



RADIOPROTECTION CIRKUS

Document technique

Radioprotection Cirkus - 89 D boulevard du Fier 74000 Annecy - www.rpcirkus.org - contact@rpcirkus.org
Association loi 1901 créée le 9 mars 2010 - n° W913002355 - Enregistrée à la préfecture de la Haute Savoie

Titre :	Initiation à la dosimétrie
N° chrono :	DOC-FO-11_1
Auteur :	Kloug
Version et date :	Version 1 du 07/12/2010
Résumé :	<p>Ce document est une initiation à la dosimétrie. C'est un point qui n'a pas le temps d'être abordé dans les formations de courte durée comme les formations « personnes compétentes en radioprotection ».</p> <p>Nous présentons ici diverses grandeurs physiques, de protection et opérationnelles. Le vocabulaire parfois complexe en radioprotection ne permettant pas toujours de cerner les définitions, nous en avons voulu une approche simplifiée.</p>



RADIOPROTECTION CIRKUS

Document technique

Radioprotection Cirkus - 89 D boulevard du Fier 74000 Annecy - www.rpcirkus.org - contact@rpcirkus.org
Association loi 1901 créée le 9 mars 2010 - n° W913002355 - Enregistrée à la préfecture de la Haute Savoie

SOMMAIRE

1 LES GRANDEURS	4
1.1 Les grandeurs physiques	4
1.2 Les grandeurs radiométriques	4
1.2.1 Le champ de rayonnement	4
1.2.2 Le nombre de particules – N	5
1.2.3 Le flux de particules - \dot{N}	5
1.2.4 La fluence de particules et le débit de fluence de particules - ϕ et $\dot{\phi}$	5
1.3 Les grandeurs dosimétriques	5
1.3.1 La dose absorbée et le débit de dose absorbée	5
1.3.2 Le kerma et le débit de kerma	6
1.4 Les grandeurs de protection	7
1.4.1 La dose équivalente à l'organe	8
1.4.2 La dose efficace : Grandeur de protection relative au corps entier	8
1.5 Les grandeurs opérationnelles	10
1.5.1 Définition des grandeurs opérationnelles pour la dosimétrie de zone ou d'ambiance	10
1.5.2 Définition de la grandeur opérationnelle pour la dosimétrie individuelle	11
2 LES COEFFICIENTS D'INTERACTION	12
2.1 Coefficients pour les particules chargées légères : le pouvoir d'arrêt	12
2.2 Coefficients pour les particules chargées lourdes (alpha, protons) : le pouvoir d'arrêt	15
2.3 Coefficients pour les rayonnements électromagnétiques	16
2.3.1 Coefficient linéique d'interaction μ	16
2.3.2 Coefficient massique d'interaction $\frac{\mu}{\rho}$	17



2.3.3 Coefficient de transfert massique en énergie $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$	17
2.3.4 Coefficient d'absorption massique en énergie $\frac{\mu_{en}}{\rho}$	18
2.3.5 Exemple de courbe	18
3 LE PARCOURS DES RAYONNEMENTS	20
3.1 Cas des électrons mono énergétiques	20
3.2 Cas des spectres	21
4 DETERMINATION DE LA DOSE ABSORBEE POUR LES PARTICULES LEGERES CHARGES	22
4.1 Détermination de la dose en un point donné	22
4.2 Détermination du débit de dose absorbée	22
4.3 Détermination de dose absorbée en profondeur dans le cas d'un spectre	24
4.4 Les changements de milieu	28
5 LES RAYONNEMENTS ÉLECTROMAGNÉTIQUES	29
5.1 Relation Fluence – Kerma	29
5.2 Relation Fluence - Dose absorbée	30
5.2.1 Énergie transférée et énergie absorbée localement	30
5.2.2 Détermination de l'équilibre électronique	30
5.2.3 Relation Fluence - Dose absorbée	31
5.2.4 Relation Fluence - Débit de dose absorbée	33
5.2.5 Les changements de milieu	35



1 LES GRANDEURS

1.1 Les grandeurs physiques

Les grandeurs physiques sont des grandeurs accessibles quantitativement par le calcul ou par la mesure. On distingue parmi ces grandeurs :

- Les grandeurs radiométriques servant à caractériser le champ de rayonnement.
- Les grandeurs dosimétriques servant à caractériser l'effet « physique » des rayonnements sur la matière en terme d'énergie transférée ou de dépôt d'énergie.

1.2 Les grandeurs radiométriques

1.2.1 Le champ de rayonnement

Pour déterminer, en un point P de l'espace, l'action d'un rayonnement dans un milieu donné, il faut connaître les caractéristiques physiques, géométriques et temporelles de ce rayonnement.

