúšťania svetlo. Tento jav sa volá lyoluminiscencia. Je to jeden z najstarších radiačných efektov (objavený v roku 1895). Pozoruje sa v anorganických látkach (napr. NaCl) aj v organických (sacharidy).

Mechanizmus lyoluminiscencie v kuchynskej soli: ako dôsledok ožiarenia kryštálu NaCl ionizujúcim žiarením môže prejsť elektrón z valenčného do vodivostného pásu. Pri návrate môže sa tento elektrón zachytiť elektrónovým záchytným centrom (tzv. F- centrom). Ak takýto kryštál rozpúšťame vo vode, elektróny z F-centier sa uvoľnia a vytvoria sa veľmi reaktívne elektróny. Mechanizmus lyoluminiscencie popisuje rovnica  $e^- + Cl \rightarrow Cl^{*}$ . Vznikajúci Cl ión je excitovaný a pri jeho deexcitácii sa emituje fotón vo viditeľnej oblasti ( $\lambda \sim 500$  nm). V sacharidoch účinkom ionizujúceho žiarenia dochádza k štiepeniu väzieb. Vznikajú voľné radikály, častice s nespárovaným elektrónom, ktoré majú vysokú reaktivitu. Pri rozpúšťaní môžu reagovať v reakciách, ktoré sprevádza emisia svetla.

Takto vznikajúce svetlo sa registruje fotonásobičom, ktorý je v optickom kontakte s nádobkou, kde sa ožiarená látka rozpúšťa. Celé zariadenie s nádobkou, podávacou lyžicou, miešadlom a fotonásobičom je samozrejme svetlotesné. Rozsah použitia systému NaCl + voda je  $10^{-2}$  až  $5 \cdot 10^4$  Gy s chybou 5 %. Pre masové použitie však metóda nemôže konkurovať TLD.

### 3.5.3. Radiačne indukované tepelne aktivované prúdy

Doteraz spomínané integrálne metódy mali spoločnú nevýhodnú vlastnosť: svetelný signál sa prevádzal na elektrický. To platí s výnimkou exoelektrónovej emisie, ale tá mala zase iné ťažkosti, vyplývajúce z nízkej energie emitovaných elektrónov. Tieto nedostatky nemá metóda, ktorá využíva takýto jav. Elektróny premiestnené z valenčného pásu do vodivostného pásu (účinkom ionizujúceho žiarenia) môžu byť zachytené pascami (ako v TLD). Ohrevom sa dostanú opäť do vodivostného pásu a prispievajú k vodivosti takejto látky. Ak súčasne s ohrevom látky priložíme na ňu silné elektrické pole, vzniká tepelne aktivovaný prúd. Vzhľadom na to, že jeho pôvod je účinkom radiácie nazývame tieto prúdy radiačne indukované tepelne aktivované prúdy.

Táto metóda sa v dozimetrii nepoužíva, je výhodná zásluhou priameho vyhodnotenia, bez medzistupňa, ktorým je svetlo a jeho transformácia na elektrický prúd. Či sa bude rozvíjať tak, že v budúcnosti vytlačí TLD je dnes otáznou.

### 3.5.4. Elektrety

Elektret je analógom permanentného magnetu. Je to dielektrikum s permanentnou polarizáciou v dôsledku iónových a elektrónových posunov. Dá sa vyrobiť ochladením roztavených dielektrík v silnom elektrickom poli. Pozorovalo sa, že ionizujúce žiarenie znižuje polarizáciu elektretu, depolarizuje ho. Táto depolarizácia môže byť mierou dávky. Jedinou výhodou elektretov je priame odčítanie elektrickej veličiny (náboja elektretu). Údaj o dávke sa pritom nezmazáva. Na druhej strane je nevýhodou malý rozsah takéhoto dozimetra a nedostatočná citlivosť. Komerčne sa nevyužíva a pravdepodobne ani nebude.



