

VI GRUNDLÄGGANDE PRINCIPER FÖR DIMENSIONERING AV  
STRÅLSKYDDSBARRIÄRER

Vid arbete med kraftigare strålkällor såsom röntgenrör, radioaktiva preparat med hög aktivitet och accelerato- rer är det nödvändigt att använda strålskyddsbarriärer för att reducera personalbestrålningen till 'tillåtlig nivå'. Detta kapitel ger endast en mycket kortfattad orientering om principerna för dimensionering av strål- skyddsskärmar för olika slag av joniserande strålning. Läsaren blir därför ej 'expert' i ämnet utan vid plane- ring av större bestrålningsexperiment skall alltid strålskyddsexpertis konsulteras. Likaså kan man vid planering av fasta bestrålningsinstallationer, inköp av accelerato- rer etc spara mycket tid, kostnader och arbete om strålskyddsexpertis kontaktas i ett så tidigt skede som möjligt. För allt arbete med joniserande strålning krävs dessutom särskilt tillstånd av Statens strålskyddsinstitut\*.

VI.1 TUNGA LADDADE PARTIKLAR

Räckvidden för tunga laddade partiklar såsom protoner och  $\alpha$ -partiklar, med energin några MeV, är ytterst liten. Som exempel kan nämnas att en  $\alpha$ -partikel med

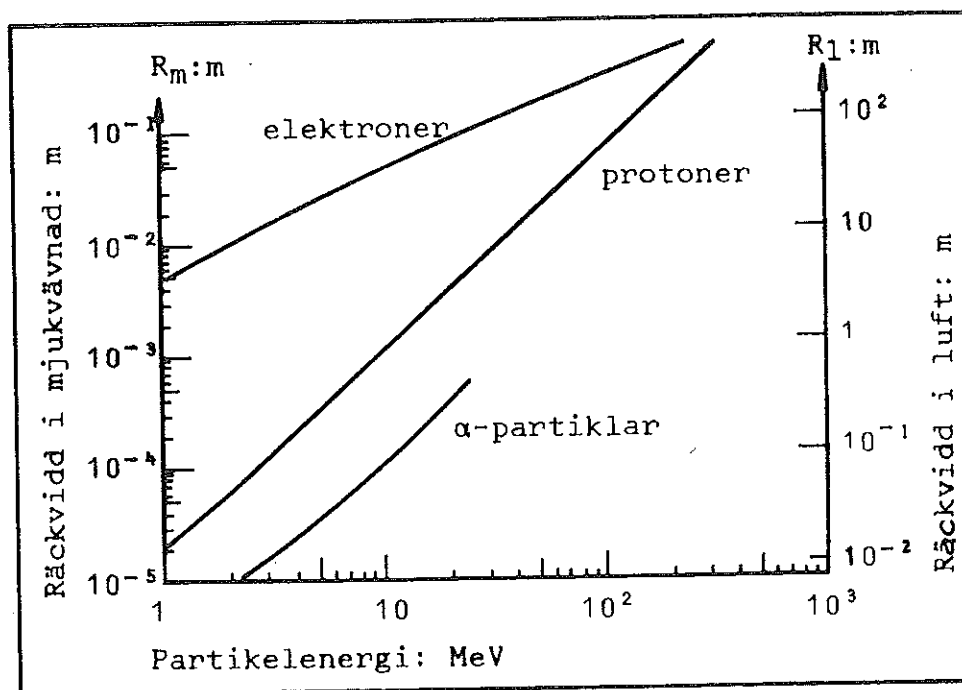
---

\* Statens strålskyddsinstitut, SSI,  
104 01 Stockholm 60, tfn: 08/24 40 80

energin 8 MeV har räckvidden 50  $\mu\text{m}$  i mjukvävnad vilket endast motsvarar utsträckningen av en cell. En proton med samma räckvidd har energin 2 MeV enligt sambandet:

$$R_p(E_p) = R_\alpha(4E_p)$$

Om däremot tunga laddade partiklar accelereras till högre energier kan räckvidden bli betydande (jfr Figur VI-1).



FIGUR VI-1 Räckvidden hos  $\alpha$ -partiklar, protoner samt elektroner i mjukvävnad  $R_m$  (till vänster) respektive luft  $R_l$  (till höger) vid olika partikelenergier