Le champ de rayonnement est caractérisé par une fonction mathématique à 6 variables :

$$\varphi_u(r, u, E, t)$$

r : vecteur de position

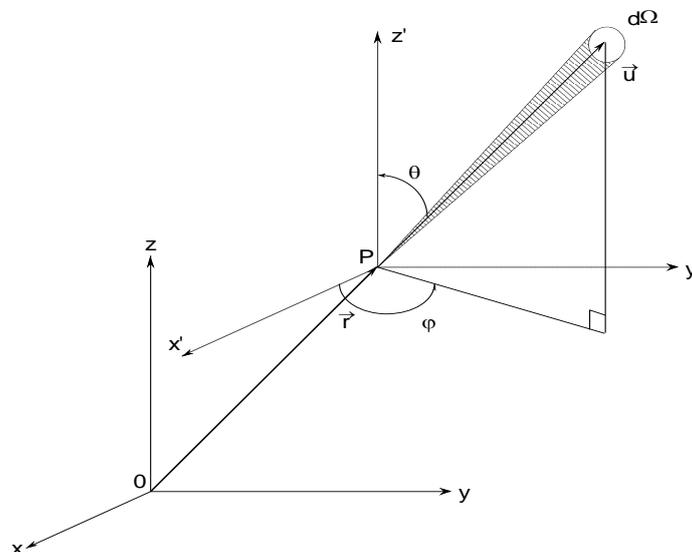
u : vecteur de propagation

E : énergie du rayonnement

t : temps

La fonction φ_u représente le nombre de particules se propageant en un point P de l'espace de coordonnées r, dans la direction u, dans un angle solide $d\Omega$ autour de u avec une énergie E à l'instant t.

Cette fonction s'appelle la distribution angulaire de la fluence.





1.2.2 Le nombre de particules - N

N est le nombre de particules émises, transférées ou reçues.

1.2.3 Le flux de particules - \dot{N}

- \dot{N} est le quotient de dN par dt ; dN représente le nombre de particules émises, transférées ou reçues pendant un intervalle de temps dt.

Symbole : N

Unité : inverse du temps : s⁻¹

Équation aux dimensions : T⁻¹

$$\dot{N} = \frac{dN}{dt}$$

1.2.4 La fluence de particules et le débit de fluence de particules - ϕ et $\dot{\phi}$

La fluence ϕ est le quotient de dN par da ; dN représente le nombre de particules traversant une sphère élémentaire de section diamétrale da .

Symbole : ϕ (phi)

Unité : inverse d'une surface

Équation aux dimensions : L⁻²

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

Le débit de fluence $\dot{\phi}$ est le quotient de d ϕ par dt ; d ϕ représente le nombre de particules traversant une sphère élémentaire de section diamétrale da pendant un intervalle de temps dt.

Symbole : $\dot{\phi}$

Unité : inverse d'une surface et d'un temps

Équation aux dimensions : L⁻² T⁻¹

$$\dot{\phi} = \frac{d\phi}{dt} = \frac{d^2N}{da dt}$$

1.3 Les grandeurs dosimétriques

1.3.1 La dose absorbée et le débit de dose absorbée

L'énergie communiquée E en joules, par un rayonnement ionisant à un volume de matière est :

$$E = R_e - R_s + \epsilon Q$$

R_e : Énergie rayonnante entrant dans le volume, c'est-à-dire somme de toutes les énergies (à l'exception des énergies au repos) des particules directement et indirectement ionisantes entrant dans le volume de matière.

R_s : Énergie rayonnante sortant du volume, c'est -à- dire somme de toutes les énergies (à l'exception des énergies au repos) des particules directement et indirectement ionisantes



entrant dans le volume de matière.

ϵQ : Somme des énergies rayonnantes produites moins somme des énergies rayonnantes utilisées dans des transferts internes au volume de matière (transformation de noyaux et de particules élémentaires)

Remarque : ϵ est une quantité stochastique, c'est-à-dire soumise aux fluctuations statistiques. Par contre, $\bar{\epsilon}$ énergie moyenne communiquée est une quantité non stochastique (déterministe)

La dose absorbée est le quotient de $d\bar{\epsilon}$, énergie moyenne communiquée par le rayonnement ionisant, à un volume de matière de masse dm par dm .