### 3.5.5. Účinky žiarenia na polovodičové prvky

Dávky  $10^4$  Gy vedú k trvalým zmenám parametrov polovodičových elektronických prvkov. To sa dá využiť na meranie dávok. Zmeny súvisiace s defektami v polovodiči, sa pre rôzne druhy žiarenia prejavujú rozdielne. Tak napr. kremíková dióda je o tri rády citlivejšia na ožiarenie rýchlymi neutrónmi ako na ožiarenie  $\gamma$  žiarením. Mierou dávky od rýchlych neutrónov je zmena napätia na dióde pri konštantnom prúde, ktorý ňou tečie v priepustnom smere. Vyhodnotenie vyžaduje zdroj konštantného prúdu a voltmeter. Je teda jednoduché.

Využívajú sa tiež MOS tranzistory, tu je citlivosť na  $\gamma$  žiarenie zhruba o dva rády vyššia ako pre neutróny. Účinok sa prejavuje zmenou charakteristiky tranzistoru. Výhoda je v jednoduchom vyhodnotení, informácia sa pri tom nezmažáva. Takéto metódy sa hodia pre havarijnú dozimetriu.

### 3.5.6. Chemické metódy

Ionizujúce žiarenie spôsobuje chemické zmeny v niektorých látkach. Niektoré chemické reakcie, tzv. radiačno-chemické reakcie vyvoláva ožiarenie vyššou dávkou. Výťažok takýchto reakcií je mierou dávky. Vznikajúce produkty sa stanovujú chemickými a fyzikálno-chemickými metódami (napr. spektrofotometricky a kolorimetricky). Meria sa absorpcia svetla ožiarovým roztokom. Produkt radiačno-chemickej reakcie spôsobuje totiž zafarbenie roztoku. Používajú sa väčšinou vodné roztoky, takže  $Z_{ef}$  je blízke vzduchu a tkanivu.

Najstarším dozimetrickým systémom je roztok železnatých iónov v okyslenej (kyselinou sírovou) vode – Frickeho dozimeter. Rozsah merateľných dávok je  $10^3$  až  $10^5$  Gy. Všeobecne sa tieto dozimetre používajú pri meraní vysokých dávok, pri sterilizácii potravín a iných materiálov i v armáde.

### 3.5.7. Stopové detektory

Metóda registrácie žiarenia, ktorá využíva vznik poruchy v dielektrických látkach a jej zviditeľnenie leptaním sa využíva nielen v dozimetrii.

Vznik stôp v mineráloch sa vysvetľuje takto: pozdĺž dráhy ťažkej nabitkej častice sa vytvorí priestor, z ktorého boli v procese ionizácie odstránené elektróny. Ióny, ktoré zostali, sú elektrostatickými silami vytrhnuté z kryštalickej mriežky. Takto narušená oblasť sa dá leptacím činidlom oveľa ľahšie rozrušiť ako okolie. Tento model "klinovej explózie iónov" vysvetľuje, prečo stopy vznikajú len účinkom ťažkých nabitých častíc, ktoré strácajú svoju energiu na krátkej dráhe. Rovnako vysvetľuje aj skutočnosť, že ku vzniku stôp nedochádza v polovodičoch a kovoch, kde zásluhou veľkej pohyblivosti elektrónov nie je možné vytvoriť priestor, kde by boli tieto odstránené. Tým nevznikne ani porucha v iónovej mriežke. Táto predstava je správna pre anorganické látky. Situácia v organických látkach je rozdielna.

Prvý dôležitý rozdiel je v tom, že:

- v anorganických materiáloch zanechávajú stopu len častice, ktorých energetické straty prevyšujú  $15 \text{ MeV/mg cm}^{-2}$ ,
- v organických látkach môžu byť tieto straty menšie, stopa vznikne aj pri energetických stratách  $1 \text{ MeV/mg cm}^{-2}$  (napr. v nitrátoch celulózy). Takéto energetické straty odpovedajú  $\alpha$  časticiam, ktoré sa detegujú len nitrátmi celulózy. Iné materiály sa hodia len pre štiepne fragmenty.

