

Dr. Kovács Péter

SUGÁRTERÁPIÁS DOZIMETRIA

SZÉCHENYI 



MAGYARORSZÁG
KORMÁNYA

Európai Unió
Európai Szociális
Alap



BEFEKTETÉS A JÖVŐBE

© Dr. Kovács Péter – 2020.

A tankönyv az EFOP-3.4.3-16-2016-00005 Korszerű egyetem a modern városban: Értékközpontúság, nyitottság és befogadó szemlélet egy 21. századi felsőoktatási modellben pályázat támogatásával készült.

Lektorálta: Simon Mihály

ISBN: 978-963-429-663-8

Kiadja: Pécsi Tudományegyetem Egészségtudományi Kar

Pécs, 2020.

Tartalom

1. Sugárfizikai alapok.....	5
1.1. Az atomok felépítése.....	5
1.1.1. Definíciók.....	5
1.1.2. A Rutherford-féle atommodell.....	5
1.1.3. A Bohr-féle atommodell.....	6
1.1.4. Többelektronos atomok.....	8
1.1.5. Az atommag felépítése.....	9
1.2. Elektron és foton kölcsönhatások.....	10
1.2.1. Elektron kölcsönhatások.....	10
1.2.1.1. Elektron-pályaelektron kölcsönhatás.....	11
1.2.1.2. Elektron-atommag kölcsönhatás.....	11
1.2.1.3. Fékezési képesség.....	12
1.2.1.4. Szórási képesség.....	13
1.2.2. Foton kölcsönhatások.....	14
1.2.2.1. Közvetetten ionizáló fotonsugárzás típusok.....	14
1.2.2.2. A fotonnyaláb elnyelődése.....	14
1.2.2.3. A foton kölcsönhatások típusai.....	16
1.2.2.4. Fotoelektromos hatás.....	16
1.2.2.5. Koherens (Rayleigh) szórás.....	17
1.2.2.6. Compton-szórás (inkoherens szórás).....	17
1.2.2.7. Párkeltés.....	20
1.2.2.8. Fotonukleáris reakció.....	21
1.2.2.9. A kölcsönhatások relatív súlya.....	22
2. Dozimetriai alapfogalmak.....	23
2.1. Foton folyam és energia folyam.....	23
2.2. KERMA.....	24
2.3. CEMA.....	25
2.4. Elnyelt dózis.....	25
2.5. Gyengítési együttható.....	26
2.6. Kapcsolat a KERMA és az elnyelt dózis között (töltött részecske egyensúly).....	30
3. Üreg elméletek.....	33
3.1. A Bragg-Gray üreg elmélet.....	33
3.2. A Spencer-Attix üreg elmélet.....	34
4. Sugármérő dozimetriai eszközök.....	36
4.1. Bevezetés.....	36

4.2. A dozimetriai eszközök tulajdonságai	36
4.2.1. Pontosság és precizitás	36
4.2.1.1. Az „A” típusú sztenderd bizonytalanság	37
4.2.1.2. A „B” típusú sztenderd bizonytalanság	37
4.2.1.3. Kombinált és kiterjesztett bizonytalanságok	38
4.2.2. Linearitás	38
4.2.3. Dózisteljesítmény-függés	39
4.2.4. Energiafüggés	39
4.2.5. Irányfüggés	40
4.2.6. Térbeli felbontás és fizikai méret	40
4.2.7. Kiolvasási kényelem	40
4.2.8. Használati kényelem	41
4.3. Ionizációs kamrák	41
4.3.1. Kamrák és elektrométerek	41
4.3.2. Hengerkamrák (gyűszűkamrák)	42
4.3.3. Plán-parallel kamrák	43
4.3.4. Brachyterápiás kamrák	44
4.3.5. Extrapolációs kamrák	44
4.4. Film dozimetria	45
4.4.1. Radiografikus filmek	45
4.4.2. Radiochrom filmek	47
4.5. Lumineszcens dozimetria	48
4.5.1. Termolumineszcens dozimetria	49
4.5.2. Termolumineszcens dozimetriai rendszerek	50
4.6. Félvezető dozimetria	52
4.6.1. Szilíciumdióda dozimetriai rendszerek	52
4.7. A gyakran használt dozimetriai rendszerek összehasonlítása	53
5. Dozimetriai mérések a gyakorlatban	55
5.1. Abszolút dozimetria, nyalábkalibráció	55
5.1.1. Alkalmazott jelölések	55
5.1.2. Az $N_{D,w}$ alapú leírás	57
5.1.2.1. Leírás referencia körülmények között	57
5.1.2.1.1. A referencia körülmények	57
5.1.2.1.2. Befolyásoló körülmények	58
5.1.2.2. A sugárnyaláb minőségi korrekció, kQ, Q0	58
5.1.2.3. kQ, Q0 elektron nyaláb kalibrációhoz	59
5.1.3. Nyalábkalibrációs mérések	60

5.1.3.1. Korrekciós faktorok meghatározása.....	60
5.1.3.1.1. Hőmérséklet és légnyomás korrekció, kT, p	61
5.1.3.1.2. elektrométer korrekció, $kelec$	61
5.1.3.1.3. polaritás korrekció, $kpol$	62
5.1.3.1.4. saturáció korrekció, ks ,	63
5.1.3.2. Fotonnyalábok kalibrációja	64
5.1.3.2.1. Ionizációs kamra	65
5.1.3.2.2. Fantomok és kamra burkolatok.....	65
5.1.3.2.3. A sugárminőség meghatározása.....	65
5.1.3.2.4. Százalékos mélydózis mérése	67
5.1.3.2.5. Az elnyelt dózis meghatározása.....	68
5.1.3.3. Elektron nyalábok kalibrációja	69
5.1.3.3.1. Ionizációs kamra	70
5.1.3.3.2. Fantomok és kamra burkolatok.....	70
5.1.3.3.3. A sugárminőség meghatározása.....	71
5.1.3.3.4. Az elnyelt dózis meghatározása.....	72
6. Irodalomjegyzék.....	77

1. Sugárfizikai alapok

1.1. Az atomok felépítése

1.1.1. Definíciók

Az atomokat felépítő három elemi részecske a proton, a neutron és az elektron. A protonokat és a neutronokat együtt nukleonoknak hívjuk, ezekből épül fel az atom magja. Az elemi részecskék fizikai tulajdonságait az alábbi táblázat tartalmazza.

	proton	neutron	elektron
jele	p ⁺	n ⁰	e ⁻
nyugalmi tömege	1,673·10 ⁻²⁷ kg	1,675·10 ⁻²⁷ kg	9,109·10 ⁻³¹ kg
töltése	+1,6·10 ⁻¹⁹ C	0	-1,6·10 ⁻¹⁹ C

- Z – rendszám: az atomban található a protonok és az elektronok száma
- A – tömegszám: az atomban található nukleonok száma
- A és Z között törvényszerű kapcsolat nem áll fenn, de stabil atommagok esetén helytálló az alábbi tapasztalati képlet:

$$Z = \frac{A}{1,98 + 0,0155A^{\frac{2}{3}}}$$

- e – elemi töltés: a proton (+) és az elektron (-) töltésének mennyiségét nevezzük elemi töltésnek

1.1.2. A Rutherford-féle atommodell

A model Geiger és Marsden 1909-ben elvégzett kísérletének eredményén alapul, mely során α részecskék aranyfólián való szóródását vizsgálták. A kísérlettel a Thomson-féle atommodell helytállóságát kívánták igazolni. Ez a modell az feltételezi, hogy a pozitív töltések és a negatív töltésű elektronok egy néhány Å-nél nem nagyobb sugarú, gömbszerű atomban egyenletesen elosztva foglalnak helyet. Az elméleti számítások azt jósolták, hogy egy ilyen szerkezetű atomon az α részecske 90°-ot meghaladó mértékű szóródásának valószínűsége 10⁻³⁵⁰⁰. A kísérlet során azonban minden tízezerből egy α részecske szóródott 90°-nál nagyobb szögben, ami 10⁻⁴ valószínűséget jelent.

A kísérlet során tapasztaltak alapján Rutherford 1911-ben arra következtetett, hogy a pozitív töltés, és az atom tömegének szinte teljes egésze a néhány fm sugarú atommagban koncentrálódik, a negatív töltésű elektronok pedig a mag környezetében, egy néhány Å sugarú gömbön belül helyezkednek el.

A szórás kísérlet során a pozitív töltésű α részecskére a nála nehezebb és pozitívabban töltött atommag taszító Coulomb-kölcsönhatásban vesznek részt. A Coulomb-erő hiperbolikus pályára kényszeríti az α részecskét, a θ szóródási szöveget pedig b becsapódási paraméter határozza meg. Visszaszóródási határesetnek nevezzük azt az esetet, amikor $b=0$ és $\theta=0$. Az energia-megmaradást figyelembe véve meghatározható a legkisebb megközelítési távolság:

$$E_m(\alpha) = \frac{z_\alpha Z_N e^2}{4\pi\epsilon_0 D_{\alpha-N}} \rightarrow D_{\alpha-N} = \frac{z_\alpha Z_N e^2}{4\pi\epsilon_0 E_m(\alpha)}$$

ahol

z_α az α részecske rendszáma

Z_N a szóróanyag rendszáma

$E_m(\alpha)$ az α részecske kezdeti mozgási energiája

Az α részecske (töltése $+2e$) és a mag (töltése $+Ze$) között fellépő, taszító Coulomb-erő a távolsággal fordított négyzetes arányban áll:

$$F_C = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

Levezethető az alábbi, b és θ között fennálló összefüggés:

$$b = \frac{1}{2} D_{\alpha-N} \cot \frac{\theta}{2}$$

1.1.3. A Bohr-féle atommodell

1913-ban Bohr négy posztulátummal egészítette ki a Rutherford-féle atommodellt, melyek a klasszikus, nem-relativisztikus mechanikát, és az impulzusmomentum kvantáltságát is figyelembe veszik. A Bohr-modell pontos leírást ad az egy elektronnal rendelkező atomokról és ionokról (pl. hidrogén-atom, egyszerűen ionizált hélium atom, kétszeresen ionizált lítium atom, stb.)

A négy posztulátum a következő:

1. Az elektronok az atommag körüli, megengedett energiájú körpályákon (héjakon) keringenek. A negatív töltésű elektronok és a pozitív töltésű atommag között fellépő vonzó Coulomb-erő $F_C = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ tart egyensúlyt a centrifugális erővel $F_{cf} = \frac{m_e v^2}{r}$, ahol Z magban található protonok száma (rendszám), r a körpálya sugara, m_e az elektron nyugalmi tömege, v az elektron kerületi sebessége.
2. Ezen körpályákon az állandó centripetális gyorsulással rendelkező elektron nem veszít energiát. Ez a posztulátum ellentmond a klasszikus elektrodinamikai

törvénynek, mely szerint egy töltéssel rendelkező, gyorsuló részecske elektromágneses sugárzás formájában energiát veszít.

3. A körpályán keringő elektron pályá-impulzusmomentuma csak meghatározott értéket vehet fel (kvantált): $L = n\hbar$ ahol n egész szám az ún. főkvantumszám és $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ (h a Planck-állandó). A pályá-impulzusmomentum kvantáltsága az jelenti tehát, hogy annak értéke csak \hbar egész számú többszöröse lehet.
4. Egy atom vagy ion sugárzást bocsát ki, ha egy elektron egy nagyobb n_i főkvantumszámú pályáról egy alacsonyabb n_f főkvantumszámú pályára lép át.

Az egy elektronnal rendelkező atom sugara r_n sugara:

$$r_n = a_0 \left(\frac{n^2}{Z} \right) = 0,529 \text{ \AA} \left(\frac{n^2}{Z} \right)$$

ahol a_0 az ún. Bohr-sugár ($a_0=0,529 \text{ \AA}$).

Az elektron kerületi sebessége:

$$v_n = \alpha c \left(\frac{Z}{n} \right) = \frac{c}{137} \left(\frac{Z}{n} \right)$$

ahol α az ún. finomszerkezeti állandó ($\alpha = 1/137$).

Az egyelektronos atomok és ionok elektronpályáinak energiái:

$$E_n = -E_R \left(\frac{Z}{n} \right)^2 = -13,6 \text{ eV} \left(\frac{Z}{n} \right)^2$$

ahol

E_R a Rydberg energia (13,61 eV)

n a főkvantumszám ($n=1$ az alapállapot, $n>1$ a gerjesztett állapotok)

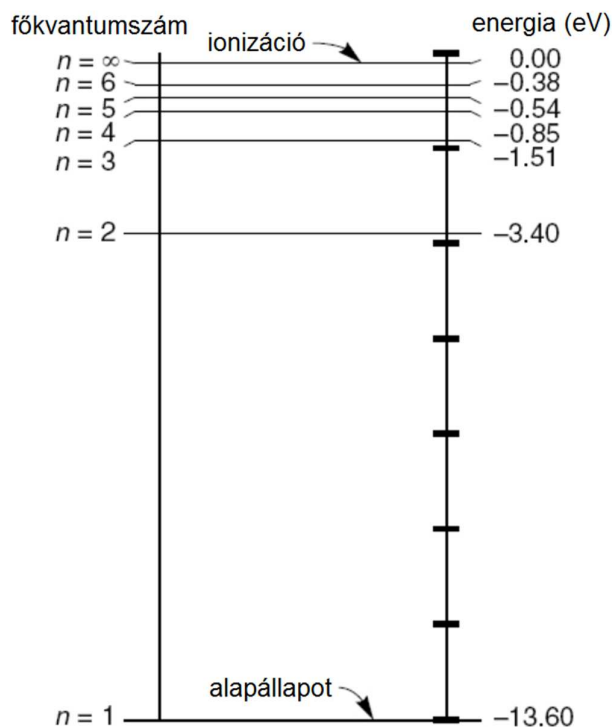
Z a rendszám

A pályáátmenet során kibocsátott elektromágneses hullám k hullámszáma

$$k = \frac{1}{\lambda} = R_\infty Z^2 \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) = 109737 \text{ cm}^{-1} Z^2 \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right)$$

ahol R_∞ a Rydberg-állandó.

A hidrogén atom Bohr-modellen alapuló energiadiagramja az alábbi ábrán látható.



1.1.4. Többelektronos atomok

A Bohr-modell alapvetéseit figyelembe véve meghatározhatók a többelektronos atomok elektron kötési energiái, és a foton-kibocsátással járó pályátmenetek. Az elektronok csak a megengedett energiájú héjakon foglalhatnak helyet, de héjanként legfeljebb csak $2n^2$ számú elektron tartózkodhat (n a főkvantumszám).

- A K héj kötési energiája $Z > 20$ atomok esetén az alábbi módon becsülhető:

$$E_k(K) = E_R Z_{eff}^2 = E_R (Z - s)^2 = E_R (Z - 2)^2$$

ahol Z_{eff} az effektív protonszám, mely a K héjon lévő elektronok láthatósági konstansát ($s=2$) figyelembe véve $Z_{eff} = Z - 2$.

- Gerjesztésről akkor beszélünk, ha egy adott héjon lévő elektron egy magasabb n számú akár teljesen üres, vagy részben betöltött héjra ugrik.
- Ionizációnak nevezzük azt, amikor egy elektron eltávolítunk az atomból, pl., ha több energiához jut, mint az adott héj a kötési energiája.
- A gerjesztéshez és ionizációhoz szükséges energiára több különböző kölcsönhatás során is szert tehet az elektron. Ilyen kölcsönhatások a töltött részecskével való Coulomb-kölcsönhatás, a fotoelektromos-hatás, a Compton-effektus, a triplet-keltés, a belső átalakulás, az elektron befogás, az Auger-effektus és a pozitron-elektron annihiláció.

- Egy alacsony n héjon keletkező elektron hiányt egy magasabb n héjon lévő elektron fog betölteni. A két héj közötti energiakülönbséget az atom karakterisztikus foton formájában kisugározza, vagy egy magas n héjon lévő elektron atomból való kiszakítására fordítódik (Auger-elektron).
- A többelektronos atomok energiadiagramja hasonlít az egyelektronos atomok diagramjához, azonban a belső héjakon lévő elektronok kötési energiája itt jelentősen nagyobb.
- Az elektronhiány betöltésekor kibocsátott karakterisztikus fotonok számát (fluoreszcens hozam) ω -val jelöljük, az Auger-elektronok száma $1-\omega$. A fluoreszcens hozam függ az atom Z rendszámától, és a héj n főkvantumszámától. A $Z < 10$ atomok esetén $\omega_K = 0$; $Z \approx 30$ esetén $\omega_K = 0,5$, nagyobb rendszámú atomok esetén $\omega_K = 0,96$, ahol ω_K a K héj fluoreszcens hozama.

1.1.5. Az atommag felépítése

Az atom tömegének majdnem teljes egésze az atommagban koncentrálódik, melyet Z számú proton és $A - Z$ számú neutron épít fel (Z a rendszám, A tömegszám).

- Az atommag sugara a következő módon becsülhető:

$$r = r_0 \sqrt[3]{A}$$

ahol r_0 egy állandó ($\sim 1,4$ fm) hozzávetőlegesen az elektron r_e sugarának fele.

- A közös néven nukleonoknak hívott protonokat és neutronokat az erős kölcsönhatás köti össze az atommagban. A két kölcsönható részecske távolságától fordított négyzetes arányban függő elektrosztatikus és gravitációs erőkkel szemben, a két nukleon között fellépő erős kölcsönhatás hatótávolsága nagyon rövid, csupán néhány fm távolságban ébred. Ezen a kis távolságon az erős kölcsönhatás domináns, erőssége több nagyságrenddel felülmúlja az összes többi kölcsönhatását.
- Az atommagban az egy nukleonra jutó kötési energia (E_k) a nukleonok A számával kis mértékben változik, az általános ~ 8 MeV/nukleon $A \approx 60$ esetén 8,7 MeV/nukleon-ra növekszik. Egy adott atommagra nézve a kötési energia kiszámítható a Δm tömegdeficittel ekvivalens energiaként:

$$\frac{E_k}{\text{nukleon}} = \frac{\Delta mc^2}{A} = \frac{(Zm_p c^2 + (A - Z)m_n c^2 - Mc^2)}{A}$$

ahol

M az atommag tömege atomi tömegségben kifejezve ($uc^2 = 931,5$ MeV)

$m_p c^2$ a proton nyugalmi tömegének megfelelő energia

$m_n c^2$ a neutron nyugalmi tömegének megfelelő energia

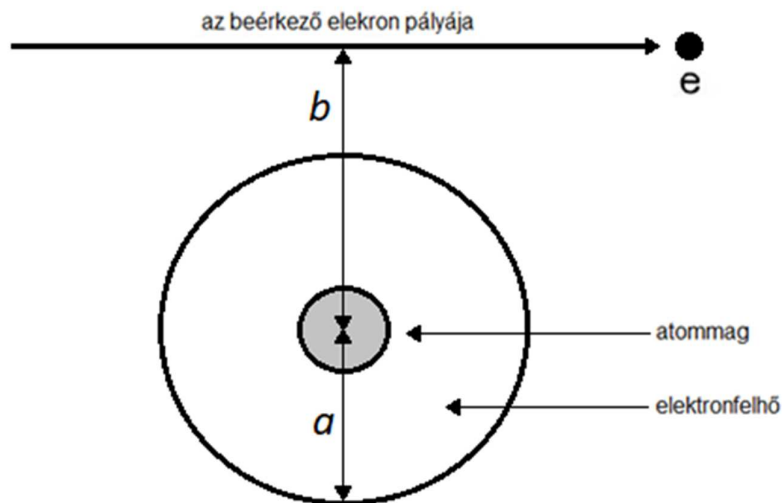
1.2. Elektron és foton kölcsönhatások

1.2.1. Elektron kölcsönhatások

Egy mozgási energiával rendelkező elektron az anyagon való áthaladása során Coulomb-kölcsönhatásban vesz részt az anyagot felépítő atomok pályaelektronjaival és az atomok magjával. Az ütközések során az elektron veszíthet a mozgási energiájából (ütközéses ill. sugárzási veszteség), vagy megváltozhat a haladási iránya (szóródás). Az energiavesztést az közeg fékezési képessége, a szóródást pedig a szórási képessége határozza meg.

Az beérkező elektron rugalmasan vagy rugalmatlanul ütközhet a pályaelektronnal vagy az atommaggal. Rugalmas ütközés során az elektron haladási iránya megváltozik, de mozgási energiájából nem veszít. Rugalmatlan ütközés esetén a haladási irány megváltozásán felül a mozgási energia egy része átadódik a pályaelektronnak, vagy fékezési Röntgensugárzás formájában távozik. Az elektronok ütközések ezreit szenvedik el az közegen történő áthaladás közben, ezért viselkedésük a pályaelektronokkal és atommagokkal történő többszörös rugalmas és rugalmatlan ütközések statisztikus elméletével írható csak le.

Az elektron egy a sugarú atommal bekövetkező kölcsönhatásának típusát a b becsapódási paraméter határozza meg. A b az elektron és az atommag kölcsönhatás előtti, az elektron haladási irányára merőlegesen mért távolsága.



- ha $b \gg a$, akkor az elektron puhán ütközik az egész atommal, energiájának csak kis része adódik át a pályaelektronoknak
- ha $b \approx a$, akkor az elektron keményen ütközik egy pályaelektronnal, energiájának számottevő részét átadja
- ha $b \ll a$, akkor az elektron az atommag körül ún. sugárzási kölcsönhatásba, ütközik a maggal. Fékezési Röntgenfoton formájában energia távozik, melynek nagysága nulla és az elektron mozgási energiája közé esik. Az így kibocsátott foton energiája a b becsapódási paraméter nagyságától függ: minél kisebb a b , annál nagyobb a távozó foton energiája.

1.2.1.1. Elektron-pályaelektron kölcsönhatás

A beérkező elektron és a pályaelektronok közötti Coulomb-kölcsönhatás során az elnyelő közeg atomjainak gerjesztett állapotba kerülnek, vagy ionizálódnak.

- az ionizáció: egy pályaelektron kiszakadása az elnyelő atomból
- a gerjesztés: az elnyelő atom pályaelektronjának áthelyeződése egy magasabb energiájú pályára az atomon belül

Az atomok gerjesztése és ionizációja a beérkező elektron energiavesztésével jár, melynek jellegét a közeg ütközési fékezési képessége határozza meg.

1.2.1.2. Elektron-atommag kölcsönhatás

A beérkező elektron és az atommag közötti Coulomb-kölcsönhatás során következik be az elektron szóródása, valamint energiavesztése fékezési Röntgesugárzás formájában. Jellegét a sugárzási fékezési képesség határozza meg.

A fékezési Röntgesugárzás keletkezését a Larmor összefüggés írja le, mely szerint egy gyorsuló töltött részecske által fotonkibocsátás során észlelhető P sugárzási teljesítmény egyenesen arányos a részecske a gyorsulásának és q töltésének négyzetével:

$$P = \frac{q^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^3}$$

A fékezési Röntgenfotonok térbeli eloszlása $\frac{\sin^2 \theta}{(1-\beta \cos \theta)^5}$ -nek felel meg, ahol θ a töltött részecske gyorsulásvektora és a részecskét a megfigyelési ponttal összekötő normálvektor által közbezárt szög, β pedig a standard relativisztikus sebességhányados $\frac{v}{c}$.

Alacsony v sebességgel mozgó töltött részecske esetén ($\beta \rightarrow 0$) a fenti összefüggés $\sin^2 \theta$ -vá egyszerűsödik, melynek maximuma $\theta = 90^\circ$ -nál van. Más szóval a foton a beérkező

legnagyobb valószínűséggel az elektron irányára merőlegesen távozik. A töltött részecske sebességének 0-tól c felé való növekedése esetén a kibocsátott fotonok térbeli eloszlási maximuma mindinkább előrefelé mutató lesz.

A legnagyobb intenzitású fotonkibocsátás irányszöge az alábbi összefüggés alapján számítható ki:

$$\theta_{max} = \arccos \left[\frac{1}{3\beta} \left(\sqrt{1 + 15\beta^2} - 1 \right) \right]$$

amely $\beta \rightarrow 0$ esetén $\theta_{max} = \frac{\pi}{2}$ -t, $\beta \rightarrow 1$ esetén $\theta_{max} = 0$ -t eredményez. Ez magyarázza, hogy a diagnosztikus (ortovoltos) energiatartományban a Röntgenfotonok legnagyobb része az elektronnyaláb útjára merőlegesen, míg terápiás (lineáris gyorsítóval előállított, megavoltos) energiatartományban a Röntgen-céltárgyba csapódó elektronok irányával megegyező irányba távozik.

A sugárzás formájában bekövetkező energiavesztés és a g sugárzási hozam az elektron mozgási energiájával és az atom Z rendszámával arányosan növekszik. A Röntgen-céltárgyak sugárzási hozama a diagnosztikus energiatartományban (~ 100 keV) nagyságrendileg 1%, míg a megavoltos terápiás tartományban 10-20%-ra tehető.

1.2.1.3. Fékezési képesség

A ρ sűrűségű közeleg áthaladó elektron rugalmatlan ütközés során bekövetkező energiavesztését a teljes tömeg-energia fékezési képesség $(S/\rho)_{tot}$ határozza meg, mely megmutatja az x egységi úthosszon bekövetkező E_m mozgási energia változást.

$$(S/\rho)_{tot} = \frac{1}{\rho} \frac{dE_k}{dx}$$

Az $(S/\rho)_{tot}$ két részből tevődik össze, a tömeg ütközési fékezési képességből $(S/\rho)_{col}$, mely az elektron-pályaelektron ütközésekből származik (gerjesztés vagy ionizáció), és a tömeg sugárzási fékezési képességből $(S/\rho)_{rad}$ mely az elektron-atommag kölcsönhatásból származik (fékezési sugárzás keletkezés).

$$(S/\rho)_{tot} = (S/\rho)_{col} + (S/\rho)_{rad}$$

A dozimetriában fontos szerepe van az $(S/\rho)_{col}$ -nak, mivel a közegben elnyelt D dózis az alábbi összefüggéssel határozható meg:

$$D = \phi(S/\rho)_{col}$$

ahol ϕ a az elektron fluens.