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

Unité : $J.kg^{-1}$ (Gray)

1 Gy = 1 J.kg⁻¹

Le débit de dose absorbée \dot{D} est le quotient de dD par dt où dD est la variation de dose absorbée pendant l'intervalle de temps dt .

$$\dot{D} = \frac{dD}{dT}$$

Unités : $J.kg^{-1}.s^{-1}$ soit le $Gy.s^{-1}$

D'un point de vue pratique, on utilise plus généralement le $mGy.h^{-1}$ ou le $\mu Gy.h^{-1}$

1.3.2 Le kerma et le débit de kerma

Le KERMA (Kinetic Energy Release per unit Mass) est le quotient de dE_{tr} par dm où dE_{tr} est la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées ou directement ionisantes (D-I) libérées par des particules non directement ionisantes (NDI) dans un élément de matière de volume dV , de masse dm .

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm}$$

Unité : $J.kg^{-1}$ (Gray)

Remarque : Le KERMA caractérise la capacité d'action d'un rayonnement indirectement ionisant sur la matière.

Le débit de KERMA \dot{K} est le quotient de dK par dt où dK est la variation du KERMA pendant l'intervalle de temps dt .

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt}$$

Unités : $J.kg^{-1}.s^{-1}$ soit le $Gy.s^{-1}$

D'un point de vue pratique, on utilise plus généralement le $mGy.h^{-1}$ ou le $\mu Gy.h^{-1}$



1.4 Les grandeurs de protection

En dosimétrie de radioprotection, il faut considérer un autre type de grandeurs :

- Les grandeurs de Protection, qui sont non mesurables, et sur lesquelles sont fondées les limites de doses. Elles sont définies par une commission internationale (ICRP : International Commission on Radiological Protection).

L'interaction des rayonnements ionisants avec la matière, et en particulier avec le tissu biologique, se traduit par un transfert d'énergie au milieu irradié. Des dégâts plus ou moins importants peuvent être causés aux cellules atteintes, suivis d'effets sur la santé de l'individu ou de sa descendance. L'importance de ces effets doit être prévisible.

C'est le rôle de la protection radiologique d'établir des données quantitatives permettant d'estimer le risque associé aux rayonnements ionisants. Ce risque doit rester dans des limites telles qu'il ne constitue qu'une « composante mineure de l'ensemble des risques auxquels nous sommes tous exposés »(ICRP Publication 60).

Les travaux de l'ICRP ont abouti à la publication d'une recommandation (ICRP Publication 60) faisant état de nouvelles grandeurs de protection assorties de nouvelles données numériques déduites des résultats récents obtenus en biologie. La publication donnant de nouvelles recommandations a été publiée en octobre 2007 (publication n°103).

Ces grandeurs de protection sont destinées à quantifier le risque encouru par un individu lorsqu'il est soumis à une exposition interne ou externe. Sur la base de ces grandeurs sont établies des limites de « doses » autorisées, dont les valeurs numériques sont telles que le risque associé ne modifie pas de façon significative l'ensemble des risques de la vie courante.

Les biologistes ont montré que les organes du corps humain présentaient, selon leur fonction, des sensibilités variables aux rayonnements ionisants. Il est impensable et infaisable de placer au niveau de chaque organe critique un ou plusieurs détecteur(s) capable(s) de délivrer une information représentative du risque encouru par cet organe exposé au rayonnement.

Jusqu'en 1991, année de parution de la publication 60 de l'ICRP, la dosimétrie de radioprotection s'appuyait sur une grandeur dérivée de la grandeur physique « dose absorbée » ; cette grandeur dérivée s'appelait équivalent de dose.

A noter que les grandeurs opérationnelles en détection continuent à être définies par rapport à un équivalent de dose.

Pour d'autres informations, un excellent article de Didier PAUL dans la revue « Radioprotection » :

Grandeurs de protection en dosimétrie externe de [D. Paul](#)

Radioprotection 35 4 (2000) 457-471

DOI: 10.1051/radiopro:2000115

[\[Résumé\]](#) [\[PDF \(1.758 MB\)\]](#)



1.4.1 La dose équivalente à l'organe

La nouvelle grandeur de protection, dose équivalente, préconisée maintenant par l'ICRP, apporte une solution plus simple à l'estimation du risque. La relation de base s'écrit :

$$H_T = \sum W_R D_{TR}$$

H_T : dose équivalente dans le tissu, ou l'organe T

$D_{T,R}$: dose absorbée moyenne dans le tissu ou l'organe T résultant du rayonnement de type R

w_R : facteur de pondération radiologique

Les caractéristiques de w_R sont les suivantes :

- c'est un facteur multiplicatif dépendant du type de rayonnement R incident sur le tissu ou l'organe T
- il dépend du rayonnement incident

Type de rayonnement et gamme d'énergie	Facteur de pondération radiologique w_R
Photons, toutes énergies	1
Électrons, toutes énergies	1
Neutrons, énergie : E < 10 keV	5
10 keV < E < 100keV	10
100 keV < E < 2 MeV	20
2 MeV < E < 20 MeV	10
E > 20 MeV	5
Protons, autres que les protons de recul, d'énergie > 2 MeV	5
Particules alpha, fragments de fission, ions lourds	20

1.4.2 La dose efficace : Grandeur de protection relative au corps entier

La dose efficace est la généralisation à l'organisme entier de la notion de dose équivalente. La dose efficace E est en fait une dose, qui peut être une dose fictive, qui administrée de façon homogène au corps entier entraînerait les mêmes dommages tardifs que l'ensemble des doses reçues par le même individu au niveau des différents organes et à des moments différents.