Fading latentných stôp je veľmi nízky. Stopy sa vymazávajú zvýšením teploty a účinkom ultrafialového žiarenia. Vyhodnotenie vyžaduje stanoviť počet stôp pripadajúcich a jednotkovú plochu. Metódy možno principiálne rozdeliť na: **vizuálne a automatizované postupy**.

- Vizualne spočívajú v prehliadnutí určitej plochy a spočítaní stôp. Stopy sa rôzne zviditeľňujú farbením, prípadne sa fotografujú, alebo snímajú a prenášajú na obrazovku.
- Automatizované postupy sa zakladajú na prederavení fólie v mieste stopy po leptaní. Tu je dôležitá reprodukovateľnosť podmienok leptania. Na spočítanie stôp sa využíva iskrový výboj, ktorý vznikne v mieste preleptanej stopy. Aby sa každá stopa započítala



iba raz, stopový detektor sa vloží medzi dve elektródy, z ktorých jedna je kovová a druhú elektródu vytvára tenká hliníková vrstva nanosená na plastickej podložke. Pri postupnom zvyšovaní napätia na takomto iskrovom počítaní, vznikne výboj v mieste najlepšie preleptanej stopy. Prúd iskrového výboja zahreje hliníkovú elektródu v mieste svojho vzniku. Táto nedokáže vzniknuté teplo odvieť (je tenká na tepelne nevodivej podložke) a hliník sa v tomto mieste vyparí (miesto sa stane nevodivé). Na tejto stope už nemôže znova nastať iskrový výboj. Pri zvyšovaní napätia budú podobne reagovať ďalšie (menej) preleptané stopy, každá však iba raz. Každá stopa sa takto započíta len jedenkrát.

Zásadnou výhodou stopového detektora je, že je selektívny pre ťažké nabité častice, citlivosť na  $\gamma$  a  $\beta$  žiarenie je minimálna. To určuje aj oblasti jeho využitia v dozimetrii. Využíva sa pri meraní koncentrácie radónu, resp. jeho produktov premeny v uránových baniach. Vzduch sa presáva cez filter zachytávajúci tieto produkty premeny a nimi emitované  $\alpha$  častice sa registrujú stopovým detektorom. Celé zariadenie aj s čerpadlom sa dá namontovať do banickej prilby. Používa sa tiež ako integrálny dozimeter pre dlhodobé expozície pri monitorovaní koncentrácie radónu v pobytových priestoroch.

Hlavnou oblasťou využitia stopových detektorov je dozimetria neutrónov. Neutróny sa vhodným radiátorom konvertujú:

- na štiepne fragmenty (neutrón štiepi jadrá radiátora), alebo
- $\alpha$  častice (neutrón interaguje reakciou  $(n, \alpha)$ , registrujú sa  $\alpha$  častice), alebo
- odrazené jadrá.

Ako radiátor štiepných fragmentov sa pre rýchle neutróny používa  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  a  $^{237}\text{Np}$ . Pre tepelné neutróny  $^{235}\text{U}$  a  $^{239}\text{Pu}$ . Vieme, že podobná metóda konverzie sa používa aj vo filmových dozimetroch, kde tieto jadrá sú súčasťou emulzie. Stopové detektory majú veľké prednosti oproti emulziám v:

- lepšej citlivosti  $\sim 10 \mu\text{Gy}$ ,
- necitlivosti ku  $\beta$  a  $\gamma$  žiareniu do dávok  $10^4 \text{ Gy}$ ,
- širšom dávkovom rozsahu 5 až 8 rádov.