Az elektronok R behatási távolsága az $(S/\rho)_{tot}$ segítségével határozható meg:

$$R = \int_0^{E_m} \left(\frac{S}{\rho}(E_m) \right)_{tot}^{-1} dE_m$$

ahol E_m a elektron kezdeti mozgási energiája.

Az Y sugárzási hozam (más néven a fékezési sugárzás keltésének hatásfoka) az $(S/\rho)_{rad}$ és az $(S/\rho)_{tot}$ segítségével határozható meg:

$$Y = \frac{1}{E_m} \int_0^{E_m} \frac{(S/\rho)_{rad}}{(S/\rho)_{tot}} dE_m$$

A fékezési képesség a közegen áthaladó elektron energiavesztését határozza meg. Ha az elnyelő közeg oldaláról közelítünk, akkor a közegen lineáris energia elnyelési hányadosáról beszélünk. A lineáris energiaelnyelési hányados, más néven Lineáris Energia Transzfer (LET) megmutatja, hogy egy meghatározott energiával rendelkező elektron átlagosan mennyi energiát ad át a közeg anyagának, miközben keresztülhalad annak meghatározott hosszúságú szakaszán.

A dozimetriában használatos a korlátozott fékezési képesség (S_{Δ}/ρ) , mely az ütközési fékezési képesség $(S/\rho)_{col}$ azon részét jelenti, mely tartalmazza az összes puha ütközést, és a Δ határértéknél alacsonyabb energiájú delta sugárzást adó kemény ütközéseket is. A dozimetriában a határértéket általában 10 keV-nek választjuk, mely energia éppen elég egy elektron számára ahhoz, hogy áthatoljon egy ionizációs kamra 1 mm vastagságú légrésein. A delta sugárzás olyan elektronokból áll, melyek egy kemény ütközést követően elegendő energiával rendelkeznek ahhoz, hogy az elsődleges beérkező részecske pályától jelentős távolságba jutva, az ott lévő atomot még képesek ionizálni.

1.2.1.4. Szórási képesség

Egy elnyelő közegen való áthaladás közben az anyagot alkotó atomok magjával való Coulomb-kölcsönhatásnak köszönhetően nyalábot alkotó elektronok többszörös szóródást szenvednek el. A keskeny elektronnyaláb szögbeli és térbeli kiszélesedése Gauss-eloszlással közelíthető. Az elnyelő közeg l hosszúságú szakaszán áthaladó elektronok többszörös szóródását gyakran a szóródási szög négyzetének átlaga $\overline{\theta^2}$ írja le, mely arányos az elnyelő anyag ρl közegvastagságával. A fékezési képesség definíciójához hasonló módon a Sugárzási Egységek és Mérések Nemzetközi Bizottsága (ICRU) meghatározta a T/ρ szórási képességet is:

$$\frac{T}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{d\overline{\theta^2}}{dl} \text{ vagy } \frac{T}{\rho} = \frac{\overline{\theta^2}}{\rho l}$$

A szórási képesség az atom rendszámának négyzetével arányosan, az elektron mozgási energiájának négyzetével pedig fordítottan arányosan változik.

1.2.2. Foton kölcsönhatások

1.2.2.1. Közvetetten ionizáló foton sugárzás típusok

A közvetetten ionizáló foton sugárzások a keletkezés helyétől függően az alábbi négy kategória egyikébe sorolhatók:

- fékezési Röntgen-sugárzás (folytonos), mely elektron-atommag kölcsönhatás során keletkezik
- karakterisztikus Röntgen-sugárzás (diszkrét), egy magasabb energiájú pályán kötött elektron alacsonyabb energiájú pályára történő átmenete során kibocsátott energia
- γ sugárzás (diszkrét), γ bomlással járó atommag-átmenet során keletkezik
- annihilációs sugárzás (diszkrét, tipikusan 511 keV), pozitron-elektron annihiláció során keletkezik

1.2.2.2. A fotonnyaláb elnyelődése

Egy keskeny, monoenergiás fotonnyaláb x vastagságú elnyelő közegen való áthaladása során az $I(x)$ kilépő intenzitás az alábbi összefüggéssel számítható ki:

$$I(x) = I(0)e^{-\mu(h\nu,Z)x}$$

ahol

$I(0)$ a gyengítetlen fotonnyaláb kezdeti intenzitása

$\mu(h\nu,Z)$ a lineáris gyengítési együttható, mely függ a foton $h\nu$ energiájától, valamint az elnyelő közeg Z rendszámától

A felezőréteg-vastagság (HVL – half value layer) az elnyelő közeg azon vastagsága, mely a fotonnyaláb intenzitását az kezdeti érték 50%-ra csökkenti:

$$HVL = \frac{\ln 2}{\mu}$$

Hasonlóan, a tizedelőréteg-vastagság (TVL – tenth value layer) az elnyelő közeg azon vastagsága, mely a fotonnyaláb intenzitását az kezdeti érték 10%-ra csökkenti:

$$TVL = \frac{\ln 10}{\mu}$$

A *HVL* és a *TVL* tehát az alábbi kapcsolatban áll egymással:

$$TVL = HVL \frac{\ln 10}{\ln 2} = 3,3 \cdot HVL$$

A μ_m makroszkópos gyengítési együttható, a μ_a atomi gyengítési együttható és a μ_e elektromos gyengítési együttható az alábbi összefüggés szerint arányosak a μ lineáris gyengítési együtthatóval:

$$\mu = \rho \mu_m = \frac{\rho N_A}{A} \mu_a = \frac{\rho N_A Z}{A} \mu_e$$

ahol ρ , Z és A rendre az elnyelő közeg sűrűsége, rendszáma és tömegszáma.

A lineáris, makroszkópos, atomi és elektromos gyengítési együtthatók egységei rendre $\frac{1}{\text{cm}}$, $\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$, $\frac{\text{cm}^2}{\text{atom}}$, $\frac{\text{cm}^2}{\text{elektron}}$ figyelembe véve, hogy a $-\mu x$ kitevőben szereplő x vastagságot rendre cm , $\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$, $\frac{\text{atom}}{\text{cm}^2}$, $\frac{\text{elektron}}{\text{cm}^2}$ egységekben kell megadni.

Két további gyengítési együttható használatos még a dozimetriában: a μ_{tr} energia átadási együttható és a μ_{ab} energia elnyelési együttható. E kettő a következőképp áll kapcsolatban μ -vel:

$$\mu_{tr} = \rho \frac{\bar{E}_{tr}}{h\nu}$$

és

$$\mu_{ab} = \rho \frac{\bar{E}_{ab}}{h\nu}$$

ahol

\bar{E}_{tr} az elnyelő közegben töltött részecskék (elektronok és pozitronok) számára átadott átlagos energia

\bar{E}_{ab} az elnyelő közegben töltött részecskék által felvett átlagos energia

A μ_{tr} energia átadási együttható és a μ_{ab} energia elnyelési együttható az alábbi összefüggésben állnak a g sugárzási frakcióval:

$$\mu_{ab} = \mu_{ab}(1 - g)$$

1.2.2.3. A foton kölcsönhatások típusai

A fotonok és az elnyelő közeg atomjai számos kölcsönhatásban vehetnek részt egymással. Az egyes kölcsönhatások valószínűsége, vagy hatás-keresztmetszete a foton $h\nu$ energiájától és az elnyelő közeg Z rendszámától függ.

- a foton kölcsönhatás végbe mehet egy erősen kötött elektronnal (tkp. az egész atommal (fotoelektromos hatás, koherens szórás)), az atommag elektromos mezejével (párkeltés), vagy egy gyengén kötött pályaelektronnal (Compton-szórás, triplet keltés)
- az erősen kötött elektron fogalma a foton kölcsönhatások esetében azt jelenti, hogy az elektron kötési energiája összemérhető, vagy kissé nagyobb, mint a foton energiája, a gyengén kötött elektron kötési energiája pedig jóval kisebb annál
- a kölcsönhatás során a foton teljes egészében eltűnhet (fotoelektromos hatás, párkeltés, triplet keltés), illetve koherensen, vagy nem koherensen (Compton hatás) szóródhat.

1.2.2.4. Fotoelektromos hatás

Fotoelektromos hatás során a foton az elnyelő közeg egy erősen kötött elektronjával lép kölcsönhatásba. A foton eltűnik, miközben az elektron fotoelektronként kiszakad a kötésből és E_m mozgási energiával távozik.

$$E_m = h\nu - E_k$$

ahol $h\nu$ a bejövő foton energiája, E_k pedig az elektron kötési energiája.

- A fotoelektromos hatásnál a τ_a atomi gyengítési együttható arányos $\frac{Z^4}{h\nu^3}$ -nel, a τ_m makroszkópos gyengítési együttható arányos $\left(\frac{Z}{h\nu}\right)^3$ -nel ahol Z az elnyelő közeg rendszáma, $h\nu$ pedig a foton energiája.
- A $h\nu$ növekedéssel együtt járó állandó τ_m csökkenésen túl, a $\tau_m-h\nu$ függvény képe éles töréseket mutat τ_m -ben amikor $h\nu$ megegyezik az elnyelő közeg kérdéses elektronhéjának kötési energiájával. Ezek a törések, az úgynevezett elnyelési szélek arra a tényre mutatnak rá, hogy a kötési energiánál kisebb $h\nu$ energiájú fotonok nem képesek fotoelektromos hatásban kölcsönhatni a kérdéses pálya elektronjaival, még a kötési energiával megegyező vagy annál nagyobb $h\nu$ energiájú fotonok képesek arra.
- A fotoelektromos hatás során a $h\nu > E_k(K)$ foton által az elektronok számára átadott átlagos $(\bar{E}_K)_{tr}^{PE}$ energia az alábbi összefüggéssel számítható:

$$(\bar{E}_K)_{tr}^{PE} = h\nu - P_K \omega_K E_k(K)$$

ahol $E_k(K)$ a K héjon kötött pályaelektron (fotoelektron) kötési energiája, P_K a K héjon bekövetkező fotoelektromos hatások száma, ω_K pedig a K héj fluoreszcens hozama. P_K értéke nagyságrendileg 1,0-tól 0,8-ig tart az alacsony Z rendszámú atomoktól a magas rendszámúak felé.

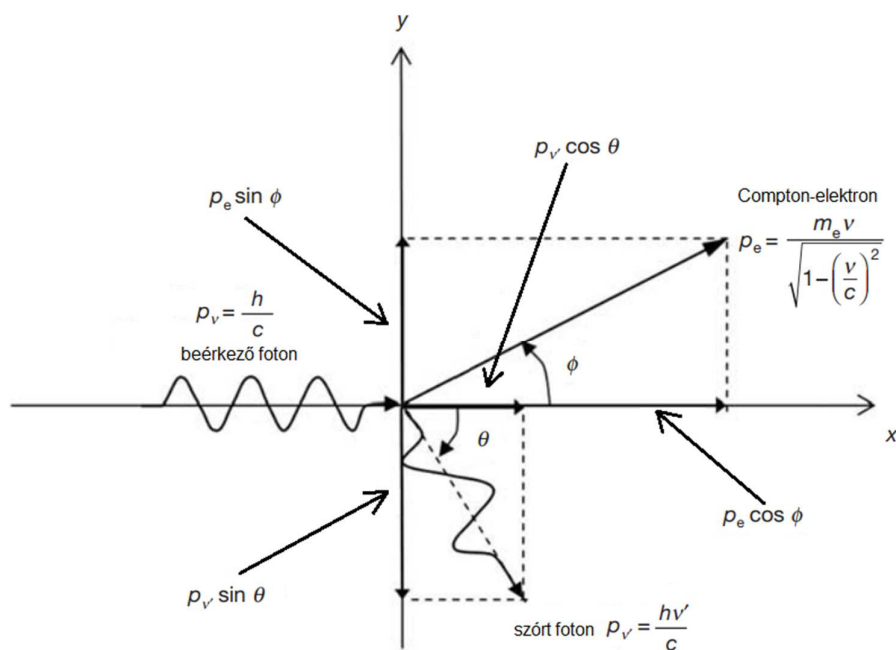
1.2.2.5. Koherens (Rayleigh) szórás

Koherens (Rayleigh) szórás során a foton egy kötött pályaelektronnal lép kölcsönhatásba. Az ütközés rugalmas, mivel a foton egyáltalán nem veszít az energiájából, csupán egy kis szögben eltérülve szóródik. Mivel nem történik töltött részecskék számára energia átadás, ezért a koherens szórás nem játszik szerepet az energia átadási együtthatóban, a gyengítési együtthatóhoz viszont hozzájárul.

- A koherens szórás σ_{Ra} atomi hatáskeresztmetszete arányos $\left(\frac{Z}{h\nu}\right)^2$ -tel, a $\frac{\sigma_R}{\rho}$ makroszkópos gyengítési együttható arányos $\frac{Z}{h\nu^2}$ -tel.
- Szöveti és szövet-ekvivalens közegben a többi foton kölcsönhatással összehasonlítva, a koherens szórás relatív fontossága kicsi, csupán néhány százalékban járul hozzá a gyengítési együtthatóhoz.

1.2.2.6. Compton-szórás (inkoherens szórás)

A Compton-szórás (inkoherens szórás) egy foton és egy kötött pályaelektron közötti kölcsönhatást jelent. A foton kezdeti $h\nu$ energiája sokkal nagyobb, mint a pályaelektron kötési energiája. A foton az elektron kiszakításakor elveszíti energiájának egy részét, és $h\nu'$ maradék energiával távozik θ szögben szóródva. ϕ a beérkező foton és a kiszakított Compton elektron pályája által közrezárt szög.



- A foton hullámhosszában bekövetkező változást a Compton összefüggés adja meg:

$$\Delta\lambda = \lambda_C(1 - \cos \theta)$$

ahol λ_C az elektron Compton-hullámhossza:

$$\lambda_C = \frac{h}{m_e c} = 0,024 \text{ \AA}$$

- A $\Delta\lambda$ -ra vonatkozó összefüggés a Compton szórás során is érvényes energia- és impulzus-megmaradás egyenletiből számolható.

$$hv + m_e c^2 = hv' + m_e c^2 + E_m$$

$$\frac{hv}{c} = \frac{hv'}{c} \cos \theta + \frac{m_e v}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}} \cos \phi$$

és

$$0 = \frac{hv'}{c} \sin \theta - \frac{m_e v}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}} \sin \phi$$

ε a beérkező foton normalizált energiája:

$$\varepsilon = \frac{hv}{m_e c^2}$$

és E_m a kiszakított elektron mozgási energiája. Az első egyenlet az energia-megmaradást, a második és harmadik egyenletek az x és y tengelyek mentén az impulzus-megmaradást írják le.

- A θ szóródási szög és kiszakított elektron ϕ szöge az alábbi összefüggésben állnak egymással:

$$\text{ctg}(\phi) = (1 + \varepsilon) \text{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right)$$

Ebből az egyenletből egyértelműen következik, hogy egy tetszőlegesen választott kezdeti foton energia esetén a ϕ szög 0-tól $\frac{\pi}{2}$ -ig vehet fel értéket a θ szög 0-tól π -ig való változásával együtt (a foton visszaszóródástól a foton előreszóródásig). Egy adott θ szög esetén minél nagyobb a beérkező foton energiája, annál kisebb lesz az kiszakított elektron ϕ szöge.

- A Compton effektus során egy foton és egy kötött pályaelektron lép kölcsönhatásba egymással ($h\nu \gg E_k$). Következésképp a σ_{aC} atomi Compton gyengítési együttható egyenes arányban áll az elnyelő közeg Z rendszámával, míg σ_{eC} és $\frac{\sigma_C}{\rho}$ az elektromos és makroszkópos Compton gyengítési együtthatók Z -tól függetlenek.
- A σ_{eC} elektromos Compton gyengítési együttható $h\nu$ -vel folyamatosan csökken:
 alacsony foton energiáknál $0,665 \cdot 10^{-24} \frac{\text{cm}^2}{\text{elektron}}$; $h\nu = 1 \text{ MeV}$ -nél
 $0,21 \cdot 10^{-24} \frac{\text{cm}^2}{\text{elektron}}$; $h\nu = 10 \text{ MeV}$ -nél $0,051 \cdot 10^{-24} \frac{\text{cm}^2}{\text{elektron}}$; $h\nu = 100 \text{ MeV}$ -nél
 $0,008 \cdot 10^{-24} \frac{\text{cm}^2}{\text{elektron}}$.
- A szórt foton $h\nu'$ energiája, illetve a Compton elektron E_m mozgási energiája a következőképpen számítható:

$$h\nu' = h\nu \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)}$$

és

$$E_m = h\nu \frac{\varepsilon(1 - \cos \theta)}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)}$$

- A 90° -ban illetve 180° -ban szóródott fotonok energiája tehát:

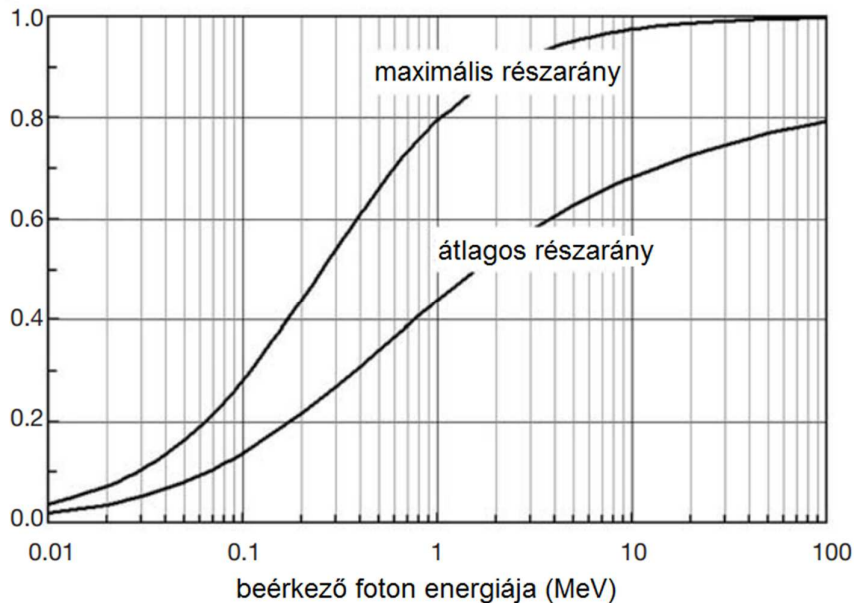
$$h\nu'(\theta = 90^\circ) = \frac{h\nu}{1 + \varepsilon}$$

és

$$h\nu'(\theta = 180^\circ) = \frac{h\nu}{1 + 2\varepsilon}$$

mely nagyon nagy kezdeti foton energia esetén ($\varepsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2} \rightarrow \infty$) $\theta = 90^\circ$ esetén $m_e c^2$,
 $\theta = 180^\circ$ esetén pedig $0,5 m_e c^2$ lesz.

- A Compton elektron számára átadott maximális és átlagos energia részarányt a beérkező foton energiájának függvényében a következő ábra mutatja. Az átlagos energia részarány használatos a Compton effektus energia átadási együtthatóbeli részesedésének meghatározásakor.



Pl. ha megállapítjuk, hogy egy Compton effektus során visszaszóródó foton kezdeti energiája 1 MeV, akkor a kiszakított elektron 800 keV mozgási energiára tesz szert, a visszaszórt foton energiája pedig 200 keV.

- Átlagosan egy 1 MeV energiájú, Compton szórásban résztvevő foton egy 400 keV energiájú elektront és egy 560 keV energiájú szórt foton hoz létre; egy 100 keV-es foton 15 keV-es elektront és 85 keV-es szórt foton; egy 10 MeV-es foton 6,9 MeV-es elektront és 3,1 MeV-es szórt foton; egy 100 MeV-es foton 80 MeV-es elektront és 20 MeV-es szórt foton.

1.2.2.7. Párkeltés

Párkeltés során a beérkező foton eltűnik, és helyette az atommag Coulomb mezőjében egy $h\nu - 2m_e c^2$ összes mozgási energiájú elektron-positron részecskepár keletkezik.

- Mivel a párkeltés során elektron és pozitron formájában a foton energiájából keletkezik tömeg, a párkeltés megvalósulása egy energia-küszöbértékhez kötött: $2m_e c^2 = 1,02 \text{ MeV}$.
- Ha a párkeltés egy pályaelektron elektromos mezőjében megy végbe, akkor a folyamatot triplet keltésnek nevezzük, mely során három részecske osztozik (az

elektron-positron pár és a pályaelektron) a rendelkezésre álló energián. Ezen effektus végbemeneteléhez szükséges küszöbenergia $4m_e c^2$.

- A párkeltés valószínűsége a küszöbenergiánál alacsonyabb energiájú beérkező foton esetén nulla, a küszöbérték felett pedig az energiával arányosan, gyorsan növekszik.
- A párkeltés κ_a atomi gyengítési együtthatója nagyjából Z^2 -tel, a $\frac{\kappa}{\rho}$ makroszkópos gyengítési együtthatója Z -vel arányosan változik, ahol Z az elnyelő közeg rendszáma.

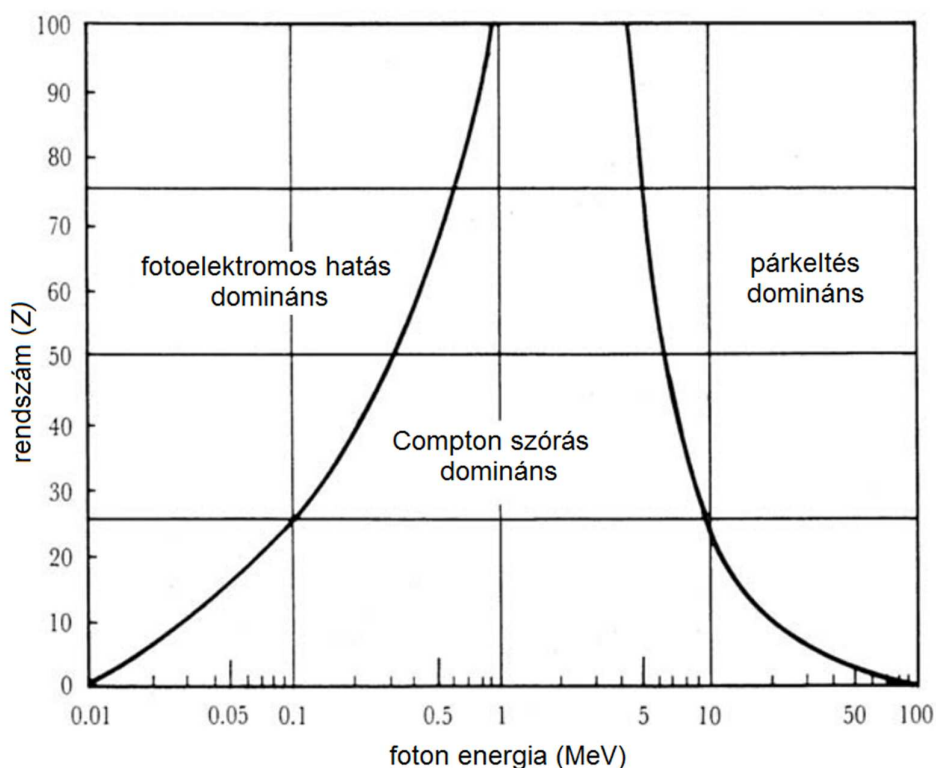
1.2.2.8. Fotonukleáris reakció

A fotonukleáris reakció (más néven fotodezintegráció) akkor következik be, ha az atommag elnyel egy nagy energiájú fotont, és radioaktív maggá történő átalakulása mellett egy neutron (x,n reakció) vagy egy protont (x,p reakció) bocsát ki.

- A fotonukleáris reakció bekövetkezéséhez szükséges küszöbenergia a reakció és az atommag típusától függ, a legtöbb mag esetében nagyságrendileg 10 MeV vagy annál nagyobb (kivéve a deuteron és a ${}^9\text{Be}$ magokat, melyek esetében a küszöbenergia 2 MeV nagyságrendbe esik).
- A fotonukleáris reakciók bekövetkezésének valószínűsége jóval kisebb, mint a többi foton kölcsönhatásé, hozzájárulásuk a teljes gyengítési együtthatóhoz a küszöbenergia feletti fotonok esetében is csupán néhány százalék.
- Habár a fotonukleáris reakciók elnyelődésben játszott szerepe nem jelentős, fontos tényezőt jelentenek a nagyenergiás sugárterápiás besugárzóhelyiségek kialakítása során, mert az (x,n) reakció járulékos neutronsugárzást okoz, az (x,p) reakció pedig helyiség levegőjének és a besugárzóberendezés alkotóelemeinek atomjait gerjesztve hoz létre maradvány radioaktív sugárzást. Mind a neutronok, mint a maradvány radioaktivitás egészségügyi kockázatot jelent a személyzet számára, ezért figyelembe kell venni a kezelőhelyiség és a besugárzóberendezés tervezése során. A neutron problémát speciális összetételű ajtóval lehet kezelni, melyek bórozott hidrogénezett anyagból állnak, és képesek a neutronok energiáját hővé alakítani és elnyelni azokat. A maradvány radioaktivitást megfelelő szellőztető berendezéssel lehet kezelni, mely a helyiség teljes levegőmennyiségét óránként hat-nyolcszor képes kicserélni. Ezen felül olyan anyagokból kell gyártani a besugárzóberendezést, melyek fotonukleáris reakcióval szembeni hatáskeresztmetszete szűk, illetve rövid felezési idejű izotópok keletkeznek bennük a reakció során.

