



DANSK DEKOMMISSIONERING

Almen Helsefysik

Formelsamling

**Per Hedemann Jensen, Thommy Ingemann Larsen,
Bente Lauridsen, Jens Søgaard-Hansen,
Erik Thorn, Lisbeth Warming**

Almen Helsefysik

Formelsamling

**Per Hedemann Jensen, Thommy Ingemann Larsen,
Bente Lauridsen, Jens Søgaard-Hansen,
Erik Thorn, Lisbeth Warming**

**Dansk Dekommissionering, Roskilde
Januar 2009**

Forfatter: Per Hedemann Jensen, Thommy Ingemann Larsen, Bente Lauridsen, Jens Søgaard-Hansen, Erik Thorn, Lisbeth Warming

Titel: Almen Helsefysik - Formelsamling

Sektion: Strålings- og Nuklear Sikkerhed

DD-R-18(DA)
Januar 2009

Resumé: Denne rapport udgør en formelsamling til lærebogen *Almen Helsefysik*, der anvendes i uddannelsen af helseassistenter og i undervisningen i helsefysik af andet teknisk personale ved Dansk Dekommissionering.

ISBN 978-87-7666-026-0
ISBN 978-87-7666-027-7
(Internet)

Journal: Strålings- og Nuklear
Sikkerhed/Undervisning

Sider: 41
Tabeller:
Figurer:
Referencer:

Dansk Dekommissionering
Postboks 320
4000 Roskilde

Tlf: 4677 4300
Fax: 4677 4302
E-mail: dd@dekom.dk
Web: www.dekom.dk

Indhold

1	Forord	1
2	Atomernes verden	2
3	Spontane kerneomdannelser	4
4	Ioniserende strålings vekselvirkning med stof	7
5	Strålingsfelter og strålingsdoser - begreber og enheder	12
6	Eksterne og interne strålingsdoser	15
7	Menneskets strålingsmiljø	20
8	Strålings biologiske virkninger	21
9	Systemet for strålingsbeskyttelse	22
10	Strålingsafskærmning	23
11	Helsefysisk arbejdshygiejne	26
12	Strålingsdetektering	27
13	Prøvetagning, måling og resultatvurdering	28
14	Reaktorer og andre "strålingsmaskiner"	31
15	Konsekvenser af radioaktive udslip	32
16	Uheldseksposering	33
	Appendiks	35
	A Græske bogstaver, præfikser og SI-enheder	35
	B Naturkonstanter	36
	C Omregningsfaktorer og SI-enheder	37
	Indeks	38

1 Forord

Denne formelsamling er opbygget med de samme kapitelnumre som kapitlerne i lærebogen *Almen Helsefysik*, der er udarbejdet specielt til brug ved uddannelsen af Dansk Dekommissionerings helseassistenter. Uddannelsen giver en bred indføring i helsefysikken, fra den fysiske beskrivelse af radioaktivitet og ioniserende stråling over strålingens biologiske virkninger til beskyttelsesforanstaltninger og -principper.

Bogen giver en bred og samlet indføring i helsefysikkens mange discipliner. Bogen er beskrivende i sin form og anvender kun “simpel matematik”, og den kan derfor læses uden detaljerede matematiske forkundskaber.

Bogen benyttes også som en del af pensum i uddannelsen af Dansk Dekommissionerings helsefysikere samt inden for andre områder af den helsefysiske undervisning i Dansk Dekommissionering. Dele af bogen kan med fordel anvendes ved undervisning i helsefysik på gymnasier og universiteter.

2 Atomernes verden

Z	Atomnummer - grundstofnummer. Antallet af protoner i en atomkerne kaldes atomnummeret, og det betegnes Z. Atomnummeret angiver også kernens samlede positive ladning målt i elementarladninger.
N	Neutrontal. Antallet af neutroner i en atomkerne kaldes neutrontallet, og det betegnes N.
A	Atomvægt eller massetal. Antallet af nukleoner (protoner + neutroner) i kernen kaldes nukleontallet, og det betegnes A. Da A tilnærmelsesvis er størrelsen af massen, når denne måles i atommasseenheder, kaldes A også for massetallet eller atomvægten ($A = Z + N$).
u	Atommasseenhed. Massen af atomer angives lettest i atommasseenheden, u. Betegnelsen stammer fra det engelske ord <u>u</u> nit, der betyder enhed. Størrelsen af 1 u er defineret som $1/12$ af massen af et kulstof 12 atom. Herved bliver $1 \text{ u} = 1,66057 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$. Massen af protonen og neutronen er ca. 1 u, mens elektronens masse er 0,00055 u.
e	Elementarladning. Elementarladningen, e, er den mindste enhed af elektrisk ladning, der kan eksistere selvstændigt. Elementarladningen er $1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ (coulomb). En elektron har én negativ og en proton én positiv elementarladning. Hvis en elektron bevæges igennem et spændingsfald på 1 volt modtager den en energi på 1 eV (elektronvolt), der er lig med $1,602 \cdot 10^{-19} \text{ joule}$.
$\frac{A}{Z}X$	Nuklid. Den enkelte atomtype (kerneopbygning) med et bestemt antal protoner og neutroner i kernen kaldes for en <i>nuklid</i> . En nuklid angives ved at skrive grundstofsymbolet, X, og i øverste venstre hjørne af dette at skrive nuklidens massetal, A. Atomnummeret, Z, kan eventuelt anføres i nederste venstre hjørne af grundstofsymbolet.
$\frac{A}{Z}X$	Isotop. Hvis to nuklider har samme atomnummer, Z, men forskelligt massetal, A, kaldes de isotoper af grundstoffet X. De får derfor den samme placering i Det Periodiske System.

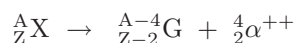
$N_A = 6,022141 \cdot 10^{23}$ atomer/mol **Avogadros tal.** Tallet angiver antallet af atomer (molekyler) pr. mol. En nuklid, A_ZX , med massetallet eller atomvægten, A , vejer A gram pr. mol.

$$\frac{N_A}{A}$$

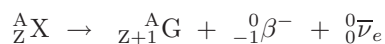
Antal atomer i ét gram af en nuklid.

Da antallet af atomer pr. mol af en given nuklid, A_ZX , med atomvægten A er lig med Avogadros tal, N_A , og vægten af denne nuklid er A gram pr. mol, beskriver forholdet N_A/A antallet af atomer pr. gram af denne nuklid. Eksempel: 1 gram brint (1_1H) og 238 gram uran (${}^{238}_{92}U$) indeholder begge N_A atomer, men ${}^{238}_{92}U$ indeholder langt færre atomer pr. gram, fordi uran-atomerne er meget større end brint-atomerne.

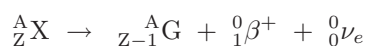
3 Spontane kerneomdannelser



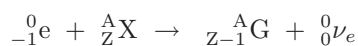
α -henfald. Ved udsendelse af en α -partikel omdannes atomkernen af et givet grundstof, X, til en ny kerne af grundstoffet, G, der har to protoner og to neutroner færre i kernen. Den nye atomkerne får derfor et massetal, A, der er fire mindre, og et atomnummer, Z, der er to mindre, end før omdannelsen.



β^- -henfald. Ved β^- -henfaldet omdannes en neutron (n) i kernen til en proton (p), en β^- -partikel og en anti-elektron-neutrino ($\bar{\nu}_e$). Protonen forbliver i kernen, mens β^- -partiklen og anti-neutrinoen udsendes fra kernen. Herved er kernen af et givet grundstof, X, blevet til en ny kerne med samme massetal, A, som den oprindelige kerne, men af et grundstof, G, der er ét atomnummer, Z, større, end før omdannelsen.



β^+ -henfald. Ved β^+ -henfaldet omdannes en proton (p) i kernen til en neutron (n), en β^+ -partikel og en elektron-neutrino (ν_e). Neutronen forbliver i kernen, mens β^+ -partiklen og neutrinoen udsendes fra kernen. Herved er kernen af et givet grundstof, X, blevet til en ny kerne, der har det samme massetal, A, som før omdannelsen, men af et grundstof, G, der er ét atomnummer, Z, mindre, end før omdannelsen.



Electron Capture (EC) (elektronindfangning). Ved EC-henfald indfanger kernen en elektron (e) fra elektronskyen uden om kernen. Denne elektron omdannes sammen med en proton i kernen til en neutron under udsendelse af en neutrino fra kernen. Atomkernen af et givet grundstof, X, bliver ved EC-henfaldet omdannet til en kerne af et grundstof, G, der er ét atomnummer, Z, lavere, men massen af kernen, A, er ikke ændret.

λ

Henfaldskonstant. Omdannelse af en ustabil atomkerne er en stokastisk (tilfældig) proces. Det betyder, at der for den enkelte atomkerne er en given konstant sandsynlighed for omdannelse pr. tidsenhed, λ . Denne sandsynlighed er uafhængig af omgivelsernes tryk, temperatur og af kernens alder. λ kaldes for henfaldskonstanten. SI-enheden for henfaldskonstanten er s^{-1} .

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

$$Q = \lambda \cdot N$$

$$N(t_2) = N(t_1) \cdot e^{-\lambda \cdot (t_2 - t_1)}$$

$$Q(t_2) = Q(t_1) \cdot e^{-\lambda \cdot (t_2 - t_1)}$$

$$Q(t) = Q_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}$$

$$S_m = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}} \cdot \frac{N_A}{A}$$

$$S_v = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}} \cdot \frac{\rho \cdot N_A}{A}$$

$$Q_A(t) = Q_{A_0} \cdot e^{-\lambda_A \cdot t}$$

$$Q_B(t) = \frac{\lambda_B \cdot Q_{A_0}}{\lambda_B - \lambda_A} \cdot (e^{-\lambda_A \cdot t} - e^{-\lambda_B \cdot t})$$

$$\frac{Q_B(t)}{Q_A(t)} = \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \cdot (1 - e^{-(\lambda_B - \lambda_A) \cdot t})$$

Halveringstid. Den tid der forløber, indtil antallet af atomer af en given radionuklid er halveret. Sammenhængen mellem halveringstiden, $T_{1/2}$, og henfaldskonstanten, λ , for en given radionuklid er: $\lambda \cdot T_{1/2} = \ln(2)$.

Aktiviteten i N radioaktive atomer. Aktiviteten i N radioaktive atomer af en given radionuklid beregnes som produktet af henfaldskonstanten, λ , for nukliden og antallet af radioaktive atomer, N . Da aktiviteten skal angives i becquerel (Bq), skal henfaldskonstanten, λ , indsættes i enheden s^{-1} .

Henfaldsloven for radioaktive atomer. Antallet af radioaktive atomer, N , henfalder eksponentielt med tiden. Da aktiviteten, Q , er lig med produktet af henfaldskonstanten, λ , og antallet af radioaktive atomer, N , henfalder aktiviteten, Q , også eksponentielt med tiden. For $t_1 = 0$ og $Q(t_1 = 0) = Q_0$ kan henfaldsloven i dette specialtilfælde udtrykkes ved $Q(t)$ og Q_0 .

Specifik aktivitet. Den nuklidspecifikke aktivitet, S , af en given radionuklid er defineret som aktiviteten af nukliden pr. masseenhed, S_m , eller pr. volumenenhed, S_v , af det *aktive* materiale. Den totale aktivitet fås ved at gange den massespecifikke aktivitet med massen af det *aktive* materiale og den volumenspecifikke aktivitet med volumenet af det *aktive* materiale. N_A er her Avogadros tal.

Henfaldskæder. Betragt en henfaldskæde med tre led, hvor A-atomer henfalder til B-atomer, der igen henfalder til stabile C-atomer ($A \rightarrow B \rightarrow C$). Lad der til tiden $t = 0$ kun være A-atomer. Umiddelbart efter tiden $t = 0$ vil antallet af B-atomer øges pga. henfald af A-atomer. Denne opvoksning vil dog stoppe, i takt med at antallet af A-atomer falder, og at B-atomerne henfalder til C-atomer. Når tiden bliver meget større end halveringstiden for både A- og B-atomerne, vil antallet af A- og B-atomer være tæt på nul, da disse atomer alle er henfaldet, mens antallet af C-atomer vil være næsten lig med det oprindelige antal af A-atomer, N_{A_0} .

$$\frac{Q_B}{Q_A} = \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \approx 1$$

Henfaldskæder i ligevægt. Når henfaldskonstanten, λ_B , for datterproduktet B, i en henfaldskæde er meget større end henfaldskonstanten, λ_A , for moderproduktet A, og når $\lambda_B \cdot t \gg 1$, bliver $Q_A = Q_B$. Det betyder, at der henfalder et B-atom, hver gang der henfalder et A-atom. Denne situation kaldes *sekular* ligevægt.