Použitím rôznych radiátorov možno vytvoriť energetické prahy reakcie štiepenia a získať tak informáciu aj o energetickom spektre neutrónov. Všetky spomínané radiátory sú však  $\alpha$  žiariče a pri ich používaní sú problémy s ich vysokou rádiotoxicitou. Pokiaľ sú uzavreté, je dávka z ich rádioaktivity malá, ale nie zanedbateľná. Problémy predstavuje najmä možnosť ich otvorenia. Detektor sa preto umiestňuje spolu s radiátorom aj tienením pred  $\gamma$  žiarením z radiátora v spoločnom puzdre, ktoré sa používa jednorázovo. Takto upravený detektor potom obsahuje: radiátor z oboch strán pokrytý tenkou vrstvou  $\text{Al}$ , aby sa stopový detektor, ktorý je priložený z oboch strán nekontaminoval štiepnym materiálom. Ďalej nasleduje 0,5 mm  $\text{Pb}$  a 0,5 mm  $\text{Cd}$ , ako absorbátor  $\gamma$  žiarenia radiátora. Celý tento systém je hermeticky zatavený v igelitovom puzdre a vkladá sa do kazety z plastickej látky, v ktorej je  $\text{Cd}$  filter vylučujúci pomalé neutróny. Dolná hranica dávky, ktorá sa stanovuje pre rýchle neutróny je v takomto usporiadaní  $10 \mu\text{Gy}$ .

Radiátory štiepných fragmentov sú zásluhou svojej aktivity a z nej vyplývajúcej radiačnej záťaže, určitým spôsobom problematické. Počíta sa s dávkou rádovo  $\text{mGy}$  za mesiac. Je preto snaha nahradiť takéto detektory registrujúce fragmenty, detektormi využívajúcimi stopy  $\alpha$  častíc z reakcií  $(n, \alpha)$ , prípadne stopy odrazených jadier. Nakoľko lineárny prenos energie  $\alpha$  častíc aj odrazených jadier je menší, vznikajú problémy s ich detekciou. Stopy nie je možné úplne preleptať a sú problémy s vyhodnotením automatickými systémami.

### 3.5.8. Aktivačné detektory

Hustotu neutrónového toku možno určovať na základe merania indukovanej aktivity. Z aktivačnej analýzy vieme, že existuje vzťah medzi tokom neutrónov a indukovanou aktivitou, v ktorom dôležitú úlohu hrá účinný prierez jadrovej reakcie, resp. jeho závislosť od energie neutrónov. Všeobecne táto závislosť situáciu komplikuje. Pre kalibráciu je dôležité poznať energetické spektrum neutrónov, čo sa v praxi rieši používaním stredných hodnôt účinného prierezu. Táto závislosť rozdeľuje reakcie používané pre detekciu na:

- prahové - najčastejšie (n,α); (n,p); (n,2n) a
- bezprahové – najčastejšie (n,γ) reakcie.

Prahové reakcie sa vyznačujú vlastnosťou, že pre energiu neutrónov pod určitým prahom je účinný prierez reakcie rovný 0. Prahy rôznych jadrových reakcií sa pohybujú v širokom intervale: 0,35 MeV až 12 MeV.

Meranie aktivity ožiareného detektora sa robí pomocou β alebo γ žiarenia aktivovaného rádionuklidu. Prítom sa využívajú etalónové detektory, exponované známym neutrónovým tokom. Aktivačné detektory sa používajú v havarijnej dozimetrii neutrónov.

Na základe tohto princípu je možné stanoviť havarijnú dávku aj u pracovníkov, ktorí v čase havárie nemali aktivačný dozimeter. Dajú sa použiť terčové jadrá, prítomné v ľudskom organizme, na ktorých vznikajú rádionuklidy. Príkladom sú jadrové reakcie:

- $^{23}\text{Na}$  (n,γ)  $^{24}\text{Na}$ , indukovaný  $^{24}\text{Na}$  je gama žiarič a jeho aktivita sa určuje celotelovým meraním.
- $^{32}\text{S}$  (n,p)  $^{32}\text{P}$ , aktivuje sa síra obsiahnutá vo vlasoch a nechtoch.  $^{32}\text{P}$  je čistý β žiarič.