VI.2 ELEKTRONER OCH  $\beta$ -PARTIKLAR

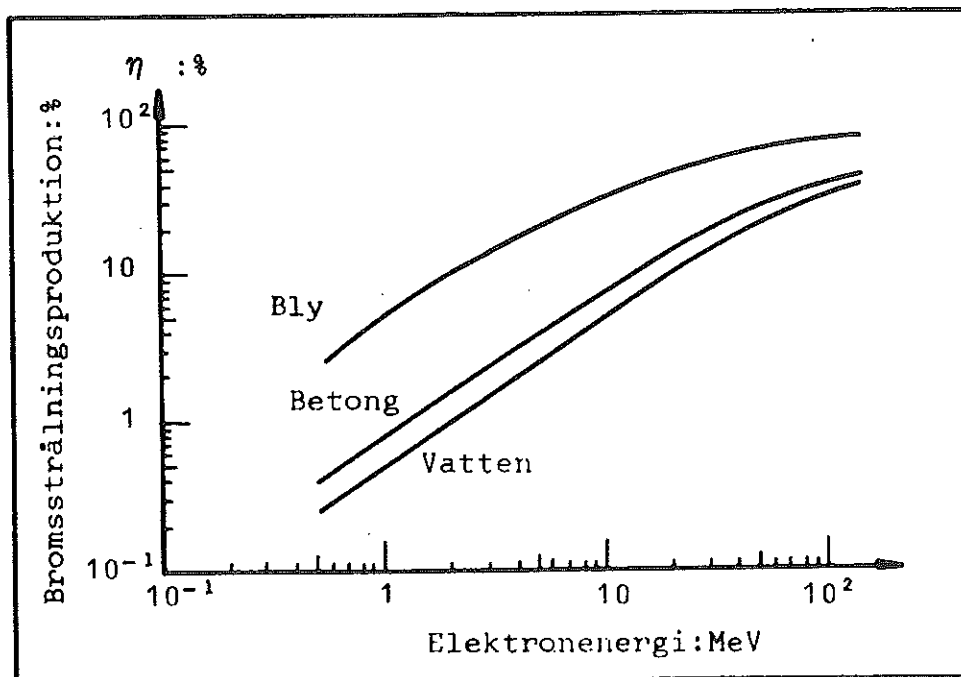
Räckvidden hos elektroner är mer odefinierad än hos tunga partiklar beroende på större spridning och på bromsstrålningsproduktion (jfr Figur I-4 och I-5). I mjukvävnad och i luft erhålles räckvidden hos elektronerna ur ovanstående figur (Figur VI-1). Man kan också ange räckviddens energiberoende med följande empiriska formler:

$$R(\text{g/cm}^2) = 0.407 E^{1.38} \quad 0.15 < E < 0.8 \text{ MeV}$$

$$R(\text{g/cm}^2) = 0.542 E - 0.133 \quad E > 0.8 \text{ MeV}$$

Den andel av elektronernas kinetiska energi som vid inbromsningen omvandlas till bromsstrålning beror av elektronernas energi och det bromsande materialets atomnummer (jfr Figur VI-2).

Strålskyddsbarriärer för högenergetiska elektroner tillverkas med fördel av betong som har lågt atomnummer vilket ger relativt lågt bromsstrålningsutbyte. Barriärens tjocklek måste dimensioneras med tanke på absorption av den bildade bromsstrålningen vilket vi skall studera i nästa avsnitt.



FIGUR VI-2 Bromsstrålningsproduktionen dvs den andel  $\eta$ , i % av elektronernas kinetiska energi som omvandlas till bromsstrålning i vatten, betong och bly vid olika elektronenergier

VI.3 FOTONSTRÅLNING

Flödestätheten av fotoner eller fotonfluensraten  $\varphi$  från en punktformig strålkälla i vakuum är omvänt proportionell mot kvadraten på avståndet ( $x$ ) från strålkällan:

$$\varphi(x) = \frac{\varphi(1)}{x^2}$$

Avståndsfaktorn är således ganska effektiv då det gäller att reducera bestrålningen. Denna så kallade 'inversa kvadratlag' gäller teoretiskt sett endast för punktformiga strålkällor men kan i praktiken användas i de fall då avståndet mellan strålkälla och bestrålat objekt är väsentligt större än den maximala utsträckningen hos strålkällan.

Dämpning eller attenuering av monoenergetiska fotoner i en absorbator med tjockleken  $d$  m följer en exponentialfunktion enligt:

$$\varphi = \varphi_0 e^{-\mu d}$$

där  $\mu$  är den linjära dämpnings- eller attenueringskoefficienten (jfr I.3.1d). På grund av det exponentiella avtagandet hos  $\varphi$  kan man ange en halvvärdestjocklek HVT av absorbatormaterialet då:

$$\varphi = \frac{1}{2} \varphi_0 \quad \text{dvs} \quad \frac{1}{2} = e^{-\mu \text{HVT}} \quad ; \quad \ln 2 = \mu \text{HVT}$$

$$\text{Halvvärdestjockleken } HVT = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0.693}{\mu}$$

Vid strålskyddsberäkningar skall man emellertid använda halvvärdestjockleken med stor försiktighet eftersom det exponentiella avtagandet förutsätter ett smalt strålnippe av monoenergetiska fotoner, vilket endast i undantagsfall är fallet i praktiken.

Då man har ett brett strålnippe erhålles dessutom ett bidrag från comptonspredda fotoner och annihileringskvanta då  $h\nu \geq 1.02 \text{ MeV}$ . Flödestätheten av denna sekundärstrålning betecknas  $\varphi^s$ . Den totala flödestätheten bakom en absorbator blir således summan av de primära  $\varphi^p$  och sekundära  $\varphi^s$  flödestätheterna.

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= \varphi^p + \varphi^s = \varphi^p \left[ 1 + \frac{\varphi^s}{\varphi^p} \right] \\ \varphi_p &= \varphi_0 e^{-\mu d} \end{aligned} \right\} \varphi = \varphi_0 e^{-\mu d} \underbrace{\left[ 1 + \frac{\varphi^s e^{\mu d}}{\varphi_0} \right]}_{B_\varphi(\mu d)}$$

Uttrycket inom parenteserna är alltid större än 1 och växer monotont med absorbator tjockleken  $d$ . Detta uttryck kallas tillväxtfaktor (eng build-up factor) och betecknas med  $B_\varphi(\mu d)$ .