1.2.2.9. A kölcsönhatások relatív súlya

Annak a valószínűsége, hogy egy foton a felsorolt módok valamelyikén kölcsönhatásba lép az elnyelő közeggel, függ a foton $h\nu$ energiájától és az elnyelő anyag Z rendszámától. Általánosan elmondható, hogy alacsony foton energiák esetén a fotoelektromos kölcsönhatás, közepes foton energiáknál a Compton szórás, míg magas foton energiáknál a párkeltés dominál elsődlegesen. Az alábbi ábra mutatja e három legfontosabb kölcsönhatás relatív súlyát a $h\nu$ és Z függvényében. A diagram két görbéje mutatja azokat a pontokat ($h\nu$ és Z párokat) amelyek esetén $\sigma_{aC} = \tau_a$ illetve $\sigma_{aC} = \kappa_a$, így kijelölve az alacsony foton energiák esetén domináns fotoelektromos hatás, a közepes foton energiák esetén domináns Compton szórás, és a magas foton energiák esetén domináns párkeltés régióit.



Például egy 100 keV-es foton az ólommal ($Z = 82$) főként fotoelektromos hatás révén, emberi szövettel ($Z_{eff} = 7,5$) pedig főként Compton szórás révén kerül kölcsönhatásba. Másrészt viszont egy 10 MeV-es foton az ólommal leginkább párkeltési, emberi szövettel pedig Compton szórási reakcióban vesz részt.

2. Dozimetriai alapfogalmak

2.1. Foton folyam és energia folyam

A monoenergiás ionizáló sugármező leírásához használatos mennyiségek a következők: részecske folyam, energia folyam, részecskeáram-sűrűség, energiaáram-sűrűség. E mennyiségek általában foton nyalábok leírásánál használatosak, de alkalmazhatóak töltött részecskékből álló nyalábok esetében is.

- A ϕ részecske folyam a dN és dA hányadosa, ahol dN a dA elemi gömbfelületen áthaladó részecskék száma:

$$\phi = \frac{dN}{dA}$$

A részecske folyam mértékegysége $\frac{1}{m^2}$. A dA elemi felület definíció szerint gömb alakú, amely a kérdéses részecske pályájának irányától függetlenül arra mindig merőleges. Így a részecske folyam a sugárzás beesési szögétől független mennyiség lesz.

- A síkon értelmezett részecske folyam az egységnyi síkfelületen áthaladó részecskék számát mutatja meg, mely függ a részecskenyaláb beesési szögétől.
- A Ψ energia folyam a dE és dA hányadosa, ahol dE a dA elemi gömbfelületen áthaladó sugárzási energia mennyisége:

$$\Psi = \frac{dE}{dA}$$

Az energia folyam mértékegysége $\frac{J}{m^2}$.

Az energia folyam kiszámítható a részecske folyamból az alábbi összefüggés szerint:

$$\Psi = \frac{dN}{dA} E = \phi E$$

ahol E a részecske energiája, dN pedig az E energiával rendelkező részecskék száma.

A valóságban majdnem minden foton vagy részecske nyaláb polienergiás, a fent definiált fogalmakat át kell alakítanunk, ha alkalmaznunk kívánjuk e nyalábokra is. A részecske folyam és energia folyam fogalmak helyett bevezethetjük a részecske folyam spektrum és energia folyam spektrum fogalmakat a következőképp:

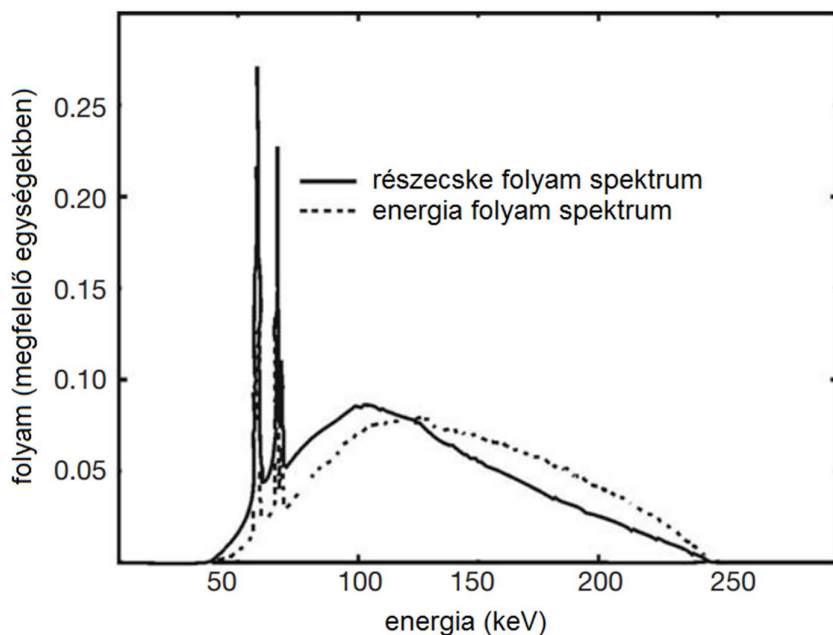
$$\phi_E(E) \equiv \frac{d\phi}{dE}(E)$$

és

$$\Psi_E(E) \equiv \frac{d\Psi}{dE}(E) = \frac{d\phi}{dE}(E)E$$

ahol $\phi_E(E)$ és $\Psi_E(E)$ a részecske folyam spektrum és energia folyam spektrum E szerinti deriváltjainak rövidített jelölései.

A következő ábrán egy ortovoltos készülék által előállított 250 kV-os Röntgen nyaláb foton folyam spektruma és energia folyam spektruma látható 1 mm Al és 1,8 mm Cu szűrőkkel (az anód anyaga W, a belső szűrő 2 mm Be). A fékezési Röntgensugárzásra rakódott két tüske K_α és K_β a wolfram anódban keletkező karakterisztikus Röntgen fotonokat mutatja.



A $\dot{\phi}$ részecskeáram-sűrűség $d\phi$ és dt hányadosa, ahol $d\phi$ a részecskefolyam dt idő alatt bekövetkező változásának nagysága.

$$\dot{\phi} = \frac{d\phi}{dt}$$

Mértékegysége $\frac{1}{m^2s}$.

Az energiaáram-sűrűség (más néven inenzitás) $d\Psi$ és dt hányadosa, ahol $d\Psi$ az energiafolyam dt idő alatt bekövetkező változásának nagysága.

$$\dot{\Psi} = \frac{d\Psi}{dt}$$

Az energiaáram-sűrűség mértékegysége $\frac{W}{m^2}$ vagy $\frac{J}{m^2s}$.

2.2. KERMA

A KERMA az egységnyi tömegben felszabaduló mozgási energia (Kinetic Energy Released per unit Mass) rövidítése. A KERMA egy közvetett módon ionizáló sugárzásnál (pl. foton

vagy neutron) használható, nem sztohasztikus mennyiség. Megmutatja, hogy átlagosan mennyi energia adódik át a közvetetten ionizáló sugárzásból a közvetlenül ionizáló sugárzásnak anélkül, hogy számot adna az átadást követő további eseményekről. A fogalom további tárgyalása során a fotonsugárzásra szorítkozunk.

A fotonok energiája egy kétlépcsős folyamatban adódik át az anyag számára. Az első lépésben különböző foton kölcsönhatások során (fotoelektromos hatás, Compton szórás, párkeltés, stb.) a fotonsugárzás energiája átadódik egy másodlagos töltött részecskének (elektron). A második lépcsőben a töltött részecske átadja ezt az energiát az anyag számára atomok gerjesztése és ionizálása révén. Ebben az értelemben a KERMA definíció szerint a közvetetten ionizáló sugárzásból az egységnyi dm tömegű anyag töltött részecskéinek (elektronoknak) átadott $d\bar{E}_{tr}$ energiát mutatja meg:

$$K = \frac{d\bar{E}_{tr}}{dm}$$

A KERMA mértékegysége $\frac{J}{kg}$. A KERMA mértékegységének saját neve van, a gray (Gy).

$$1 \text{ Gy} = 1 \frac{J}{kg}$$

2.3. CEMA

A CEMA az egységnyi tömegben átalakult energia (Converted Energy per unit Mass) rövidítése. A CEMA egy közvetlenül ionizáló sugárzásnál (pl. elektron vagy proton) használható, nem sztohasztikus mennyiség.

A CEMA dE_c és dm hányadosa, ahol dE_c a töltött részecske által ütközések során az anyag egységnyi dm tömegében elvesztett energiát mutatja meg (ide nem számítva a másodlagos elektronokat).

$$C = \frac{dE_c}{dm}$$

A CEMA mértékegysége $\frac{J}{kg}$. A mértékegység neve gray (Gy).

2.4. Elnyelt dózis

Az elnyelt dózis a közvetetten és a közvetlenül ionizáló sugárzásoknál is használható, nem sztohasztikus mennyiség. Közvetett módon ionizáló sugárzások esetén az energia egy kétlépcsős folyamatban adódik át az anyagnak. Az első lépésben (mely a KERMA-t adja) a közvetett módon ionizáló sugárzás mozgási energia formájában ad át energiát egy

másodlagos töltött részecskének. A második lépésben e töltött részecske adja át mozgási energiájának egy részét az anyagnak (ez az elnyelt dózis), valamint energiát veszít sugárzási formában (fékezési Röntgen-sugárzás, annihiláció). Az elnyelt dózis a véletlenszerűen átadott energiához kapcsolódik. Definíció szerint az elnyelt dózis az anyag m tömegű, véges V térfogatú részé számára átadott $\bar{\epsilon}$ átlagos energiát mutatja meg:

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm}$$

Az átadott $\bar{\epsilon}$ átlagos energia a térfogatba belépő és az onnan kilépő összes energia különbsége, figyelembe véve az térfogatban bekövetkező anyag-energia átalakulásokat is. Pl. a párkeltés 1,022 MeV-vel csökkenti az energiát, míg egy elektron-positron annihiláció ugyanennyivel növeli azt. Fontos megjegyezni, hogy mivel az elektronok haladnak az anyagban, és az energiát útjuk közben veszítik el, az energia elnyelődése nem azon a helyen fog bekövetkezni, ahol a KERMA szerinti energia átadás történt.

Az elnyelt dózis mértékegysége $\frac{J}{kg}$. A mértékegység neve gray (Gy).

2.5. Gyengítési együttható

A gyengítési együtthatók a dozimetriában széleskörűen használatosak, de ritkán mérhetőek, az elmélet alapján számítjuk őket. Elektronok és pozitronok esetén az gyengítési együttható meghatározásához a Bethe elmélet használatos. A lineáris gyengítési együttható definíció szerint a töltött részecske által dx egységnyi úthosszon elvesztett dE energia $\frac{dE}{dx}$ hányadosának várható értéke. A makroszkópos gyengítési együttható a lineáris gyengítési együttható és az elnyelő anyag sűrűségének hányadosa. Az elnyelő anyag sűrűségével való osztás majdnem teljesen függetlenné teszi a makroszkópos gyengítési együtthatót a sűrűségtől, kivéve a később tárgyalásra kerülő sűrűségi hatást. A lineáris gyengítési együttható és a makroszkópos gyengítési együttható mérték egységei rendre $\frac{MeV}{cm}$ és $\frac{MeV \cdot cm^2}{g}$.

A gyengítési együtthatónak két típusa ismeretes: az ütközési (ionizációs), mely a töltött részecskék és a pályaelektronok kölcsönhatásainak eredménye; és a sugárzási, mely a töltött részecskék és az atommag kölcsönhatásainak eredménye.

A korlátlan makroszkópos ütközési gyengítési együttható megmutatja a puha és kemény ütközések során a töltött részecske által elvesztett átlagos energiát.

- Puha ütközés akkor következik be, ha egy töltött részecske nagyobb távolságban halad el egy atom mellett ($b \gg a$, ahol b a becsapódási paraméter, a pedig az atom

sugara). Az ütközés eredménye az a nagyon kis mennyiségű energia, mely az elnyelő közeg atomjának adódik át az ütközés során.

- Kemény ütközés esetén, amikor $b \approx a$, egy másodlagos elektron (más néven delta-elektron, vagy történetileg delta-sugárzás) kiszakad az atomból, és számottevő energiával saját pályán halad tovább.
- A korlátlan makroszkópos ütközési gyengítési együtthatóban a pályaelektron számára átadható maximális energia kemény ütközés során a beérkező elektron mozgási energiájának fele (megkülönböztethetetlen részecskék esete), vagy a beérkező pozitron mozgási energiájának teljes egésze (megkülönböztethető részecskék esete).

A nehéz töltött részecskékre, elektronokra és pozitronokra vonatkozó makroszkópos gyengítési együttható elmélet a puha ütközések leírását adó Bethe elmélet és a kemény ütközések során bekövetkező energia átadásnál használatos gyengítési együttható kombinációja. Ennek eredménye, hogy egy M tömegű és v sebességű nehéz, töltött részecske esetén, ahol a kemény ütközések során bekövetkező energia átadás határa $\frac{2m_e c^2 \beta^2}{1-\beta^2}$ ahol $\beta = \frac{v}{c}$

$$\frac{S_{col}}{\rho} = \frac{4\pi N_A Z r_e^2 m_e c^2}{A \beta^2} z^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z} \right]$$

ahol

r_e a klasszikus elektronsugár (2,82 fm)

z a beérkező részecske töltése elemi töltésegységekben kifejezve

I a közeg átlagos gerjesztési potenciálja

$\frac{C}{Z}$ a héjkorrekció

Az I átlagos gerjesztési potenciál az elnyelő anyag atomjához tartozó ionizációs és gerjesztési potenciálok mértani átlaga. Mivel a pontos értéket befolyásolják a kötési hatások, I pontos értékének meghatározásában a számítási modellek gyakran pontatlanok. Mivel az I értékek általában a nehéz töltött részecskékre vonatkozó gyengítési együttható mérésekből származtatjuk, mely részecskék szóródása ezen méréseket csak minimálisan befolyásolják.

A kémiai elemek I értéke nagyjából Z -vel lineárisan változik, átlagosan $I = 11,5 Z$. Vegyületek esetén I számítása az ütközési gyengítési együttható járulékát feltételezve történik, figyelembe véve a vegyületet alkotó atomok súlyozott hatását.

A $\frac{C}{Z}$ héjkorrekció a makroszkópos gyengítési együttható csökkenését veszi számba akkor, amikor sérül makroszkópos ütközési gyengítési együttható származtatás megalapozó Born

közelítés, mert a beérkező részecske sebessége nem sokkal nagyobb, mint az elnyelő közeg atomi elektronjainak a sebessége. E hatást elsőként a K héjon található elektronok szenvedik el, ezt követően az L héj elektronjai, stb. $\frac{c}{Z}$ a közeg anyagának és a gyors töltött részecske sebességének a függvénye.

Az előző egyenlet alapján az alábbi megállapításokat tehetjük:

- A makroszkópos gyengítési együttható független a beérkező részecske tömegétől, de fordított négyzetes arányban áll a sebességével. A logaritmus argumentumában szereplő $2m_e v^2$ nem áll kapcsolatban az ütközésben részvevő bármelyik részecske mozgási energiájával.
- A makroszkópos gyengítési együttható fokozatosan simul egy széles minimum értékhez $E_m \approx 3m_e c^2$ mozgási energia esetén.
- Legfontosabb tényezőként $\frac{Z}{A}$ felelős a gyengítési együttható széntől az ólomig bekövetkező nagyjából 20%-os csökkenéséért. A $-\ln I$ kifejezés a gyengítési együttható további, Z -vel arányos csökkenését okozza.
- Egy adott anyagban a beérkező részecske töltésének négyzetétől (z^2) való függés miatt a nehéz töltött részecske kétszeres töltése esetén a gyengítési együttható négyszeres értéket mutat.

Elektronok és pozitronok esetén a puha ütközések során bekövetkező energia átadáshoz adódik a szabad elektronok Møller (elektronok) és Bhabba (pozitronok) hatáskeresztmetszetében bekövetkező kemény ütközések hozadéka. Az elektronok és pozitronok teljes makroszkópos ütközési gyengítési együtthatója az ICRU 37 Report alapján:

$$\frac{S_{col}}{\rho} = \frac{N_A Z \pi r_0^2 2m_e c^2}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{E_m}{I} \right)^2 + \ln \left(1 + \frac{\tau}{2} \right) + F^\pm(\tau) - \delta \right]$$

melyben az elektronokra vonatkozó F^-

$$F^-(\tau) = (1 - \beta) \left[1 + \frac{\tau^2}{8} - (2\tau + 1) \ln 2 \right]$$

és a pozitronokra vonatkozó F^+

$$F^+(\tau) = 2 \ln 2 - \left(\frac{\beta^2}{12} \right) \left[23 + \frac{14}{\tau + 2} + \frac{10}{(\tau + 2)^2} + \frac{4}{(\tau + 2)^3} \right]$$

Ezekben az egyenletekben $\tau = \frac{E_m}{m_e c^2}$ és $\beta = \frac{v}{c}$.

A δ sűrűségi hatás korrekciós együttható veszi figyelembe azt a hatást, melynek lényege, hogy egy gyors töltött részecskére a pályájától távol eső atomok csökkent Coulomb-erőt

fejtenek ki a részecskére annak következményében, hogy a töltött részecske polarizálja magát a közeget. A sűrűségi hatás befolyásolja a gyengítési együttható puha ütközésekből származó részét. Jelentős szerepet játszik sűrű és ritkább anyagok a gyengítési együtthatóinak arányában (pl. víz és levegő), meghatározására különböző modellek állnak rendelkezésre.

A makroszkópos sugárzási gyengítési együttható az elektronok vagy pozitronok fékezési Röntgen sugárzás formájában bekövetkező energiavesztésének arányát jelenti. A Bethe-Heitler elmélet a makroszkópos sugárzási gyengítési együttható alábbi formájához vezet:

$$\frac{S_{rad}}{\rho} = \sigma_0 \frac{N_A Z^2}{A} (E_m + m_e c^2) \bar{B}_r$$

ahol $\sigma_0 = \alpha \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \right)^2 = 5,8 \cdot 10^{-28} \frac{\text{cm}^2}{\text{atom}}$, ahol α a finomszerkezeti állandó és \bar{B}_r egy függvény, mely Z -től és E_m -től függően 5,33 és 15 közötti értéket vesz fel a 0,5 MeV alatt kezdődő és 100 MeV-ig tartó energiatartományban.

Ez a tényező, a sugárzási gyengítési együttható E_m -mel arányos növekedésével együtt felelős a teljes gyengítési együttható növekedéséért a 2 MeV-nél nagyobb energiák esetén. Fontos, hogy nagy Z esetén, szemben a Z -től függő makroszkópos ütközési gyengítési együtthatóval a makroszkópos sugárzási gyengítési együttható Z^2 függése ezt az energiavesztési módot teszi elsődlegessé.

A korlátozott makroszkópos gyengítési együttható bevezetésére egy kiválasztott régióban bekövetkező energia átadás számításánál van szükség. A másodlagos töltött részecskék (delta részecskék) számára átadott energia egy adott (gyakran Δ -val jelölt) határértékre való korlátozása lehetővé teszi a nagyenergiájú másodlagos részecskék számára, hogy elhagyják a vizsgált régiót.

A korlátozott gyengítési együttható kisebb, mint a korlátozatlan gyengítési együttható. Az energia határérték kiválasztása a kérdéses feladattól függ. Az ionizációs kamrák esetében gyakran használt küszöbérték a 10 keV (egy 10 keV-es elektron úthossza levegőben nagyságrendileg 2 mm). Mikrodozimetriai mennyiségek vizsgálatakor általában 100 eV a választandó küszöbérték.

Egy anyag L_Δ korlátozott lineáris ütközési együtthatója (más néven lineáris energia transzfer – LET) töltött részecskék esetén dE_Δ és dl hányadosa, ahol dE_Δ a töltött részecske dl úthosszon puha és kemény ütközések során veszített energiájának és a Δ -t meghaladó kezdeti mozgási energiával rendelkező töltött részecskék összes mozgási energiájának különbsége:

$$L_\Delta = \frac{dE_\Delta}{dl}$$

2.6. Kapcsolat a KERMA és az elnyelt dózis között (töltött részecske egyensúly)

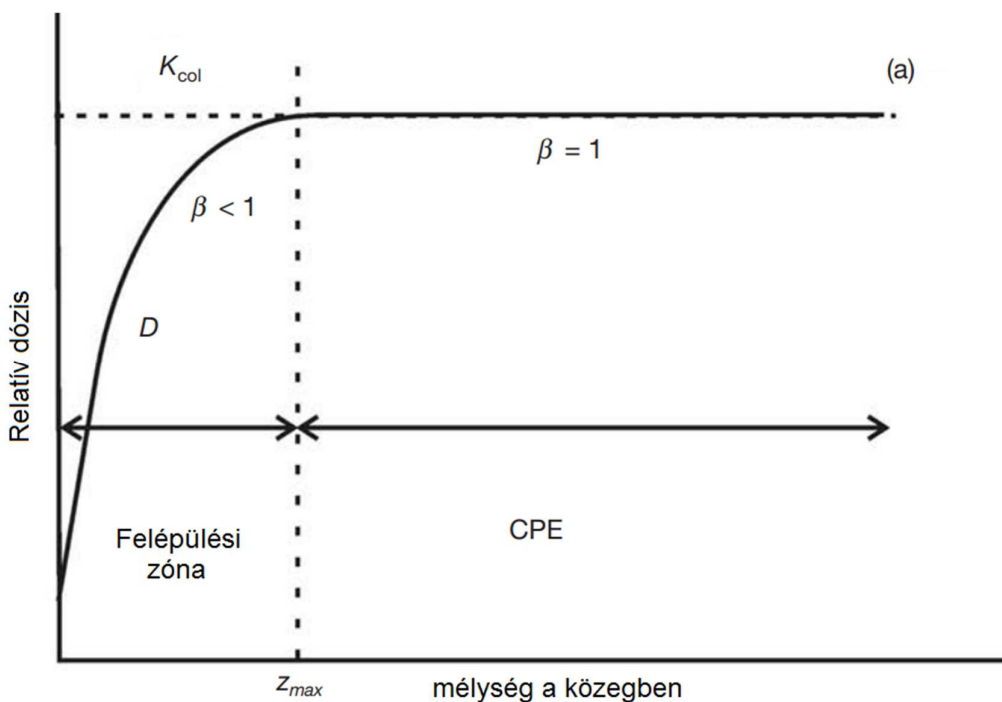
Az energia átadása a foton nyalábból egy meghatározott helyen található töltött részecske számára általában nem vezet az energia közeg általi elnyeléséhez (elnyelt dózis megjelenéséhez) ugyanazon a helyen. Ennek oka a foton kölcsönhatások során keletkező másodlagos elektronok nem nulla (véges) hatótávolsága.

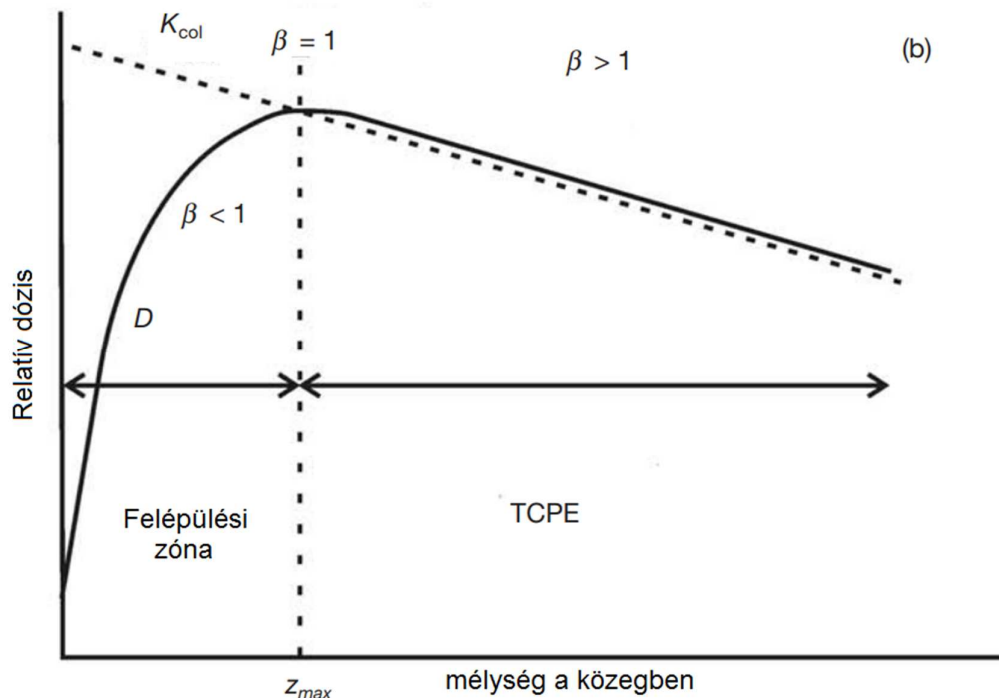
Mivel a sugárzási fotonok jórészt elhagyják a vizsgált térfogatot, az elnyelt dózist általában az ütközési KERMA-hoz szokás kapcsolni. Az elnyelt dózis és az ütközési KERMA hányadosát általában az alábbi módon szokás meghatározni:

$$\beta = \frac{D}{K_{col}}$$

Ha a sugárzási fotonok elhagyják a vizsgált térfogatot, akkor a $\beta \approx 1$ közelítést alkalmazzuk.

A következő ábrán látható az ütközési KERMA és az elnyelt dózis kapcsolata felépülési körülmények között. A felső részben a töltött részecske egyensúly (CPE) esete, az alsó részben a tranzienstöltött részecske egyensúly esete (TCPE) látható. A nagyenergiájú foton nyaláb közegbe lépési pontján látható az ütközési KERMA maximum értéke, mert a foton folyam a felszínen a legnagyobb. Kezdetben a töltött részecske folyam és vele együtt az elnyelt dózis a mélység függvényében növekszik a z_{max} dózis maximum eléréséig.