Il s'agit donc bien de prendre en compte uniquement les effets stochastiques.

Elle s'exprime par la relation :

$$E = \sum W_T \cdot H_T$$

E : dose efficace

H_T : dose équivalente relative à l'organe T

w_T : facteur de pondération tissulaire de l'organe.



La dose équivalente et la dose efficace s'expriment en sievert (Sv). Les valeurs numériques des facteurs de pondération tissulaires sont fixées par l'ICRP en fonction de critères biologiques relatifs aux organes critiques.

Tissu ou organe	Facteur de pondération tissulaire w_T
Gonades	0,20
Moelle osseuse	0,12
Colon	0,12
Poumon	0,12
Estomac	0,12
Vessie	0,05
Seins	0,05
Foie	0,05
Œsophage	0,05
Thyroïde	0,05
Peau	0,01
Surface de l'os	0,01
Reste du corps	0,05

La valeur numérique de la grandeur E est celle qui doit être reportée dans le fichier des résultats dosimétriques des personnes soumises à surveillance en tant que personne exposée. C'est ce que le dosimètre individuel doit être capable de fournir.

La publication n°103 de la CIPR a changé ces coefficients. Le tableau est le suivant :

TISSU OU ORGANE	Facteur de pondération pour les tissus w_T valeur donnée en %
Moelle osseuse (rouge), Colon, Poumon, Estomac, Sein, Autres tissus	12
Gonades	8
Vessie, Foie , Œsophage , Thyroïde	4
Surface des os, Cerveau* , Glandes salivaires* , Peau	1
Total	100

* Organes ajoutés par rapport à la CIPR 60

Les limites de doses recommandées par l'ICRP sont les suivantes :

Grandeur de protection (domaine d'application)	Limites de dose	
	Activités professionnelles	Public
Dose efficace	100 mSv sur une période de 5 ans	1 mSv par an
Dose équivalente annuelle		
- au cristallin	150 mSv	15 mSv
- à la peau	500 mSv	50 mSv
- aux mains et aux pieds	500 mSv	

1.5 Les grandeurs opérationnelles

Quelles que soient les grandeurs de protection «dose équivalente» ou «dose efficace» elles ne sont pas mesurables.

Afin de répondre à l'attente des organismes chargés de suivre les expositions des personnels, en 1985, l'ICRU (International Commission on Radiation Units and measurements) a introduit dans son rapport n° 39 le concept des grandeurs opérationnelles pour l'usage pratique en radioprotection dans les cas d'exposition externe. Ces grandeurs devaient permettre une estimation «raisonnable» de la grandeur de protection «équivalent de dose organisme entier».

Dans sa recommandation 60, l'ICRP préconise l'utilisation de ces grandeurs opérationnelles pour estimer la grandeur de protection «dose efficace». Par conséquent, quelle que soit la grandeur de protection considérée, les grandeurs opérationnelles sont des estimateurs «raisonnables» de celle-ci.

Les grandeurs opérationnelles ont les caractéristiques suivantes :

- Elles sont mesurables par des instruments équipés de détecteurs de rayonnements externes ;
- Elles sont des estimateurs généralement majorants de la dose efficace et des doses équivalentes aux organes, pour les rayonnements fortement et faiblement pénétrants ;
- Pour des rayonnements, des énergies et des angles d'incidence différents, les valeurs de chacune de ces grandeurs sont additives.

1.5.1 Définition des grandeurs opérationnelles pour la dosimétrie de zone ou d'ambiance.

Ces grandeurs sont : l'équivalent de dose ambiant $H^*(d)$ pour les rayonnements fortement pénétrants et l'équivalent de dose directionnel $\dot{H}(d,\Omega)$ pour les rayonnements faiblement pénétrants.



L'équivalent de dose ambiant $H^*(d)$ en un point dans le champ de rayonnement est l'équivalent de dose qui serait produit par le champ expansé et unidirectionnel⁽¹⁾ correspondant, dans la sphère ICRU⁽²⁾ à une profondeur d , sur un rayon qui fait face à la direction du champ unidirectionnel.