Allmänt gäller att totala fotonflödestätheten på avståndet  $x$  från en punktformig strålkälla bakom en strålskyddsbarriär av tjockleken  $d$  m är:

$$\varphi_d(x) = \frac{\varphi_0(1)}{x^2} B_\varphi(\mu d) e^{-\mu d}$$

- $\phi_0$  = fotonfluensrat utan strålskyddsbarriär  
 $\phi_d$  = fotonfluensrat med strålskyddsbarriär av tjockleken  $d$   
 $\phi(x)$  = fotonfluensrat på avståndet  $x$  m från strålkällan

### VI.3.1 Bestämning av transmissionen hos strålskyddsbarriärer

Vi tänker oss nu att vi på avståndet 1 m från en punktformig strålkälla placerar en dosimeter med vilken vi registrerar en absorberad dosrat  $\dot{D}_0(1)$ . Därefter placerar vi dosimetern bakom och intill strålskyddsbarriären, vars tjocklek är  $d$  m, på avståndet  $x$  m från strålkällan och registrerar där en absorberad dosrat  $\dot{D}_d(x)$ .

Den totala absorberade dosraten  $\dot{D}_d(x)$  beror dels av primärstrålningen  $\dot{D}_d^p(x)$  och dels av spridd strålning från strålskyddsbarriären  $\dot{D}_d^s(x)$ .

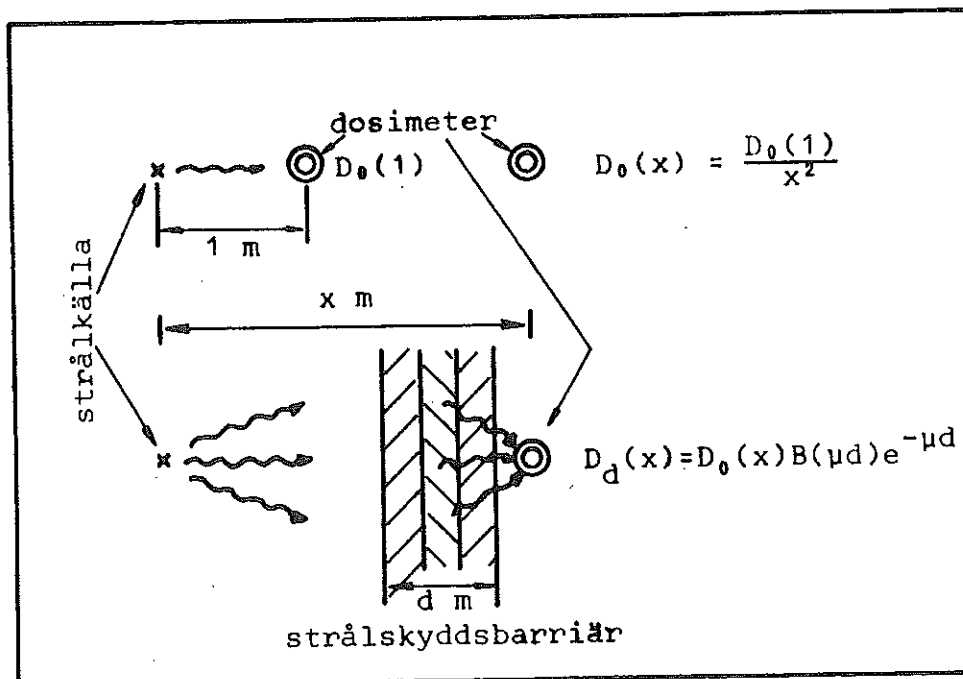
$$\dot{D}_d(x) = \dot{D}_d^p(x) + \dot{D}_d^s(x) = \dot{D}_d^p(x) \left[ 1 + \dot{D}_d^s(x)/\dot{D}_d^p(x) \right]$$

Den absorberade dosen från primära fotonstrålningen antar vi avtar exponentiellt med barriärtjockleken.

$$\dot{D}_d^p(x) = \dot{D}_0^p(x) e^{-\mu d}$$

$$\dot{D}_d(x) = \dot{D}_0^p(x) e^{-\mu d} \left[ 1 + \dot{D}_d^s(x)/\dot{D}_d^p(x) \right] = \dot{D}_0^p(x) e^{-\mu d} B_D(\mu d)$$

$$\text{Dostillväxtfaktorn } B_D(\mu d) = 1 + \dot{D}_d^s(x)/\dot{D}_d^p(x) = \left[ 1 + \dot{D}_d^s(x) e^{\mu d} / \dot{D}_0^p(x) \right]$$