Ha a közegben nem lenne foton elnyelődés vagy szóródás, csak elektron keltés, akkor az ábra (a) részében látható elméleti eset állna elő: a felépülési zóna ($\beta < 1$) után egy teljes CPE zóna következne, ahol $D = K_{col}$ ($\beta = 1$).

A valóságban a közegben bekövetkező foton elnyelődés és szóródás következtében egy TCPE zóna jön létre (b részábra), ahol egy nagyjából konstans kapcsolat áll fenn az ütközési KERMA és az elnyelt dózis között. Ez a kapcsolat azért tekinthető a gyakorlatban konstansnak, mert nagyenergiájú foton nyalábok esetén a keltett elektronok átlagos energiája, következésképp a hatótávolságuk nem függ jelentősen a közegben való mélységtől.

Abban a speciális esetben, amikor valós a CPE (a közegben a dózismaximum helyén), a D elnyelt dózis és a K teljes KERMA között az alábbi kapcsolat áll fenn:

$$D = K_{col} = K(1 - \bar{g})$$

ahol \bar{g} a sugárzási rész, mely az elektronok mozgási energiájától függ: minél nagyobb a mozgási energia, annál nagyobb a \bar{g} . A sugárzási rész a szóban forgó anyag összetételétől, nagyobb Z esetén nagyobb lesz a \bar{g} . A ^{60}Co izotóp foton nyalábja által levegőben keltett elektronok esetében a sugárzási rész értéke 0,0032.

A nagyenergiájú foton nyalábok esetén a bőrfelszín kímélését az felépülési zóna elnyelt dózis profilja teszi lehetővé. A valóságban a felszíni dózis alacsony ugyan, de a belépési pont előtti anyagban végbemenő foton kölcsönhatások során keletkező elektronszennyezés, illetve a

besugárzóeszközök fejében és nyalábmódosító elemeiben keltett töltött részecskék dózis hozzájárulása miatt nem nulla.

3. Üreg elméletek

3.1. A Bragg-Gray üreg elmélet

A Bragg-Gray üreg elmélet volt az első, melyet annak leírására hoztak létre, hogy milyen kapcsolat áll fenn egy doziméterben elnyelt dózis és a dozimétert tartalmazó közegben elnyelt dózis között.

A Bragg-Gray üreg elmélet alkalmazhatóságának az alábbi feltételei vannak:

- Az üreg mérete a vele kölcsönhatásban kerülő töltött részecskék hatótávolságával összevetve annyira kicsi, hogy a közegben lévő töltött részecske folyamat érdemben nem befolyásolja.
- Az üregben az elnyelt dózis létrejöttéért kizárólag a rajta áthaladó töltött részecskék a felelősek (az üregben végbemenő foton kölcsönhatások elhanyagolhatónak tekinthetők, és így kizárhatók).

Az első feltétel következménye, hogy a korábban megismert elektron folyam azonos és egyenlő a környező közegben létrejövő egyensúlyi elektron folyammal. Ez a feltétel csak a CPE vagy TCPE zónákban lehet érvényes. Ezen felül az üreg jelenléte mindig okoz valamilyen mértékű eltérést az elektron folyamban, ezért szükség van egy folyam módosítás korrekciós faktor használatára.

A második feltétel azt jelenti, hogy az üreg belsejében elnyelt dózist létrehozó elektronok az üregen kívül keletkeznek és áthaladnak az üregen. Ezért az üregben nem keletkeznek másodlagos elektronok, és nem is nyelődnek el ott.

E két feltétel teljesülése esetén, a Bragg-Gray üreg elmélet szerint a D_{med} közegben elnyelt dózis az alábbi kapcsolatban áll a D_{cav} üregben elnyelt dózissal:

$$D_{med} = D_{cav} \left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{med,cav}$$

ahol $\left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{med,cav}$ a közeg és az üreg átlagos korlátlan makroszkópos ütközési gyengítési együtthatóinak hányadosa. A korlátlan gyengítési együtthatók használata kizárja a közegben és az üregben a másodlagos töltött részecskék (delta elektronok) keletkezését.

Habár az üreg méretét a Bragg-Gray üreg elmélet nem veszi pontosan figyelembe, a Bragg-Gray üreg elméletnek elvárásainak való megfelelés függ az üreg méretétől, mely az üreg anyagában az elektronok hatótávolságának, az üreg anyagának és az elektronok energiájának a függvénye. Egy nagy energiájú foton nyaláb esetén a Bragg-Gray kritériumoknak megfelelő üreg nem biztos Bragg-Gray üregként viselkedik közepes, vagy kis energiájú Röntgen-foton nyaláb esetében is.

3.2. A Spencer-Attix üreg elmélet

A Bragg-Gray üreg elmélet nem veszi figyelembe a doziméter aktív térfogatában, az elsődleges elektronok kemény ütközések során bekövetkező lassulása által létrehozott másodlagos (delta) elektronok keletkezését.

A Spencer-Attix üreg elmélet egy sokkal általánosabb leírás, mely figyelembe veszi ezen elektronok létrejöttét, melyek rendelkeznek elegendő energiával ahhoz, hogy saját erejükből további ionizációt hozzanak létre. A gáz üregben kibocsátott ezen elektronok egy része rendelkezhet elegendő energiával ahhoz, hogy elhagyják az üreget, és energiájuk egy részét magukkal vigyék. Ez csökkenti az üregben elnyelt dózis nagyságát, és szükségessé teszi a gáz gyengítési együtthatójának módosítását. A Spencer-Attix elmélet a Bragg-Gray elmélet két feltétele szerint működik, és ezen a feltételeket az elsődleges részecske folyamán felül a másodlagos részecske folyamra is alkalmazni kell.

A Spencer-Attix elméletben a másodlagos elektron folyam a felhasználó által meghatározott Δ dózis küszöbérték alapján két alkotóra bomlik. A Δ -nál kisebb E_m mozgási energiával rendelkező lassú elektronok energiájukat helyben adják le, a Δ -val egyenlő vagy annál nagyobb gyors (lassuló) másodlagos elektronok pedig az elektron spektrum részét képezik. Következésképp ez a spektrum rendelkezik egy Δ alsó és egy E_{m0} felső energia határértékkel, ahol E_{m0} jelenti a kezdeti elektron mozgási energiáját. Mivel a spektrumban a legkisebb energia Δ , a 2Δ -val egyenlő vagy annál nagyobb E_m mozgási energiával rendelkező gyors elektron energia vesztese nem lehet nagyobb, mint Δ , egy 2Δ -nál kisebb E_m mozgási energiával rendelkező gyors elektron energia vesztese nem lehet nagyobb, mint $\frac{E_m}{2}$, ahol $\Delta \leq E_{m0} < 2\Delta$.

Az energiavesztést a Δ határértékű $\frac{L_{\Delta}(E_m)}{\rho}$ korlátozott ütközési gyengítési együttható és $\Phi_{med,e}^{e-e}$, a gyors elektronok folyamának Δ és E_{m0} közé eső energiája szorzataként kell kiszámítani (az e-e a delta elektronok lassulási spektrumhoz való hozzájárulását jelöli).

A Bragg-Gray feltételek miatt, melyek kikötik, hogy a üregben nem mehet végbe elektron keltés, a Δ energiával rendelkező elektronoknak képesnek kell lenniük áthaladni az üregen. A Δ küszöb energia ezért összefüggésben van az üreg méretével, definíció szerin megegyezik az üreg közepes átlójával megegyező hatótávolságú elektron energiájával.

A Spencer-Attix kapcsolat a közegben elnyelt dózis és az üregben elnyelt dózis között:

$$\frac{D_{med}}{D_{cav}} = S_{med,cav}$$

ahol $s_{med,cav}$ a közeg és az üreg átlagos korlátozott makroszkópos ütközési gyengítési együttthatóinak hányadosa.

A $\Phi_{med,E_m}^{e-e}(E_m)$ közegbeli elektron folyam spektrumot felhasználva:

$$s_{med,cav} = \frac{\int_{\Delta}^{E_m} \Phi_{med,E_m}^{e-e}(E_m) \frac{L_{\Delta,med}}{\rho} d(E_m) + TE_{med}}{\int_{\Delta}^{E_{m0}} \Phi_{med,E_m}^{e-e}(E_m) \frac{L_{\Delta,cav}}{\rho} d(E_m) + TE_{cav}}$$

A TE_{med} és TE_{cav} neve pálya vége konstansok, a Δ és 2Δ kezdő mozgási energiájú elektronok által leadott energiarészt jelentik. Ezen elektronok veszíthetnek annyi energiát, hogy mozgási energiájuk végül kevesebb lesz, mint Δ . Egy ilyen eseményt követően a maradék energiájukat ott helyben elveszítik, és kiesnek a spektrumból. A pálya vége konstansok Nahum alapján az alábbi közelítéssel írhatók le:

$$TE_{med} = \Phi_{med,E_m}^{e-e}(\Delta) \frac{S_{med}(\Delta)}{\rho} \Delta$$

és

$$TE_{cav} = \Phi_{med,E_m}^{e-e}(\Delta) \frac{S_{cav}(\Delta)}{\rho} \Delta$$

Fontos, hogy a korlátlan ütközési gyengítési együtttható itt azért használható, mert egy 2Δ -nál kisebb energiájú elektron által átadott maximális energia kisebb, mint Δ .

Monte Carlo számítások kimutatták, hogy a Spencer-Attix és a Bragg-Gray üreg elméletek közötti különbségek nem elhanyagolhatók, ám nem is jelentősek. Mivel a különböző közegek ütközési gyengítési együttthatói a részecske energiájától függően hasonló képet mutatnak, két közegben mérhető értékük hányadosa egy, az energiával lassan változó függvényt jelent.

Ionizációs kamra esetén a gyengítési együtttható vízben és levegőben vett értékének hányadosa csak gyengén függ a választott határenergiától. A sugárterápiás fizikában használatos Farmer-típusú és plan-parallel ionizációs kamrák esetén gyakran a 10 keV-nél vett nominális érték használatos.

Egy vízben használt tipikus ionizációs kamra esetén a víz és levegő gyengítési együttthatóinak hányadosának energiatfüggése főként a két közeg sűrűség-hatásának korrekciójában való különbségek miatt jelenik meg.

4. Sugármérő dozimetriai eszközök

4.1. Bevezetés

Dozimetriai eszköznek nevezzük az olyan készüléket, berendezést vagy rendszert, mely közvetlen vagy közvetett módon képes mérni vagy kiértékelni a besugárzást, a KERMA-t, az elnyelt dózist, az ekvivalens dózist, ezek idő szerinti deriváltját (teljesítményét) vagy egyéb, az ionizáló sugárzásokhoz kapcsoló fizikai mennyiségeket. A dozimetriai eszközt a kiolvasó berendezéssel együtt dozimetria rendszernek nevezzük. Egy dozimetria mennyiség mérésre az a folyamat, mely során dozimetria rendszer segítségével gyakorlatban meghatározzuk a szóban forgó mennyiség mértékét. A dozimetria mennyiség mérésének eredménye egy számszerű érték és a vonatkozó mértékegység szorzata. Egy dozimetriai eszköz akkor tekinthető sugárzási doziméternek, ha rendelkezik legalább egy olyan tulajdonsággal, mert a mért dozimetriai mennyiség függvénye, és amely így felhasználható a dozimetriai eszköz kalibrációjához. A sugárzási dozimétereknek rendelkezniük kell az elvárásoknak megfelelő karakterisztikával. Sugárterápiában például a vízben elnyelt dózis pontos értéke és térbeli eloszlása is fontos paraméterek, éppúgy, mint egy beteg kérdéses belső szervére jutó dózis származtatásának lehetősége. Ebben az értelemben a kívánatos sugárzási doziméter tulajdonságok a pontosság, a precizitás, a linearitás, a dózis vagy dózisteljesítmény-függés, az energiafüggés, az irányfüggés és a térbeli felbontás. Nyilvánvalóan nem képes minden doziméter teljesíteni minden elvárást. A sugárzási dozimétert és a kiolvasó berendezést ezért megfontoltan, a mérési helyzet elvárásainak megfelelően kell kiválasztani, sugárterápiában például nyaláb kalibrációhoz ionizációs kamra, míg dóziseloszlás-értékeléshez vagy dózis ellenőrzéshez (relatív dozimetriához) más típusú dozimetria eszközök használata javasolt.

4.2. A dozimetriai eszközök tulajdonságai

4.2.1. Pontosság és precizitás

A sugárterápiás dozimetriában a méréssel kapcsolatos bizonytalanság leggyakrabban a pontosság és precizitás segítségével írható le. A dozimetriai mérések precizitása megmutatja a mérési eredmények ugyanolyan mérési körülmények között lehetséges reprodukálhatóságát. A precizitás megbecsülhető a megismételt mérések során felvett adatokból. A nagy precizitás kis a mérési eredmények kis szórásával jár együtt. A dozimetriai mérések pontossága a mért mennyiség várt értékének és a valódi értékének közelségét mutatja meg. A mérések eredményei nem lehetnek tökéletesen pontosak, a mérési eredmények pontatlanságát mérési bizonytalanságnak nevezzük.

A mérési bizonytalanság egy jellemző, mely leírja egy mennyiség mért értékeinek szóródását, mely statisztikai módszerekkel („A” típus) vagy más módszerekkel („B” típus) becsülhető, ismert jele nincs és általában szimmetrikusnak feltételezhető.

A mérési hiba a vizsgált mennyiség mért értéke és a valós értéke közötti eltérést jelenti.

- A mérési hibának van számszerű értéke és jele.
- Általában a mérési hibák nem pontosan ismertek, de a lehető legjobb módon becsülhetők, és ahol ez lehetséges, kompenzálásukra korrekciók alkalmazhatók.
- Az összes ismert korrekció alkalmazását követően a hibák várható értéke nulla kell, hogy legyen, az aggodalomra okot adó mennyiségek csak a mérési bizonytalanságok.

4.2.1.1. Az „A” típusú sztenderd bizonytalanság

Ha egy x dozimetriai mennyiség mérését N -szer megismételjük, akkor x legjobb becsült értéke \bar{x} , az x_i mérési eredmények matematikai átlaga:

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i$$

Az x_i mérési eredmény átlagos bizonytalanságát a σ_x szórás írja le:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}$$

Az átlagérték szórása:

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sigma_x = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}$$

- Az „A” típusú u_A sztenderd bizonytalansága megegyezik az átlagérték szórásával:
 $u_A = \sigma_{\bar{x}}$
- Az „A” típusú sztenderd bizonytalanságát a megismételt mérések statisztikai elemzésével kapjuk, elméletben az ismétlések számának növelésével a bizonytalanság csökken.

4.2.1.2. A „B” típusú sztenderd bizonytalanság

Az u_B „B” típusú sztenderd bizonytalanság nem állapítható meg a megismételt mérésekből, hanem a méréshez kapcsolódó nem statisztikai bizonytalanságok ésszerű becsüléséből, vagy tudományos megfontolások alapján következtethető ki. Ide tartoznak a mérési eljárást

befolyásoló tényezők, a korrekciós faktorok vagy a szakirodalomból vett fizikai adatok. Gyakran úgy tekintendő, hogy a „B” típusú sztenderd bizonytalanság valószínűségi eloszlással rendelkezik, mely normál (Gauss-eloszlást) vagy téglalap eloszlást (egyenlő valószínűség az adott határok között mindenhol) követ. A „B” típusú sztenderd bizonytalanság levezethető úgy, hogy megbecsülünk egy határértéket, mely felett az adott faktor biztosan valószínű lesz, és ennek a határértéket egy tört részét jelöljük u_B -vel. A tört részt úgy választjuk, ahogy az az eloszlás alapján megfelelő.

4.2.1.3. Kombinált és kiterjesztett bizonytalanságok

Egy Q dozimetriai mennyiség P pontbeli értékét meghatározó egyenlet a következő:

$$Q_P = M \prod_{i=1}^N F_i$$

ahol M a dozimetriai rendszerből kiolvasott érték, F_i pedig korrekciós vagy konverziós együttható.

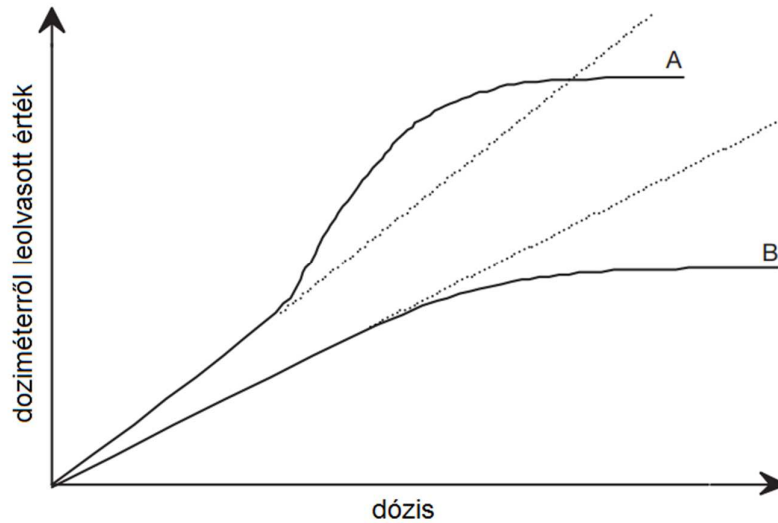
- a Q -hoz kapcsolódó u_C kombinált sztenderd bizonytalanság az „A” és „B” típusú sztenderd bizonytalanságok (u_A és u_B) négyzetes összege:

$$u_C = \sqrt{u_A^2 + u_B^2}$$

- A kombinált bizonytalanság feltételezhetően normál eloszlást követ, és az U kiterjesztett bizonytalanság meghatározásához megszorozandó a k lefedési faktorról: $U = k u_C$. A Q mennyiség mérési eredménye leírható a következőképpen: $Q_P \pm U$.
- Az U kiterjesztett bizonytalanság $k = 2$ lefedési faktorról, 95%-os konfidencia intervallummal gyakran a teljes bizonytalanságot jelenti, mely a Q mennyiség mérésének pontosságával áll összefüggésben.

4.2.2. Linearitás

Ideális esetben az M doziméterről leolvasott érték egyenesen arányos a Q dozimetriai mennyiséggel. Ennek ellenére egy bizonyos dózis felett megjelenik a nem-linearitás. A lineáris tartomány és a nemlineáris viselkedés a doziméter típusától és fizikai jellemzőitől függ. A következő ábra dozimetriai rendszerek választ karakterisztikájának két tipikus példáját mutatja. Az A görbén a válasz a dózissal először lineáris kapcsolatban áll, majd a szupralineáris viselkedés látható, ezt követően pedig a szaturáció (telítődés). A B görbén először a lineáris szakasz látható, majd nagy dózisoknál a szaturáció.



Általában a nemlineáris viselkedés miatt korrekciók kell alkalmazni. A doziméter és a kiolvasó berendezés is mutathat nemlineáris jellemzőket, ám kombináltan képesek lehetnek egy széles tartományban lineárisan működni.

4.2.3. Dózisteljesítmény-függés

Az integráló rendszerek képesek egy dozimetriai rendszer teljes összesített válaszjelét megadni. A mért dozimetriai mennyiség esetén az ilyen rendszer független kell, hogy legyen az adott mennyiség időderiváltjától (a mennyiség-teljesítménytől).

Ideális esetben egy dozimetriai rendszer $\frac{M}{Q}$ válasza két különböző dózisteljesítmény esetén ($\frac{dQ}{dt_1}$ és $\frac{dQ}{dt_2}$) is állandó kell, hogy maradjon. A valóságban a dózisteljesítmény kihathat a doziméter válaszára, megfelelő korrekciókat téve szükségessé, például az ionizációs kamráknál pulzáló nyálábok esetén alkalmazott rekombinációs faktor.

4.2.4. Energiafüggés

Egy dozimetriai rendszer $\frac{M}{Q}$ válasza általában a sugárminőség (energia) függvénye. A dozimetriai rendszerek kalibrációja egy előírt sugárminőségen (vagy sugárminőségeken) történik, de egy jóval szélesebb energiatartományon kerülnek használatra. A dozimetriai rendszer válaszában tapasztalható, sugárminőségtől függő eltérést (ún. energiafüggést) korrekciós faktoral kell figyelembe venni.

Ideális esetben az energiafüggés görbéje egy vízszintes egyenes (tkp. a rendszer kalibrációja egy széles sugárminőség tartományban független kellene, hogy legyen az energiától). A

valóságban a legtöbb mérési szituáció esetében a Q mennyiség meghatározásakor figyelembe kell venni az energia korrekciós faktort is. A sugárterápiában a kérdéses mennyiség a vízben elnyelt dózis (vagy a szövetben elnyelt dózis). Mivel egyik doziméter sem víz- vagy szövet-ekvivalens minden sugárminőség esetén, az energiafüggés a dozimetriai rendszer egyik fontos jellemzője.

4.2.5. Irányfüggés

A doziméter válaszában a sugárnyaláb beérkezési szögétől függően bekövetkező eltérést nevezzük a doziméter irányfüggésének vagy más néven szögfüggésének. A doziméterek a konstrukciójukból, fizikai méretükből adódóan, valamint a beeső sugárzás energiájától függően általában rendelkeznek irányfüggéssel. Némely felhasználási területen fontos az irányfüggés figyelembe vétele, például in vivo dozimetriában, mely során félvezető dozimétereket használunk. A terápiás dozimétereket általában ugyanolyan geometriai elrendezésben használjuk, mint amiben a kalibrációjuk történt.

4.2.6. Térbeli felbontás és fizikai méret

Mivel a dózis egy pontban értelmezett mennyiség, a doziméter lehetővé kell, hogy tegye a dózis meghatározást egy nagyon kicsiny térfogatban (tkp. egy „pont doziméterre” van szükség egy pont dózisének meghatározásához). A pont helyzetét (tkp. a térbeli helyét), melyben a dózist meg szeretnénk határozni, nagyon pontosan kell definiálni egy referencia koordináta rendszerben.

Termolumineszcens dozimétereket (TLD) nagyon kis méretben is gyártanak, ezek jó közelítéssel széles körben használhatók pontdózis mérésekhez. A film doziméterek kiváló 2D, a gél doziméterek 3D felbontással rendelkeznek, melyeknél a pontdózis meghatározás pontosságát kizárólag a kiolvasó eszköz felbontása befolyásolja. Az ionizációs kamra típusú doziméterek nagysága az elvárt érzékenység elérése miatt számottevő, bár az új típusú pinpoint mikrokamrák részben felülkerekednek ezen a problémán.

4.2.7. Kiolvasási kényelem

A közvetlen kiolvasású doziméterek (pl. ionizációs kamrák) általában sokkal kényelmesebben használhatók, mint a passzív doziméterek (amelyek a besugárzás utáni feldolgozást követően olvashatóak csak ki, pl. TLDk és filmek). Míg egyes doziméterek

eredendően integráló típusúak (pl. TLDk és gélek), mások képesek integráló és differenciális módban is mérni (ionizációs kamrák).

4.2.8. Használati kényelem

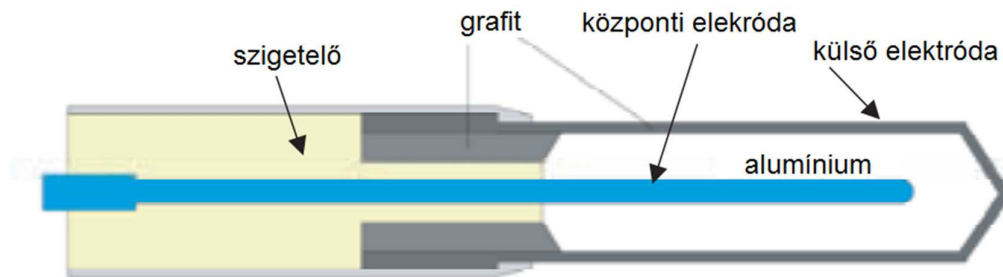
Az ionizációs kamrák újra használhatók, élettartamuk során az érzékenységükben változás nem, vagy csak kis mértékben következik be. A félvezető doziméterek is újra használhatók, de élettartamuk során érzékenységük fokozatosan csökken. Egyes doziméter típusok csak egyszer használatosak (pl. filmek, gélek és az alanin). Vannak doziméterek, melyek egyszeri besugárzás során mérik a dóziseloszlást (pl. filmek és gélek). Mások kimondottan strapabíróak (tkp. a használat nem befolyásolja az érzékenységüket, pl. az ionizációs kamráknak), míg megint más típusok érzékenyek a kezelés módjára (pl. TLD).