4 Ioniserende strålings vekselvirkning med stof

Lineær stoppeevne for tunge, ladede partikler. Den lineære stoppeevne, S , for tunge, ladede partikler beskriver energitabet pr. længdeenhed af partiklens bane i materialet.

$$S \cong 0,31 \cdot \frac{Z_{\text{eff}} \cdot z^2 \cdot \rho}{A_{\text{eff}} \cdot \beta^2} \cdot \left(13,84 + \ln \left(\frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \right) - \beta^2 - \ln(I) \right)$$

Z_{eff} er det effektive atomnummer af atomerne i stoffet, A_{eff} er det effektive massetal for atomerne i stoffet (g/mol), ρ er massefylden af stoffet (g/cm³), I er den gennemsnitlige energi til excitation eller ionisation i stoffet (eV), z er antallet af elementarladninger på partiklen, $\beta = \sqrt{1 - (1/(E_b/E_0 + 1))^2}$ og E_b og E_0 er henholdsvis partiklens bevægelsesenergi og hvileenergi i samme energienhed. Enheden for den lineære stoppeevne, S , bliver MeV/cm. *Masse-stoppeevnen*, S/ρ , i enheden MeV·cm²/g, er et makroskopisk tværsnit, der fås ved division med ρ på begge sider af lighedstegnet.

Lineær kollisions-stoppeevne for elektroner og positroner. Den lineære kollisions-stoppeevne for elektroner og positroner, S_k , beskriver energitabet pr. banelængdeenhed, der skyldes ionisering og excitation.

$$S_k \cong \frac{0,1535 \cdot Z_{\text{eff}} \cdot \rho}{A_{\text{eff}} \cdot \beta^2} \cdot \left(\ln \left(\frac{\tau^2 \cdot (\tau + 2)}{2 \cdot (I/511000)^2} \right) + 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2/8 - (2 \cdot \tau + 1) \cdot \ln(2)}{(\tau + 1)^2} \right)$$

Z_{eff} er det effektive atomnummer af atomerne i stoffet, A_{eff} er det effektive massetal for atomerne i stoffet (g/mol), ρ er massefylden af stoffet (g/cm³), I er den gennemsnitlige energi til excitation eller ionisation i stoffet (eV), $\tau = E_b/E_0$, hvor E_b og E_0 er henholdsvis elektronens bevægelsesenergi og hvileenergi, og $\beta^2 = 1 - (1/(\tau + 1))^2$. Enheden for den lineære kollisions-stoppeevne, S_k , bliver MeV/cm. *Masse-kollisions-stoppeevnen*, S_k/ρ , i enheden MeV·cm²/g, er et makroskopisk tværsnit, der fås ved division med ρ på begge sider af lighedstegnet.

$$S_{bs} \cong 0,35 \cdot \frac{Z_{\text{eff}}^2 \cdot \rho}{A_{\text{eff}}} \cdot (E_b + 0,511) \cdot f(E_b, Z_{\text{eff}})$$

Lineær bremsestrålings-stoppeevne for elektroner og positroner. Den lineære bremsestrålings-stoppeevne for elektroner og positroner, S_{bs} , beskriver energitabet pr. banelængdeenhed, der skyldes omdannelse af bevægelsesenergi til bremsestråling (bremsestrålingstab).

Z_{eff} er det effektive atomnummer af atomerne i stoffet, A_{eff} er det effektive massetal for atomerne i stoffet (g/mol), ρ er massefylden af stoffet (g/cm³), E_b er elektronens bevægelsesenergi (MeV), og $f(E_b, Z_{\text{eff}})$ er en svagt varierende funktion af E_b og Z_{eff} . For bevægelsesenergier op til 1 MeV kan værdien af f tilnærmet sættes til 5, mens den er ca. 12 ved 10 MeV og ca. 15 ved 100 MeV.

Enheden for den lineære bremsestrålings-stoppeevne, S_{bs} , bliver keV/cm. *Masse-bremsestrålings-stoppeevnen*, S_{bs}/ρ , i enheden keV cm²/g, er et makroskopisk tværsnit, der fås ved division med ρ på begge sider af lighedstegnet.

Rækkevidde for tunge, ladede partikler i luft. Rækkevidden af α -partikler i luft, $R_{\alpha, \text{luft}}(E_\alpha)$, afhænger af begyndelsesværdien af α -partiklens bevægelsesenergi, E_α .

$$R_{\alpha, \text{luft}}(E_\alpha) = \begin{cases} 0,56 \cdot E_\alpha & \text{for } E_\alpha \leq 4 \text{ MeV} \\ 1,24 \cdot E_\alpha - 2,64 & \text{for } 4 \text{ MeV} < E_\alpha < 8 \text{ MeV} \end{cases}$$

Rækkevidden får enheden cm, når energien indsættes i MeV.

$$R_{\alpha, \text{stof}}(E_\alpha) = \frac{0,56 \cdot A^{1/3} \cdot R_{\alpha, \text{luft}}(E_\alpha)}{\rho}$$

Rækkevidde for tunge, ladede partikler i stof. Rækkevidden af α -partikler i stof, $R_{\alpha, \text{stof}}(E_\alpha)$, afhænger af begyndelsesværdien af α -partiklens bevægelsesenergi, E_α . A er her massetallet (eventuelt det effektive massetal) for materialets atomer, og ρ er massefylden af materialet i mg/cm³. Rækkevidden får enheden cm, når energien indsættes i MeV.

$$Z_{\text{eff}} = \frac{\sum_i f_i \cdot Z_i^2}{\sum_i f_i \cdot Z_i}$$

Effektivt atomnummer for forbindelser og blandinger ved bremsestrålingsproduktion. Det effektive atomnummer, Z_{eff} , for en kemisk forbindelse eller en blanding af stoffer beregnes ud fra den relative forekomst, f_i , af det samlede antal atomer i forbindelsens eller blandingens atomer med atomnummer, Z_i .

$$f \cong 3,5 \cdot 10^{-4} \text{ MeV}^{-1} \cdot Z \cdot E_{\beta, \text{max}}$$

Bremsestrålingsproduktion. Brøkdelen, f , af β -partiklers bevægelsesenergi, der omdannes til bremsestråling ved fuldstændig nedbremsning af β -partikler med maksimalenergien, $E_{\beta, \text{max}}$, i et materiale med atomnummer, Z .

$$Z_{\text{eff}} = \left(\sum_i f_i \cdot Z_i^n \right)^{\frac{1}{n}}$$

Effektivt atomnummer for forbindelser og blandinger ved fotonvekselvirkning. Det effektive atomnummer, Z_{eff} , for en kemisk forbindelse eller en blanding af stoffer beregnes ud fra den relative forekomst, f_i , af det samlede antal atomer i forbindelsens eller blandingens atomer med atomnummer, Z_i .

For den kemiske forbindelse vand (H_2O) er antallet af H-atomer med atomnummer 1 lig med 2, og antallet af O-atomer med atomnummer 8 lig med 1. Værdien af f_i bliver da henholdsvis $2/3$ (H) og $1/3$ (O). Værdien af n afhænger af, hvilken størrelse, der skal bestemmes. n er værdien af den potens af atomnummeret, Z , der indgår i det fotontværsnit, der skal beregnes (se nedenfor).

Er der f.eks. tale om det mikroskopiske tværsnit for pardannelse (se nedenfor), der er proportional med Z^2 , bliver det effektive atomnummer for vand: $Z_{\text{eff}} = [(2/3) \cdot 1^2 + (1/3) \cdot 8^2]^{1/2} = 4,69$.

Det mikroskopiske tværsnit for den fotoelektriske effekt (se nedenfor) er proportional med Z^4 . Det effektive atomnummer for vand bliver da: $Z_{\text{eff}} = [(2/3) \cdot 1^4 + (1/3) \cdot 8^4]^{1/4} = 6,08$. Det effektive massetal, A_{eff} , beregnes efter den samme metode.

$$\sigma_f \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^3}$$

Mikroskopisk tværsnit for fotoelektrisk effekt. Tværsnit, σ_f , for vekselvirkning med fotoner ved fotoelektrisk effekt. Tværsnittet afhænger af fotonenergien, E_γ (skal indsættes i enheden MeV), og atomnummeret, Z , for det materiale, fotonerne vekselvirker med. Parameteren, n , har en værdi i intervallet 4 - 4,6. Enheden for σ_f er m^2/atom .

$$\sigma_c \propto \frac{Z}{E_\gamma}$$

Mikroskopisk tværsnit for comptonspredning. Tværsnittet, σ_c , for vekselvirkning med fotoner ved comptonspredning. Tværsnittet afhænger af fotonenergien, E_γ (skal indsættes i enheden MeV), og atomnummeret, Z , for det materiale, fotonerne vekselvirker med. Enheden for σ_c er m^2/atom .

$$\sigma_p \propto Z^2 \cdot (E_\gamma - 1,02 \text{ MeV})$$

Mikroskopisk tværsnit for pardannelse.

Tværsnittet, σ_p , for vekselvirkning med fotoner ved pardannelse. Tværsnittet afhænger af fotonenergien, E_γ (skal indsættes i enheden MeV), og atomnummeret, Z , for det materiale, fotonerne vekselvirker med. Fotonenergien skal være større end 1,02 MeV, før vekselvirkningen kan finde sted. Enheden for σ_p er m^2/atom .

$$\sigma_{tot} = \sigma_f + \sigma_c + \sigma_p$$

Total tværsnit for foton-vekselvirkning.

Summen af de mikroskopiske tværsnit for de enkelte typer af vekselvirkning. Enheden for de mikroskopiske tværsnit er m^2/atom .

$$\mu_m = \sigma_{tot} \cdot \frac{N_A}{A}$$

Masse-dæmpningskoefficient, μ_m . Det makroskopiske tværsnit for alle typer foton-vekselvirkninger benævnes masse-dæmpningskoefficienten med enheden m^2/kg . Det beregnes ud fra det totale mikroskopiske tværsnit, σ_{tot} , og antallet af atomer pr. masseenhed, N_A/A , af stoffet med massetallet, A . N_A er Avogadros tal.

$$\mu = \mu_m \cdot \rho$$

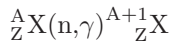
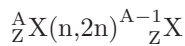
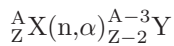
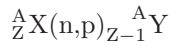
Lineær dæmpningskoefficient, μ . Det makroskopiske tværsnit for alle typer foton-vekselvirkninger kan også udtrykkes ved den lineære dæmpningskoefficient (se kapitel 10) med enheden $(\text{m}^2/\text{kg}) \cdot (\text{kg}/\text{m}^3)$ ($= \text{m}^{-1}$). Den beskriver sandsynligheden for, at en foton vekselvirker pr. længdeenhed i det materiale, den passerer.

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

Den eksponentielle svækkelse af fotoner. Intensiteten af fotoner ved en detektor, I_0 , udsendt fra en foton-kilde, vil blive svækket eksponentielt til intensiteten, $I(x)$, når et absorberende materiale med tykkelsen, x , placeres mellem kilde og detektor. Compton-spredte fotoner, der rammer detektoren, er *ikke* inkluderet i intensiteten, $I(x)$. Bidraget fra compton-spredte fotoner ved detektoren beskrives ved build-up faktoren, B (se kapitel 10).

$$\Delta E = E_0 \cdot \left(1 - \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 \right)$$

Neutronspredning. Hurtige og epitermiske (intermediære) neutroner mister energi ved sammenstød med atomer. ΔE er den maksimale energi, en neutron med energien, E_0 , kan miste ved et sammenstød med et atom med massetallet A .



Neutronabsorption. Neutroner kan absorberes i atomkerner (X), som exciteres og henfalder under udsendelse af følgende partikler:

- én proton (n,p)
- én α -partikel (n, α)
- to neutroner (n,2n)
- én foton (n, γ)

Tværsnittet afhænger af neutronenergien. For termiske neutroner er tværsnittet for (n, α)-, (n,p)- og (n,2n)-processerne typisk i millibarn-området og for (n, γ)-processen typisk i barn-området.

$$Q = m \cdot \frac{N_A}{A} \cdot NF \cdot \sigma_a \cdot \varphi \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T})$$

Induceret aktivitet. Når en neutron absorberes i en atomkerne, bliver den nye kerne ofte radioaktiv, f.eks. ${}^{59}\text{Co}(n,\gamma){}^{60}\text{Co}$. Den inducerede aktivitet, Q , i en neutronbestrålet masse, m , over tiden, T , af et grundstof, der indeholder brøkdelen NF (naturlig forekomst) af den bestrålede nuklid med massetallet, A , kan beregnes, når absorptionstværsnittet, σ_a , og den termiske neutronfluencehastighed, φ , kendes. Når bestrålingstiden, T , bliver meget større end $1/\lambda$, opnås maksimal aktivitet (mætningsaktivitet).

$$\Sigma = \sigma_{tot} \cdot \frac{N_A}{A} \cdot \rho$$

Makroskopisk tværsnit for neutron-vekselvirkning. Det makroskopiske tværsnit, Σ , for alle typer af vekselvirkninger beregnes ud fra det totale mikroskopiske tværsnit, σ_{tot} ($\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \dots$) og antallet af atomer pr. m^3 , $(N_A/A) \cdot \rho$. Det har enheden m^{-1} , og det svarer til den lineære dæmpningskoefficient, μ , for fotoner. Det beskriver sandsynligheden for, at en neutron vekselvirker pr. længdeenhed i det materiale, den passerer.