⁽¹⁾ Un champ de rayonnement, en général, est un champ où, en chaque point, la fluence et ses distributions énergétiques et angulaires sont quelconques.

Dans un champ expansé, la fluence et ses distributions énergétiques et angulaires sont les mêmes dans tout le volume considéré et identiques à celles du point de référence.

Dans un champ expansé et unidirectionnel, la fluence et sa distribution énergétique sont les mêmes que dans le champ expansé mais sa distribution angulaire est la même en tout point du volume considéré.

La profondeur d recommandée est de 10 mm et l'on peut écrire $H^*(10)$.

⁽²⁾ La sphère ICRU (ICRU Rapport 33, 1980) a 30 cm de diamètre, elle est constituée d'un matériau équivalent tissu d'une masse volumique de 1 g.cm^{-3} .

L'équivalent de dose directionnel $H(d, \Omega)$ en un point dans le champ de rayonnement est l'équivalent de dose qui serait produit par le champ expansé correspondant dans la sphère ICRU à une profondeur d , sur un rayon et dans une direction spécifiée Ω .

La profondeur d recommandée est de 0,07 mm et l'on peut écrire $H(0,07, \Omega)$.

1.5.2 Définition de la grandeur opérationnelle pour la dosimétrie individuelle

Cette grandeur s'appelle équivalent de dose individuelle $H_p(d)$. C'est l'équivalent de dose dans le tissu mou au point spécifié sur la surface du corps à une profondeur d .

Le champ de rayonnement est le champ réel où se trouve l'individu. Cette grandeur peut être mesurée à l'aide d'un dosimètre porté à la surface du corps. Ce dosimètre peut être constitué d'un détecteur recouvert d'une épaisseur appropriée de matériau équivalent tissu.

La profondeur d recommandée pour le contrôle des rayonnements fortement pénétrants est de 10 mm et l'on peut écrire : $H_p(10)$

La profondeur d recommandée pour le contrôle des rayonnements faiblement pénétrants est de 0,07 mm et l'on peut écrire : $H_p(0,07)$.



2 LES COEFFICIENTS D'INTERACTION

2.1 Coefficients pour les particules chargées légères : le pouvoir d'arrêt

Le pouvoir d'arrêt linéique total d'un matériau pour des particules chargées est le quotient de dE par dx où dE est l'énergie perdue par une particule chargée donnée en traversant une épaisseur dx de matériau.

Symbole : S

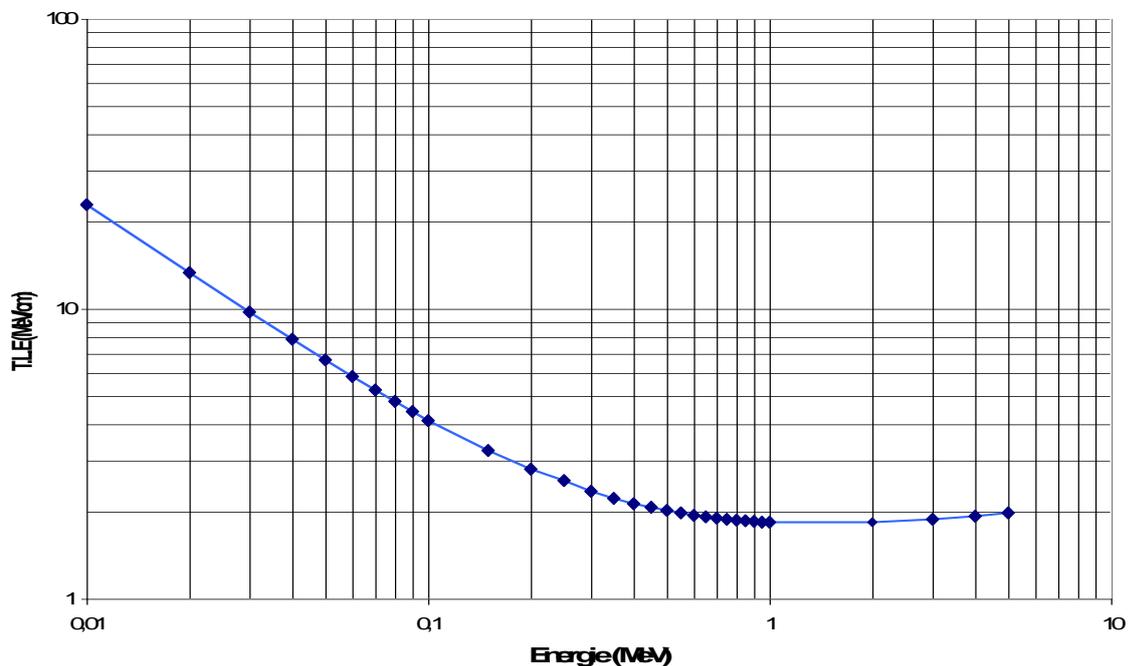
Unité : Énergie par unité de longueur (exemple : MeV/cm)

Équation aux dimensions : MLT^{-2}

$$S = \frac{dE}{dx}$$

Ce pouvoir d'arrêt correspond à une force de freinage.