4.3. Ionizációs kamrák

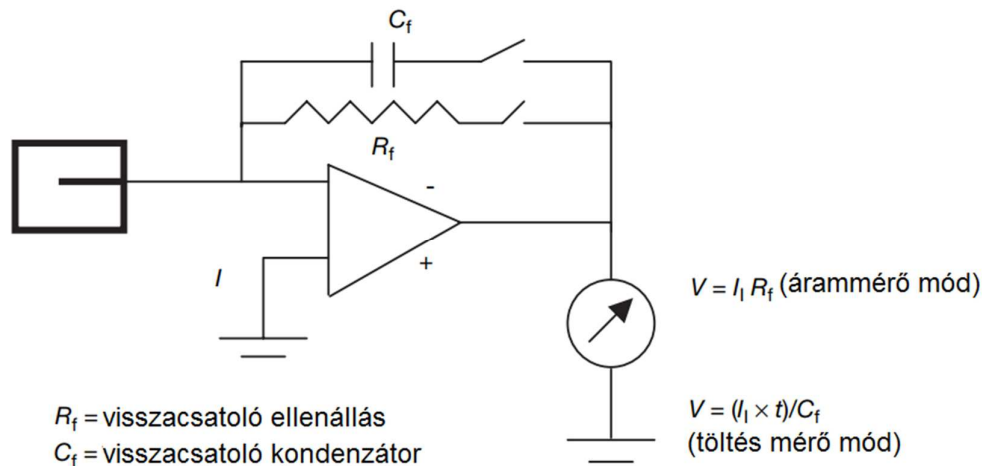
4.3.1. Kamrák és elektrométerek

A sugárzás dózisének mérésére a sugárterápiában és a diagnosztikai radiológiában is ionizációs kamrákat használnak. A referencia besugárzási körülmények között történő dózis meghatározást más néven nyaláb kalibrációnak nevezzük. Az alkalmazott ionizációs kamrák a kérdéses elvárások függvényében különböző alakúak és méretűek lehetnek, de mindegyik rendelkezik az alábbi tulajdonságokkal:

- Az ionizációs kamra alapvetően egy gáztöltésű üreg, melyet vezető anyagból készült külső ház (külső elektróda) vesz körül, valamint rendelkezik egy központi gyűjtő elektródával. A külső ház és a központi elektródát magas minőségű szigetelő anyag választja el egymástól, ezzel csökkentve a polarizációs feszültség kamrára kapcsolását követően megjelenő szivárgó áramot. Lásd a következő ábrát.
- A szivárgó áram további csökkentésére az ionizációs kamrában általában egy védőelektróda is található. A védőelektróda begyűjti a szivárgó áramot és a gyűjtő elektróda megkerülésével levezeti a földelésre. Ezen felül javítja az aktív (más néven szenzitív) térfogaton belül az elektromos mező homogenitását, ami további előnyt jelent a töltések begyűjtésénél.
- A nyílt levegőjű kamrák aktív térfogatában lévő levegő tömege a nyomás- és hőmérséklet-változás miatt változik. Emiatt a mérés során szükség van a hőmérséklet és nyomás változását figyelembe vevő korrekcióra.



Az elektrométerek kis erősségű, 10^{-9} A nagyságrendű elektromos áramok mérésére szolgáló eszközök. A kamra áram vagy időbeli integrálás esetén az összes gyűjtött töltés mennyiségének mérésére együtt használjuk az elektrométert és az ionizációs kamrát. Az így létrejött berendezés egy nagy erősítésű, negatív visszacsatolású erősítő, melynek visszacsatoló ágában egy ellenállás vagy kondenzátor található az áram vagy az összes töltés méréséhez (lásd a következő ábrán).



4.3.2. Hengerkamrák (gyűszükamrák)

A legnépszerűbb henger alakú ionizációs kamra a $0,6 \text{ cm}^3$ aktív mérőtérrel rendelkező, Farmer által tervezett és eredetileg Baldwin által elkészített kamra, melyet most már számos gyártótól be lehet szerezni. Sugárterápiában nyáláb kalibrációhoz ez használatos. A kamra szenzitív térfogatának alakja hasonlít egy gyűszű alakjához, ezért a Farmer típusú kamrák gyűszükamrának is szokás nevezni. A Farmer típusú ionizációs kamra sematikus ábrája fent látható.

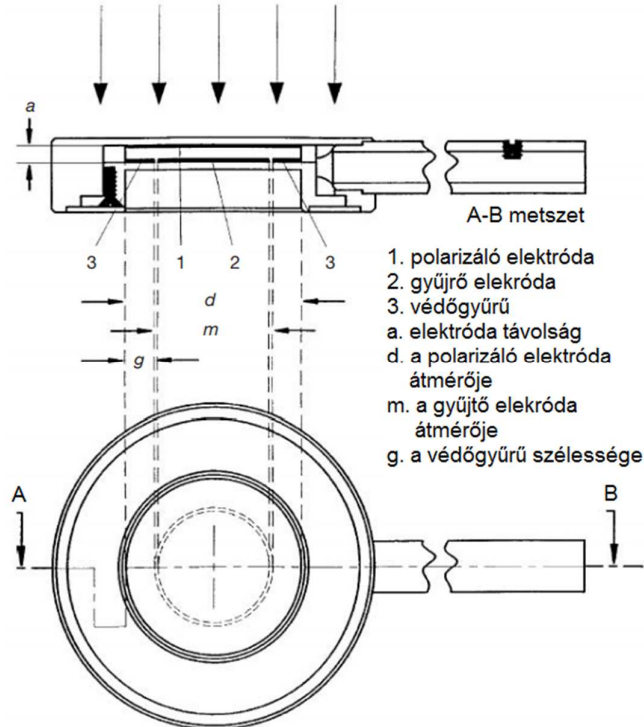
Számos gyártó készít különböző hengerkamrákat, melyek aktív térfogatának mérete $0,1-1 \text{ cm}^3$ között változik. Az aktív térfogat belső hossza általában nem több, mint 25 mm, belső átmérője nem több, mint 7 mm. A külső fal alacsony Z rendszámú anyagból áll (tkp. szövet-

vagy levegő-ekvivalens), ekvivalens vastagsága kisebb, mint $0,1 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$. A kamrára felszerelhető egy $0,5 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ ekvivalens vastagságú buildup kupak, mely ^{60}Co nyalámban, levegőben történő kalibráció esetén használandó.

A kamra felépítésének a lehető leghomogénebbnek kell lenni, habár a nagyjából 1 mm átmérőjű központi elektróda alumínium készül, hogy biztosítsa a kamra energia függetlenségét. A különböző, forgalomban kapható hengerkamrák szerkezetének részleteit a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség (IAEA) Technical Report Series (TRS) 277 és TRS 398-as leirata tartalmazza.

4.3.3. Plán-parallel kamrák

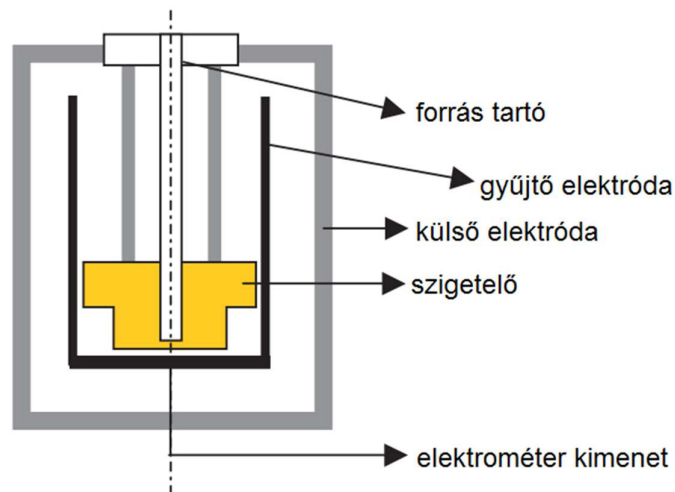
A plán-parallel ionizációs kamrák két síkfelületből állnak, az egyik belépő ablakként és polarizáló elektródként, a másik pedig hátsó falként és gyűjtő elektródként funkcionál csakúgy, mint a védőgyűrű. A hátsó fal általában vezető műanyagból készül, vagy egy szigetelő műanyagból (általában Perspex vagy polisztirol), melyre egy vékony grafit réteget visznek föl, így alakítva ki a gyűjtő elektródát és a tetején a védőgyűrűt. A következő ábrán látható a plán-parallel ionizációs kamrák sematikus rajza.



A plán-paralel kamrák használata a 10 MeV-nél kisebb energiájú elektron nyalábok dozimetriájához ajánlott. Megavoltos foton nyalábok felépülési zónájában és a felszínhez közeli mélydózis mérésekhez szintén használhatók. A különböző, forgalomban kapható hengerkamrák szerkezetének részleteit a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség (IAEA) TRS 381 és TRS 398-as leirata tartalmazza. Néhány plán-paralel kamra esetén számottevő korrekcióra van szükség a kamra nem kellő szélességű védőgyűrűjéből adódó folyam befolyás kompenzálására.

4.3.4. Brachyterápiás kamrák

A brachyterápiában használt sugárforrások alacsony levegő KERMA teljesítményű források, melyekhez megfelelő térfogatú (nagyjából 250 cm^3 vagy annál nagyobb), kellő érzékenységi kamrát kell használni. A Well-típusú kamrák a brachyterápiás sugárforrások kalibrálására és sztenderdizálására kifejlesztett kamrák. A következő ábrán látható a Well-típusú ionizációs kamra sematikus rajza.



A Well-típusú kamrákat úgy kell tervezni, hogy fogadni tudják a brachyterápiában általánosan használt méretű és alakú sugárforrásokat. E kamrák kalibrációja általában referencia levegő KERMA teljesítmény dimenzióban adják meg.

4.3.5. Extrapolációs kamrák

Az extrapolációs kamrák változtatható méretű aktív térfogattal rendelkező plán-paralel kamrák. Orthovoltos és megavoltos Röntgen-nyalábok felszín közeli méréseinél, illetve általánosan β sugárzás és kisenergiás Röntgen-sugárzás méréseknél használatosak. Szövet ekvivalens fantomba ágyazva alkalmasak abszolút dozimetriai mérésekre is. Az elektronok

üreg perturbációs hatása eliminálható az üreg vastagság függvényében elvégzett, megismételt mérésekkel, és az eredmények nulla vastagságú üregre történő extrapolálásával. Ilyen kamrát használva megbecsülhető egy véges vastagságú üreggel rendelkező plán-parallel kamra esetén az üreg perturbáció mértéke is.

4.4. Film dozimetria

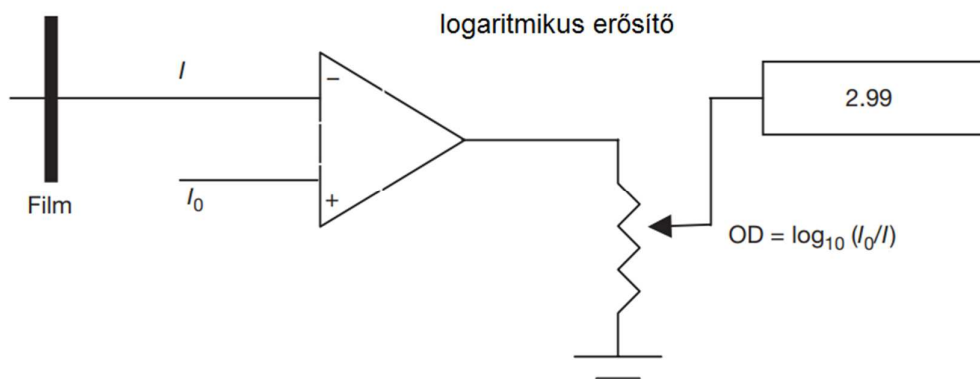
4.4.1. Radiografikus filmek

A radiografikus Röntgen-film számos fontos tulajdonsága alkalmasság teszi a diagnosztikában, a sugárterápiában és a sugárvédelemben való alkalmazásra is. Sugárdetektorként, relatív doziméterként, megjelenítő eszközként és archiváló médiumként is felhasználható.

A nem exponált Röntgen-film egy vékony műanyag hordozófelületből áll, melynek egyik vagy mindkét oldalát sugárérzékeny emulzióval (zselatinban ágyazott ezüst-bromid (AgBr) kristályokkal) vonják be.

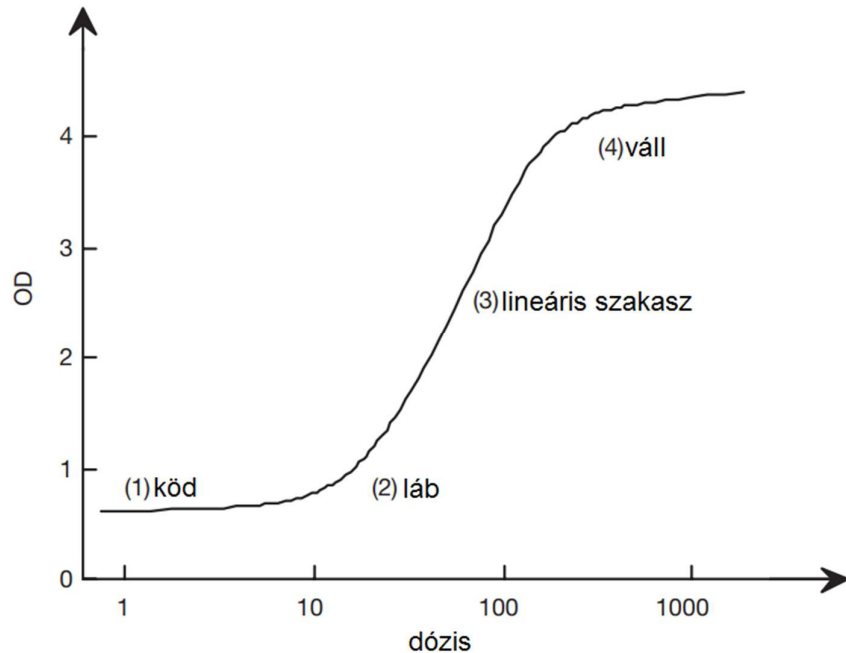
- Az AgBr kristályok sugárzási kölcsönhatások során bekövetkező ionizációja látens képet hoz létre a filmen. Ez a kép az előhívást követően válik láthatóvá és megmaradóvá.
- A fényáteresztés a film átlátszatlanságának mértékével áll összefüggésben, és a denzitométernek nevezett eszközökkel optikai denzitás (OD) dimenzióban mérhető meg.
- Az OD definíció szerint $OD = \lg \frac{I_0}{I}$, mely a dózis függvénye. I_0 a beeső fényintenzitás, I pedig a filmen átjutó fény intenzitása.
- A filmek kiváló 2D felbontással rendelkeznek, és egyetlen besugárzást követően képesek információval szolgálni a sugárzás kérdéses területen jellemző eloszlásáról, vagy a nyaláb útjába eső tárgyak sugárelnyelő képességéről.
- A filmek hasznos dózistartománya limitált, energiafüggésük pedig alacsony foton energiák esetén hangsúlyos. A film válasza számos paraméter függvénye, melyek befolyásolása nehézkes. Ebben az értelemben a filmelőhívás módjának állandósítása is kihívást jelent a gyakorlatban.
- A filmek tipikusan minőségellenőrző dozimetriára használhatóak, de megfelelő kalibrációt követően, körültekintő használattal és kiértékeléssel dózis mérésre is használhatóak lehetnek.

- A sugárterápiás munkafolyamatok számára számos különböző típusú film áll rendelkezésre (pl. közvetlenül besugározható, előerősítő nélküli filmek a mezőméret verifikációhoz, foszfor előerősítő filmek szimulátoros felhasználásra, valamint fém előerősítő filmek portalkép készítéshez).
- A nem exponált film a természetes háttérsugárzásból OD -t gyűjt össze, melyet ködösödésnek nevezünk (OD_f). A besugárzás hatására létrejövő denzitást nettó OD -nek nevezzük, mely a mért OD és a ködösödés különbségeként határozható meg.
- Az OD olvasó lehet film denzitométer, lézer denzitométer vagy automata film szkennel. Egy egyszerű denzitométer működésének sematikus rajza látható a következő ábrán.



Ideális esetben a dózis és az OD közötti összefüggés lineáris, de ez nem minden esetben teljesül. Egyes emulziók lineárisak, mások egy bizonyos dózistartományban lineárisak, megint mások nem-lineárisak. A dózis- OD görbét, más néven szenzitometriás görbét (gradációs, karakterisztikus, vagy a mennyiségek közötti összefüggés vizsgálatát először tanulmányozó Hurter és Driffield után H&D görbe) a dozimetriás felhasználást megelőzően minden filmre meg kell határozni.

Egy radiografikus film tipikus H&D görbéje látható a következő ábrán. A görbe négy zónára osztható: (1) köd, mely kicsi vagy nulla expozíció esetén jelentkezik; (2) láb; (3) a közepes expozíciók lineáris szakasza; (4) váll és a nagy expozíciónál jelentkező szaturáció. A lineáris szakaszt szokás a mérések számára optimális tartománynak nevezni, a láb az alulexponálás tartománya, míg a váll a túlexponálás zónája.



A sugárzásra adott filmválasz fontos paraméterei a gamma, dinamikai tartomány és a sebesség:

- A H&D görbe lineáris szakaszának meredekségét a film gamma paraméterének nevezzük.
- Az expozíció nagyságát úgy kell megválasztani, hogy a létrehozott kép minden része a H&D görbe lineáris szakaszára essen, ezzel biztosítva, hogy bármely két, egyforma távolságra lévő OD érték-párhoz ugyanolyan kontraszt társuljon.
- A film dinamikai tartománya az az expozíció tartomány, melynek OD értékei a lineáris szakaszra esnek.
- A film sebességét a köd OD_f értékénél 1,0 értékkel nagyobb OD -t létrehozó expozíció határozza meg.

A radiográfiai filmek a sugárterápiában minőségi és mennyiségi mérésekre használhatók, ide értve az elektron nyaláb dozimetriát, a besugárzógépek minőségellenőrzését (pk. fénymező és sugármező egybeesésének vizsgálata, vagy a star-teszt-nek nevezett, kollimátor kereszt pozíciójának ellenőrzése), a besugárzási technikák különböző fantomokban történő ellenőrzését, valamint a portálkép felvételezést.

4.4.2. Radiochrom filmek

A radiochrom filmek a sugárterápiás dozimetriában használt, új típusú filmek. Közülük a leggyakrabban használt típus a GafChromic film, mely egy szintelen, közel szövet ekvivalens anyagi összetételű film (9% hirdogén, 60,6% szén, 11,2% nitrogén és 19,2% oxigén), mely

besugárzás hatására kékszínű elváltozást mutat. A radiochrom filmek egy speciális festéket tartalmaznak, mely sugárexpozíció hatására polimerizálódik. A polimer elnyeli a látható fényt, egy megfelelő denzitóméter segítségével megmérhető a fényátbocsátás mértéke. A radiochrom film ön-előhívó, így nem igényel sem hívó sem fixáló vegyszert. A radiochrom film nem tartalmaz szemcséket (kristályokat), ezért nagyon jó felbontással rendelkezik, mely alkalmassá teszi nagy dózisgradiensű régiók dozimetriai mérésére (pl. dóziseloszlás mérésre sztereotaxiás sugármezőknél, vagy brachyterápiás sugárforrások közvetlen környezetében). A radiochrom filmeket a hagyományos radiografikus filmekkel összevetve rendelkeznek néhány előnnyel: könnyebben használhatók, nem igénylik sötétkamra használatát, nincs szükség film kazettákra és feldolgozási eljárásra, nincs dózistejesítmény-függésük, jobb az energia karakterisztikájuk (kivéve a 25 kV-nál alacsonyabb energiájú Röntgen-sugárzásokat), és érzéketlenek a környezeti paraméterekkel szemben (ezzel együtt a túlzottan magas páratartalmat célszerű elkerülni). A radiochrom filmek általában a radiografikus filmeknél kevésbé érzékenyek, ezért jobban használhatók nagy dózisok esetében, habár a nem-lineáris dózis-választ a felső dózistartományban korrigálni szükséges.

A radiochrom film egy relatív doziméter. Ha megfelelő figyelmet fordítunk a kalibrációra és a környezeti tényezőkre, akkor 3%-nál jobb pontosság is elérhető.

A szakirodalomban számos adat található a radiochrom filmek különböző karakterisztikájáról (pl. érzékenység, linearitás, homogenitás, reprodukálhatóság, és a besugárzást követő stabilitás).

4.5. Lumineszcens dozimetria

Néhány anyag a besugárzás során az elnyelt energia egy részét megőrzi, metastabil állapotban marad. Lumineszcenciának nevezzük azt a jelenséget, amely során ez az energia a későbbiek során ultraibolya sugárzás, infravörös sugárzás, vagy látható fény formájában kibocsátásra kerül. A lumineszcencia két típusát különböztetjük meg: a fluoreszcenciát és a foszforeszcenciát, melyek a gerjesztés és a fénykibocsátás között eltelt idő nagyságában különböznek. A fluoreszcencia 10^{-10} s és 10^{-8} s elteltével következik be, a foszforeszcencia 10^{-8} s-ot követően játszódik le. A foszforeszcencia folyamata hő, vagy látható fény formájában közölt gerjesztéssel is kiváltható.

Ha a folyamatot kiváltó gerjesztés hő formájában érkezik, akkor a jelenséget termolumineszcenciának, az erre alkalmas anyagot pedig termolumineszcensnek nevezzük, melyet felhasználhatunk dozimetriai célokra (TLD – thermoluminescence dosimeter).

Ha a kiváltó gerjesztés látható fény, akkor a jelenség neve optikailag kiváltott lumineszcencia (OSL – optically stimulated luminescence).

Ahogy azt korábban tárgyaltuk, a fotonok energiájának elnyelődéséért az anyagban főként a nagyenergiás másodlagos töltött részecskék felelősek, amik általában elektronok, melyek a fotonok és az anyag elsődleges kölcsönhatásai során keletkeznek. Kristályos szilárd anyagban e másodlagos töltött részecskék az atomok és ionok ionizációja útján számos alacsony energiájú szabad elektront és elektronhiányt (lyukat) keltenek. Az így keletkezett szabad elektronok és lyukak rekombinálódnak vagy a kristály egy másik pontján egy elektronnal vagy lyukkal csapdázódnak. A csapdák lehetnek a kristály sajátjai, vagy a kristályba mesterségesen bejuttatott üres helyekből vagy szennyezőkből álló rácshibák. Általánosan a csapdáknak két típusa ismert: a tároló és a rekombinációs centrumok.

A tároló csapda csak csapdázza a szabad töltéshordozókat, majd kibocsájtja azokat a későbbi melegítés során termolumineszcens folyamatot, vagy fénybesugárzást követően OSL folyamatot eredményezve.

A tároló csapdából kibocsájtott töltéshordozó egy rekombinációs centrumban (lumineszcens centrumban) rekombinálódhat egy ellenkező előjelű csapdázott töltéshordozóval. A rekombinációs energia részben vagy egészben emittálódik ultraibolya, látható fény, vagy infravörös sugárzás formájában, melyeket fotodiódákkal vagy fotoelektron-sokszorozókkal tudunk detektálni és mérni.

4.5.1. Termolumineszcens dozimetria

A termolumineszcencia hőhatással kiváltott foszforeszcenciát jelent, a különböző, ionizáló sugárzás keltette, hőhatással kiváltott jelenségek közül ez a széles körben ismert és a leglátványosabb. Gyakorlati alkalmazása a sugárzási dozimetriai kezdetéig nyúlik vissza. 1968-ban Cameron, Suntharalingam és Kenney publikáltak egy könyvet a termolumineszcencia folyamatának témakörében, melyet a termolumineszcencia elméletének gyakorlati szempontjait illetően manapság is egy kiváló értekezésnek tartanak. A termolumineszcencia működésének szilárdtestek sávmodelljén alapuló, jól használható elméleti modelljét írja le. A tároló csapdák és a rekombinációs centrumok, melyeket a szilárdtest kristályszerkezete és a csapda természete által meghatározott aktivációs energia (csapda mélység) jellemez, az alapsáv és a vezetési sáv között helyezkednek el. A vezetési sáv alatt közvetlenül elhelyezkedő állapotok képviselik az elektron csapdákat, az alapsáv felett közvetlenül elhelyezkedő állapotok pedig a lyuk csapdákat. A csapdaszintek a

besugárzás előtt feltöltetlenek (a lyuk csapdák elektronokat tartalmaznak, az elektron csapdák pedig üresek). A besugárzás során a másodlagos töltött részecskék elektronokat juttatnak a vezetési sávba az alapsávból (hátrahagyva egy szabad lyukat az alapsávban), vagy egy üres lyuk csapdából (betöltve a lyuk csapdát). A rendszer az alábbiak szerint juthat termikus egyensúlyba:

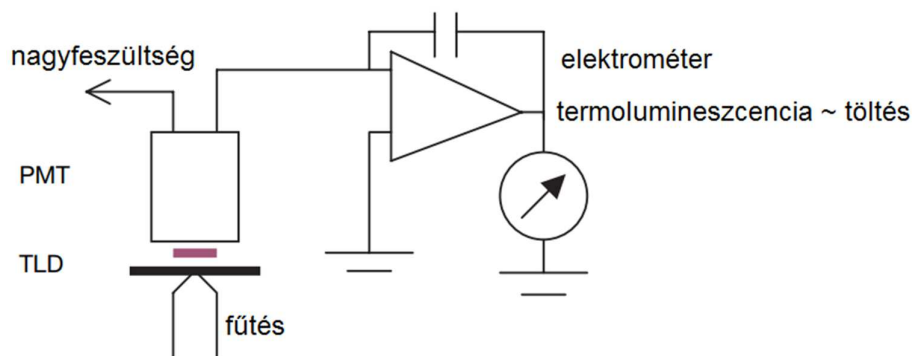
- A szabad töltéshordozók rekombinálnának, a rekombinációs energia hővé alakul.
- Egy szabad töltéshordozó rekombinálódik egy ellenkező előjelű, rekombinációs centrumban csapdázott töltéshordozóval, a rekombinációs energia látható fluoreszcens fény formájában távozik.
- A szabad töltéshordozó egy tároló csapdában csapdázódik, ez az esemény teszi lehetővé a foszforeszcenciát, a termolumineszcenciát és az OSL folyamatot.