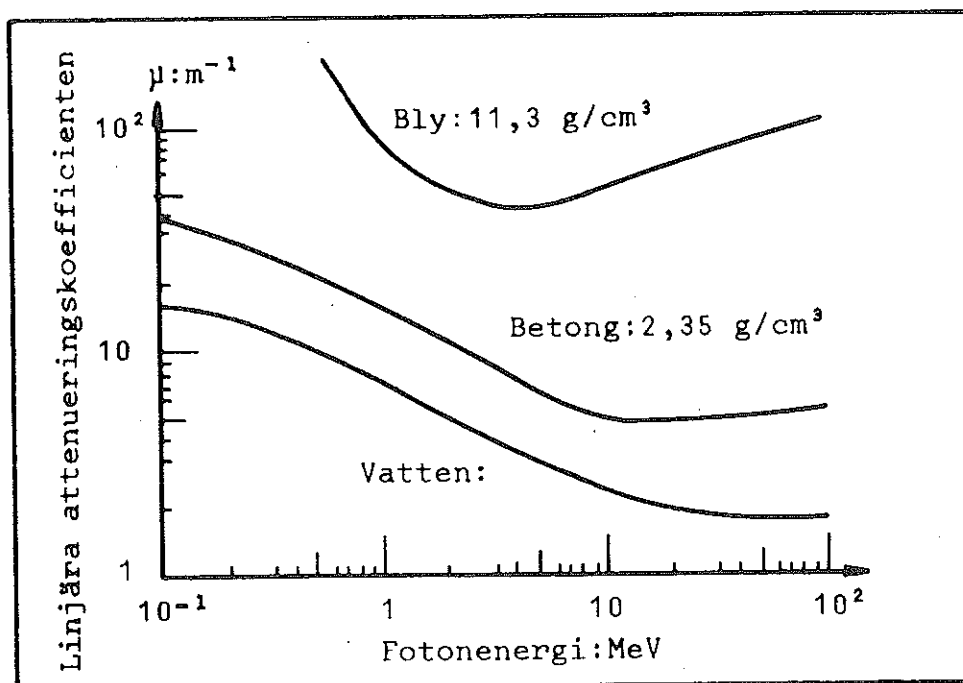
FIGUR VI-3 Illustration till transmissionen hos en strålskyddsbarriär. På avståndet 1 m från den oskärmade strålkällan registreras  $\dot{D}_0(1)$  rad/s vilket på avståndet  $x$  m motsvarar  $\dot{D}_0(x) = \dot{D}_0(1)/x^2$ . Bakom strålskyddsbarriären registreras  $\dot{D}_d(x)$  rad/s. Transmissionen hos strålskyddsbarriären blir då  $\dot{D}_d(x)/\dot{D}_0(x) = B_D(\mu d) e^{-\mu d}$ .

Av sambanden å sid 6.07 framgår att dostillväxtfaktorn alltid är större än 1 och ökar med strålskyddsbarriärens tjocklek ( $\mu d$ ). Dosbidraget från den spridda strålningen  $D^S$  varierar kraftigt med bestrålningsgeometrin. Ett smalt strålnippe ger ett litet bidrag  $D^S \rightarrow 0$ , medan större strålnippen ger ökande bidrag vid allt större tvärsnittsytor. För en barriär med



stor utsträckning går emellertid dosbidraget från den spridda strålningen mot ett konstant värde då strålknippets tvärsnittsyta är omkring  $50 \times 50 \text{ cm}^2$  vilket kallas brett strålknippe,  $B_D^{\text{max}}(\mu\text{d})$ .

Eftersom linjära attenueringskoefficienten  $\mu$  för fotoner varierar med energin och typ av absorbermaterial så varierar också dostillväxtfaktorn med dessa storheter.



FIGUR VI-4 Linjära attenueringskoefficienten  $\mu$  för vatten, betong och bly vid olika fotonenergier

Allmänt gäller att totala dosraten på avståndet  $x$  från en punktformig strålkälla bakom en strålskyddsbarriär av tjockleken  $d$  m kan skrivas:

$$\dot{D}_d(x) = \frac{\dot{D}_o(1)}{x^2} B_D(\mu d) e^{-\mu d} = \dot{D}_o(x) B_D(\mu d) e^{-\mu d}$$

$\dot{D}_o$  = absorberad dosrat utan strålskyddsbarriär

$\dot{D}_d$  = absorberad dosrat med en strålskyddsbarriär  
vars tjocklek är  $d$  m

$\dot{D}(x)$  = absorberad dosrat på avståndet  $x$  m från  
strålkällan

$\mu$  = linjära dämpnings- eller attenueringsko-  
efficienten hos materialet i strålskydds-  
barriären [ $m^{-1}$ ]

$1/\mu$  = fria medelväglängden för fotoner i materia-  
let [m]

$\mu d$  = antalet fria medelväglängder i strålskydds-  
barriären

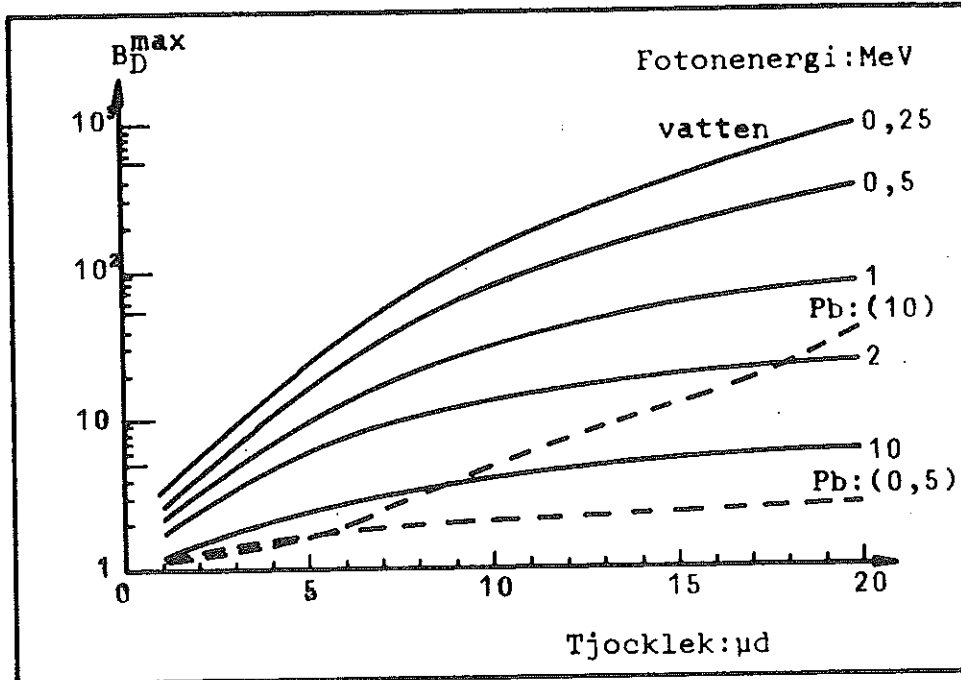
$B_D(\mu d)$  = dostillväxtfaktorn för bidrag från spridd  
strålning i strålskyddsbarriären