Variation du transfert linéique d'énergie dans les tissus mous



La figure suivante donne la variation de ce transfert pour les électrons dans les tissus mous

Le pouvoir d'arrêt massique total est le quotient de S par ρ où ρ est la masse volumique du matériau.

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \times \frac{dE}{dx}$$



Radioprotection Cirkus

Le pouvoir d'arrêt massique par collision d'un matériau de masse volumique ρ pour des particules chargées est le quotient de dE par ρdx où dE est l'énergie perdue par collision (ionisation, excitation) avec les électrons par une particule chargée traversant une épaisseur dx de matériau.

$$\left[\frac{S}{\rho}\right] = \frac{1}{\rho} \times \left[\frac{dE}{dx}\right]_{\text{coll}}$$

Unités : SI $J.m^2.kg^{-1}$

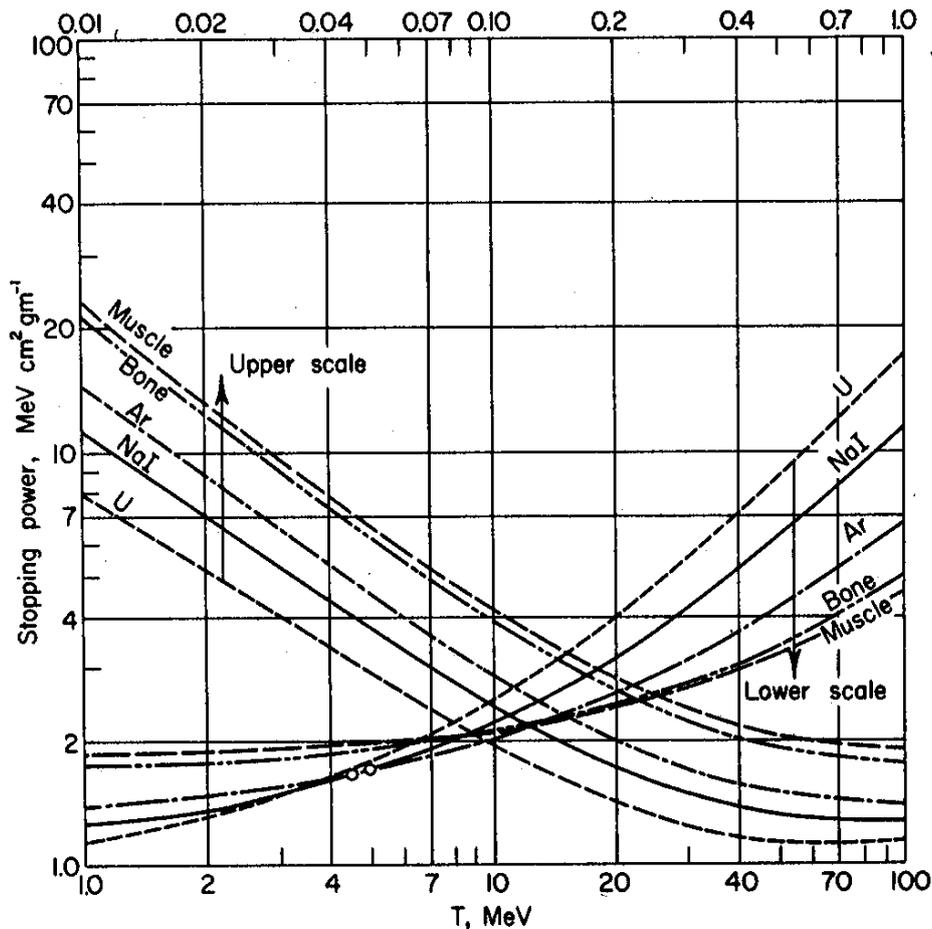
Pratique : $MeV.cm^2.g^{-1}$

Lorsque l'énergie de la particule incidente est élevée, elle perd aussi son énergie par rayonnement de freinage, le pouvoir d'arrêt massique total s'écrit:

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \left[\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{coll}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_f \right]$$

$\left(\frac{dE}{dx}\right)_f$ est le pouvoir d'arrêt linéique par radiation (ou freinage).

La figure suivante donne des exemples du pouvoir d'arrêt massique pour différents matériaux.