4.5.2. Termolumineszcens dozimetriai rendszerek

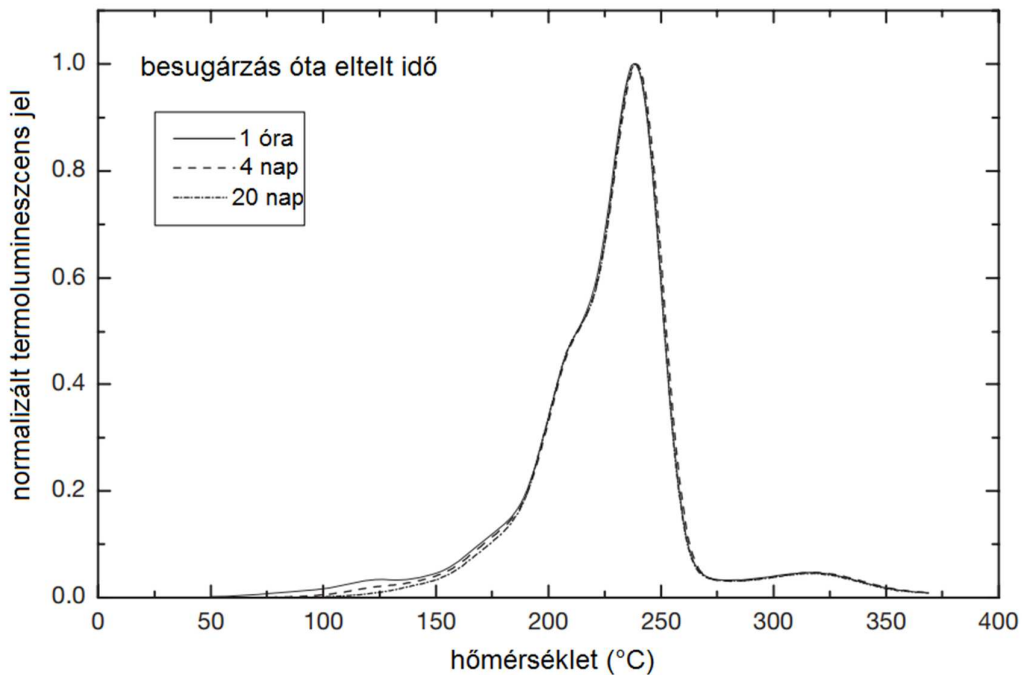
Az orvosi vonatkozásban leggyakrabban használt TLD-k szövet-ekvivalenciájuk miatt a LiF:Mg,Ti , LiF:Mg,Cu,P és a $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7\text{:Mn}$. Nagy érzékenységük miatt használt TLD-k a $\text{CaSO}_4\text{:Dy}$, $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ és a $\text{CaF}_2\text{:Mn}$.

- A TLD-k számos különböző formájúak lehetnek (pl. por, chip, rudak és szalagok)
- A TLD-eket a reziduális jel törlése miatt a felhasználás előtt izzítani kell. Jól meghatározott és reprodukálható, fűtési és hűtési fokozatokat tartalmazó izzítási ciklus használata szükséges.

A TLD olvasó rendszerek az alábbi elemekből épülnek fel: egy kisméretű fém korong a TLD fogadására és fűtésére, a termolumineszcens fénykibocsátást detektáló és a foton folyamatosan átalakító fotoelektron-sokszorozó (PMT – photomultiplier tube), valamint a PMT jelét töltésmennyiségként vagy áramerősségként regisztráló elektrométer. A TLD olvasó vázlatát az alábbi ábrán látható.



- A termolumineszcens kibocsátás intenziátása a TLD T hőmérsékletének függvénye. A fűtési teljesítményt állandósítva a T hőmérséklet arányos lesz a t idővel, ezért a termolumineszcens intenzitás t függvényben ábrázolható, ha rendelkezésre áll egy ehhez megfelelő kimenet a TLD olvasó rendszeren. Az eredményül kapott görbét a TLD fénygörbéjének nevezzük. Általában termolumineszcens termogramon ábrázoljuk a kibocsátott fénymennyiséget a kristályhőmérséklet függvényében.



- A fénygörbén látható csúcs a termolumineszcens kibocsátásér felelős csapadék mélységével áll összefüggésben.
- A LiF:Mn,Ti fénygörbéjének dozimetriai csúcsa 180 °C és 260 °C között van. A csúcshoz tartozó hőmérséklet kellően magas ahhoz, hogy a normál szobahőmérséklet ne befolyásolja, de még elég alacsony ahhoz, hogy a fűtőkonrong feketetést sugárzása se zavarja a mérési eredményt.
- Megfelelő kalibráció esetén a teljes kibocsátott termolumineszcens jel (tkp. a fénygörbe alatti terület megfelelő része) összefüggésbe hozható az elnyelt dózissal.
- A pontos dozimetriához elengedhetetlen a kiolvasáshoz használt kifűtési ciklus jó reprodukálhatósága.
- A szobahőmérsékleten bekövetkező spontán fénykibocsátás miatt a termolumineszcens jel a besugárzást követően az idő múlásával csökken. Ezt a jelenséget nevezzük halványulásnak. A LiF:Mg,Ti esetében a dozimetriai csúcs

halványulása a besugárzást követő hónapokban általában nem haladja meg a néhány százalékot.

- A termolumineszcens dózis választ a sugárterápiában használatos dózisok széles tartományában lineáris, habár a magas dózistartományban növekszik és szupralineáris képet mutat mielőtt a még nagyobb dózisoknál telítésbe menne.
- A TLD-eket a használat előtt kalibrálni szükséges (ezért relatív doziméterként használhatóak). Ahhoz, hogy a kiolvasott termolumineszcencia alapján meg lehessen határozni az elnyelt dózist, néhány korrekciót figyelembe kell venni, úgymint az energia, a halványulási és a dózis válasz nem-linearitási faktorokat.
- A sugárterápiában a TLD-k jellemző felhasználási módjai: a betegeken végzett in vivo dozimetriai mérések (vagy rutin minőség-ellenőrzési eljárásként, vagy a dózis monitorozásaként speciális esetekben, például a bonyolult geometriák, védendő szervek dózisának meghatározása, teljes test besugárzás (TBI – total body irradiation), brachyterápia esetén); besugárzási technikák különböző fantomokban végzett ellenőrzése (pl. antropomorf fantomok); dozimetriai auditok (mint az IAEA – WHO TLD postai dózis audit programja); és a kórházak közötti összehasonlító mérések.

4.6. Félvezető dozimetria

4.6.1. Szilíciumdióda dozimetriai rendszerek

A szilíciumdióda doziméter egy p-n csatolt dióda. A diódák gyártása során egy n vagy egy p típusú szilícium lapka felületét ellentétes szennyezéssel látják el, így hozva létre az ellenkező típusú anyagot. E diódákat a kiinduló lapka típusa alapján n-Si vagy p-Si dozimétereknek nevezzük. Mindkét típus kapható a kereskedelmi forgalomban, de csak a p-Si típus alkalmas a sugárterápiás dozimetriában történő felhasználásra, mivel a sugárzás okozta károsodásra kevésbé hajlamos, és jóval kisebb szivárgó áram jellemzi.

A sugárzás elektron-lyuk párokat hoz létre a doziméter lapkájában és a kiürítési rétegében. A doziméter lapkájában a diffúziós távolságon belül keltett töltések diffúzió révén a kiürítési rétegbe jutnak. A belső feszültség miatt létrejövő elektromos mező átsöpri a töltéseket a kiürítési rétegen. Ilyen módon létrejön a diódában egy ellentétes irányban keltett elektromos áram.

- A diódákat rövidzári üzemmódban használjuk, mivel ebben az üzemmódban lineáris kapcsolat áll fenn a mért töltésmennyiség és a dózis között. A szivárgó áram csökkentése érdekében általában külső előfeszítő feszültség nélkül történik a mérés.

- A diódák jóval érzékenyebbek és kisebb méretűek mint az ionizációs kamrák. Az érzékenységük a sugárzás okozta károsodás miatt az ismétlődő használat során változik, ezért relatív doziméterként használhatók, nem alkalmasak nyaláb kalibrációs méréshez.
- A diódák a gyakorlatban hasznosak fantomban történő mérések során, például a sztereotaxiás sugársebészetnél használt kis mezőkben, vagy a penumbra régióban, illetve más nagy dózisgradiensű helyeken. Ezen kívül gyakori felhasználási terület az elektron nyalábok mélydózis-eloszlás mérése. Vízálló tokozással készülnek, így alkalmazhatók mozgató mechanikával ellátott vízfantomokban is. Elektron mélydózis mérés során a diódák közvetlenül a dóziseloszlást mérik, szemben az ionizációs kamrákkal, melyek ionizáció-eloszlást mérnek.
- A diódákat széles körben alkalmazzák betegkezelések során a rutin in vivo dozimetriában a húgyhólyag vagy a rectum dózisének mérésére. Az in vivo dozimetria számára gyártott diódák buildup tokozással rendelkeznek, ezért sugárnyaláb típusának és minőségének figyelembe vételével, körültekintően kell kiválasztani a megfelelő mérőeszközt. A tokozás megvédi a törékeny diódát a fizikai károsodástól is.
- Az in vivo dozimetriai felhasználáshoz a diódákat kalibrálni kell, és a dózisszámítás során számos korrekciós faktort kell figyelembe venni. A diódák érzékenysége a korábban kapott besugárzás mennyiségétől függ, ezért a kalibrációt rendszeresen meg kell ismételni.
- A diódák dózis válasza függ a hőmérséklettől (ez a gyakorlatban a hosszú ideig tartó sugárterápiás kezelések során fontos). A jel nagysága függ a dózisteljesítménytől (figyelembe kell venni a különböző forrás-felszín távolságokat), és a besugárzás beesési irányától. Az energiától való függés még a nyaláb spektrális összetételében bekövetkező kismértékű változás esetén is kimutatható (a belépő és kilépő oldalon mért dózisok számításánál fontos).

4.7. A gyakran használt dozimetriai rendszerek összehasonlítása

A sugárzás-doziméterek és dozimetriai rendszerek számos különböző alakúak és formájúak lehetnek, a dozimetriai jel tárolását és kiolvasását tekintve számos fizikai tulajdonság jellemzi őket. A négy leggyakrabban használt sugárzás-doziméter:

- az ionizációs kamrák
- a radiografikus filmek

- a TLD-k
- és a diódák.

Előnyös és hátrányos tulajdonságaikat az alábbi összefoglaló táblázat tartalmazza.

típus	előny	hátrány
ionizációs kamra	pontos és precíz nyalábkalibrációhoz ajánlott a szükséges korrekciók jól ismertek közvetlenül kiolvasható	csatlakozó kábel szükséges nagyfeszültségű betáplálás szükséges a nagyenergiás nyalábok dozimetriája során sok korrekció szükséges
film	kiváló síkbeli felbontás nagyon vékony: nincs hatással a nyalábra	sötétkamra és előhívó szükséges a feldolgozás folyamata nehezen szabályozható a filmek és filmsomagok eltérőek pontos kalibráció szükséges ionizációs kamra felhasználásával energiafüggő válasz nyalábkalibrációra nem használható
TLD	mérete kicsi: alkalmas pontdózis mérésre egy menetben több TLD is besugarazható különböző formákban kapható léteznek szövet ekvivalens anyagból készülők költségük alacsony	a kiolvasás során a jel törlődik a kiolvasott érték könnyen elveszik nem lehet közvetlenül kiolvasni pontos eredmény nagy körültekintéssel érhető csak el a kalibráció és a kiolvasás időigényes nyalábkalibrációra nem ajánlott
dióda	kis méret nagy érzékenység közvetlenül kiolvasható nagyfeszültségű betáplálás nem szükséges egyszerű felépítés	csatlakozó kábel szükséges a kalibráció a hőmérséklettől függően változik az érzékenység a korábbi besugárzás mennyiségével arányosan változik állandó válaszszint nagy körültekintéssel érhető csak el nyalábkalibrációra nem használható

5. Dozimetriai mérések a gyakorlatban

5.1. Abszolút dozimetria, nyalábkalibráció

5.1.1. Alkalmazott jelölések

Az abszolút dozimetriai mérések végrehajtásának nemzetközileg elfogadott módját a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség (IAEA – International Atomic Energy Agency) TRS-398 (Technical Report Series) számon kiadott dokumentuma írja le. A következőkben e dokumentum tartalmát figyelembe ismerjük meg az abszolút dozimetriai mérések és a nyalábkalibráció gyakorlati lépéseit nagyenergiás foton- és elektronnyalábok esetében.

5.1.1. Alkalmazott mértékegységek és jelölések

$D_{w,Q}$ A z_{ref} referencia mélységben, egy Q sugárminőségű nyalábbal történő besugárzás során vízfantomban elnyelt dózis. A Q index elhagyható, ha a referencia sugárminőség a ^{60}Co . Mértékegység: Gy

k_{elec} Az elektrométer kalibrációs faktora.

k_{pol} Az ionizációs kamrára kapcsolt előfeszítő feszültség polarizációjának felcserélése esetén a kamra válaszában tapasztalható eltérés korrekciójára szolgáló polarizációs faktor.

k_{Q,Q_0} A Q_0 referencia sugárminőséghez képest a mérésre kerülő Q sugárminőségben az ionizációs kamra válaszában tapasztalható eltérés korrekciójára szolgáló sugárminőségi faktor. A Q_0 index elhagyható, ha a referencia sugárminőség a ^{60}Co . A faktor jelölése egyszerűen k_Q , mely egyértelműen a ^{60}Co referencia sugárminőségen adott kamra válaszhoz viszonyítja a mérésre kerülő nyaláb sugárminőségében adott választ.

k_s Az ion rekombináció miatt a töltésszergyűjtésben jelentkező hiány korrekciójára szolgáló szaturációs faktor.

k_{Tp} A kalibrációs laboratórium által megadott, az ionizációs kamra kalibrációjakor használt referencia hőmérséklet és légnyomás értéktől az aktuális mérés során különböző értékek hatására az ionizációs kamra válaszában tapasztalható eltérés korrekciójára szolgáló hőmérséklet-nyomás korrekciós faktor.

M_Q A Q sugárminőségben a doziméterről leolvasott mérési érték, mely a sugárminőség kivételével minden befolyásoló tényező miatt alkalmazandó korrekciót tartalmazza. Mértékegysége: C vagy nC

N_{D,w,Q_0} Egy Q_0 referencia sugárminőségben kalibrált doziméter kalibrációs faktora, vízben elnyelt abszolút dózis dimenzióban. Az $M_Q N_{D,w,Q_0}$ szorzat a D_{w,Q_0} -hoz, az ionizációs

kamra hiányában a z_{ref} referencia mélységben vízben elnyelt dózissal egyenlő. A Q_0 index elhagyható, ha a referencia sugárminőség a ^{60}Co gamma sugárnyalábja (tkp. az $N_{D,w}$ mindig a ^{60}Co nyalábbb, vízben elnyelt dózis dimenzióban megadott ionizációs kamra kalibrációs faktort jelenti. Az AAPM (American Association of Physicists in Medicine) terminológiában az $N_{D,w}$ faktort N_D -vel jelölték. Néhány kalibrációs laboratórium a kalibrációs bizonyítványokban az N_D jelölést használja az $N_{D,w}$ helyett. A súlyos hibák elkerülése végett erősen ajánlott, hogy a mérést megelőzően meggyőződjünk a detektor kalibrációjakor megadott mértékegységre, mely általában $\frac{\text{Gy}}{\text{c}}$ vagy $\frac{\text{Gy}}{\text{nc}}$.

PDD Százalékos mélydózis.

P_{eff} Az ionizációs kamra effektív mérési pontja. Normál kalibrációs geometria esetén, ahol a sugárnyaláb egy irányból érkezik, a P_{eff} a nyaláb és az ionizációs kamra típusának függvényében eltolódik a kamra közepéről a felszínre felé. Plán-parelel ionizációs kamrák esetén a P_{eff} általában a levegő üreg belépő felszínének közepére feltételezzük. Hengerkamrák esetén az effektív mérési pont koncepció az IAEA korábbi, TRS-277-es dokumentumában minden sugárzási típus esetén szerepel, ám a jelen fejezet alapját képező TRS-398-ban már csak az elektron és nehézion nyalábok esetén kerül szóba. Más nyaláboknál a referencia dózismérést a kamra referencia pontjának referencia mélységbe (z_{ref}) állításával kell elvégezni. Az ionizációs kamra referencia pontjának leírása az egyes sugárzási típusok mérését tárgyaló fejezetekben található.

Q A sugárnyaláb minőségét jelző általános szimbólum. A 0 index pl. Q_0 az ionizációs kamra vagy doziméter kalibrálása során használt referencia sugárnyaláb minőségét jelöli.

R₅₀ A vízben mért felezőréteg-vastagság, melyet az elektronnyalábok sugárminőségi indexeként használunk.

r_{cyl} A henger típusú ionizációs kamrák mérőüregének sugarát jelöli.

SAD Source-axis distance, a sugárforrás és a besugárzó gép izocentrumának távolsága.

SCD Source-detector distance, a sugárforrás és a mérő detektor távolsága.

SSD Source-surface distance, a sugárforrás és a vízfelszín távolsága.

S_{m,air} A közeg-levegő gyengítési együtthatók aránya, definíció szerint az átlagos korlátozott makroszkópos gyengítési együttható közegben és levegőben mért értékének hányadosa. Minden nagyenergiás sugárnyaláb esetén a gyengítési együttható arányok a Spencer-Attix leírás szerint, $\Delta = 10$ keV küszöbenergiával értendők.

TMR Tissue-maximum ratio, szövet-maximum arány

TPR_{20,10} A vízben 20 és 10 cm mélységben mért szövet-fantom arányok hányadosa, 10 cm • 10 cm-es mezőméretnél, 100 cm-es *SCD*-vel. A fotonnyalábok sugárminőségi indexeként használjuk.

z_{max} A dózismaximum mélysége.

z_{ref} Referenciamélység a fantomos mérések során. A *z_{ref}*-ben meghatározott, vízben elnyelt *D_{w,Q}* abszolút dózist a nyaláb középtengelyének a *z_{ref}* mélységben lévő síkon vett dőféspontjában határozzuk meg.

5.1.2. Az *N_{D,w}* alapú leírás

5.1.2.1. Leírás referencia körülmények között

A vízben *z_{ref}* referencia mélységben, *Q₀* referencia sugárnyaláb minőség esetén ionizációs kamra jelenléte nélkül elnyelt dózist az alábbi összefüggés adja meg:

$$D_{w,Q_0} = M_{Q_0} \cdot N_{D,w,Q_0}$$

ahol *M_{Q₀}* a doziméterről leolvasható érték a kalibrációs laboratórium által megadott referencia körülmények között mérve, *N_{D,w,Q₀}* a kalibrációs laboratórium által a doziméterhez meghatározott, vízben elnyelt dózis dimenzióban értelmezett kalibrációs faktor. A legtöbb klinikai esetben a mérési körülmények nem egyeznek meg a kalibrációs laboratórium által használt referencia körülményekkel. Ez befolyásolhatja a doziméter válaszát, ezért szükséges egyértelműen megkülönböztetni a kalibrációs laboratórium által használt referencia körülményeket a klinikai mérések során beállított mérési körülményektől.

5.1.2.1.1. A referencia körülmények

Egy referencia körülmények között besugarazott ionizációs kamrához meghatározott kalibrációs faktor egyenlő a mért mennyiség valós értékének és a kijelzett értéknek a hányadosával. Referencia körülmény alatt értjük azon különböző, mérést befolyásoló változók értékeinek összességét, melyek fennállása esetén a kalibrációs faktor további korrekciók alkalmazása nélkül érvényes. A vízben elnyelt dózis dimenzióban történő kalibrációhoz meghatározott referencia körülmények például a mérés geometriai elrendezése (távolság és mélység), a mezőméret, a besugarazott fantom anyaga és mérete, a külső hőmérséklet, légnyomás és relatív páratartalom.

5.1.2.1.2.. Befolyásoló körülmények

Befolyásoló körülményeknek nevezzük azokat a mennyiségeket, melyek nem képezik a mérés tárgyát, ám befolyásolják a mért mennyiség meghatározását. Ezek különböző jellegűek lehetnek, például a nyomás, a hőmérséklet, és polarizációs feszültség. Származhatnak a dozimétertől (pl. öregedés, nullszivárgás, előmelegítés), vagy lehetnek a sugármezőhöz köthető mennyiségek (pl. nyalábminőség, dózisteljesítmény, mezőméret, mérési mélység).

Az ionizációs kamrák és doziméterek kalibrációja során rögzítésre kerül az összes olyan befolyásoló tényező, amely a gyakorlatban lehetséges. Ezzel együtt sok befolyásoló mennyiség nem szabályozható, például a légnyomás és a relatív páratartalom, valamint a ^{60}Co sugárnyaláb dózisteljesítménye. A megfelelő faktorok használatával lehetőség van e befolyásoló mennyiségek hatásának korrekciójára. Feltételezve, hogy e befolyásoló mennyiségek egymástól függetlenül fejtik ki hatásukat, használható az egyes korrekciós faktorok $\prod k_i$ szorzata, melyben minden k_i faktor csak egy befolyásoló mennyiséghez kapcsolódik. A k_i faktorok függetlensége a későbbiekben tárgyalt, nyomás-hőmérséklet, polaritás, begyűjtési hatékonyság stb. általános korrekciókhoz vezet.

A Q_0 referencia sugárnyaláb minőségtől eltérő nyalábban történő ionizációs kamra kalibráció szintén egy befolyásoló tényezőnek tekinthető. A Q_0 referencia sugárnyaláb minőségtől eltérő sugárminőségek mérése esetén ezért szintén korrekciós faktort kell alkalmazni. A következőkben e korrekciós faktor szerepét a k_{Q,Q_0} tölti be, mely nem tartozik a fent említett k_i faktorok közé. A sugárnyaláb minőségre vonatkozó korrekció leírása a következőkben található.

5.1.2.2. A sugárnyaláb minőségi korrekció, k_{Q,Q_0}

Ha egy dozimétert a kalibrációja során alkalmazott Q_0 referencia sugárnyaláb minőségtől eltérő Q sugárnyalábban használunk, akkor a vízben elnyelt dózist az alábbi összefüggés szerinte határozhatjuk meg:

$$D_{w,Q} = M_Q \cdot N_{D,w,Q_0} \cdot k_{Q,Q_0}$$

ahol k_{Q,Q_0} korrekciós faktorról vehető figyelembe a Q_0 -tól eltérő minőségű Q sugárnyaláb hatása, M_Q pedig a doziméterről leolvasott korigált érték, mely tartalmazza sugárnyaláb minőségen kívül az összes további befolyásoló tényező hatását is.

A k_{Q,Q_0} nyalábminőség korrekciós faktor definíció szerint az ionizációs kamra Q és Q_0 sugárnyaláb minőségek esetén, vízben elnyelt dózis dimenzióban meghatározott kalibrációs faktorainak hányadosa:

$$k_{Q,Q_0} = \frac{N_{D,w,Q}}{N_{D,w,Q_0}} = \frac{\frac{D_{w,Q}}{M_Q}}{\frac{D_{w,Q_0}}{M_{Q_0}}}$$

A leggyakoribb Q_0 referencia sugárnyaláb minőség a ^{60}Co gamma sugárzása, melynek esetén a sugárminőség korrekciós faktort a továbbiakban k_Q -val jelöljük. Néhány elsődleges kalibrációs laboratóriumban közvetlenül nagyenergiás foton és elektron nyalábokat használnak kalibrációs célra, ebben az esetben a k_{Q,Q_0} jelölés használatos.

Ideális esetben a sugárminőség korrekciós faktort a felhasználó által használt sugárminőségben az összes ionizációs kamra esetén közvetlenül kellene megmérni. Erre azonban a legtöbb kalibrációs laboratóriumban nincs lehetőség. Csak olyan laboratóriumok tudják ezeket a méréseket elvégezni, ahol a kérdéses sugárminőségek rendelkezésre állnak. Ezen okból erre a mérésre csak a világ néhány elsődleges kalibrációs laboratóriumában van lehetőség. Az eljáráshoz szükség van egy energiafüggetlen dozimetriai rendszerre, például olyan kaloriméterre, mely e sugárminőségek esetén is használható. A problémát a klinikai gyorsítókön előállított sugárminőségekkel megegyező nyalábok kalibrációs laboratóriumban való pontos reprodukálása jelenti.

Ha mérési adat nem áll rendelkezésre, vagy k_{Q,Q_0} mérése valós klinikai sugárnyalábok esetén nehézségekbe ütközik, akkor sok esetben e faktorok elméleti számításokkal is meghatározhatók. E számításokra részletesen nem térünk ki, a ^{60}Co referencia sugárminőségre (Q_0) vonatkozó eredmények táblázatos formában az IAEA TRS-398 dokumentumában megtalálhatók.

5.1.2.3. k_{Q,Q_0} elektron nyaláb kalibrációhoz

Azon elektron nyalábban használát doziméterek esetén, melyek kalibrációja a ^{60}Co referencia sugárminőségben (Q_0) történt, az eljárás megegyezik a fentiekben tárgyalttal.

Ennek alternatívája az ionizációs kamra elektronnyalábban történő közvetlen kalibrációja, bár ez a lehetőség jelenleg nem elterjedt, mert ilyen kalibrációk csak korlátozottan érhetők el. A fejlesztés alatt álló elektron nyaláb elsődleges standardok a jövőben lehetővé teszik a kalibrációk különböző elektron sugárminőségekben. Ezekből a kalibrációs mérésekből a k_{Q,Q_0} faktorok megállapíthatóak lesznek (a nagyenergiás foton nyalábokban kalibrált ionizációs kamrákhoz hasonlóan).

A harmadik lehetőség, az elektron nyalábban történő közvetlen kalibráció hiányában az ajánlott választás, a plán paralel ionizációs kamra keresztkalibrálása egy kalibrált

hengerkamrával nagyenergiás elektron nyalábban (Q_{cross}). A $k_{Q,Q_{cross}}$ faktorok lehetővé teszik e kamra Q sugárminőségű elektron nyalábban való használatát. Ezek azonban nem triviálisak, mert a keresztkalibráció során használt Q_{cross} sugárminőség nem egyedi, ezért minden kamra típushoz szükség van egy táblázatra, mely a $k_{Q,Q_{cross}}$ faktorokat tartalmazza.