Tab. 2. Vlastnosti integrálnych dozimetrov.

Druh detektora	Det. žiarenie	Záznam	Signál	Násobnosť použitia	Rozsah meraných dávok
Film	β, γ, X	zmeny v AgBr	sčernenie filmu	1x	0,1 mGy – 10 Gy
Jadrové emulzie	n	zmeny v AgBr	hustota stôp	1x	$10^{-6}$ – $10^{-2}$ Gy
Termoluminiscencia	X, γ, n	záchyt e <sup>-</sup> v pasciach	emisie svetla	>100x	0,05 mGy – 100 Gy
Rádiofotoluminiscencia	X, γ	tvorba RPL centier	emisie svetla	vysoká	1 mGy – 10 Gy
Exoelektrónová emisia	X, γ	záchyt e <sup>-</sup> v pasciach	emisie e <sup>-</sup>	vysoká	0,01 μGy – $10^6$ Gy
Lyoluminiscencia	X, γ	záchyt e <sup>-</sup> v centrách	emisie svetla	1x	0,01 – $5 \cdot 10^4$ Gy
Radiačne indukované tepelne aktivované prúdy	X, γ	záchyt e <sup>-</sup> v pasciach	elektrický prúd	vysoká	$10^{-4}$ – $10^2$ Gy
Elektrety	X, γ	depolarizácia dielektrika	depolarizačný prúd	vysoká	$10$ – $10^4$ Gy
Si-dióda	n	poruchy v Si	zmena charakteristiky	vysoká	$10^{-2}$ – 10 Gy
MOS-tranzistor	γ	vznik priestoro-rového náboja	zmena charakteristiky	vysoká	0,5 - Gy
Chemické dozimetre	γ, n	zafarbenie roztoku	zmena svetelného toku	1x	$30$ – $10^5$ Gy
Stopové detektory	n	tvorba porúch	hustota stôp	1x	10 μGy – 100 Gy
Aktivačné detektory	n	aktivácia jadier	aktivita	vysoká	$1$ – $10^4$ Gy

### 3.6. ZÁVEROM K INTEGRÁLNÝM METÓDAM

Trend v osobnej dozimetrii smeruje k automatizácii a centrálnemu zhromažďovaniu dát pomocou počítačov. Týmto požiadavkám plne vyhovujú termoluminiscenčné dozimetre, ktoré sú v oblasti fotónového žiarenia najperspektívnejšie. V dnešnej dobe dominujú filmové dozimetre a TLD. Filmové sú postupne vytláčané TLD, aj napriek vyšším nákladom na ich zavedenie.

Pre osobnú dozimetriu rýchlych neutrónov sú najperspektívnejšie stopové detektory. Pre dozimetriu tepelných neutrónov plne vyhovujú TLD, ktoré umožňujú rozlíšiť dávku od neutrónov a γ žiarenia.

Všetky integrálne metódy vyžadujú kalibráciu. Táto sa robí pomocou absolútnych metód a môže byť príčinou značných chýb (najmä v oblasti rýchlych neutrónov). Ďalej si treba uvedomiť, že nosením dozimetra na prsiach meriame dávku na povrchu tela a je treba ju prepočítať na dávku v jednotlivých orgánoch (ktorými sú pri vonkajšom ožiarení napr. kostná dreň a gonády). Takéto prepočty sú možné pomocou fantómových meraní. Rozdiely môžu byť podstatné. Dôležité

je, že chyba určenia celotelovej dávky, resp. dávky na jednotlivé orgány nie je učená len chybou jednotlivých metód dozimetrie, ale závisí aj od korekcií, ktoré sú potrebné na spomínaný prepočet. Prehľad používaných dozimetrov a ich vlastností je v **tabuľke 2**.