Le pouvoir d'arrêt est proportionnel au nombre $N.Z$ d'électrons par cm^3 . La participation relative des phénomènes de collision et de freinage est défini par leur rapport qui est



approximativement égal à :

$$\frac{S_{\text{coll}}}{S_f} = \frac{E_c}{E}$$

Où E_c est l'énergie cinétique pour laquelle la perte d'énergie par collision et par freinage est égale et E est l'énergie moyenne de l'électron.

Une formule empirique permet d'avoir une estimation de E_c .

$$E_c = \frac{600}{Z}$$

Z étant le numéro atomique du milieu

On considère que la perte d'énergie par collision et par freinage est égale pour des électrons d'environ 85 MeV dans les tissus mous, 83 MeV dans l'air et 93 MeV dans l'eau. On constate donc que le pouvoir d'arrêt par freinage est souvent négligeable.

Le rendement de freinage est le rapport de l'énergie de freinage émise sous forme électromagnétique à l'énergie cinétique des électrons incidents. Pour calculer le rendement de freinage R_f on peut admettre en première approximation que le pouvoir de ralentissement par collision est constant.

On obtient alors la relation :

$$R = 1 - \frac{\text{Ln}\left\{1 + \frac{E}{E_c}\right\}}{\frac{E}{E_c}}$$

Ce qui donne alors

$$R = 1 - \frac{\text{Ln}\left\{1 + \frac{ZE}{600}\right\}}{\frac{ZE}{600}}$$

Si $\frac{E}{E_c}$ est petit, on peut alors écrire $\text{Ln}\left[1 + \frac{E}{E_c}\right] = \frac{E}{E_c} - \frac{1}{2} \left(\frac{E}{E_c}\right)^2 =$ (développement limité)

$$\text{D'où } R = \frac{E}{2 E_c} = \frac{ZE}{1200}$$

Exercice résolu : Déterminer le rendement de freinage pour une source d'yttrium 90 placée dans des conteneurs en aluminium et en plomb d'une épaisseur de 1 mm.

On donne :

$Z_{\text{alu}} = 13$

$Z_{\text{plomb}} = 82$

$E_{\beta_{\text{max}}}^{90\text{Y}} = 2,3 \text{ MeV}$



En prenant une approximation, on peut dire que l'énergie moyenne des bêta de l'yttrium est égale au tiers de l'énergie maximum soit 0,77 MeV.

$$E_c \text{ alu} = \frac{600}{13} = 46,15 \text{ MeV}$$

$$E_c \text{ plomb} = \frac{600}{82} = 7,32 \text{ MeV}$$

$$\frac{E}{E_c} \text{ alu} = 0,016$$

$$\frac{E}{E_c} \text{ plomb} = 0,105$$

Pour l'aluminium on peut prendre la formule simplifiée qui donne :

$$R = \frac{13 \times 0,77}{1200} = 8,3 \cdot 10^{-3} = 0,8 \%$$

Pour le plomb

$$R = 1 - \frac{\text{Ln}\left\{1 + \frac{82 \times 0,77}{600}\right\}}{\frac{82 \times 0,77}{600}} = 0,049 = 4,9 \%$$

2.2 Coefficients pour les particules chargées lourdes (alpha, protons) : le pouvoir d'arrêt

Le pouvoir d'arrêt linéique total d'un matériau pour des particules chargées est le quotient de dE par dx où dE est l'énergie perdue par une particule chargée donnée en traversant une épaisseur dx de matériau.

Symbole : S

Unité : Énergie par unité de longueur (exemple : MeV/cm)

Équation aux dimensions : MLT^{-2}

$$S = \frac{dE}{dx} \quad \text{Ce pouvoir d'arrêt correspond à une force de freinage.}$$

Le pouvoir d'arrêt massique total est le quotient de S par ρ où ρ est la masse volumique du matériau.

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \times \frac{dE}{dx}$$

Le pouvoir d'arrêt massique par collision d'un matériau de masse volumique ρ pour des particules chargées est le quotient de dE par ρdx où dE est l'énergie perdue par collision (ionisation, excitation) avec les électrons par une particule chargée traversant une épaisseur dx de matériau.



$$\left\{ \frac{S}{\rho} \right\}_{\text{coll}} = \frac{1}{\rho} \times \left\{ \frac{dE}{dx} \right\}_{\text{coll}}$$

Unités : SI $\text{J} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$

Pratique : $\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$

Le tableau ci-dessous donne les valeurs des pouvoirs d'arrêt linéique pour des protons et des alpha.

	alpha	proton
Energie (keV)	\bar{S} (keV/cm)	\bar{S} (keV/cm)
10		29
100		63
500		56
1000		41
3000	165	20
5000	133	14
10000	88	8

A titre de comparaison le tableau suivant donne le pouvoir d'arrêt linéique pour des particules lourdes et des électrons dans l'eau :

	alpha	proton	électron
Énergie (keV)	\bar{S} (MeV/cm)	\bar{S} (MeV/cm)	\bar{S} (MeV/cm)
3000	1650	200	1,8
5000	1330	140	2
10000	880	80	2,5

On constate donc que le pouvoir d'arrêt linéique est, pour des particules ayant une énergie de 5 MeV environ 500 fois plus important pour les alpha par rapport aux électrons et 70 fois plus important pour les protons par rapport aux électrons.