Egy szabadon választott Q_{int} sugárnyaláb minőség kiválasztásával a szükséges adatok megjeleníthetők egy egyszerű táblázatban is. Q_{int} egy olyan közbülső nyaláb, mely a Q_{cross} és a kérdéses Q között helyezkedik el (mérés nem történik a Q_{int} sugárminőségen, ez csak egy eszköz, mely megkönnyíti az adattáblázat létrehozását). A szükséges $k_{Q,Q_{cross}}$ faktor a $k_{Q,Q_{int}}$ és a $k_{Q_{cross},Q_{int}}$ hányadosaként számítható ki:

$$k_{Q,Q_{cross}} = \frac{k_{Q,Q_{int}}}{k_{Q_{cross},Q_{int}}}$$

5.1.3. Nyalábkalibrációs mérések

Ebben a fejezetben kizárólag a klinikai rutinban leggyakrabban alkalmazott orvosi lineáris gyorsítók nagyenergián foton és elektron nyalábjainak kalibrációs mérése kerül bemutatásra. A mérések végrehajtása minden esetben vízálló ionizációs kamrával, vízfantomban történik.

5.1.3.1. Korrekciós faktorok meghatározása

A kiinduló feltétel egy olyan ionizációs kamra vagy doziméter megléte, mely rendelkezik egy vízben elnyelt dózis dimenzióban meghatározott, Q_0 sugárminőségben mért N_{D,w,Q_0} kalibrációs faktoral. Az elnyelt dózis egy adott mérési pontban a következő egyenlet alapján határozható meg:

$$D_{w,Q} = M_Q \cdot N_{D,w,Q_0} \cdot k_{Q,Q_0}$$

ahol M_Q a dozimétréről leolvasott korrigált érték mely tartalmazza a befolyásoló tényezők figyelembevételéhez szükséges \prod_{k_i} korrekciókat. k_{Q,Q_0} korrekciós faktoral vehető figyelembe a Q_0 -tól eltérő minőségű Q sugárnyaláb hatása.

A \prod_{k_i} értékét az egyes szükséges korrekciós faktorok szorzataként határozzuk meg. Ezen faktorok a gyakorlati mérések során a következők:

- a hőmérséklet és légnyomás korrekciós faktor, $k_{T,p}$
- az elektrométer korrekciós faktor, k_{elec}
- a polaritás korrekciós faktor, k_{pol}
- a saturáció korrekciós (más néven rekombinációs) faktor, k_s .

5.1.3.1.1. Hőmérséklet és légnyomás korrekció, $k_{T,p}$

Mivel minden, korábban tárgyalt ionizációs kamra típus kapcsolatban áll a környezetbe lévő levegővel, az aktív mérőtér fogatban aktuálisan jelen lévő levegő tömege függ a légköri tényezők változásától. Az aktuálisan fennálló hőmérséklet és légnyomás értékek referencia értékektől való eltérésének hatását korrigáló $k_{T,p}$ faktor a következőképpen számítható ki:

$$k_{T,p} = \frac{(273,2 + T) p_0}{(273,2 + T_0) p}$$

p és T a dozimetriai mérés időpontjában mérhető légnyomás és hőmérséklet, p_0 és T_0 pedig a referencia légnyomás és hőmérséklet, melyek értékei általában 101,3 kPa és 20 °C, de az adott ionizációs kamrához tartozó pontos referencia értékeket mindig a kamra hitelesítési bizonyítványa, vagy gyári adatlapja tartalmazza. A kamra aktív mérőtér fogatában lévő levegő hőmérséklete nem feltétlenül egyezik meg a környező levegő hőmérsékletével, mindig annak a fantomnak a hőmérsékletét kell figyelembe venni, amelybe a mérés során a kamra elhelyezésre kerül. Vízfantom történő méréskor a víz hőmérsékletével kell számolni, mert ez határozza meg az ionizációs kamrában lévő levegő hőmérsékletét is. A vízálló kamrák úgy vannak kiképezve, hogy mérőtér fogatuk a környező levegővel kapcsolatban álljon, a nyomáskiegyenlítődség végbe tud menni, ezért a számításnál a külső légnyomás értéke használandó.

A levegő páratartalmát figyelembe vevő korrekcióra nincs szükség, amennyiben a kamra kalibrációja 50%-os relatív páratartalom mellett történt, és mérés 20% és 80% relatív páratartalom viszonyok között történik.

5.1.3.1.2. elektrométer korrekció, k_{elec}

Ha az ionizációs kamra és az elektrométer kalibrációja külön történt, akkor a kalibrációs laboratórium mindkettőhöz szolgáltat kalibrációs faktort. A k_{elec} elektrométer korrekciós faktort mérést befolyásoló körülményként kezeljük, úgy, mint a $\prod k_i$ szorzat egyik tényezőjét.

Az ionizációs kamrák $N_{D,w}$ kalibrációs faktorának mértékegysége $\frac{\text{Gy}}{\text{nC}}$. Az elektrométerhez tartozó k_{elec} mértékegysége pedig $\frac{\text{nC}}{\text{kiolvasási egység}}$, vagy ha az elektrométer kiolvasási egység a töltés, akkor egy mértékegység nélküli szám (melyet úgy értelmezhetünk, mint $\frac{\text{nC}}{\text{nC}}$).

Ha az ionizációs kamra és az elektrométer kalibrációja együtt történik, akkor a kombinált $N_{D,w}$ kalibrációs faktor tartalmazni fogja az elektrométer korrekciót is. Ilyenkor nincs szükség külön k_{elec} faktor használatára, értéke 1-nek tekinthető.

5.1.3.1.3. polaritás korrekció, k_{pol}

Az alkalmazott polarizációs feszültség ellentétes polaritású bekötésének kiolvasott értékre gyakorolt hatását minden esetben ellenőrizni kell. A legtöbb ionizációs kamránál nagyenergiájú foton nyalábok esetén ez a hatás elhanyagolható. Töltött részecskékből álló nyalábok esetén (pl. elektron nyaláb) a hatás jelentős lehet. Ha a kamrát olyan nyalábban használjuk, mely mérhető polaritási hatást eredményez, akkor a valós mérési értéket a két ellentétes polarizációs irány esetén mért egyik mérési érték átlagaként kell meghatározunk. Az általános felhasználás során az ionizációs kamrára egy adott polarizációs feszültséget és irányt kapcsolunk. Ennek ellenére az ellentétes irányú polarizáció mért értékre gyakorolt hatását minden Q sugárminőség esetén figyelembe kell venni az következő módon számított k_{pol} faktor használatával:

$$k_{pol} = \frac{|M_+| + |M_-|}{2M}$$

M_+ és M_- az elektrométerről a pozitív és negatív irányú polarizáció esetén leolvasott értékek, M pedig ezek közül az, amelyiket az általánosan használt polarizációs irány választása esetén olvasnánk le (vagy a pozitív vagy a negatív). Az M_+ és M_- értékeket nagy körültekintéssel kell meghatározni, biztosítva azt, hogy a polarizáció felcserélését követően a kamra stabil értéket adjon (egyres kamrák esetében a stabilizáció akár 20 percbe is telhet).

Amikor a kamra kalibrációja történik, a felhasználó vagy a kalibrációs laboratórium határozza meg a rutin használat során a jövőben alkalmazásra kerülő feszültég nagyságát és a polaritás irányát. A kalibrációt ezen beállítások szerint kell elvégezni, vagy az eltérést egyértelműen jelezni. A kalibrációs laboratórium nem feltétlenül alkalmaz polaritás korrekciót a Q_0 sugárminőségben történő kalibráció során. A kalibrációs bizonyítványon ezt feltüntetik. Ha a laboratórium használt polaritás korrekciót, akkor a felhasználónak a fenti egyenlet alapján származtatott k_{pol} faktort kell használnia minden mérés esetén az előírt polaritás mellett. Ha a laboratórium nem használt polaritás korrekciót, akkor polarizációs hatás figyelembevétele a rendelkezésre álló eszközöktől függ, az egyes sugárminőségek esetében az alábbiak szerint:

- ha a mért sugárminőség megegyezik a kalibráció során használt sugárminőséggel, és a kamrára ugyanazt a polarizációs feszültséget és irányt kapcsoljuk, akkor a két esetben használandó k_{pol} is ugyanaz, a felhasználó további polaritás korrekciót nem alkalmazhat. Ha nem lehetséges ugyanakkor polarizáló feszültség használata, akkor a két esetben a polaritás hatás nem lesz pontosan ugyanaz. A különbség kicsi, ezért mérési bizonytalanságként kell megbecsülni és figyelembe venni.
- Ha a mért sugárminőség nem egyezik meg a kalibráció során használt sugárminőséggel, de lehetőség van annak ismételt használatára, akkor a kalibrációkor figyelembe nem vett $[k_{pol}]_{Q_0}$ -t a laboratóriumban használt polarizációs feszültség és irány beállításával meg kell határozni. A mérni kívánt sugárminőségben használandó $[k_{pol}]_Q$ -t is meg kell határozni a mérés során használni kívánt polarizációs feszültség és irány beállításával. A k'_{pol} módosított polaritás korrekció, melyet minden Q sugárminőség számolni kell és a kiolvasáskor figyelembe kell venni:

$$k'_{pol} = \frac{[k_{pol}]_Q}{[k_{pol}]_{Q_0}}$$

5.1.3.1.4. saturáció korrekció, k_s ,

Az ionok rekombinációja miatt az ionizációs kamra aktív mérőtér fogatának tökéletlen töltés gyűjtése szükségessé teszi a k_s korrekciós faktor használatát. Két különböző hatás lép fel: (1) az általános (vagy térfogati) rekombinációnak nevezett, a különálló ionizáló részecske utak hatására létrejövő ion rekombináció, mely függ az ionizáló részecskesűrűségtől, így a dózisteljesítménytől; (2) a kezdeti rekombinációnak nevezett, az egyes ionizáló részecske utak hatására létrejövő ion rekombináció, mely független a dózisteljesítménytől. Mindkét hatás függ a kamra geometriától és az alkalmazott polarizációs feszültség nagyságától. A nehéz részecske nyalábok kivételével a kezdeti rekombináció általában kevesebb, mint 0,2%.

Az impulzusszerű nyalábok esetén a k_s faktort a két-feszültég módszerével határozhatjuk meg. Ez a módszer feltételezi az $\frac{1}{M}$ és $\frac{1}{V}$ közötti lineáris összefüggést. M_1 és M_2 a V_1 és V_2 polarizációs feszültségek és ugyanolyan mérési körülmények során leolvasott mérési értékek. V_1 a normál használat során alkalmazott feszültség, V_2 pedig egy ennél kisebb feszültség, ideális esetben a $\frac{V_1}{V_2}$ arány legalább 3. Fontos, hogy a polarizációs hatás mértéke függ az alkalmazott feszültség nagyságától, ezért M_1 és M_2 meghatározása is polaritás korrekciót

igényel. A normál V_1 feszültség esetén használandó k_s faktor értéke az alábbiak szerint számolandó:

$$k_s = a_0 + a_1 \left(\frac{M_1}{M_2} \right) + a_2 \left(\frac{M_1}{M_2} \right)^2$$

ahol a_i konstansokat a feszültségek aránya határozza meg, pontos értéküket az IAEA TRS-398 dokumentum tartalmazza.

Az impulzusszerű nyalábokban használt néhány plán paralel kamra esetében az $\frac{1}{M}$ és $\frac{1}{V}$ között elvár lineáris kapcsolat nem áll fenn a két-feszültég módszer során alkalmazandó feszültség tartományban. A kérdéses nyalábban a dózis-meghatározás során ez a hatás kiküszöbölhető, ha ugyanazt a két polarizációs feszültséget használjuk, melyet a kalibrációs laboratóriumban a kamra kalibrációjánál, vagy a keresztkalibrációkor is használtak. További lehetőség a kamra lineáris tartományának megállapítása oly módon, hogy mérjük a kamra válaszát egy feszültségtartományon egész a gyártó által előírt, maximális megengedett feszültségig. Ez a kamra viselkedésének ellenőrzésére is használható módszer, melyet új kamra beszerzését követően célszerű elvégezni. Ha lehetséges, akkor a kamrát csak a linearitást biztosító feszültség tartományban kell használni, így a két-feszültég módszer továbbra alkalmazható.

5.1.3.2. Fotonnyalábok kalibrációja

Ebben a fejezetben a klinikai gyakorlatban alkalmazott nagyenergiás foton nyalábok kalibrációjának gyakorlati lépéseit tárgyaljuk. A dózis meghatározása a Q_0 sugárminőségben meghatározott, vízben elnyelt dózis dimenzióban értelmezett N_{D,w,Q_0} kalibrációs faktoron alapul. Az eljárás az 1 MeV és 50 MeV közé eső energiájú, gyorsított elektronnyalábbal létrehozott foton nyalábok esetén alkalmazható.

A foton nyalábok számára a leggyakoribb Q_0 referencia sugárminőség a ^{60}Co gammasugár nyalábja. Néhány elsődleges kalibrációs laboratóriumban lehetőség van ettől eltérő Q sugárminőségben is meghatározni az $N_{D,w,Q}$ faktort, de a ^{60}Co az egyetlen olyan sugárminőség, amely a legtöbb kalibrációs laboratóriumban rendelkezésre áll. Ebből kifolyólag e fejezetben az összes adatot úgy adjuk meg, hogy a ^{60}Co gammasugár nyalábját tekintjük a referencia sugárminőségnek. Ebben az esetben a k_{Q,Q_0} sugárminőségi faktort egyszerűen k_Q -val, az N_{D,w,Q_0} kalibrációs faktort pedig $N_{D,w}$ -vel jelöljük. Amennyiben lehetőség van rá, a k_Q faktor közvetlen méréssel meghatározott értékeit célszerű használni a kívánt ionizációs kamrához. Ha ez nem lehetséges, akkor az IAEA TRS-398 dokumentumban található táblázatokból kiolvasható k_Q értékek használata javasolt.

5.1.3.2.1. Ionizációs kamra

A mérések során 4.3. fejezetben az ionizációs kamrák tárgyalásánál leírtak figyelembevételével kell eljárni. Nagyenergiás foton nyalábok kalibrációja során kizárólag hengerkamrák használata ajánlott. Plán parallel kamrákat csak relatív dozimetriai mérésekhez használjunk. A hengerkamrák referencia mérési pontja a kalibrációs laboratóriumi mérések során és a felhasználó által mérni kívánt sugárminőségben is a kamra középtengelyén, az aktív mérőtér fogat középpontjában foglal helyet. Plán paralel kamrák esetén a belépő oldali ablakon, annak geometriai középpontjában található. Ezt a referencia pontot kell a mérés során a vízfantomban a referencia mérési mélységbe (z_{ref}) pozícionálni.

5.1.3.2.2. Fantomok és kamra burkolatok

Az elnyelt dózis és a sugárminőség meghatározása során a mérés ajánlott referencia közege a víz. A fantom széle a mérés mélységében minden irányban legalább 5 cm-rel nyúljon túl a mérendő mező szélén, valamint az alja legalább 5 cm-re legyen mélyebben, mint a legmélyebb mérési pont.

Vízszintes irányú mezőknél a fantom belépő ablakának t_{win} vastagsága 0,2-0,5 cm között legyen. A kamra pozicionálásakor a belépő ablak víz-ekvivalens vastagságát kell figyelembe venni: e vastagságot a t_{win} és az ablak anyaga ρ_{pl} sűrűségének szorzataként kell kiszámítani. A két leggyakrabban alkalmazott műanyag a PMMA és a tiszta polisztirol, a víz-ekvivalens vastagság kiszámítása során használandó sűrűségeik: $\rho_{PMMA}=1,19 \frac{g}{cm^3}$, és $\rho_{polisztirol}=1,06 \frac{g}{cm^3}$.

Nem vízálló ionizációs kamrák esetén PMMA-ból készült kamra burkolatot kell használni, mely lehetőség szerint ne legyen vastagabb, mint 1 mm. A kamrafal és vízzáró burkolat közti légrés elegendő kell legyen ahhoz (0,1-0,3 mm), hogy a külső levegő és kamra mérőtér fogatában lévő levegő között végbe tudjon menni a nyomáskiegyenlítés. Az ionizációs kamra kalibrációja során használt vízálló burkolatot célszerű használni a nyaláb kalibrációs mérés során is. Ha nincs lehetőség ugyanazzal a burkolattal dolgozni, amit a kalibrációs laboratóriumban használtak, akkor egy másik, ugyanolyan anyagból készült és hasonló vastagságú burkolatot kell keresni.

5.1.3.2.3. A sugárminőség meghatározása

A klinikai lineáris gyorsítók által előállított nagyenergiás foton nyalábok Q sugárminőségét a szövet-fantom arány alapján határozzuk meg ($TPR_{20,10}$). Ez a 20 cm és 10 cm mélységben,

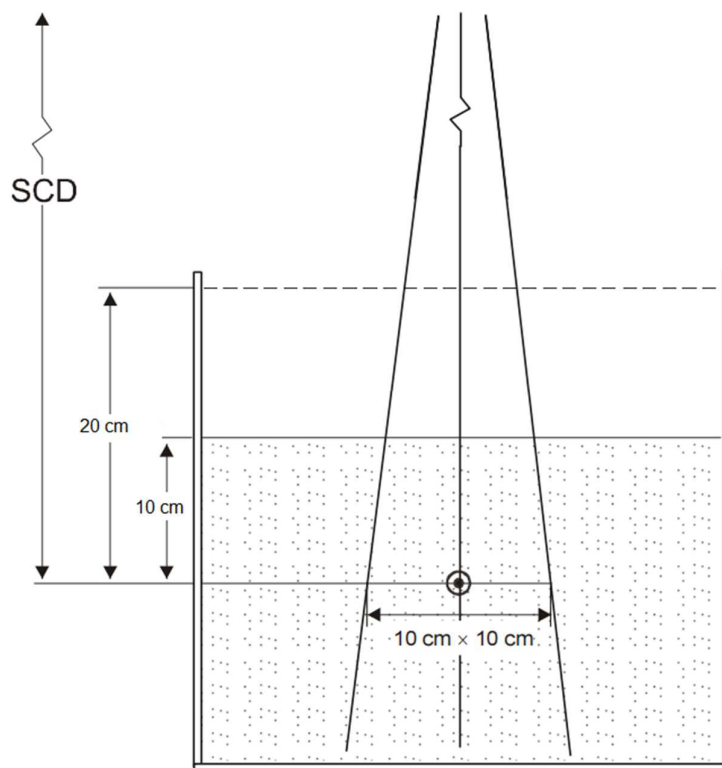
vízfantomban, állandó 100 cm-es forrás-kamra távolsággal, 10 cm × 10 cm-es mezőméret mellett a kamra középsíkjában mért elnyelt dózisok hányadosa.

A $TPR_{20,10}$ sugárminőségi index legfontosabb jellemzője, hogy független a kérdéses mező elektron szennyeződésének mértékétől. Ezen felül megadja a foton mélydózis görbe dózismaximumot követő szakaszának nagyjából exponenciális csökkenését leíró effektív gyengítési együttható mértékét is. Mivel a $TPR_{20,10}$ -et dózisok hányadosaként határozzuk meg, ezért nincs szükség a két mélység esetén a henger kamráknál használatos áthelyezés korrekció figyelembevételére. Ezen felül a $TPR_{20,10}$ -et a klinikai beállítások esetén nem befolyásolja az egyes mélységekbe való pozicionálás során fellépő szisztematikus hiba, mivel a két mélységben ennek mértéke hasonló mértékű lesz.

Habár a $TPR_{20,10}$ szigorú definíció szerint elnyelt dózisok hányadosa, az ionizációk hányadosának használata is elfogadható pontosságot szolgáltat, mivel a víz/levegő gyengítési együtthatók hányadosa a mélységgel csak lassan változik, és a dózismaximumot követő pontokon a perturbációs faktorok is állandónak feltételezhetők. A rekombinációs effektus hatását a két mélységben akkor kell vizsgálni és figyelembe venni, ha az a mélységgel változik.

A mérési összeállítást az alábbi táblázat és ábra mutatja.

mérési paraméter	referencia érték vagy beállítás
fantom anyaga	víz
ionizációs kamra típusa	henger vagy plán paralel
mérési mélységek	20 cm és 10 cm
az ionizációs kamra referencia pontja	hengerkamránál a kamra középtengelyén, az aktív mérőtér fogat közepén plán paralel kamránál a belépő ablak belső felületén, annak középpontjában
a referencia pont pozíciója	mindkét kamratípusnál a mérési mélységbe állítva
SCD	100 cm
SCD-n vett mezőméret	10 cm × 10 cm



A $TPR_{20,10}$ -et közelítő pontossággal ki lehet számolni a százalékos mélydózis görbe két pontján mért értékek hányadosának segítségével is. A százalékos mélydózis görbe 20 cm-en és 10 cm-en mért értékeinek hányadosát $PDD_{20,10}$ -el jelölve az alábbi összefüggéssel számolhatunk:

$$TPR_{20,10} = 1,2661 PDD_{20,10} - 0,0595$$

5.1.3.2.4. Százalékos mélydózis mérése

Mélyléségi ionizáció görbék méréséhez plán paralel ionizációs kamra használata javasolt. Ha hengerkamrával történik a mérés, akkor a kamra effektív mérési pontjának helyzetét figyelembe kell venni. Az elvárás az, hogy a teljes mélyléségi ionizáció görbét a felszín felé toljuk $0,6 \cdot r_{cyl}$ -rel, ahol r_{cyl} a hengerkamra aktív mérőtérfogatójának sugara. A buildup régióban való pontos méréshez extrapolációs kamrát vagy fix fegyverzet-távolságú plán paralel kamrát célszerű használni. A közvetlen mélydózis méréshez néhány szilárdtest detektor is használható (néhány félvezető dióda típus, illetve a gyémánt detektorok), megfelelő körültekintéssel.

Mivel a gyengítési együtthatók és a perturbációs effektus elfogadható módon a mélységtől függetlennek becsülhető az adott sugárminőség és mezőméret esetén, ezért a relatív mélyléségi

ionizáció eloszlás a dózismaximumot követő helyeken egyenlőnek tekinthető a százalékos mélydózis eloszlással.

5.1.3.2.5. Az elnyelt dózis meghatározása

A mérési összeállítást az alábbi táblázat mutatja.

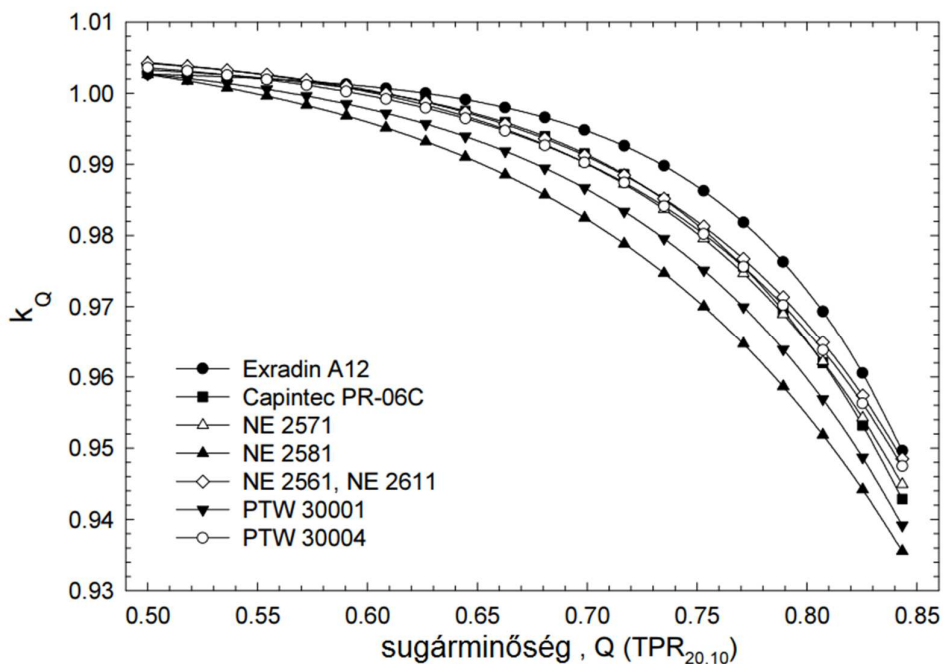
mérési paraméter	referencia érték vagy beállítás
fantom anyaga	víz
ionizációs kamra típusa	henger
mérési mélység z_{ref}	ha $TPR_{20,10} < 0,7$: 10 cm vagy 5 cm ha $TPR_{20,10} \geq 0,7$: 10 cm
az ionizációs kamra referencia pontja	hengerkamránál a kamra középtengelyén, az aktív mérőtérfogat közepén
a referencia pont pozíciója	a z_{ref} mérési mélységbe állítva
SSD/SCD	100 cm
SCD-n vett mezőméret	10 cm × 10 cm

Az SSD/SCD választás annak függvénye, hogy a lineáris gyorsítót SSD vagy izocentrikus beállítás szerint szeretnénk kalibrálni. Bármelyik lehetőség választható, de fontos a konzisztencia megtartása, pl. a besugárzás-tervező rendszerbe történő adatfeltöltés során azon referencia paraméterek beállítása, melyeket a nyaláb kalibráció során használtunk.