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\Sigma x}$$

Den eksponentielle svækkelse af neutroner. Neutroner svækkes ligesom fotoner eksponentielt gennem forskellige materialer. Intensiteten af neutroner ved en detektor, I_0 , udsendt fra en neutronkilde, vil blive svækket eksponentielt til intensiteten, $I(x)$, når et absorberende materiale med tykkelsen, x , placeres mellem kilde og detektor. Ligesom for fotoner kan der komme bidrag fra spredte neutroner til intensiteten, $I(x)$.

5 Strålingsfelter og strålingsdoser - begreber og enheder

$$\varphi(r) = A \cdot \frac{y}{4\pi r^2}$$

Fluencehastighed omkring en punktkilde. Kilden har en styrke på A (Bq). Størrelsen y er fotonudbyttet (fotoner pr. henfald). Formlen for fluencehastigheden i afstanden, r , forudsætter, at ingen fotoner absorberes undervejs. Formlen kan også anvendes til beregning af fluencehastigheden fra en punktformig β -kilde, dog med begrænset gyldighed for afstanden r , fordi β -partikler vekselvirker kraftigt med luft. Fotonudbyttet skal da erstattes af β -partikel-udbyttet, p , i β -partikler pr. henfald.

$$\begin{aligned}\dot{K} &= \varphi \cdot E \cdot \frac{\mu_{tr}}{\rho} \\ &= \varphi \cdot F\end{aligned}$$

Kermahastighed fra neutroner og fotoner. Kermahastigheden, \dot{K} , fra monoenergetiske fotoner og neutroner beregnes ud fra fluencehastigheden, φ , partikelenergien, E , og masse-energi-overførselskoefficienten, μ_{tr}/ρ for det betragtede stof. Produktet $E \cdot \mu_{tr}/\rho$ kaldes kermafactoren, der er vist i tabellerne 2 og 3 i kapitel 5 for henholdsvis monoenergetiske neutroner og fotoner.

$$\dot{D} = \varphi \cdot E \cdot \frac{\mu_{en}}{\rho}$$

Absorberet dosishastighed fra fotoner. Ved ladet partikelligevægt (ladningsligevægt) i et bestrålet materiale kan den absorberede dosishastighed fra monoenergetiske fotoner beregnes ud fra fluencehastigheden, fotonenergien og masse-energi-absorptionskoefficienten for det bestrålede materiale, μ_{en}/ρ .

$$\dot{K} \cong \dot{D}$$

Kermahastighed og absorberet dosishastighed. Ved ladet partikelligevægt (ladningsligevægt) i et bestrålet volumen er den samlede energi af de frigjorte ladede partikler, der trænger ind i volumenet lig med den samlede energi af de ladede partikler, der forlader volumenet. I disse tilfælde er kerma/kermahastighed og absorberet dosis/absorberet dosishastighed lige store.

$$\dot{D} = \varphi \cdot \frac{S}{\rho}$$

Absorberet dosishastighed fra elektroner. For direkte ioniserende stråling som elektroner er den absorberede dosishastighed i et strålingsfelt givet ved produktet af partikelfluencehastigheden, φ , og masse-stoppeevnen, S/ρ . I tabel 6 i kapitel 5 er der angivet værdier af S/ρ for elektroner i væv.

$$RBE_R(p) = \frac{D_{ref}(p)}{D_R(p)}$$

$$RBE_{R, \text{stokastisk}} \approx w_R$$

$$H_{T,R} = w_R \cdot \overline{D}_{T,R}$$

$$\begin{aligned} w_T &= \frac{r_T}{\sum_T r_T} \\ &= \frac{r_T}{r_{\text{helkrop}}} \end{aligned}$$

Relativ biologisk effektivitet. Den relative biologiske effektivitet (RBE) af forskellige strålingstyper, eksempelvis α - eller neutronstråling, beskriver, hvor effektiv denne strålingstype er til at frembringe en biologisk skade i forhold til en referencestråling (røntgen- eller γ -stråling).

$D_R(p)$ og $D_{ref}(p)$ er den absorberede dosis for henholdsvis strålingstype, R , og referencestrålingen, der begge med sandsynligheden, p , frembringer den samme effekt, dvs. en biologisk skade af både samme type og samme alvor ved givne strålingsudsættelser. RBE er defineret for både deterministiske og stokastiske skader af forskellig art. RBE er større end eller lig med 1.

Strålingsvægtfaktor. Strålingsvægtfaktorer anvendes for stokastiske skader. De er fremkommet ved en syntese af mange RBE-værdier. Strålingsvægtfaktorerne anvendes til beregning af ækvivalent dosis, der kun kan bruges til at vurdere risikoen for stokastiske skader.

Ækvivalent dosis. Sammenhængen mellem en eventuel strålingsskade og den absorberede middeldosis, \overline{D} , er ikke entydig. Den absorberede dosis skal derfor vægtes eller modificeres med strålingsvægtfaktoren, w_R , for den pågældende strålingstype, R , når det drejer sig om risikoen for stokastiske skader som følge af lave doser. Denne modificerede absorberede dosis, som kaldes ækvivalent dosis, H , beskriver bedre risikoen for en senskade, end den absorberede dosis gør alene.

Væsvægtfaktor. Kroppens organer har forskellig strålingsfølsomhed mht. udvikling af stokastiske skader i form af kræftsygdomme og genetiske skader. Sandsynligheden for en senskadevirkning pr. ækvivalent dosisenhed kan beskrives ved vægtfaktorerne, w_T , for organer eller væv, T (tissue), og risikoen fra en helkropsbestråling, r_{helkrop} , som $w_T \cdot r_{\text{helkrop}}$.

Summen af risikofaktorerne for organerne, r_T , er lig med risikofaktoren for en homogen helkropsbestråling, r_{helkrop} , fordi alle organer ved en sådan bestråling stort set er lig med helkropsdosen.

$$\begin{aligned}
 E &= H_1 \cdot w_1 + H_2 \cdot w_2 + \dots \\
 &= \sum_T H_T \cdot w_T
 \end{aligned}$$

Effektiv dosis. Hvis bestrålingen af kroppens organer er inhomogen, som det vil være tilfældet ved de fleste interne bestrålinger fra indtagne radionuklider (og for visse eksterne bestrålinger), er det nødvendigt med yderligere en størrelse for at angive den samlede risiko fra bestrålingen. Til dette formål har ICRP defineret regnestørrelsen *effektiv dosis*, E .

Effektiv dosis er defineret som summen af produkterne af ækvivalent dosis til de enkelte organer, H_T , og deres respektive vævsvægtfaktorer, w_T (tabel 10 i kapitel 5). Hvis organerne alene bestråles internt eller bestråles samtidigt både internt og eksternt, er der tale om en *committet effektiv dosis*, $E(50)$.

$$S = \sum_{i=1}^N E_i$$

Kollektiv dosis. Den kollektive dosis, S , til en gruppe personer, N , er defineret som summen af de enkelte personers individdoser, E_i , (effektive doser). Den kollektive dosis kan bruges til at beregne den gennemsnitlige individdosis, $\bar{E} = S/N$.

6 Eksterne og interne strålingsdoser

$$\dot{H}_\gamma(r) = \Gamma \cdot \frac{A}{r^2} \left[\frac{\text{Gy} \cdot \text{m}^2}{\text{h} \cdot \text{Bq}} \right]$$

Gamma-konstanten, Γ . Beregning af ækvivalent-dosishastigheden til hele kroppen fra en punktformet radionuklid med aktiviteten, A , der udsender γ -fotoner, og som befinder sig i afstanden, r , fra personen. Formlen kan også bruges til at beregne kermahastigheden, \dot{K}_γ , den absorberede dosishastighed, \dot{D}_γ , eller eksponeringshastigheden, \dot{X} , i luft, afhængig af værdi og enhed for Γ .

Gamma-konstanten, Γ , udtrykker derfor ækvivalent-dosishastigheden (eller - afhængig af værdi og enhed - kermahastigheden, den absorberede dosishastighed eller eksponeringshastigheden i luft) i 1 meters afstand fra 1 Bq. I tabel 2 i kapitel 6 angiver gamma-konstanten *eksponeringshastigheden* i luft fra 1 Bq i en afstand på 1 meter fra nukliden (1 R (i luft) \approx 0,01 Gy (i luft) \approx 0,01 Sv (i væv)).

$$\dot{D}_\beta(r) = B(r) \cdot \frac{A}{r^2} \left[\frac{\text{Gy} \cdot \text{m}^2}{\text{h} \cdot \text{Bq}} \right]$$

Beta-dosishastighedsfunktionen, $B(r)$. Beregning af den absorberede β -dosishastighed i luft fra en punktformet radionuklid med aktiviteten, A , der udsender β -partikler, og som befinder sig i afstanden, r , fra målepunktet. Formlen kan ikke bruges for afstande, der er større end β -partiklernes rækkevidde i luft. Beta-dosishastighedsfunktionen er vist på figur 5 i kapitel 6 for en række β -emittere.

$$\dot{H}_\beta = \dot{h}_\beta \cdot q$$

Dosis fra forurenede hud. Hud, der er kontamineret med β -aktive stoffer, udsættes for usvækket β -stråling som følge af den tætte kontakt. Tabel 3 i kapitel 6 indeholder værdier af ækvivalent-dosishastigheden, \dot{h}_β , til det følsomme hudlag pr. overfladekoncentration, q .

$$\dot{D}_\beta \approx 6 \cdot 10^{-14} \frac{\text{Gy}}{\text{s}} \cdot \frac{\text{m}^3}{\text{Bq}} \cdot \frac{\text{dis}}{\text{MeV}} \cdot C \cdot \sum_i \bar{E}_{\beta,i} \cdot p_i$$

Beta-dosishastighed fra ophold i forurenede luft. Hvis man er omgivet af radioaktivt forurenede luft, bestråles legemet fra alle sider. Den resulterende absorberede dosishastighed fra β -strålingen, \dot{D}_β , er en øje- og huddosishastighed.

C er aktivitetsskoncentrationen, \bar{E}_β er middelenergien pr. β -partikel, og p er antallet af β -partikler pr. henfald.

$$\dot{D}_\gamma \approx 6 \cdot 10^{-14} \frac{\text{Gy}}{\text{s}} \cdot \frac{\text{m}^3}{\text{Bq}} \cdot \frac{\text{dis}}{\text{MeV}} \cdot C \cdot \sum_i E_{\gamma,i} \cdot y_i \cdot (1 - e^{-\mu_i \cdot R})$$

eller

$$\dot{D}_\gamma \cong 1800 \text{ m} \cdot C \cdot \Gamma \cdot (1 - e^{-\bar{\mu} \cdot R})$$

Gamma-dosishastighed fra ophold i forurennet luft. Hvis man er omgivet af radioaktivt forurennet luft, bestråles legemet fra alle sider. Den resulterende absorberede dosishastighed fra γ -strålingen, \dot{D}_γ , er en helkropsdosishastighed, der afhænger af volumenstørrelsen.

Formlerne gælder for en sky med endelig udstrækning, der kan tilnærmes med en halvkugle med radius, R . Størrelsen μ_i er her den lineære dæmpningskoefficient (se kapitel 10), der for fotonenergier på 0,5 - 1 MeV kan sættes til $0,01 \text{ m}^{-1}$. Hvis $\mu_i \cdot R \gg 1$ (og $\bar{\mu} \cdot R \gg 1$), er der tale om en såkaldt halv-“uendelig sky”.

C er aktivitetskoncentrationen i Bq/m^3 , E_γ er energien i MeV/foton, y er antallet af fotoner pr. henfald, Γ er kermahastighedskonstanten i $\text{Gy} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{Bq}^{-1}$, og $\bar{\mu}$ er middelværdien af den lineære dæmpningskoefficient over de i indgående fotonenergier og -udbytter.