Transmissionen hos en strålskyddsbarriär definieras som  
förhållandet mellan den absorberade dosen i samma punkt  
med och utan strålskyddsbarriär, dvs

$$\text{Transmissionen} \quad \frac{D_d(x)}{D_o(x)} = B_D(\mu d) e^{-\mu d}$$

Vi skall nu studera några experimentellt erhållna trans-  
missionskurvor för bly och betong vilka är de vanligaste  
materialen i strålskyddsbarriärer för fotonstrålning.  
Emellertid är dessa material inte alltid de mest prak-  
tiska eller mest ekonomiska. Därför bör man vid projek-  
tering av strålskyddsbarriärer alltid konsultera

strålskyddsexpertis för att få den bästa och billigaste konstruktionen.



FIGUR VI-5 Dostillväxtfaktorn  $B_D^{\max}(\mu d)$  för brett strålnippe vid några olika fotonenergier som funktion av strålskyddsbarriärens tjocklek och material (vatten och bly) uttryckt i antalet fria medelvåglängder för fotonerna

Fotonstrålning från röntgenrör och elektronacceleratorer består av ett spektrum av fotonenergier vilka attenueras i olika grad. Detta medför att fotonspektrums 'tyngdpunkt' förskjutes åt det högenergetiska hållet vid passage av allt tjockare absorbatörer, så att de successiva halveringstjocklekarna blir

$$HVT_1 < HVT_2 < HVT_3 < \dots \text{ etc för } \overline{h\nu}_0 < 3 \text{ MeV}$$

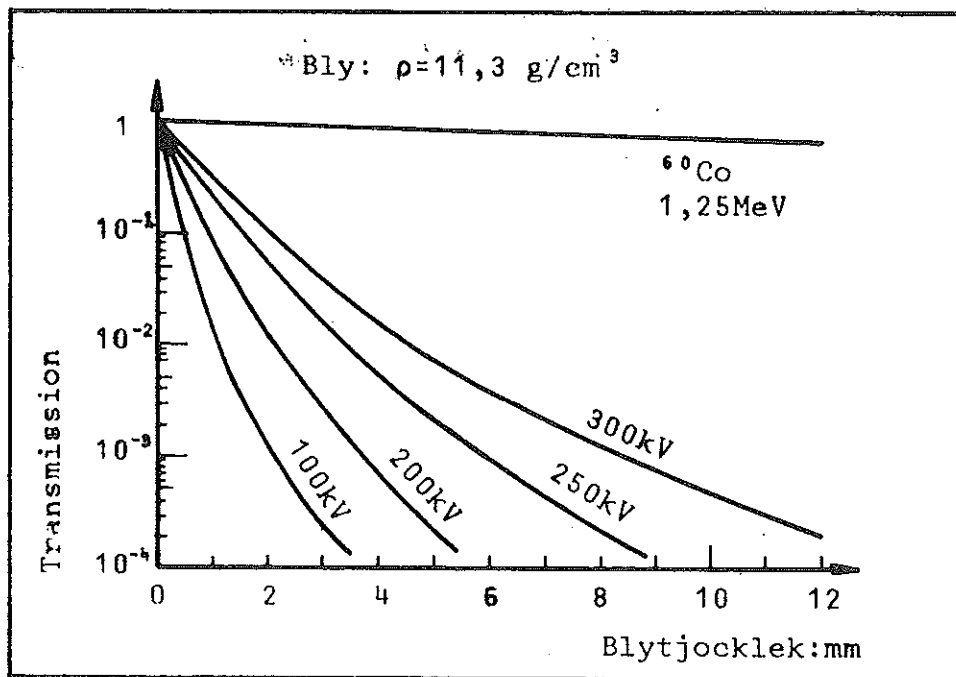
Män brukar använda den första halvvärdestjockleken (HVT<sub>1</sub>) i koppar eller aluminium som ett mått på den spektrala sammansättningen hos röntgenstrålning.

"Normal"-röntgenstrålning är en heterogen röntgenstrålning som är så filtrerad att första halvvärdestjockleken i ex Cu är lika stor som halvvärdestjockleken för monoenergetiska fotoner vars energi  $h\nu$  är hälften av den heterogena röntgenstrålningens maxenergi ( $V_{\max} = \text{rörspänningen}$ )