A vízben elnyelt dózis a z_{ref} referencia mélységben, egy Q sugárminőségű nyaláb esetén az ionizációs kamra jelenléte nélkül az alábbi egyenlettel számítható:

$$D_{w,Q} = M_Q \cdot N_{D,w} \cdot k_Q$$

ahol M_Q az kamra referencia pontjának z_{ref} -beli helyzetében a doziméterről leolvasott érték, mely tartalmazza a hőmérséklet és légnyomás, az elektrométer, a polaritás és a saturációs korrekciókat is. $N_{D,w}$ a kamra kalibrációs faktora vízben elnyelt dózis dimenzióban a ^{60}Co által szolgáltatott Q_0 sugárminőségben. k_Q pedig a kamra-specifikus sugárminőségi faktor, mely a mért Q és a referencia Q_0 sugárminőségek közötti különbség figyelembevételére szolgál. k_Q méréssel is meghatározható, de az IAEA TRS-398 dokumentumban található táblázatból a méréshez használt kamrához a nyalábhoz mért $TPR_{20,10}$ alapján kiolvasható. A különböző kamrák esetén a $TPR_{20,10} - k_Q$ összefüggést az alábbi ábra mutatja.



A klinikai dozimetriai számítások gyakran a z_{max} dózismaximumra normalizált nyaláb kalibrációból indulnak ki. Ahhoz, hogy ezen a helyen meg tudjuk határozni az elnyelt dózist, szükség van:

- SSD mezőbeállításnál a fősugárban mért százalékos mélydózis eloszlásra (PDD)
- SAD mezőbeállításnál a szövet-fantom arányokra (TPR) vagy a szövet-maximum arányokra (TMR)

E görbék illetve arányok segítségével meghatározható, hogy adott mező és nyalábbeállítás mellett a z_{ref} referencia pontban mért elnyelt dózis hány százaléka jelenik meg a z_{max} dózismaximum helyen.

5.1.3.3. Elektron nyalábok kalibrációja

Ebben a fejezetben a klinikai gyakorlatban alkalmazott nagyenergiás elektron nyalábok kalibrációjának gyakorlati lépéseit tárgyaljuk. A dózis meghatározása a Q_0 sugárminőségben meghatározott, vízben elnyelt dózis dimenzióban értelmezett N_{D,w,Q_0} kalibrációs faktoron alapul. Az eljárás az 3 MeV és 50 MeV közé eső energiájú nyalábok esetén alkalmazható.

Az elektronnyalábok számára a Q_0 referencia sugárminőség a ^{60}Co gammasugár nyalábja, vagy egy elektron sugárminőség lehet. A doziméter kalibrációja származhat közvetlenül a kalibrációs laboratóriumból, vagy egy klinikai elektron nyalábban történt kereszt-kalibrációból. A jelen leírásban szereplő mérési mélységek esetén a különböző lineáris

gyorsítók nyalábjainak spektrális különbségei, valamint a nyalábok foton- és elektronszennyezése kevésbé befolyásolja a mérés eredményét. Az egyszerűség kedvéért a sugárminőséget és a tőle függő összes faktort (ideértve a referencia mérési mélységet is) nem az energiával, hanem az R_{50} félérték-mélységgel határozzuk meg. Ez definíció hasonlóvá teszi az elektron nyaláb kalibrációt a foton nyaláb kalibrációhoz, ahol a sugárminőséget a nyaláb penetrációs képességével összefüggésben határozzuk meg.

5.1.3.3.1. Ionizációs kamra

A mérések során 4.3. fejezetben az ionizációs kamrák tárgyalásánál leírtak figyelembevételével kell eljárni. Nagyenergiás elektron nyalábok kalibrációja során plán paralel kamrák használata ajánlott, $R_{50} < 4$ cm ($E_0 < 10$ MeV) esetén pedig kötelező. Ideális esetben a kamra kalibrációja elektron nyalábban történjen egy kalibrációs laboratóriumban közvetlenül, vagy egy klinikai elektron nyalábban (kereszt kalibrációval). A plán paralel kamrák referencia mérési pontja a belépő ablak belső oldalán, annak geometria középpontjában foglal helyet. Ezt a referencia pontot kell a mérés során a vízfantomban a referencia mérési mélységbe (z_{ref}) pozícionálni. A különböző kamrák belépő ablakának vastagságát az IAEA TRS-398 dokumentum tartalmazza.

$R_{50} \geq 4$ cm ($E_0 \geq 10$ MeV) esetén pedig hengerkamra is használható. A hengerkamrák referencia mérési pontja a kamra középtengelyén, az aktív mérőtér fogat középpontjában foglal helyet. Elektron nyaláb mérések esetén a referencia mérési pontot a mérendő pontnál $0,5 \cdot r_{cyl}$ -rel mélyebbre kell pozícionálni a fantomon belül (r_{cyl} a kamra aktív mérőtér fogatának belső sugara). A különböző kamrák r_{cyl} értékeit az IAEA TRS-398 dokumentum tartalmazza.

5.1.3.3.2. Fantomok és kamra burkolatok

Az elnyelt dózis és a sugárminőség meghatározása során a mérés ajánlott referencia közege a víz. A fantom széle a mérés mélységében minden irányban legalább 5 cm-rel nyúljon túl a mérendő mező szélén, valamint az alja legalább 5 cm-re legyen mélyebben, mint a legmélyebb mérési pont.

Vízszintes irányú mezőknél a fantom belépő ablakának t_{win} vastagsága 0,2-0,5 cm között legyen. A kamra pozícionálásakor a belépő ablak víz-ekvivalens vastagságát kell figyelembe venni: e vastagságot a t_{win} és az ablak anyaga ρ_{pl} sűrűségének szorzataként kell kiszámítani. A két leggyakrabban alkalmazott műanyag a PMMA és a tiszta polisztirol, a víz-ekvivalens vastagság kiszámítása során használandó sűrűségeik: $\rho_{PMMA} = 1,19 \frac{g}{cm^3}$, és $\rho_{polisztirol} = 1,06 \frac{g}{cm^3}$.

Nem vízálló ionizációs kamrák esetén PMMA-ból készült kamra burkolatot kell használni, mely lehetőség szerint ne legyen vastagabb, mint 1 mm. A kamrafal és vízzáró burkolat közti légréteg elegendő kell legyen ahhoz (0,1-0,3 mm), hogy a külső levegő és kamra mérőtérfogatóban lévő levegő között végbe tudjon menni a nyomáskiegyenlítődés. Az ionizációs kamra kalibrációja során használt vízálló burkolatot célszerű használni a nyaláb kalibrációs mérés során is. Ha nincs lehetőség ugyanazzal a burkolattal dolgozni, amit a kalibrációs laboratóriumban használtak, akkor egy másik, ugyanolyan anyagból készült és hasonló vastagságú burkolatot kell keresni. A kamra pozicionálásakor figyelembe kell venni a kamrafal és a vízzáró burkolat anyagának vízekvivalens vastagságát is, habár ez általában csak nagyon kis különbséget jelent, és a gyakorlatban elhanyagolható.

5.1.3.3.3. A sugárminőség meghatározása

Elektron nyalábok esetén sugárminőségi indexként az R_{50} félérték-mélységet szoktuk használni. Ez annak a pontnak a mélységi helyen a vízfantomban, ahol az elnyelt dózis a dózismaximumban mért érték fele 100 cm-es SSD és $R_{50} \leq 7$ cm ($E_0 \leq 16$ MeV) esetén 10 cm \times 10 cm-es, $R_{50} > 7$ cm ($E_0 > 16$ MeV) esetén legalább 20 cm \times 20 cm-es mezőméret mellett. Néhány lineáris gyorsító nagy elektron energián nagy mezőméretek esetén a kollimátoron (applikátoron) szóródó elektronok miatt nem biztosít kellő homogenitást. Ilyenkor 20 cm \times 20 cm-nél kisebb mezőméret használata is lehetséges, ha biztosított, hogy az R_{50} értéke 0,1 cm-nél kisebb mértékben változik a 20 cm \times 20 cm-es mezőben mérthez képest.

Az R_{50} használata a fantom felszínén mérhető E_0 átlagos energia helyett egyszerűsíti a mérési eljárást. A sugárminőségi index ilyen módon történő meghatározása jelentős egyszerűsítést jelent, mert E_0 az R_{50} -ból levezethető ugyan, de R_{50} közvetlen használatával erre a konverzióra nincs szükség.

Minden sugárminőség esetén az R_{50} méréséhez javasolt detektor a plán paralel kamra. $R_{50} \geq 4$ cm ($E_0 \geq 10$ MeV) esetén pedig hengerkamra is használható, a referencia mérési pontot a mérendő pontnál $0,5 \cdot r_{cyl}$ -rel mélyebbre pozicionálva a fantomon belül. A mérést vízfantomban javasolt elvégezni. Függőleges nyalábirány esetén a meniszkusz hatásainak kiküszöbölése céljából a mérést mélyről indítva a felszín felé kell elvégezni. A rekombinációs és polaritás korrekciókat minden mélységben alkalmazni kell. Ezek meghatározhatók néhány reprezentatív mélységben, például a felszín közelében, a

dózismaximumban, valamint a 90%-os és az 50%-os dózisu mélységekben. Ha a mérés rövid időtartam alatt kivitelezhető, akkor a légnyomás és a hőmérséklet korrekciót nem kell figyelembe venni.

A mérési összeállítást az alábbi táblázat és ábra mutatja.

mérési paraméter	referencia érték vagy beállítás
fantom anyaga	víz
ionizációs kamra típusa	$R_{50} \geq 4$ cm esetén plán paralel vagy henger $R_{50} < 4$ cm esetén plán paralel
az ionizációs kamra referencia pontja	plán paralel kamránál a belépő ablak belső felületén, annak középpontjában hengerkamránál a kamra középtengelyén, az aktív mérőtérfoogat közepén
a referencia pont pozíciója	plán paralel kamránál a mérési mélységbe állítva hengerkamránál a mérési pontnál $0,5 \cdot r_{cyl}$ -rel mélyebbre állítva
SSD	100 cm
SSD-n vett mezőméret	$R_{50} \leq 7$ cm esetén legalább $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ $R_{50} > 7$ cm esetén legalább $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ (kisebb mezőméret használata is lehetséges, ha biztosított, hogy az R_{50} értéke 0,1 cm-nél kisebb mértékben változik a $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ -es mezőben mérthez képest)

Ionizációs kamra használata során a vízben mért mélységi ionizációs eloszlás félértékének mélysége $R_{50,ion}$. Ebben a vízmélységben az ionizációs áramerősség 50%-a a maximális értéknek. Az R_{50} vízben mért mélydózis eloszlás félértéke az alábbi összefüggések alapján számítható ki:

$$R_{50} = 1,029 \cdot R_{50,ion} - 0,06 \text{ cm} \quad (R_{50,ion} \leq 10 \text{ cm})$$

$$R_{50} = 1,059 \cdot R_{50,ion} - 0,37 \text{ cm} \quad (R_{50,ion} > 10 \text{ cm})$$

A másik lehetőség, hogy ionizációs kamra helyett olyan detektort használunk (pl. diódát), mellyel közvetlenül mérhető az R_{50} . Ebben az esetben néhány reprezentatív sugárminőségben összehasonlító méréseket elvégezve meg kell győződni arról, hogy a választott detektor alkalmas a mélydózis eloszlás pontos mérésére.

5.1.3.3.4. Az elnyelt dózis meghatározása

A méréshez használandó mezőméret nem szigorúan meghatározott, de célszerű az a mezőméretet választani, amely az output faktor mérések során a referencia méret, figyelembe véve, hogy az ne legyen kisebb, mint $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$.

A z_{ref} referencia mérési mélységet az alábbi összefüggés határozza meg:

$$z_{ref} = 0,6 \cdot R_{50} - 0,1 \text{ cm}$$

$R_{50} < 4$ cm esetén ez az érték közel van a z_{max} dózismaximum mélységéhez, de nagyobb energiák esetén z_{max} -nál mélyebben van. Ez a mélység meghatározás szignifikánsan csökkenti a kamrafaktorban a besugárzó gépek között tapasztalható különbséget, a pontosság növekedése – plán paralel kamráknál kifejezetten – alátámasztja ennek használatát.

Érdemes tudni, hogy ez a megközelítés nagy energiák esetén z_{max} -nál mélyebben elvégzett mérést ír elő, ahol a hengerkamrák üreg perturbációs hatásából származó bizonytalanság megnövekszik. Legrosszabb esetben $R_{50} = 5$ cm ($E_0 \approx 12$ MeV) a megnövekedett bizonytalanság nagyjából 0,3%.

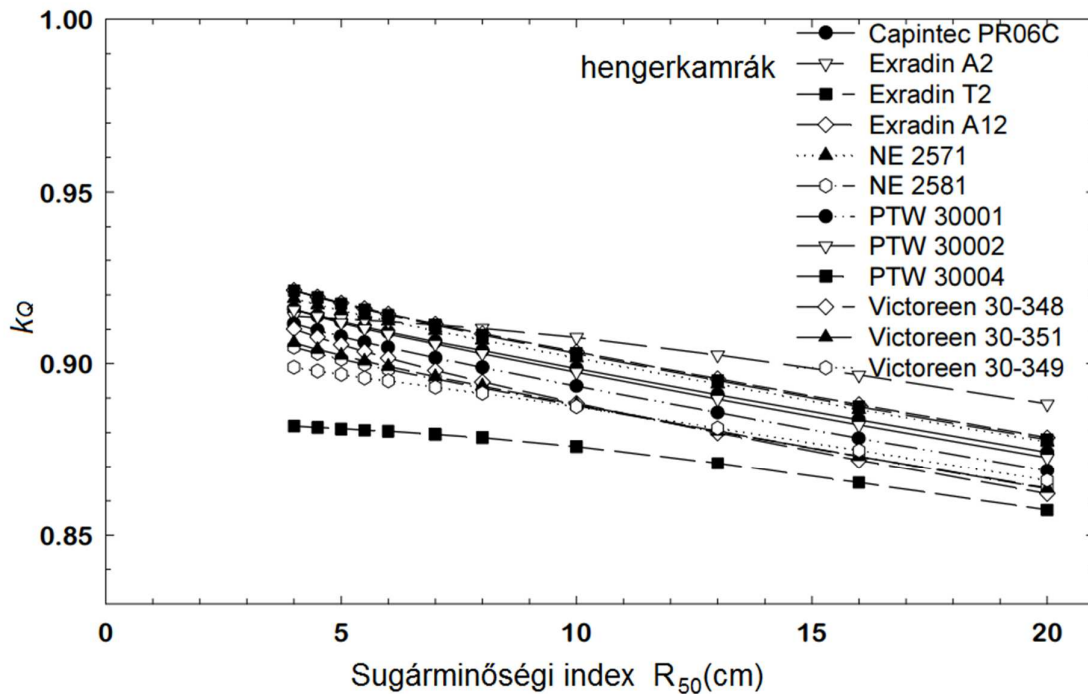
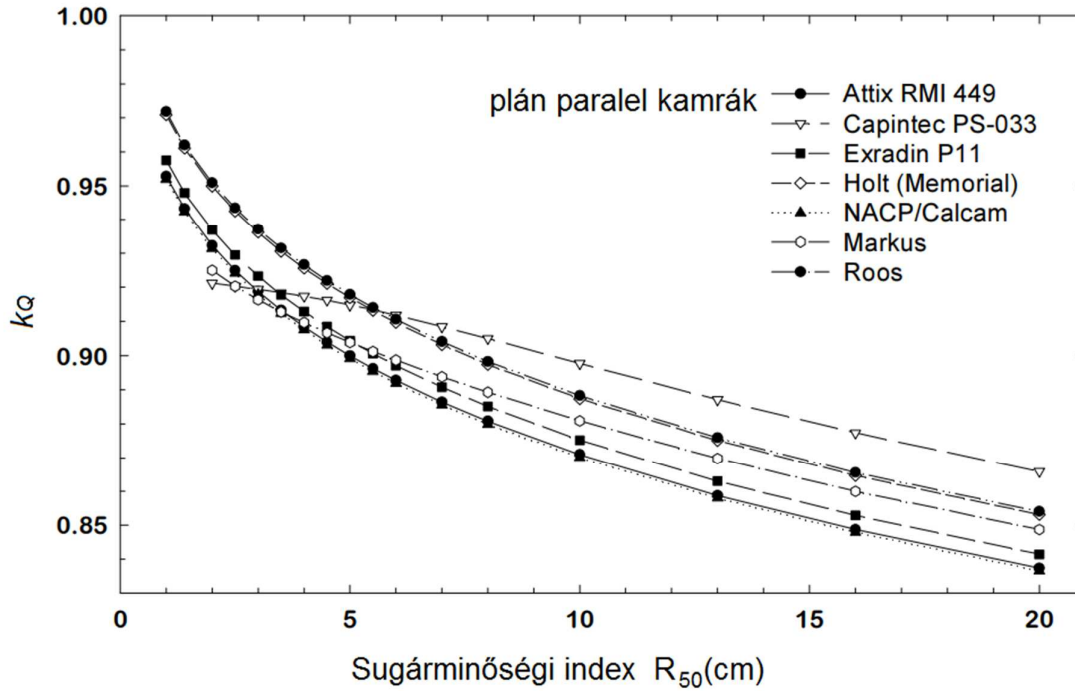
A mérési összeállítást az alábbi táblázat mutatja.

mérési paraméter	referencia érték vagy beállítás
fantom anyaga	víz
ionizációs kamra típusa	$R_{50} \geq 4$ cm esetén plán paralel vagy henger $R_{50} < 4$ cm esetén plán paralel
mérési mélység z_{ref}	$0,6 \cdot R_{50} - 0,1$ cm
az ionizációs kamra referencia pontja	plán paralel kamránál a belépő ablak belső felületén, annak középpontjában hengerkamránál a kamra középtengelyén, az aktív mérőtérfogat közepén
a referencia pont pozíciója	plán paralel kamránál a z_{ref} mérési mélységbe állítva hengerkamránál a mérési pontnál $0,5 \cdot r_{cyl}$ -rel mélyebbre állítva
SSD	100 cm
SCD-n vett mezőméret	az output faktor méréseknél használt referencia mezőméret, de legalább 10 cm \times 10 cm

A vízben elnyelt dózis a z_{ref} referencia mélységben, egy Q sugárminőségű nyaláb esetén az ionizációs kamra jelenléte nélkül az alábbi egyenlettel számítható:

$$D_{w,Q} = M_Q \cdot N_{D,w} \cdot k_Q$$

ahol M_Q az kamra referencia pontjának z_{ref} -beli helyzetében a doziméterről leolvasott érték, mely tartalmazza a hőmérséklet és légnyomás, az elektrométer, a polaritás és a saturációs korrekciókat is. $N_{D,w}$ a kamra kalibrációs faktora vízben elnyelt dózis dimenzióban a ^{60}Co által szolgáltatott Q_0 sugárminőségben. k_Q pedig a kamra-specifikus sugárminőségi faktor, mely a mért Q és a referencia Q_0 sugárminőségek közötti különbség figyelembe vételére szolgál. k_Q méréssel is meghatározható, de az IAEA TRS-398 dokumentumban található táblázatból a méréshez használt kamrához a nyalábhoz mért R_{50} alapján kiolvasható. A különböző plán paralel és hengerkamrák esetén a $R_{50} - k_Q$ összefüggést az alábbi ábra mutatja.



A klinikai dozimetriai számítások gyakran a z_{max} dózismaximumra normalizált nyaláb kalibrációból indulnak ki. Ahhoz, hogy ezen a helyen meg tudjuk határozni az elnyelt dózist, szükség van a fősugárban mért százalékos mélydózis eloszlásra (PDD). E görbék illetve arányok segítségével meghatározható, hogy adott mező és nyalábbeállítás mellett a z_{ref}

referencia pontban mért elnyelt dózis hány százaléka jelenik meg a z_{max} dózismaximum helyen.

Ezt a jegyzetet a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség által kiadott, Radiation Oncology Physics: A Handbook For Teachers And Students (Bécs, 2005.), valamint a Technical Report Series (TRS) 398. (Bécs, 2000.) könyveinek szakmai tartalmára alapuló, az oktatási feladatok szempontjai alapján válogatott összegzés. A felhasznált ábrák egy része eredetiben az említett kiadványokban megtalálhatóak.

6. Irodalomjegyzék

- Nemzetközi Atomenergia Ügynökség: Radiation Oncology Physics: A Handbook For Teachers And Students, Bécs, 2005.
- Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Nemzetközi Atomenergia Ügynökség: Practice for Dosimetry based on Standards of Absorbed Dose to Water, Bécs, 2000.
- F.H. Attix: Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry, Wiley, New York, 1986.
- F.H. Attix, W.C. Roesch, E. Tochilin: Radiation Dosimetry, Academic Press, New York 1968.
- R.D. Evans: The Atomic Nucleus, McGraw-Hill, New York, 1955.
- J. Hale: The Fundamentals of Radiological Science, Thomas, Springfield, IL, 1974.
- H.E. Johns, J.R. Cunningham: The Physics of Radiology, Thomas, Springfield, IL, 1984.
- K.R. Kase, B.E. Bjarngard, F.H. Attix (szerk): The Dosimetry of Ionizing Radiation, Academic Press, San Diego, CA, 1985.
- F. Khan: The Physics of Radiation Therapy, 3rd edn, Lippincott, Williams and Wilkins, Baltimore, MD, 2003.
- J.W. Rohlfs: Modern Physics from α to Z^0 , Wiley, New York, 1994.
- S. Jayarman, L.H. Lanzl: Clinical Radiotherapy Physics, CRC Press, Boca Raton, FL, 1996.
- J.R. Greening: Fundamentals of Radiation Dosimetry, Adam Hilger, Bristol, 1981.
- International Commission On Radiation Units and Measurements: Stopping Powers for Electrons and Positrons, Rep. 37, ICRU, Bethesda, MD, 1984.
- International Commission On Radiation Units and Measurements: Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation, Rep. 60, ICRU, Bethesda, MD, 1998.
- J.R. Cameron, N. Suntharalingam, G.K. Kenney: Thermoluminescent Dosimetry, University of Wisconsin Press, Madison, WI, 1968.
- J. Horton: Handbook of Radiation Therapy Physics, Prentice Hall, New York, 1987.
- Nemzetközi Atomenergia Ügynökség: Absorbed Dose Determination in Photon and Electron Beams, Technical Reports Series No. 277, IAEA, Bécs, 1987.
- Nemzetközi Atomenergia Ügynökség: Calibration of Dosimeters Used in Radiotherapy, Technical Reports Series No. 374, IAEA, Bécs, 1994.

- Nemzetközi Atomenergia Ügynökség: The Use of Plane Parallel Ionization Chambers in High Energy Electron and Photon Beams, Technical Reports Series No. 381, IAEA, Bécs, 1997.
- International Organization For Standardization: Guide to Expression of Uncertainty in Measurement, ISO, Geneva, 1992.
- International Commission On Radiation Units and Measurements: Radiation Dosimetry: Electron beams with energies between 1 and 50 MeV, ICRU Report 35, ICRU, Bethesda, MD, 1984.
- K. Hohlfeld: "The standard DIN 6800: Procedures for absorbed dose determination in radiology by the ionization method", Dosimetry in Radiotherapy, Proc Symp, Bécs, 1987. Vol. 1, IAEA, Bécs, (1988) 13-22.
- P. Andreo: Absorbed dose beam quality factors for the dosimetry of high-energy photon beams, Phys Med Biol 37 (1992) 2189-2211.
- D.W.O. Rogers: The advantages of absorbed-dose calibration factors, Med. Phys. 19 (1992) 1227-1239.
- Institute of Physical Sciences in Medicine: Code of Practice for highenergy photon therapy dosimetry based on the NPL absorbed dose calibration service, Phys. Med. Biol. 35 (1990) 1355-1360.
- Deutsches Institut für Normung: Dosismessverfahren nach der Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung, Teil 2: Ionisationsdosimetrie, Deutsche Norm DIN 6800-2, Deutsches Institut für Normung, Berlin, 1997.
- American Association of Physicists in Medicine: Task Group 51: Protocol for Clinical Reference Dosimetry of High-Energy Photon and Electron Beams, Med. Phys. 26 (1999) 1847-1870.
- P. Andreo: The status of high-energy photon and electron beam dosimetry five years after the publication of the IAEA Code of Practice in the Nordic countries, Acta Oncol. 32 (1993) 483-500.
- J.W. Boag, J Currant: Current collection and ionic recombination in small cylindrical ionization chambers exposed to pulsed radiation, Brit J Radiol 53 (1980) 471.
- D.T. Burns, M.R. McEwen: Ion recombination corrections for the NACP parallel-plate chamber in a pulsed electron beam, Phys Med Biol 43 (1998) 2033-2045.
- K. Derikum, M. Roos: Measurement of saturation correction factors of thimble-type ionization chambers in pulsed photon beams, Phys. Med. Biol. 38 (1993) 755-763.

- J.E. Burns, D.T. Burns: Comments on "Ion recombination corrections for plane-parallel and thimble chambers in electron and photon radiation", Phys. Med. Biol. 38 (1993) 1986-1988.
- International Commission On Radiation Units and Measurements: Dosimetry of High-Energy photon Beams based on Standards of Absorbed Dose to Water, ICRU Report 64, Bethesda, MD, ICRU, 2000.
- P. Andreo, A. Brahme: Stopping power data for high energy photon beams, Phys Med Biol 31 (1986) 839-858.
- P. Andreo: On the beam quality specification of high-energy photons for radiotherapy dosimetry, Med. Phys. 27 (2000) 434-440.
- D.S. Followill, R.C. Taylor, V.M. Tello, W.F. Hanson: An empirical relationship for determining photon beam quality in TG-21 from a ratio of percent depth doses, Med Phys 25 (1998) 1202-1205.
- D.T. Burns, G.X. Ding, D.W.O. Rogers: R50 as a beam quality specifier for selecting stopping-power ratios and reference depths for electron dosimetry, Med Phys 23 (1996) 383-388.
- G.X. Ding, D.W.O. Rogers, T.R. Mackie: Calculation of stopping-power ratios using realistic clinical electron beams, Med. Phys. 22 (1995) 489-501.