Tilbageholdelsesberegninger

$$m_0, m(t), q_0, q(t), R(t)$$

Udskillelsesberegninger

$$m_0, q_0, U_m(t), U(t), Y(t), C_u(t), u, F_u$$

Parametre til intern dosimetri. Beregningen af interne doser omfatter:

- m_0 er masseindtaget til tiden $t = 0$ (g)
- $m(t)$ er indholdet i kroppen til tiden t efter indtaget (g)
- q_0 er aktivitetsindtaget til tiden $t = 0$ (Bq)
- $q(t)$ er indholdet i kroppen til tiden t efter indtaget (Bq)
- $R(t)$ er tilbageholdelsesfunktionen, der beskriver forholdet mellem kropsindholdet, $m(t)$, til tiden t efter indtaget og indtaget m_0 til tiden $t = 0$
- $U_m(t)$ er udskillelsesraten fra kroppen via alle udskillelsesveje (urin, afføring, sved, udånding) til tiden t efter indtaget (g/d)
- $U(t)$ er udskillelsesraten fra kroppen via alle udskillelsesveje (urin, afføring, sved, udånding) til tiden t efter indtaget (Bq/d)
- $Y(t)$ er udskillelsesfunktionen, der beskriver forholdet mellem udskillelsesraten fra kroppen til tiden t efter indtaget, $U_m(t)$, og indtaget m_0 til tiden $t = 0$ (d^{-1})
- $C_u(t)$ er aktivitetskoncentrationen i urin til tiden t efter indtaget (Bq/l)
- u er den daglige afgivelse af urin (l/d)
- F_u er den brøkdelen af udskillelsesraten fra kroppen, $U(t)$, der sker via urin

$$R(t) = \frac{m(t)}{m_0} \left[\frac{\text{gram}}{\text{gram}} \right]$$

$$R(t) \cdot e^{-\lambda_f \cdot t} = \frac{q(t)}{q_0} \left[\frac{\text{Bq}}{\text{Bq}} \right]$$

Tilbageholdelsesfunktionen, $R(t)$, er et matematisk udtryk for den stofmængde, $m(t)$, der er tilbageholdt i kroppen til et givet tidspunkt efter et indtag, divideret med indtaget m_0 af stoffet til tiden $t = 0$. $R(t)$ kan ofte udtrykkes som en sum af eksponentialfunktioner:

$$R(t) = A_1 \cdot e^{-\lambda_{b1} \cdot t} + A_2 \cdot e^{-\lambda_{b2} \cdot t} + A_3 \cdot e^{-\lambda_{b3} \cdot t} + \dots$$

hvor $\lambda_{b1}, \lambda_{b2}, \lambda_{b3}, \dots$ er biologiske henfaldskonstanter, og A_1, A_2, A_3, \dots er konstanter. Summen af disse konstanter er 1.

Er der tale om radioaktive stoffer, skal der tages hensyn til radioaktivt henfald. Derfor skal $R(t)$ multipliceres med faktoren $e^{-\lambda_f \cdot t}$, når den tilbageholdte aktivitet i kroppen til et givet tidspunkt, $q(t)$, skal beregnes efter et aktivtetsindtag på q_0 til tiden $t = 0$.

$$Y(t) = \frac{U_m(t)}{m_0} \left[\frac{\text{gram/d}}{\text{gram}} = \text{d}^{-1} \right]$$

$$Y(t) \cdot e^{-\lambda_f \cdot t} = \frac{U(t)}{q_0} \left[\frac{\text{Bq/d}}{\text{Bq}} = \text{d}^{-1} \right]$$

Udskillelsesfunktionen, $Y(t)$, er et matematisk udtryk for den stofmængde, $U_m(t)$, der pr. tidsenhed udskilles fra kroppen til et givet tidspunkt efter et indtag, divideret med indtaget m_0 af stoffet til tiden $t = 0$. $Y(t)$ kan ofte udtrykkes som en sum af eksponentialfunktioner:

$$Y(t) = B_1 \cdot e^{-\lambda_{b1} t} + B_2 \cdot e^{-\lambda_{b2} t} + B_3 \cdot e^{-\lambda_{b3} t} + \dots$$

hvor $\lambda_{b1}, \lambda_{b2}, \lambda_{b3}, \dots$ er biologiske henfaldskonstanter, og B_1, B_2, B_3, \dots er konstanter. Disse konstanter kan udtrykkes ved A -konstanterne i den tilhørende tilbageholdelsesfunktion::

$$B_1 = \lambda_{b1} \cdot A_1, \quad B_2 = \lambda_{b2} \cdot A_2, \quad B_3 = \lambda_{b3} \cdot A_3, \dots$$

Summen af B -konstanterne er - modsat summen af A -konstanterne - *ikke* lig med 1.

Jo større B -konstant, jo hurtigere udskillelseshastighed.

Er der tale om radioaktive stoffer, skal der tages hensyn til radioaktivt henfald. Derfor skal $Y(t)$ multipliceres med faktoren $e^{-\lambda_f \cdot t}$, når udskillelseshastigheden fra kroppen til et givet tidspunkt, $U(t)$, skal beregnes efter et aktivtetsindtag på q_0 til tiden $t = 0$.

Tilbageholdelses- og udskillelsesfunktioner for forskellige stoffer. Disse funktioner gælder for grundstoffer uanset om de er radioaktive eller stabile.

Tritieret vand:

$$R(t) = e^{-0,07 \cdot t}$$

$$Y(t) = 0,07 \cdot e^{-0,07 \text{ d}^{-1} \cdot t} \quad [\text{d}^{-1}]$$

Cæsium:

$$R(t) = 0,1 \cdot e^{-0,3465 \text{ d}^{-1} \cdot t} + 0,9 \cdot e^{-0,00693 \text{ d}^{-1} \cdot t}$$

$$Y(t) = 0,03465 \cdot e^{-0,3465 \text{ d}^{-1} \cdot t} + 0,0062 \cdot e^{-0,00693 \text{ d}^{-1} \cdot t} \quad [\text{d}^{-1}]$$

Cobolt:

$$R(t) = 0,5 \cdot e^{-1,386 \text{ d}^{-1} \cdot t} + 0,3 \cdot e^{-0,116 \text{ d}^{-1} \cdot t} + 0,1 \cdot e^{-0,0116 \text{ d}^{-1} \cdot t} \\ + 0,1 \cdot e^{-0,000866 \text{ d}^{-1} \cdot t}$$

$$Y(t) = 0,693 \cdot e^{-1,386 \text{ d}^{-1} \cdot t} + 0,0348 \cdot e^{-0,116 \text{ d}^{-1} \cdot t} + 0,00116 \cdot e^{-0,0116 \text{ d}^{-1} \cdot t} \\ + 0,0000866 \cdot e^{-0,000866 \text{ d}^{-1} \cdot t} \quad [\text{d}^{-1}]$$

$$q_0 = \frac{q(t)}{R(t)} \cdot e^{\lambda_f \cdot t}$$

Bestemmelse af indtag ved helkropsmåling. Måles kropsholdet, $q(t)$, i en helkropstæller til tiden, t , efter et indtag, q_0 , kan dette indtag beregnes ved hjælp af tilbageholdelsesfunktionen, $R(t)$. Faktoren $e^{\lambda_f \cdot t}$ kan udelades, når $\lambda_f \ll \lambda_b$, dvs. når den fysiske halveringstid, T_f , er meget større end den biologiske halveringstid, T_b .

$$q_0 = \frac{C_u(t)}{Y(t)} \cdot \frac{u}{F_u} \cdot e^{\lambda_f \cdot t}$$

Bestemmelse af indtag ved udskillelsesmåling. Måles koncentrationen, $C_u(t)$, af en given nuklid i urinen t dage efter et indtag på q_0 , kan dette indtag beregnes ved hjælp af udskillelsesfunktionen, $Y(t)$, og den daglige urinudskillelse, u . Størrelsen F_u er den brøkdelt, der udskilles via urinen. Faktoren $e^{\lambda_f \cdot t}$ kan udelades, når $\lambda_f \ll \lambda_b$, dvs. når den fysiske halveringstid, T_f , er meget større end den biologiske halveringstid, T_b .

$$C_u(t) = q_0 \cdot Y(t) \cdot \frac{F_u}{u} \cdot e^{-\lambda_f \cdot t}$$

Aktivitetskoncentration i urinprøver. Efter et aktivitetsindtag, q_0 , til tiden $t = 0$ kan aktivitetskoncentrationen, i urin, $C_u(t)$, til tiden, t , efter indtaget beregnes ved hjælp af udskillelsesfunktionen, $Y(t)$, og den daglige urinudskillelse u . Størrelsen F_u er den brøkdelt, der udskilles via urinen. Faktoren $e^{-\lambda_f \cdot t}$ kan udelades, når $\lambda_f \ll \lambda_b$, dvs. når den fysiske halveringstid, T_f , er meget større end den biologiske halveringstid, T_b .

$$q_0 = I \cdot C \cdot T$$

Bestemmelse af indtag ved koncentrationmåling. Måles koncentrationen af en given nuklid i luften, C , kan indtaget ved indånding med indåndingshastigheden, I (1,2 m³/h), i opholdstiden, T , bestemmes som produktet af de tre størrelser.

$$T_e = \frac{T_b \cdot T_f}{T_b + T_f}$$

Effektiv halveringstid. Hvis den fysiske halveringstid, T_f er meget større end den biologiske halveringstid, T_b , bliver $T_e = T_b$. Omvendt, hvis den fysiske halveringstid er meget mindre end den biologiske halveringstid, bliver $T_e = T_f$. Begrebet effektiv halveringstid gælder principielt kun for stoffer med en tilbageholdelsesfunktion med ét led.

$$E(50) = q_0 \cdot e(50)$$

Committet effektiv dosis fra indtag. Den committede effektive dosis, $E(50)$, fra et indtag, q_0 , af en given nuklid beregnes på grundlag af den committede effektive dosis pr. enhedsindtag, $e(50)$, af denne nuklid. Værdier af $e(50)$ er vist i tabel 6 i kapitel 6. Værdier for alle nuklider er indeholdt i Basic Safety Standard (IAEA Safety Series No. 115).

$$E(50) \approx 1 \frac{\mu\text{Sv}}{\text{kBq}/\ell}$$

Sammenhæng mellem begyndelseskoncentration af tritium i urin og committet effektiv dosis. Den committede effektive dosis fra et tritiumindtag er omkring $1 \mu\text{Sv}$ pr. kBq/ℓ tritium, der måles i en urinprøve kort tid efter indtaget.

7 Menneskets strålingsmiljø

$$\dot{E}(h) = 0,030 \cdot e^{a \cdot h + b \cdot h^2 + c \cdot h^3 + d \cdot h^4}$$

[$\mu\text{Sv/h}$]

$$a = 5,48106907000580 \cdot 10^{-1} \text{ [km}^{-1}\text{]}$$

$$b = 4,66044324683478 \cdot 10^{-3} \text{ [km}^{-2}\text{]}$$

$$c = -1,66366069945328 \cdot 10^{-3} \text{ [km}^{-3}\text{]}$$

$$d = 4,14431890109278 \cdot 10^{-5} \text{ [km}^{-4}\text{]}$$

Kosmisk stråling. Den effektive eksterne dosishastighed fra den kosmiske stråling vokser med højden, h , over havoverfladen - tilnærmelsesvis eksponentielt med højden op til 6000 meter. I større højder vokser den effektive dosishastighed lidt mindre end eksponentielt med højden. Den gennemsnitlige effektive dosishastighed under en jetflyrejse kan sættes til $2 \mu\text{Sv/h}$, svarende til den effektive dosishastighed i en højde på 8 km. Højden, h , skal i formelen indsættes i enheden km, og formelen gælder op til en højde på 20 km over havoverfladen.

8 Strålings biologiske virkninger

$$S(D) = e^{-(\alpha \cdot D + \beta \cdot D^2)}$$

Celleoverlevelse. Celleoverlevelse defineres som evnen til vedvarende vækst, dvs. evnen hos en overlevende celle til at danne datterceller. Antallet af overlevende celler i bestrålet væv vil aftage som funktion af stigende dosis. Overlevelsesfunktionen, S (engelsk: survival), for lav-LET stråling kan beskrives ved en eksponentialfunktion. D er her den absorberede dosis, og α og β er konstanter, der afhænger af celletypen.

$$D_{akut} \approx D_{frak} \cdot N^{-a} \cdot T^{-b}$$

Dosis-fraktionering. Når en dosis opdeles i flere korttidsdoser, f.eks. ti korttidsdoser med et døgn mellemrum, taler man om en fraktioneret dosis. Fraktionerede eller udstrakte doser over længere tid er normalt mindre skadelige mht. deterministiske skader end doser af samme størrelse givet over kort tid (akut dosis).