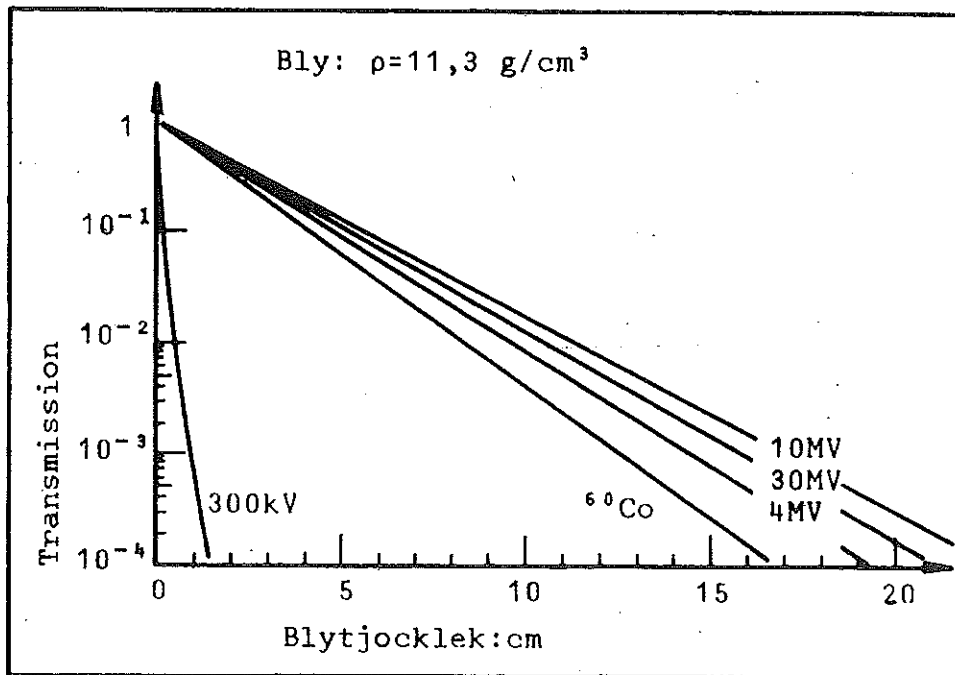
$$\text{HVT}_1(\text{norm}) = \ln 2 / \mu_{h\nu}$$

där

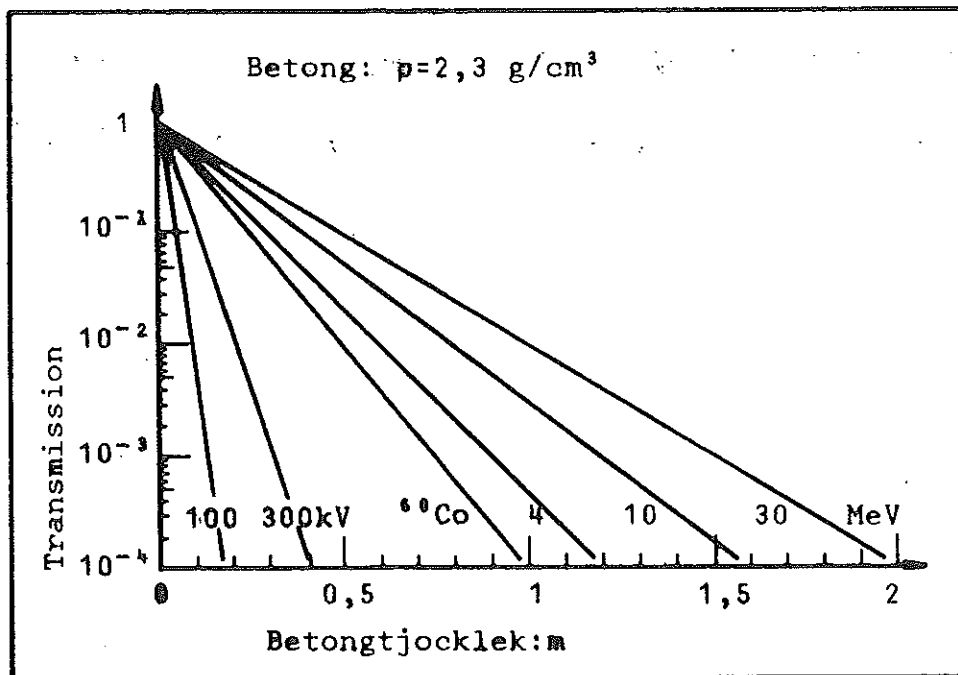
$$h\nu = V_{\max} / 2$$



FIGUR VI-6 Transmissionskurvor i bly för breda strålknippen ( $45 \times 45 \text{ cm}^2$ ) av 'normal'-röntgenstrålning med rörspänningarna 100, 200, 250 och 300 kV samt av  $^{60}\text{Co}$ - $\gamma$ -strålning (1.25 MeV)



FIGUR VI-7 Transmissionskurvor i bly för breda strålknippen ( $30 \times 30 \text{ cm}^2$ ) av  $^{60}\text{Co}$ - $\gamma$ -strålning samt av bromsstrålning från elektronacceleratorer med maximalenergierna 4, 10 och 30 MeV



FIGUR VI-8 Transmissionskurvor i betong för breda strålknippen ( $45 \times 45 \text{ cm}^2$ ) av normal-röntgenstrålning med rörspänningarna  $V_{\text{max}} = 100$  och  $300 \text{ kV}$ ,  $^{60}\text{Co}$ - $\gamma$ -strålning ( $1,25 \text{ MeV}$ ) samt bromsstrålning från elektronacceleratorer med maximalenergierna 4, 10 och  $30 \text{ MeV}$

VI.4 NEUTRONSTRÅLNING

Det är betydande skillnader mellan träffytorna för fotoners och neutroners växelverkan med materia.

Fotonträffytorna karakteriseras av jämnt varierande funktioner av atomnummer och energi och de är i allmänhet välkända.