## KONTROLNÉ OTÁZKY

25. Čo je podstatou relatívnych metód merania dozimetrických veličín?
26. Aký je princíp účinku ionizujúceho žiarenia na fotografickú emulziu?
27. Aký je charakteristický priebeh závislosti optickej hustoty od expozície?
28. Aké sú hlavné zdroje chýb vo filmovej dozimetrii?
29. Čo je to fading?
30. K akým efektom môže viesť dlhá doba medzi expozíciou a vyvolaním filmov?
31. Pre aký typ žiarenia môžeme použiť filmovú dozimetriu?
32. Aké sú výhody a nevýhody filmovej dozimetrie?
33. Popíšte deje prebiehajúce pri termoluminiscencii!
34. Aké TLD poznáte?
35. Z čoho sa skladá vyhodnocovacie zariadenie TLD?
36. Ako vzniká jav rádiofotoluminiscencie RPL?
37. Aké sú prednosti RPL dozimetrov?
38. Aké ďalšie javy sa využívajú pri integrálnej dozimetrii?
39. Čo sú to stopové detektory a aká je hlavná oblasť ich využitia?
40. Na detekciu akého žiarenia sa používajú aktivačné detektory?

## SÚHRN

**Relatívne metódy** v dozimetrii - odozva detektora nám neudáva priamo hodnotu dozimetrickej veličiny, ale získavame ju porovnaním s odozvou pri meraní etalónu.

**Filmové dozimetre** - pôsobením ionizujúceho žiarenia na fotografickú emulziu vzniká latentný obraz, ktorý sa dá vyvolaním zviditeľniť. Optická hustota vyvolaného materiálu je mierou dávky, alebo expozície žiarenia, ktoré na tento materiál pôsobilo. Filmy sa používajú pre dozimetriu žiarenia X,  $\gamma$ ,  $\beta$  a tepelných aj rýchlych neutrónov.

- **Zdroje chýb** vo filmovej dozimetrii: fading, energetická závislosť filmu, vplyv smerovej závislosti, nepresnosť pri kalibrácii, chyby spôsobené kolísaním hodnoty závoja, podmienok vyvolávania, nehomogenitou emulzie a meraním optických hustôt.
- **fading** - čiastočný zánik latentného obrazu pôsobením kyslíka a vlhkosti.

**Termoluminiscencia** - ožiarením dielektrickej látky prechádzajú elektróny z valenčného pásu do vodivostného. Ak v zakázanom pásu existujú hladiny prímiesí, môžu fungovať ako pasce, do ktorých elektrón môže prejsť z vodivostného pásu. Ak je pasca blízko vodivostného pásu, energia dodaná zahriatím látky spôsobí prechod elektrónu do vodivostného pásu a pri jeho následnom prechode na nižšie položené hladiny sa vyžiarí energia ako viditeľné, alebo ultrafialové svetlo.

**Termoluminiscenčné dozimetre** – využívajú jav termoluminiscencie. Zahriatím ožiarenej látky dochádza k vyprázdňovaniu pascí a vyžarovaniu svetla. Pri postupnom zvyšovaní teploty sa meria tok svetla vyžarovaného látkou.

**Vyhodnocovacie zariadenie TLD** – pozostáva z časovo programovaného ohrevu a z registrácie emitovaného svetla.

**Rádiofotoluminiscencia (RPL)** – ide o luminiscenciu vzniknutú radiačným pôsobením.

V niektorých tuhých látkach pôsobením ionizujúceho žiarenia vznikajú luminiscenčné centrá.

Takáto látka potom po ožiarení viditeľným, alebo ultrafialovým svetlom, vykazuje luminiscenciu.

Ďalšie **integrálne dozimetre** využívajú napr. javy - exoelektrónovej emisie, lyoluminiscencie, radiačne indukované tepelne aktivované prúdy, radiačno-chemické reakcie.

**Stopové detektory** – na registráciu žiarenia sa využíva vznik poruchy v dielektrických látkach a jej zviditeľnenie leptaním.

**Aktivačné detektory** - hustota neutrónového toku sa určuje meraním indukovanej aktivity.

---



Návrat z acrobat readera -  (zatvorením okna)

---