En af de mest brugte formler beskriver forholdet mellem den fraktionerede dosis, D_{frak} , i N fraktioner i løbet af T dage, der giver den samme effekt som den akutte dosis, D_{akut} . Konstanterne a og b afhænger af vævstypen. For tidlige hudreaktioner som erythem er a blevet bestemt til 0,24 og b til 0,11. Formlen anses for at være gyldig for et antal fraktioner på mellem 4 og 30. Tiden, T , skal indsættes i dage.

$$D_{akut} \approx 0,8 \text{ dag} \cdot \dot{D} \cdot T^{0,71}$$

Akut og kontinuerlig bestråling. Kirk har opstillet en formel, der kan tilpasses kontinuerlige helkropsbestrålinger med dosishastigheden, \dot{D} , over tidsrummet T dage, og som giver samme deterministiske skade som en akut dosis, D_{akut} . Tiden, T , skal indsættes i dage.

$$D \approx D_{ref} \cdot \left(\frac{A_{ref}}{A} \right)^{1/6}$$

Bestråling af huden. Alvorligheden af en deterministisk skade til huden fra en given absorberet dosis afhænger primært af størrelsen af det bestrålede hudareal. Hvis det bestrålede areal, A , er lille, skal der en større dosis, D , til for at frembringe en hudskade, end hvis et større areal bliver bestrålet.

D_{ref} er den dosis, som giver en given skadevirkning på et hudareal med størrelsen A_{ref} . Hvis eksempelvis en huddosis har medført en given skade på et bestrålet hudareal på 100 cm², skulle dosis have været 1,5 gange så stor for at give den samme skade på et 10 cm² hudareal på samme sted.

9 Systemet for strålingsbeskyttelse

$$\alpha = BNPP \cdot R \cdot L$$

Omkostning pr. sparet kollektiv dosisenhed, α . Kan bestemmes på grundlag af risikofaktoren, R ($\approx 0,05$ cancerdødsfald/Sv), og det forventede levetidstab pr. cancerdødsfald, L (omkring 15 år/cancerdødsfald i gennemsnit). Det gennemsnitlige levetidstab, l , pr. dosisenhed er givet ved $l = R \cdot L$ med en værdi på omkring 1 år/Sv. En mulig værdi af α kan beregnes, hvis samfundet vil ofre, hvad der svarer til bruttonationalproduktet pr. person pr. år, $BNPP$, til at undgå et statistisk levetidstab på 1 år.

$$Y = \alpha \cdot S$$

Dosisomkostning. Omkostningen, Y , af den forventede skadevirkning af den kollektive dosis, S , i form af tabte leveår kan beregnes som produktet af den kollektive dosis og omkostningen pr. sparet kollektiv dosisenhed, α .

$$\dot{Q} = \frac{0,02 \text{ Sv/år}}{e(50)}$$

Sekundær grænseværdi. Når radioaktive stoffer indtages i organismen enten via indånding, via munden eller via huden, vil dosisgrænsen for effektiv dosis på 0,02 Sv/år være overholdt, hvis det årlige indtag er mindre end \dot{Q} Bq/år. Dosisgrænsen er den primære grænseværdi, og \dot{Q} er den sekundære grænseværdi. Størrelsen, $e(50)$, er den committede effektive dosis pr. enhedsindtag via den givne indtagsvej (indånding eller oralt).

$$\begin{aligned} DAC &= \frac{0,02 \text{ Sv/år}}{e(50) \cdot L} \\ &= \frac{\dot{Q}}{L} \end{aligned}$$

Afledt luftkoncentration, DAC . Af dosisgrænsen for effektiv dosis kan man beregne den luftkoncentration, der - hvis man opholder sig i denne i et helt arbejdsår på 2000 timer (≈ 50 uger á 40 timer/uge) - ville medføre et samlet indtag ved indånding, der ville give en committed, effektiv dosis lig med dosisgrænsen for den effektive dosis på 0,02 Sv/år.

Over et helt arbejdsår indåndes en samlet luftmængde, L , på 2400 m³/år. Hvis DAC-værdien således *ikke* overskrides over et helt arbejdsår, sikrer man, at dosisgrænsen ikke overskrides.

$$T \leq 2000 \cdot \frac{DAC}{C}$$

Vurdering af opholdstid i forhold til dosisgrænse. For at sikre at dosisgrænsen for effektiv dosis ikke overskrides, skal denne relation mellem opholdstid, T , og luftkoncentration, C , overholdes. Eksempelvis vil dosisgrænsen ikke overskrides, hvis man opholder sig i en luftkoncentration, C , af en given radionuklid på $1 \times DAC$ i 2000 h/år eller $10 \times DAC$ i 200 h/år.

10 Strålingsafskærmning

$$R \approx \frac{a \cdot \sqrt{E_\alpha} + k \cdot (E_\alpha)^n}{\rho}$$

Rækkevidde for α -partikler. Rækkevidden, R , for α -partikler i et stof kan tilnærmet udtrykkes ved hjælp af α -energien, E_α , massefylden, ρ og konstanter a , k og n , der afhænger af det stof, α -partiklerne gennemtrænger. Energien, E_α , og massefylden, ρ , skal i formlen indsættes i henholdsvis MeV og g/cm^3 . Værdier af disse konstanter er givet i tabel 1 i kapitel 10 for forskellige materialer.

$$R \approx \frac{k \cdot (E_{\beta,max})^{1,32}}{\rho}$$

Rækkevidde for β -partikler. Rækkevidden, R , for β -partikler i et stof kan tilnærmet udtrykkes ved hjælp af den maksimale β -energi, $E_{\beta,max}$, massefylden, ρ og konstanten, k , der afhænger af det stof, β -partiklerne gennemtrænger. Energien, $E_{\beta,max}$, og massefylden, ρ , skal i formlen indsættes i henholdsvis MeV og g/cm^3 . Værdier af konstanten, k , er givet i tabel 2 i kapitel 10 for forskellige materialer.

$$\begin{aligned} f_{\beta, \text{spektrum}} &\approx \frac{Z \cdot E_{\beta,max}}{3000} \\ &\approx \frac{Z \cdot \bar{E}_\beta}{1000} \end{aligned}$$

Bremsestråling fra nedbremsning af β -partikler. Ved fuldstændig nedbremsning af alle β -partiklerne i et materiale med atomnummer Z udsendes brøkdelen, $f_{\beta, \text{spektrum}}$, af β -partiklernes energi som bremsestråling (se kapitel 4). Energien, $E_{\beta,max}$, skal i formlen indsættes i MeV.

$$f_{elek, mono} \approx \frac{Z \cdot E_{elek}}{800}$$

Bremsestråling fra nedbremsning af monoenergetiske elektroner. For monoenergetiske elektroner (elektroner med samme energi) gælder ovenstående ligning ikke. I stedet kan denne tilnærmede ligning anvendes for den brøkdelen, $f_{elek, mono}$, der ved total nedbremsning udsendes som bremsestråling. Energien, E_{elek} , skal i formlen indsættes i MeV.

$$\begin{aligned} \varphi_{brem} &\approx \frac{A}{4 \cdot \pi \cdot r^2} \cdot f_{\beta, \text{spektrum}} \\ &\approx \frac{A}{4 \cdot \pi \cdot r^2} \cdot \frac{Z \cdot E_{\beta,max}}{3000} \end{aligned}$$

Fluencehastighed fra bremsestråling. Forudsættes det, at der for hver β -partikel bliver dannet $f_{\beta, \text{spektrum}}$ bremsestrålingsfotoner, kan fotonfluencehastigheden fra bremsestrålingen beskrives ved dette udtryk. Energien, $E_{\beta,max}$ skal i formlen indsættes i MeV.

$$\frac{\dot{E}_{med}}{\dot{E}_{uden}} = e^{-\mu \cdot x}$$

$$\frac{\dot{E}_{med}}{\dot{E}_{uden}} \simeq B \cdot e^{-\mu \cdot x}$$

$$TF = \frac{\dot{E}_{med}}{\dot{E}_{uden}}$$

$$x_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\mu}$$

$$x_{mid} = \frac{1}{\mu}$$

$$f = 1 - \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2$$

Transmission af kollimeret γ -strålingsfelt. Hvis et snævert og ensrettet (kollimeret) γ -strålingsfelt fra en radioaktiv kilde, der udsender monoenergetiske fotoner, afskærmes med et materiale med tykkelsen, x , kan forholdet mellem den effektive dosishastighed med afskærmning, \dot{E}_{med} , og den effektive dosishastighed uden afskærmning, \dot{E}_{uden} , beskrives ved dette udtryk. Størrelsen μ kaldes den *linære dæmpningskoefficient*, som afhænger af både fotonenergi og afskærmningsmaterialets atomnummer, Z .

Transmission af bredt γ -strålingsfelt. Hvis strålingsfeltet ikke er kollimeret, men bredt eller isotropt, bliver forholdet $\dot{E}_{med}/\dot{E}_{uden}$ større end $\exp(-\mu \cdot x)$. Det skyldes, at fotoner, der vekselvirker med afskærmningsmaterialet og omgivelserne, spredes og rammer detektoren. Den dominerende process er spredning i afskærmningen, og denne process kaldes *build-up*, der kan beskrives ved build-up faktoren, B . Ligesom μ afhænger B af fotonenergien og afskærmningsmaterialets atomnummer, Z .

Transmissionsfaktor for γ -stråling. Et afskærmningsmateriales *transmissionsfaktor*, TF , for en given radionuklid og en given kildegeometri (punktkilde, liniekilde etc.) er defineret som forholdet mellem den effektive dosishastighed henholdsvis med, \dot{E}_{med} , og uden, \dot{E}_{uden} , afskærmning.

Halveringstykkelser for fotoner. *Halveringstykkelser* er den afskærmningstykkelser, $x_{1/2}$, der er nødvendig for at halvere dosishastigheden fra de primære (ikke-spredte) fotoner i et givet punkt i et strålingsfelt af fotoner.

Middelvejtlængde for fotoner. *Middelvejtlængden* er defineret som den vejtlængde, x_{mid} , en foton i gennemsnit tilbagelægger, inden den vekselvirker i det materiale, den bevæger sig i.

Elastisk sammenstød for neutroner. Neutronstråling svækkes ved sammenstød med atomkerner - enten ved spredning eller ved absorption (se kapitel 4).

For hurtige neutroner er det især spredning, der har betydning for neutronernes energitab. Sammenstødet kan enten være elastisk eller inelastisk.

Ved begge typer af sammenstød indfanges neutronen først i en kerne i afskærmningsmaterialet. Den maksimale del, f , af energien, der kan tabes ved et elastisk sammenstød, kan udtrykkes ved afskærmningsmaterialets massetal, A .

$$TF = \frac{\dot{E}_{med}}{\dot{E}_{uden}} \simeq e^{-\Sigma \cdot x}$$

Transmissionsfaktor for neutroner. *Transmissionsfaktoren*, TF , er for neutroner defineret på samme måde som for γ -stråling. Σ er det makroskopiske tværsnit (se kapitel 4), og det er stærkt afhængig af afskærmningsmaterialet og neutronenergien. Til simple afskærmningsberegninger antages det, at Σ er konstant inden for hver af de tre energigrupper, *termiske*, *epi-termiske* og *hurtige* neutroner.

$$x_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\Sigma}$$

Halveringstykkelse for neutroner. Som for γ -stråling kan man definere en *halveringstykkelse*, der er den afskærmningstykkelse, $x_{1/2}$, der er nødvendig for at halvere dosishastigheden fra neutroner.

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma}$$

Relaksationslængde for neutroner. *Relaksationslængden*, λ , er den vejlængde, en neutron i gennemsnit tilbagelægger, før den ved vekselvirkning fjernes fra beamet, enten ved at energien ændres, og/eller retningen ændres eller den bliver absorberet. Relaksationslængden, λ , for neutronstråling kaldes også den frie middelvejlængde, der svarer til middelvejlængden for γ -stråling.

11 Helsefysisk arbejdshygiejne

$$\begin{aligned}\dot{E}_{\text{flade},\gamma} &\simeq 10^{-12} \frac{\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}}{\text{Bq} \cdot \text{m}^{-2}} \cdot q \\ &\simeq 1 \frac{\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}}{\text{MBq} \cdot \text{m}^{-2}} \cdot q\end{aligned}$$

$$\dot{H}_{\text{hud},\beta} \simeq 250 \frac{\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}}{\text{MBq} \cdot \text{m}^{-2}} \cdot q$$

$$\begin{aligned}\dot{E}_{\beta}(50) &= q \cdot 10^{-5} \text{m}^{-1} \cdot \\ &2 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Sv}}{\text{Bq}} \cdot 1,2 \frac{\text{m}^3}{\text{h}} \\ &\simeq 2,5 \frac{\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}}{\text{MBq} \cdot \text{m}^{-2}} \cdot q\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\dot{E}_{\alpha}(50) &= q \cdot 10^{-5} \text{m}^{-1} \cdot \\ &2 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Sv}}{\text{Bq}} \cdot 1,2 \frac{\text{m}^3}{\text{h}} \\ &\simeq 250 \frac{\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}}{\text{MBq} \cdot \text{m}^{-2}} \cdot q\end{aligned}$$

Ekstern γ -dosishastighed fra overflader. Ekstern, effektiv γ -dosishastighed, $\dot{E}_{\text{flade},\gamma}$, til hele kroppen fra gulv og vægge i et rum af normal størrelse med overfladekontaminationen, q , for radionuklider med nogenlunde de samme γ -strålingsforhold som ^{137}Cs .