Neutronträffytorna däremot varierar kraftigt från ett element till ett annat och uppvisar ofta resonansstrukturer vid vissa energier, de är ofta dåligt bestämda speciellt i områden där neutronpenetrationen är stor.

De fysikaliska processerna som är verksamma vid neutronattenuering är:

- elastisk spridning
- inelastisk spridning
- kärnreaktioner med emission av sekundärpartiklar  $(n,2n)$ ,  $(n,p)$ ,  $(n,\alpha)$
- infångningsprocesser  $(n,\gamma)$  i regel vid termiska energier

Den slutliga uppfångningen av neutroner som stoppas i strålskyddsbarriären (jfr kap I.2) sker i huvudsak med  $(n,\alpha)$  och  $(n,\gamma)$  processer.

Strålskyddsskärmar för högenergetiska neutroner måste innehålla material som ger upphov till energiförluster hos neutronerna så att dessa kan fångas in. Ett sådant material är väte (jfr kap I.3). Vätehaltiga material såsom vatten eller paraffin användes därför ofta som neutronstrålskydd. Vätet har dessutom den fördelen att

det har stor träffyta för neutroninfångning vid termiska energier. Man kan också förstärka strålskyddsbarriären med material med högt infångningstvårsnitt för termiska neutroner t ex kadmium eller bor.

#### VI.4.1 Dimensionering av strålskyddsbarriärer mot neutroner

Det är ofta mycket komplicerat att konstruera tillfredsställande strålskyddsbarriärer för neutroner speciellt vid reaktorer och accelerators, vilka förutom höga neutronfluensrater har stor geometrisk utbredning. Vi skall därför begränsa oss till att betrakta punktformiga neutronstrålkällor.

Attenueringen av ett smalt strålnippe av snabba neutroner i vätehaltiga material och i kombinationer av vätehaltiga och hög-Z material följer ganska väl en exponentialfunktion

$$\varphi = \varphi_0 e^{-\Sigma_r d}$$

- $\varphi$  = flödestätheten av primära neutroner bakom absorbatoren
- $\varphi_0$  = flödestätheten av primära neutroner i samma punkt utan absorbatör
- $d$  = absorbatorns tjocklek, m
- $\Sigma_r$  = makroskopiska träffytan för attenuering av snabba neutroner i absorbatormaterialet, även kallad 'removal'-tvårsnittet
- $\Sigma_r = \sigma_r \cdot 10^{-28} N_L \rho/A = 0.06 \cdot \sigma_r \rho/A \text{ m}^{-1}$
- $\sigma_r$  = mikroskopiska attenueringsträffytan i barn  
(1 barn =  $10^{-28} \text{ m}^2$ )

$N_L$  = Loschmidts eller Avogadros tal  $6.023 \cdot 10^{26}$   
 atomer per kg-atom

$A$  = materialets atomvikt

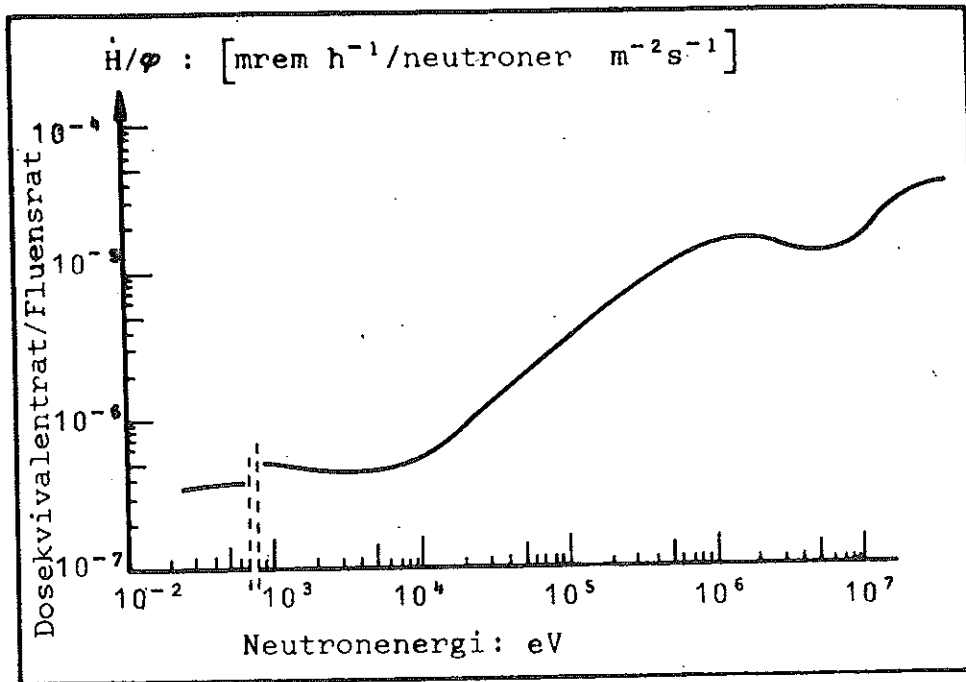
$\rho$  = materialets täthet  $\text{kg/m}^3$

Genom inbromsning av de snabba neutronerna erhålles också termiska neutroner i strålskyddsbarriären. Dessa kan avlägsnas genom att lägga på ett skikt av kadmium-, bor- eller litium-rikt material bakom barriären eller helt enkelt blanda i något av dessa ämnen i materialet. Kadmium har stort infångningstvårsnitt  $\sigma = 2540 \text{ b}$ , men vid neutroninfångningen utsändes  $\gamma$ -strålning med energier mellan 3 och 5 MeV vilket ur strålskyddssynpunkt är en nackdel. Trots sitt något lägre infångningstvårsnitt  $\sigma = 760 \text{ b}$  är bor något bättre än kadmium eftersom den efter infångningen utsända  $\gamma$ -strålningen endast har energin 0.48 MeV.

Allra bäst ur  $\gamma$ -strålningssynpunkt är litium men det har lågt infångningstvårsnitt  $\sigma = 71 \text{ b}$  och är dessutom dyrast. Man väljer därför oftast bor som absorber för termiska neutroner i strålskyddsbarriärer.

I strålskyddssammanhang vill man veta dosekvivalentraten bakom strålskyddsbarriären. Dosekvivalentraten får ej överstiga 2.5 mrem/h för radiologisk personal (jfr Tabell V:2). Sambandet mellan dosekvivalentraten och neutronfluensraten vid olika energier framgår av nedanstående figur.





FIGUR VI-9 Förhållandet mellan dosekvivalentraten (mrem/h) och fluensraten (neutroner/m<sup>2</sup>s) av neutroner som passerat genom en strålskyddsbarriär. Materialet i strålskyddsbarriären har endast mindre betydelse om den är tjockare än  $1/\Sigma_r$  m.

Då man placerar en neutron-detektor bakom strålskyddsskärmen på motsvarande sätt som i Figur VI-3 registreras dels primära neutroner och dels spridda neutroner med degraderad energi. Dosekvivalentraten på avståndet  $x$  m från strålkällan bakom en strålskyddsbarriär med tjockleken  $d$  m kan då skrivas:

$$\dot{H}_d(x) = \frac{\phi_0(1)}{x^2} e^{-\Sigma_r d} \left(\frac{\dot{H}}{\phi}\right) B_H \quad [\text{mrem h}^{-1}]$$

- $\dot{H}_d(x)$  = dosekvivalentraten bakom strålskyddsbarriären [mrem h<sup>-1</sup>]  
 $x$  = avståndet till strålkällan; [m]  
 $d$  = strålskyddsbarriärens tjocklek; [m]  
 $\Sigma_r$  = makroskopiska attenueringsträffytan för den aktuella neutronenergin och materialet i strålskyddsbarriären; [m<sup>-1</sup>], även kallad 'removal'-tvärsnitt  
 $\phi_0(1)$  = fluensraten av primära neutroner 1 m från strålkällan utan strålskyddsbarriär; [neutroner m<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>]  
 $\left(\frac{\dot{H}}{\phi}\right)$  = dosekvivalent/nutronfluensrat-förhållandet för den aktuella primärenergien [mrem h<sup>-1</sup>/neutroner m<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>] (jfr Figur VI-9)  
 $B_H$  = dosekvivalenttillväxtfaktorn vilken beror av primärneutronernas energi, absorbatorns sammansättning och tjocklek

TABELL VI:1

Makroskopiska träffytan och dosekvivalentfaktorn för några vanligt förekommande material i strålskyddsbarriärer mot neutroner.

Neutron energi MeV	Vatten $\Sigma_r$ m <sup>-1</sup>	$B_H^*$	Paraffin $\Sigma_r$ m <sup>-1</sup>	$B_H^*$	Betong $\Sigma_r$ m <sup>-1</sup>	$B_H^*$	Järn $\Sigma_r$ m <sup>-1</sup>	$B_H^*$
3	11	1.0	18	1.5	6.4	1.0		
~5	10	1.0	12	1.3	9	1.2		
6-8					8.3		17	
14-15	5	1.0	5.7	1.25	6.1	1.2*	7.1	1.0
					5.9	2.3**		

\* Upp till 0.3 m tjocklek

\*\* Mellan 0.60 - 1.0 m

## VI.5 REFLEKTION AV STRÅLNING OCH LÄCKAGE I STRÅLSKYDDSBARRIÄRER

Föregående avsnitt (VI.3, VI.4) behandlar endast transmission av foton- och neutronstrålning i strålskyddsbarriärer. Men samtidigt som stråldosnivån minskar bakom barriären ökar den framför på grund av bakåtspridning orsakad av växelverkansprocesser i barriären. För fotoner är t ex Comptonspridning och parbildning med efterföljande annihileringsstrålning av betydelse och för neutroner olika spridningsprocesser. Materialets förmåga att reflektera strålningen uttryckes med den så kallade albedofaktorn som är förhållandet mellan antalet reflekterade och infallande fotoner eller neutroner.

Ingången till ett rum med en kraftig strålkälla utformas ofta som en labyrint för att förhindra direkt bestrålning av dörren. Strålningen reflekteras emellertid i labyrintens väggar vilket man måste ta hänsyn till vid en fullständig strålskyddsutredning.

I strålskyddsbarriärer förekommer ofta genomföringar eller hål för rör och kablar där neutroner och fotoner kan läcka ut och orsaka lokala 'heta' områden. Genomföringarna utföres böjda eller tappstegsformade för att förhindra direkt läckage, men genom reflektion kan ändå strålning läcka igenom. Speciellt neutronstrålning, som ju kan spridas många gånger utan att förlora nämnvärt med energi, läcker igenom böjda genomföringar.

Vid utformningen av en strålskyddad anläggning måste man alltså ta hänsyn till transmission, reflektion och läckage av strålning, vilket gör att fullständiga och noggranna strålskyddsberäkningar ofta kan bli mycket komplicerade.