Ekstern β -dosishastighed til huden. Ækvivalent dosishastighed, $\dot{H}_{\text{hud},\beta}$, til det følsomme hudlag fra en hudkontamination af størrelsen q . For radionuklider, der udsender både β - og γ -stråling, vil β -dosis til huden normalt være meget større end den tilsvarende γ -dosis (flere hundrede gange større).

Indåndingsdosis fra ophvirvlet β -aktivitet. Den committede effektive indåndingsdosis pr. opholdstidsenhed fra ophvirvlet materiale vil afhænge af både radionuklid og af sammenhængen mellem overfladekoncentrationen, q , og luftkoncentrationen. Denne sammenhæng er bestemt af både overfladebeskaffenhed, form af overfladeforurening (partikelstørrelse etc.) samt måden, overfladen påvirkes på under det daglige arbejde.

Formlen gælder for en værdi af ophvirvlingsfaktoren, RF , på 10^{-5}m^{-1} og en værdi af $e(50)$ for de mest radiotoksiske β -emittere på omkring $2 \cdot 10^{-7} \text{Sv/Bq}$. For andre værdier af RF og $e(50)$ kan $E_{\beta}(50)$ beregnes ved proportionering.

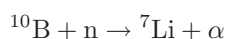
Indåndingsdosis fra ophvirvlet α -aktivitet. Formlen gælder for en værdi af ophvirvlingsfaktoren, RF , på 10^{-5}m^{-1} og en værdi af $e(50)$ for de mest radiotoksiske α -emittere på omkring $2 \cdot 10^{-5} \text{Sv/Bq}$. For andre værdier af RF og $e(50)$ kan $E_{\alpha}(50)$ beregnes ved proportionering.

12 Strålingsdetektering

$$D_m = W \cdot \frac{S_m}{S_g} \cdot \frac{\rho_g}{\rho_m} \cdot P$$

Bragg-Gray-princippet. Et ionkammer kan bruges til at måle en absorberet dosis eller dosishastighed i et bestemt materiale. Metoden bygger på Bragg-Gray-princippet, som siger, at den absorberede dosis, D_m , i et materiale kan findes ud fra den ionisering, der skabes i et lille, gasfyldt hulrum i materialet.

W er den gennemsnitlige energi pr. dannet ionpar i gassen, S_m/S_g er forholdet mellem stoppeevnen for henholdsvis materiale og gas, ρ_g/ρ_m er forholdet mellem massefylderne af henholdsvis gas og materiale, og P er antallet af ionpar, der dannes pr. masseenhed af gassen. Ionkammerets vægmateriale skal ligne det materiale, i hvilket den absorberede dosis skal måles. Et ionkammer til måling af absorberet dosis opbygges derfor normalt med vægge, der er luft- eller vævsækvivalent.



BF₃-detektorer. Specielle proportionalkamre anvendes til detektering af neutroner. I disse kan gassen være BF₃ (bor-trifluorid), hvor det anvendte bor er beriget i ¹⁰B, der har et stort tværsnit (3800 b) for indfangning af termiske neutroner. Indfangningen medfører udsendelse af en α -partikel (se kapitel 4). Den frigjorte α -partikel vil ionisere BF₃-gassen, og ioniseringshastigheden er derved et mål for neutronsishastigheden.

$$\varphi = \frac{Q(T)}{\sigma \cdot N \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T})}$$

Bestemmelse af neutronfluencehastighed. Neutronfluencehastigheden, φ , kan bestemmes ved neutronaktivering af folier. Den inducerede aktivitet, $Q(T)$, efter endt bestrålingstid, T , bestemmes ved en γ -spektrometrisk analyse.

Antallet af atomer i foliet, N , med massen, m , i gram beregnes som $6 \cdot 10^{23} \cdot m/A$, hvor A er atomvægten for den bestrålede nuklid i foliet (f.eks. ¹⁹⁷Au), og λ er henfaldskonstanten for den dannede radioaktive nuklid (f.eks. ¹⁹⁸Au).

$$n(t) = \varepsilon_{abs} \cdot \frac{C \cdot F}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t})$$

$$\cong \varepsilon_{abs} \cdot C \cdot F \cdot t \quad (\text{når } \lambda \cdot t \ll 1)$$

Tolkning af CAM-visning. Tællehastigheden, $n(t)$, som funktion af tiden, t , på en CAM med absolut tælleeffektivitet, ε_{abs} , og flowhastighed, F , gennem filtret fra en koncentration i luft, C , af en radionuklid med henfaldskonstant, λ . Når tællertiden, t , er meget mindre end halveringstiden for den opsamlede aktivitet, stiger tællehastigheden lineært med tiden.

13 Prøvetagning, måling og resultatvurdering

$$\sigma(N) = \sqrt{N}$$

$$\sigma_r(N) = \begin{cases} \frac{100\%}{\sqrt{N}} \\ \frac{1}{\sqrt{N}} \end{cases}$$

$$\sigma(n) = \frac{\sqrt{N}}{t}$$

Absolut usikkerhed på tælleletal. På grund af statistiske variationer vil der være usikkerhed på et målt tælleletal, N .

Relativ usikkerhed på tælleletal. Den relative usikkerhed på et målt tælleletal, N , er givet ved den absolutte usikkerhed, $\sigma(N)$ divideret med tælleallet. Den relative usikkerhed kan angives både i procent eller som decimaltal.

Absolut usikkerhed på tællehastighed. Tællehastigheden, n , beregnes som tælleletal, N , divideret med tællelden, t , forudsat at der kan ses bort fra henfaldskorrektion under måletiden. Den absolutte usikkerhed på tællehastigheden er da usikkerheden på tælleallet divideret med tællelden, under forudsætning af at man kan se bort fra usikkerheden på måletiden.

$$\begin{aligned} \sigma(N_1 \pm N_2) &= \sqrt{\sigma(N_1)^2 + \sigma(N_2)^2} \\ &= \sqrt{N_1 + N_2} \end{aligned}$$

Absolut usikkerhed på sum eller differens mellem to tælleletal. Den absolutte usikkerhed på summen eller differencen mellem to tælleletal, N_1 og N_2 .

$$\sigma(n) = \sqrt{\frac{N_{\text{tot}}}{T_N^2} + \frac{N_B}{T_B^2}}$$

Absolut usikkerhed på baggrundskorrigeret tællehastighed. En prøve tælles over tiden, T_N , til et total antal tællinger (inkl. baggrund), N_{tot} . Baggrunden tælles over tiden, T_B , til baggrundstællingerne, N_B . Usikkerheden på den baggrundskorrigerede tællehastighed $n = (N_{\text{tot}}/T_N) - (N_B/T_B)$ er $\sigma(n)$.

$$\sigma_r(n) = \frac{\sigma(n)}{n} \cdot 100\%$$

Relativ usikkerhed på baggrundskorrigeret tællehastighed. Den relative usikkerhed på den baggrundskorrigerede tællehastighed (nettotællehastigheden) findes som forholdet mellem den absolutte usikkerhed på nettotællehastigheden divideret med nettotællehastigheden.

$$C = \frac{Q}{\eta \cdot F \cdot T_{op}} \cdot \frac{\lambda \cdot T_{op}}{1 - e^{-\lambda \cdot T_{op}}}$$

Korrektion for henfald under opsamling af luftprøver. En konstant koncentration, C , i luft af en radionuklid med en halveringstid sammenlignelig med opsamlingstiden, T_{op} , bestemmes på grundlag af flowhastigheden, F , gennem filtret, opsamlingseffektiviteten, η , af filtret og den opsamlede aktivitet, Q , på filtret.

$$n_0 = \frac{N}{T_{meas}} \cdot \frac{\lambda \cdot T_{meas}}{1 - e^{-\lambda \cdot T_{meas}}}$$

$$Q = \frac{n}{\varepsilon_{abs}} \\ = \frac{N}{T \cdot \varepsilon_{abs}}$$

$$Q = \frac{n}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 + \dots} \\ = \frac{N}{T \cdot (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 + \dots)}$$

$$Q = \frac{n}{\varepsilon_\gamma \cdot y} \\ = \frac{N}{T \cdot \varepsilon_\gamma \cdot y}$$

Korrektion for henfald under måling af prøver. Begyndelsestællehastigheden, n_0 , ved starten af målingen (multitæller, γ -spektrometer etc.) af en prøve, bestemmes på grundlag af det samlede tælleantal, N , over måletiden, T_{meas} .

Aktivitetsbestemmelse i en β -tæller. Aktiviteten, Q , i en prøve (luftprøve, aftørningsprøve etc.) kan bestemmes i en kalibreret β -tæller. Her bestemmes nettotællehastigheden, $n = N/T$, med baggrundstællehastigheden fratrukket. Aktiviteten findes ved at dividere nettotællehastigheden med den absolutte tælleeffektivitet, ε_{abs} , med enheden cps/Bq eller counts/dis.

Aktivitetsbestemmelse for kæder i radioaktiv ligevægt. Radionuklider henfalder til stabile nuklider, men i mange tilfælde nås den stabile tilstand først efter henfald af et eller flere radioaktive datterprodukter. Der er her tale om såkaldte henfaldskæder.

Når halveringstiden for modernukliden er væsentlig større end datternuklidernes, er kæden i radioaktiv ligevægt; det vil sige, at for hvert henfald af modernukliden sker der *også* et henfald af *hver* af datternukliderne i kæden. Det betyder, at aktiviteten af *hver* af nukliderne i kæden er *identisk* med modernuklidens aktivitet.

Tælles en prøve, som indeholder en kæde i ligevægt, i en α - eller β -tæller, kan aktiviteten bestemmes ud fra den målte (samlede) nettotællehastighed, n , divideret med summen af de absolutte tælleeffektiviteter for de enkelte nuklider i kæden.

Aktivitetsbestemmelse med en germanium-detektor. Aktiviteten, Q , i en prøve kan bestemmes i en kalibreret germanium-detektor (γ -tæller). Her bestemmes nettotællehastigheden, n , som antallet af tællinger i en foto-top, N , over baggrunden divideret med tælle tiden, T . Aktiviteten findes ved at dividere nettotællehastigheden med den absolutte tælleeffektivitet, ε_γ , med enheden counts/foton og fotonudbyttet, y , med enheden foton/henfald.

$$\begin{aligned}\varepsilon_{abs} &= \frac{n}{Q} \\ &= \frac{N}{T \cdot Q}\end{aligned}$$

Kalibrering af β -tæller. Den absolutte tælleffektivitet, ε_{abs} , for en β -tæller bestemmes ved måling af radionuklider med kendt aktivitet, Q . Den beregnes som forholdet mellem nettotællehastigheden, $n = N/T$, og aktiviteten af nukliden, Q . Enheden for ε_{abs} er cps/Bq.

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\gamma} &= \frac{n}{Q \cdot y} \\ &= \frac{N}{T \cdot Q \cdot y}\end{aligned}$$

Kalibrering af germanium-detektor. Den absolutte tælleffektivitet, ε_{γ} , for en germanium-detektor bestemmes ved måling af radionuklider med kendt aktivitet, Q . Den beregnes som forholdet mellem nettotællehastigheden, $n = N/T$, og produktet af nuklidens aktivitet, Q , og fotonudbyttet, y , for den fototop-energi, der måles på. Enheden for ε_{γ} er counts/foton.

Generelle usikkerhedsberegninger - absolutte usikkerheder

Absolut usikkerhed på produktet af en konstant, k , og en variabel, A , beregnet ud fra usikkerheden $\sigma(A)$ på den variable, A :

$$\sigma(k \cdot A) = k \cdot \sigma(A)$$

Absolut usikkerhed på summen af eller differencen mellem to variable, $A \pm B$, beregnet ud fra usikkerheden på de enkelte variable $\sigma(A)$ og $\sigma(B)$:

$$\sigma(A \pm B) = \sqrt{\sigma(A)^2 + \sigma(B)^2}$$

Absolut usikkerhed på produktet af to variable, $A \cdot B$, beregnet ud fra usikkerheden på de enkelte variable $\sigma(A)$ og $\sigma(B)$:

$$\sigma(A \cdot B) = \sqrt{(\sigma(A) \cdot B)^2 + (\sigma(B) \cdot A)^2}$$

Absolut usikkerhed på forholdet mellem to variable, A/B , beregnet ud fra usikkerheden på de enkelte variable $\sigma(A)$ og $\sigma(B)$:

$$\sigma\left(\frac{A}{B}\right) = \sqrt{\left(\frac{\sigma(A)}{B}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(B) \cdot A}{B^2}\right)^2}$$

Absolut usikkerhed på produktet af to størrelser, $A \cdot e^{-B}$, beregnet ud fra usikkerheden på de enkelte variable $\sigma(A)$ og $\sigma(B)$:

$$\sigma(A \cdot e^{-B}) = \sqrt{(\sigma(A) \cdot e^{-B})^2 + (A \cdot e^{-B} \cdot \sigma(B))^2}$$

14 Reaktorer og andre “strålingsmaskiner”

$$E_B \approx 235 \text{ nukleoner} \times 7,8 \text{ MeV/nukleon} \approx 1800 \text{ MeV}$$

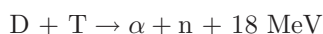
Bindingsenergi i en ^{235}U -kerne. Partiklerne i en kerne er bundet sammen med en vis bindingsenergi. Ved små og store massetal, A , er bindingsenergien pr. nukleon mindre end ved et massetal mellem 70 og 170. Den totale bindingsenergi, E_B , i ^{235}U kan beregnes ud fra bindingsenergien pr. nukleon.

$$E'_B \approx 232 \text{ nukleoner} \times 8,5 \text{ MeV/nukleon} \approx 2000 \text{ MeV}$$

Bindingsenergi i fissionsfragmenter. Den samlede bindingsenergi for to fissionsfragmenter, E'_B , fra ^{235}U kan beregnes ud fra bindingsenergien pr. nukleon for de enkelte fragmenter. Der bliver således et energioverskud på ca. 200 MeV ($3,20 \cdot 10^{-11}$ J) for hver ^{235}U -kerne, der fissionerer.

$$E_{fission} \approx 2,56 \cdot 10^{21} \text{ fissioner} \times 200 \text{ MeV/fission} \times 1,602 \cdot 10^{-13} \text{ J/MeV} \times 1/(10^3 \cdot 3600) \text{ kW}\cdot\text{h/W}\cdot\text{s} \approx 23000 \text{ kWh} (\approx 1 \text{ MWd})$$

Fissionsenergi i ^{235}U . Et gram ^{235}U indeholder $N_A/235 = 2,56 \cdot 10^{21}$ atomer. Den samlede energiudvikling fra fission af 1 gram ^{235}U kan beregnes til omkring 23 000 kWh. Det betyder, at der ved fission af ét gram ^{235}U (eller ét gram ^{239}Pu) udvikles energi nok til to énfamiliehuses årlige energiforbrug (12 000 - 13 000 kWh) til husholdning, varmt vand og opvarmning.



Fusion. Energiudviklingen i en fusionsreaktor stammer fra den overskudsenergi, der frigøres, når to lette atomkerner smelter sammen til en lidt tungere atomkerne. Det koster mindre energi at frigøre en nukleon i tritium, end der skal bruges til at binde den i helium. Der er flere muligheder for fusion af lette atomkerner, men fusion af deuterium (D) og tritium (T) giver mest energi.

$$E_{fusion} \approx 3 \cdot 10^{23} \text{ fusioner} \times 18 \text{ MeV/fusion} \times 1,602 \cdot 10^{-13} \text{ J/MeV} \times 1/(10^3 \cdot 3600) \text{ kW}\cdot\text{h/W}\cdot\text{s} \approx 240000 \text{ kWh} (\approx 10 \text{ MWd})$$

Fusionsenergi i deuterium (^2H). Et gram ^2H indeholder $N_A/2 = 3 \cdot 10^{23}$ atomer. Den samlede energiudvikling fra fusion af 1 gram ^2H (sammen med 1,5 gram tritium (^3H)) kan beregnes til omkring 240 000 kWh. Det betyder, at der ved fusion af ét gram ^2H udvikles energi nok til 20 énfamiliehuses årlige energiforbrug (12 000 - 13 000 kWh) til husholdning, varmt vand og opvarmning. Deuterium findes i almindeligt havvand, og der skal 30 liter havvand til for at udvinde 1 gram deuterium. Tritium produceres i fusionsreaktoren ved en (n, α)-proces i lithium (^6Li). Lithium findes i store mængder i jordskorpen (omkring 30 ppm).

15 Konsekvenser af radioaktive udslip

$$C(x) = \frac{\dot{Q}}{\pi \cdot u \cdot \sigma_y(x) \cdot \sigma_z(x)}$$

$$\sigma_y(x), \sigma_z(x)$$

$$\dot{D}_\gamma \cong 1800 \text{ m} \cdot C \cdot \Gamma$$

$$\dot{D}_\gamma \cong 34 \cdot q \cdot \Gamma$$

Atmosfærisk spredningsmodel. Beskriver koncentrationen, $C(x)$, ved jordoverfladen som funktion af afstanden, x , i vindretningen ved en udsliprate, \dot{Q} [Bq/s], vindhastighed, u [m/s] og spredningsparametre $\sigma_y(x)$ og $\sigma_z(x)$.

Afstand, x [km]	Ustabil		Neutral		Stabil	
	$\sigma_y(x)$ [m]	$\sigma_z(x)$ [m]	$\sigma_y(x)$ [m]	$\sigma_z(x)$ [m]	$\sigma_y(x)$ [m]	$\sigma_z(x)$ [m]
0,2	50	30	15	9	8	4
0,5	115	105	36	19	18	8
1	220	450	70	32	34	14
2	390	2000	130	50	65	22
5	880	-	300	90	150	34

Gamma-dosishastighed fra ophold i forurennet luft. Den eksterne γ -dosis fra ophold i radioaktivt forurennet luft (se kapitel 6) afhænger både af koncentrationen af de radioaktive stoffer og udstrækningen af det forurenede luftvolumen omkring opholdsstedet.

Hvis udstrækningen er flere hundrede meter (halv-“uendelig sky”), og koncentrationen er nogenlunde homogen, er γ -dosishastigheden proportional med koncentrationen, C , af en given radionuklid med gamma-konstanten, Γ . Indsættes C i $\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$ og Γ i $\text{Gy}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^2\cdot\text{Bq}^{-1}$ fås dosishastigheden, \dot{D}_γ , i $\text{Gy}\cdot\text{s}^{-1}$.

Hvis skyen har en endelig udstrækning, der kan tilnærmes en halvkugle med radius, R , skal udtrykket ganges med faktoren $(1 - e^{-\bar{\mu}\cdot R})$, hvor $\bar{\mu}$ er middelværdien af den lineære dæmpningskoefficient over de indgående fotonenergier og -udbytter (se kapitel 6). For fotonenergier på 0,5 - 1 MeV kan $\bar{\mu}$ sættes til $0,01 \text{ m}^{-1}$.

Gamma-dosishastighed fra ophold på en forurennet jordoverflade. Den eksterne γ -dosis fra ophold på en radioaktivt forurennet jordoverflade afhænger både af koncentrationen af de radioaktive stoffer og udstrækningen af det forurenede areal omkring opholdsstedet.

Er udstrækningen af aktiviteten omkring opholdsstedet nogenlunde homogen ud til et par hundrede meter, kan den eksterne γ -dosishastighed 1 meter over jordoverfladen fra deponeret aktivitet udtrykkes ved overfladekoncentrationen, q , og Γ -konstanten. Indsættes q i $\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2}$ og Γ i $\text{Gy}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^2\cdot\text{Bq}^{-1}$ fås dosishastigheden, \dot{D}_γ , i $\text{Gy}\cdot\text{s}^{-1}$.

16 Uheldseksponering

$$D_n \approx 3 \cdot 10^{-16} \frac{\text{Gy} \cdot \text{m}^2}{\text{fission}} \cdot \frac{f}{a^2}$$

Neutrodosis fra kritikalitetsuheld. Hvis kroppen bestråles med fissionsneutroner fra et kritikalitetsuheld, vil den resulterende absorberede neutrodosis, D_n , variere stærkt ind gennem kroppen med et maksimum i overfladen, hvor neutronstrålingen er trængt ind. Afstanden mellem kroppen og kritikaliteten er a meter, og antallet af fissioner er f .

$$D_{\text{prompte},\gamma} \approx 1 \cdot 10^{-16} \frac{\text{Gy} \cdot \text{m}^2}{\text{fission}} \cdot \frac{f}{a^2}$$

Prompte γ -dosis fra kritikalitetsuheld. Prompte γ -stråling fra en fission udsendes inden for 50 ns. Den absorberede γ -dosis i luft, $D_{\text{prompte},\gamma}$, i afstanden a meter fra f fissioner er af samme størrelsesorden som den absorberede neutrodosis til kropsoverfladen. Doserne kan ikke undgås, hvis man befinder sig tæt på en kritikalitet.

$$\dot{D}_{\text{forsinket},\gamma} \approx 0,1 \cdot 10^{-16} \frac{\text{Gy} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{0,2}}{\text{fission}} \cdot \frac{f}{a^2} \cdot t^{-1,2}$$

Forsinket γ -dosishastighed fra kritikalitetsuheld. De dannede fissionsprodukter fra en kritikalitet har halveringstider fra sekunder til år. Den absorberede γ -dosishastighed i luft, $\dot{D}_{\text{forsinket},\gamma}$, i afstanden a meter fra fissionsprodukterne efter f fissioner vil derfor aftage meget hurtigt i starten og vil gradvis aftage langsommere. Denne tidsafhængighed kan tilnærmest beskrives ved $t^{-1,2}$.

Ligningen viser, at for hver 7-dobling af henfaldstiden, t , reduceres dosishastigheden med en faktor 10 (syv-ti-regel). Der gælder derfor:

$$\frac{\dot{D}_\gamma(7 \cdot t)}{\dot{D}_\gamma(t)} \approx \frac{1}{10}, \quad \frac{\dot{D}_\gamma(7 \cdot 7 \cdot t)}{\dot{D}_\gamma(t)} \approx \frac{1}{100}, \quad \frac{\dot{D}_\gamma(7 \cdot 7 \cdot 7 \cdot t)}{\dot{D}_\gamma(t)} \approx \frac{1}{1000}, \quad \text{osv.}$$

Hvis dosishastigheden 2 timer efter en kritikalitet i en given afstand er målt til eksempelvis $100 \mu\text{Gy/h}$, vil den efter 14 timer være reduceret til $10 \mu\text{Gy/h}$, efter 98 timer til $1 \mu\text{Gy/h}$ og efter 686 timer til $0,1 \mu\text{Gy/h}$.

Appendiks

A Græske bogstaver, præfikser og SI-enheder

Græske bogstaver

A	α	alfa	I	ι	iota	P	ρ	rho
B	β	beta	K	κ	kappa	Σ	σ	sigma
Γ	γ	gamma	Λ	λ	lambda	T	τ	tau
Δ	δ	delta	M	μ	my	Υ	υ	ypsilon
E	ε	epsilon	N	ν	ny	Φ	φ	phi
Z	ζ	zeta	Ξ	ξ	xi	X	χ	chi
H	η	eta	O	o	omicron	Ψ	ψ	psi
Θ	θ	theta	Π	π	pi	Ω	ω	omega

Præfikser

Værdi	Navn	Symbol
10^{-18}	atto	a
10^{-15}	femto	f
10^{-12}	pico	p
10^{-9}	nano	n
10^{-6}	mikro	μ
10^{-3}	milli	m
10^{-2}	centi	c
10^{-1}	deci	d
10	deka	da
10^2	hekto	h
10^3	kilo	k
10^6	mega	M
10^9	giga	G
10^{12}	tera	T
10^{15}	peta	P
10^{18}	exa	E

SI-enheder

De syv SI-grundenheder og tre supplerende SI-enheder.

Størrelse	SI-grundenhed	Symbol
længde	meter	m
masse	kilogram	kg
tid	sekund	s
elektrisk strøm	ampere	A
temperatur	kelvin	K
stofmængde	mol	mol
lysstyrke	candela	cd
Størrelse	Supplerende SI-enhed	Symbol
vinkel	radian	rad
rumvinkel	steradian	sr
aktivitet	becquerel	Bq (s^{-1})

B Naturkonstanter

Dielektricitetskonstant for vacuum	$\varepsilon_0 = 8,854188 \cdot 10^{-12} \frac{\text{A} \cdot \text{s}}{\text{V} \cdot \text{m}} \left(\frac{\text{Farad}}{\text{m}} \right)$
Permeabilitet for vacuum	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{V} \cdot \text{s}}{\text{A} \cdot \text{m}} \left(\frac{\text{Henry}}{\text{m}} \right)$
Lysets hastighed i vacuum	$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0}} = 2,997925 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$
Atommasseenheden (u)	$1,660540 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Atommasseenhedens hvileenergi	931,478 MeV
Elektronens ladning (elementarladning)	$q = 1,6021773 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Elektronens hvilemasse	$m_e = 9,10939 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ eller 1/1837 protonmasse eller $5,4860 \cdot 10^{-4} \text{ u}$
Elektronens hvileenergi	511 keV
Protonens hvilemasse	$m_p = 1,672623 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ eller 1,007276 u
Protonens hvileenergi	938,256 MeV
Neutronens hvilemasse	$m_n = 1,674929 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ eller 1,00876 u
Neutronens hvileenergi	939,550 MeV
Avogadros tal	$N_A = 6,022141 \cdot 10^{23}$ atomer (molekyler) pr. mol
Det absolutte nulpunkt	$0 \text{ K} = -273,15 \text{ }^\circ\text{C}$
Gravitationskonstanten	$G = 6,672662 \cdot 10^{-11} \frac{\text{N} \cdot \text{m}^2}{\text{kg}^2}$
Middelværdi for tyngde- accelerationen i Danmark	$g = 9,81584 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$
Plancks konstant	$h = 6,626076 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
Stefan-Boltzmanns konstant	$\sigma = 5,6705 \cdot 10^{-8} \frac{\text{J}}{\text{s} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{K}^4}$
Boltzmanns konstant	$k = 1,38066 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$
Rydbergs konstant	$R = 1,097373 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$

C Omregningsfaktorer og SI-enheder

STØRRELSE	OMREGNET STØRRELSE
<u>Længde og hastighed</u>	
1 cm	10^{-2} m
1 dm	10^{-1} m
1 tomme	2,54 cm
1 fod	31,39 cm
<u>Areal</u>	
1 cm ²	10^{-4} m ²
1 dm ²	10^{-2} m ²
<u>Volumen</u>	
1 cm ³	10^{-6} m ³
1 cm ³	10^{-3} ℓ
1 dm ³	10^{-3} m ³
1 ml	10^{-3} ℓ
1 ℓ	10^{-3} m ³
1 ℓ	1 dm ³
<u>Masse</u>	
1 g	10^{-3} kg
1 kg	10^{-3} ton
<u>Aktivitet, ladning, eksponering, kraft, tryk, energi, dosis, effekt, spænding, strøm</u>	
1 Ci (curie)	$3,7 \cdot 10^{10}$ Bq (= 0,989 g ²²⁶ Ra)
1 C (coulomb)	$6,2415065 \cdot 10^{18}$ elementarladninger
1 ese (elektrostatisk enhed)	$3,33564 \cdot 10^{-10}$ C
1 R (røntgen)	1 ese/cm ³ (luft ved 0° C og 1 atm.)
1 R	$2,579768 \cdot 10^{-4}$ C/kg
1 N (newton)	1 kg·m/s ²
1 Pa (pascal)	1 kg/m·s ² (1 N/m ²)
1 J	1 kg·m ² /s ² (1 N·m)
1 eV	$1,6021773 \cdot 10^{-19}$ J
1 MeV	$1,6021773 \cdot 10^{-13}$ J
1 kalorie	4,184 J
1 Gy (gray)	1 J/kg
1 Gy i luft (kerma)	114 R
1 W (watt)	1 J/s
1 hk (hestekraft)	735,5 W
1 V (volt)	1 J/C
1 A (ampere)	1 C/s

Indeks

- absolut nulpunkt, 36
- absolut usikkerhed
 - tællehastighed, 28
 - tælleletal, 28
- absorberet dosis, 13
- absorberet dosishastighed
 - elektron, 12
 - foton, 12
- absorption
 - neutron, 11
- afledt luftkoncentration
 - DAC, 22
 - praktisk anvendelse, 22
- aktivitet
 - induceret, 11
- aktivitetsbestemmelse
 - beta-tæller, 29
 - germanium-detektor, 29
 - henfaldskæder i ligevægt, 29
- aktivitetsindtag, 18
- akut bestråling, 21
- alfa-henfald, 4
- alfa-partikler
 - rækkevidde, 23
- ampere, 37
- areal, 37
- atmosfærisk spredningsmodel, 32
- atommaseenhed, 2
 - hvileenergi, 36
- atomnummer, 2
 - effektivt, 8, 9
- atomvægt, 2
- Avogadros tal, **3**, 36
- becquerel, 37
- bestråling
 - akut, 21
 - huden, 21
 - kontinuerlig, 21
- beta-dosishastighed
 - forurenede hud, 15
 - forurenede luft, 15
 - huden, 26
 - kilder, 15
- beta-dosishastighedsfunktion, 15
- beta-emitter, 15
- beta-henfald, 4
 - β^+ -henfald, 4
 - β^- -henfald, 4
- beta-partikler
 - bremsestråling, 23
 - rækkevidde, 23
- beta-tæller, 29
- BF₃-detektor, 27
- bindingsenergi
 - ²³⁵U-kerne, 31
 - fissionsfragmenter, 31
- Boltzmanns konstant, 36
- Bragg-Gray-princip, 27
- bremsestråling, 9
 - fluencehastighed, 23
- build-up faktor, 10
- CAM-visning, 27
- celleoverlevelse
 - overlevelseshastighed, 21
- cobolt
 - tilbageholdelsesfunktion, 18
 - udskillelseshastighed, 18
- committet effektiv dosis, 14
- comptonspredning, 9
- coulomb, 37
- curie, 37
- cæsium
 - tilbageholdelsesfunktion, 18
 - udskillelseshastighed, 18
- dosis
 - absorberet, 13
 - committet effektiv, 14
 - effektiv, 14
 - kollektiv, 14
 - ækvivalent, 13
- dosis-fraktionering, 21
- dosisgrænse
 - opholdstid, 22
- dosisomkostning, 22
- effektiv dosis, 14
- effektiv halveringstid, 19
- effektivt atomnummer
 - bremsestråling, 8
 - fotontværsnit, 9
- eksponentiel svækkelse
 - foton, 10
 - neutron, 11
- eksponeringshastighed, 15
- elektron
 - absorberet dosishastighed, 12
 - hvileenergi, 36
 - hvilemasse, 36

elektronindfangning, 4
 elektrostatisk enhed, 37
 elementarladning, 2
 epitermisk neutron, 10

 fission, 31
 fissionsenergi
 ^{235}U , ^{239}Pu , 31
 fluencehastighed, 12
 fod, 37
 fotoelektrisk effekt, 9
 foton
 absorberet dosishastighed, 12
 eksponentiel svækkelse, 10
 halveringstykke, 24
 kermahastighed, 12
 middelveljængde, 24
 transmissionsfaktor, 24
 fusion, 31
 fusionsenergi
 D + T, 31

 gamma-dosishastighed
 forurenede overflader, 26, 32
 forurenede luft, 16, 32
 kilder, 15
 gamma-konstant, 15
 germanium-detektor, 29
 gravitationskonstant, 36
 gray, 37
 grænseværdi
 primær, 22
 sekundær, 22

 halv-uendelig sky, 16
 halveringstid, 5
 effektiv, 19
 halveringstykke
 foton, 24
 neutron, 25
 hastighed, 37
 henfaldskæder, 5
 henfaldskonstant, 4
 henfaldskorrektion
 under måling, 29
 under opsamling, 28
 henfaldslov, 5
 hestekraft, 37
 hurtig neutron, 10

 IAEA Basic Safety Standards, 19
 indåndingsdosis
 forurenede luft, 18
 ophvirvlet materiale, 26
 indåndingshastighed, 18

 indtag, 18
 aktivitet, 18
 committet effektiv dosis, 19
 helkropsmåling, 18
 koncentrationsmåling, 18
 udskillelsesmåling, 18
 induceret aktivitet, 11
 intern dosimetri, 16
 isotop, 2

 kalibrering
 β -tæller, 30
 germanium-detektor, 30
 kalorie, 37
 kermafaktor, 12
 kermahastighed, 12
 kollektiv dosis, 14
 kontinuerlig bestråling, 21
 kosmisk stråling, 20
 jetflyrejse, 20
 over havoverfladen, 20
 kritikalitetsuheld
 forsinket γ -dosis, 33
 neutrondosis, 33
 prompte γ -dosis, 33
 kropsindhold, 18

 levetidstab pr. cancerdødsfald, 22
 ligevægt
 sekular, 6
 lineær bremsestrålings-stoppeevne
 elektroner og positroner, 8
 lineær dæmpningskoefficient, 10
 lineær kollisions-stoppeevne
 elektroner og positroner, 7
 lineær stoppeevne
 bremsestråling
 elektroner og positroner, 8
 kollision
 elektroner og positroner, 7
 tunge, ladede partikler, 7
 lyshastighed, 36
 længde, 37

 makroskopisk tværsnit, 11
 masse, 37
 masse-dæmpningskoefficient, 10
 masse-energi-absorptionskoefficient,
 12
 masse-energi-overførselskoefficient, 12
 masse-kollisions-stoppeevne, 7
 masse-stoppeevne, 12
 massetal, 2
 middelveljængde

foton, 24
 neutron, 25
 mikroskopisk tværsnit, 9
 naturkonstanter, 36
 neutron
 absorption, 11
 aktivering, 11
 detektering, 27
 elastisk sammenstød, 24
 epitermisk, 10
 halveringstykkel, 25
 hurtig, 10
 inelastisk sammenstød, 24
 kermahastighed, 12
 middelvelglængde, 25
 relaksationslængde, 25
 spredning, 10
 termisk, 11
 transmissionsfaktor, 25
 vekselvirkning, 11
 neutronabsorption, 11
 neutronaktivering
 neutronfluencehastighed, 11, 27
 neutronspredding, 10
 neutrontal, 2
 newton, 37
 nukleontal, 2
 nuklid, 2
 ophvirvlingsfaktor, 26
 pardannelse, 10
 pascal, 37
 Plancks konstant, 36
 grænseværdi, 22
 relaksationslængde
 neutron, 25
 relativ biologisk effektivitet
 RBE, 13
 relativ usikkerhed
 tællehastighed, 28
 tælletal, 28
 Rydbergs konstant, 36
 rækkevidde
 alfa-partikler, 23
 beta-partikler, 23
 tunge, ladede partikler
 luft, 8
 stof, 8
 røntgen, 37
 sekular ligevægt, 6
 sekundær grænseværdi, 22
 SI-enheder
 grundenheder, 35
 supplerende enheder, 35
 sky
 endelig størrelse, 16, 32
 halv-uendelig størrelse, 16, 32
 specifik aktivitet, 5
 spredningsmodel
 atmosfærisk, 32
 spredningsparametre, 32
 Stefan-Boltzmanns konstant, 36
 stoppeevne
 lineær
 tunge, ladede partikler, 7
 lineær bremsestrålings-
 elektroner og positroner, 8
 lineær kollisions-
 elektroner og positroner, 7
 masse kollisions-, 7
 masse-, 12
 strålingsvægtfaktor, 13
 syv-ti-regel, 33
 termiske neutroner, 11
 tilbageholdelsesfunktion, 17
 cobolt, 18
 cæsium, 18
 tritieret vand, 17
 tomme, 37
 transmissionsfaktor
 foton, 24
 neutron, 25
 tritieret vand
 tilbageholdelsesfunktion, 17
 udskillelsesfunktion, 17
 tritium
 indtag, 19
 urinkoncentration, 19
 tværsnit
 makroskopisk, 11
 mikroskopisk, 9
 tyngdeacceleration, 36
 tællehastighed
 absolut usikkerhed, 28
 relativ usikkerhed, 28
 tælletal
 absolut usikkerhed, 28
 relativ usikkerhed, 28
 udskillelsesfunktion, 17
 cobolt, 18
 cæsium, 18
 tritieret vand, 17
 urinprøve, 18

tritium, 19

vekselvirkning

(n, α)-proces, 11

(n, γ)-proces, 11

(n,2n)-proces, 11

(n,p)-proces, 11

volt, 37

volumen, 37

væsvægtfaktor, 13

watt, 37

ækvivalent dosishastighed, 15

ækvivalent dosis, 13



DANSK DEKOMMISSIONERING

Mission

Dansk Dekommissionering skal afvikle de nukleare anlæg på Risø-området og frigive bygninger og landområder til anden anvendelse uden restriktioner ("green field") inden for en tidshorisont på 11-20 år.

Vision

Dansk Dekommissionering afvikler de nukleare anlæg på Risø-området på et sikkerheds- og miljømæssigt højt niveau, således at medarbejdere, befolkning og omgivelser er beskyttet.

Afviklingen af de nukleare anlæg gennemføres økonomisk effektivt inden for afsatte bevillinger og i overensstemmelse med internationalt anerkendte principper og anbefalinger.

Afviklingen sker i en åben dialog med omverdenen.

ISBN 978-87-7666-026-0

ISBN 978-87-7666-027-7 (Internet)

Dansk Dekommissionering
Postboks 320
4000 Roskilde
Telefon 4677 4300
dd@dekom.dk
Fax 4677 4302
Website www.dekom.dk