On peut considérer que pour les particules lourdes l'énergie transférée est égale à l'énergie absorbée. Le long de la trajectoire, l'énergie perdue par la particule lourde est transférée aux atomes par excitation et ionisation. Les particules secondaires mises alors en mouvement ont de faibles énergies. Il n'y a pas de phénomène de freinage.

2.3 Coefficients pour les rayonnements électromagnétiques

2.3.1 Coefficient linéique d'interaction μ

Le coefficient linéique d'interaction μ caractérise la probabilité d'interaction d'une particule donnée (nature et énergie) par unité de longueur d'un matériau donné traversé.

Il s'exprime en cm^{-1} .

$$\mu = \frac{p_i}{dl} = \frac{1}{dl} \cdot \frac{dN}{N}$$



La probabilité d'interaction s'exprime par:

$$p_i = n \times \frac{\sigma}{a}$$

σ est la section efficace élémentaire ou microscopique

n est le nombre de cibles présentes sur la surface élémentaire a

2.3.2 Coefficient massique d'interaction $\frac{\mu}{\rho}$

Le coefficient massique d'interaction μ_m ou coefficient d'atténuation massique est le rapport du coefficient linéique d'interaction par la masse volumique ρ du matériau traversé.

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$$

μ_m s'exprime en $m^2 \cdot kg^{-1}$ et pratiquement en $cm^2 \cdot g^{-1}$

Définition: le coefficient d'atténuation massique d'un matériau pour des particules ionisantes non chargées est le quotient de $\frac{dN}{N}$ par $\rho \cdot dl$ où $\frac{dN}{N}$ est la fraction des particules qui subissent des interactions en traversant une épaisseur dl de cette substance de masse volumique ρ .

Symbole: $\frac{\mu}{\rho}$

Unité: $m^2 \cdot kg^{-1}$ ($cm^2 \cdot g^{-1}$)

Équation aux dimensions: $L^2 M^{-1}$

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{dN}{N} \frac{1}{\rho \cdot dl}$$

Ce coefficient est souvent utilisé dans les calculs d'atténuation.

2.3.3 Coefficient de transfert massique en énergie $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$

Le coefficient massique d'interaction, défini précédemment, est un coefficient global qui prend en compte les interactions des photons dans la matière sans préciser la nature de l'interaction ; ce coefficient global d'interaction est la somme des coefficients d'interaction respectifs des trois effets photoélectrique, Compton et création de paires.

De la même manière, il est possible de définir un coefficient global d'absorption massique en énergie qui sera la somme des coefficients précédemment décrits.

Définition : le coefficient de transfert massique en énergie d'un matériau pour des particules ionisantes non chargées est le quotient de $\frac{dE_{tr}}{E \cdot N}$ par $\rho \cdot dl$ où E est l'énergie de chaque particule (à l'exclusion de l'énergie au repos), N est le nombre de particules et $\frac{dE_{tr}}{E \cdot N}$ est la fraction d'énergie des particules incidentes transformée en énergie cinétique de particules chargées par interactions dans une épaisseur dl du matériau de masse volumique ρ .



Symbole: $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$

Unités: $m^2 \cdot kg^{-1}$ ($cm^2 \cdot g^{-1}$)

Équation aux dimensions: L^2M^{-1}

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{dE_{tr}}{E \cdot N} \cdot \frac{1}{\rho \cdot dl}$$

2.3.4 Coefficient d'absorption massique en énergie $\frac{\mu_{en}}{\rho}$

Une fraction de l'énergie cinétique emportée par les particules chargées mises en mouvement lors des interactions des photons primaires avec le matériau ne sera pas absorbée localement. En effet, des électrons secondaires peuvent être émis avec une énergie élevée et ils perdront alors une partie de leur énergie par rayonnement de freinage.

Définition : Le coefficient d'absorption massique en énergie pour des particules non chargées est le produit du coefficient de transfert massique en énergie par (1-g), où g est la fraction de l'énergie des particules secondaires chargées perdue sous forme de rayonnement de freinage dans le matériau.

Symbole : $\frac{\mu_{en}}{\rho}$

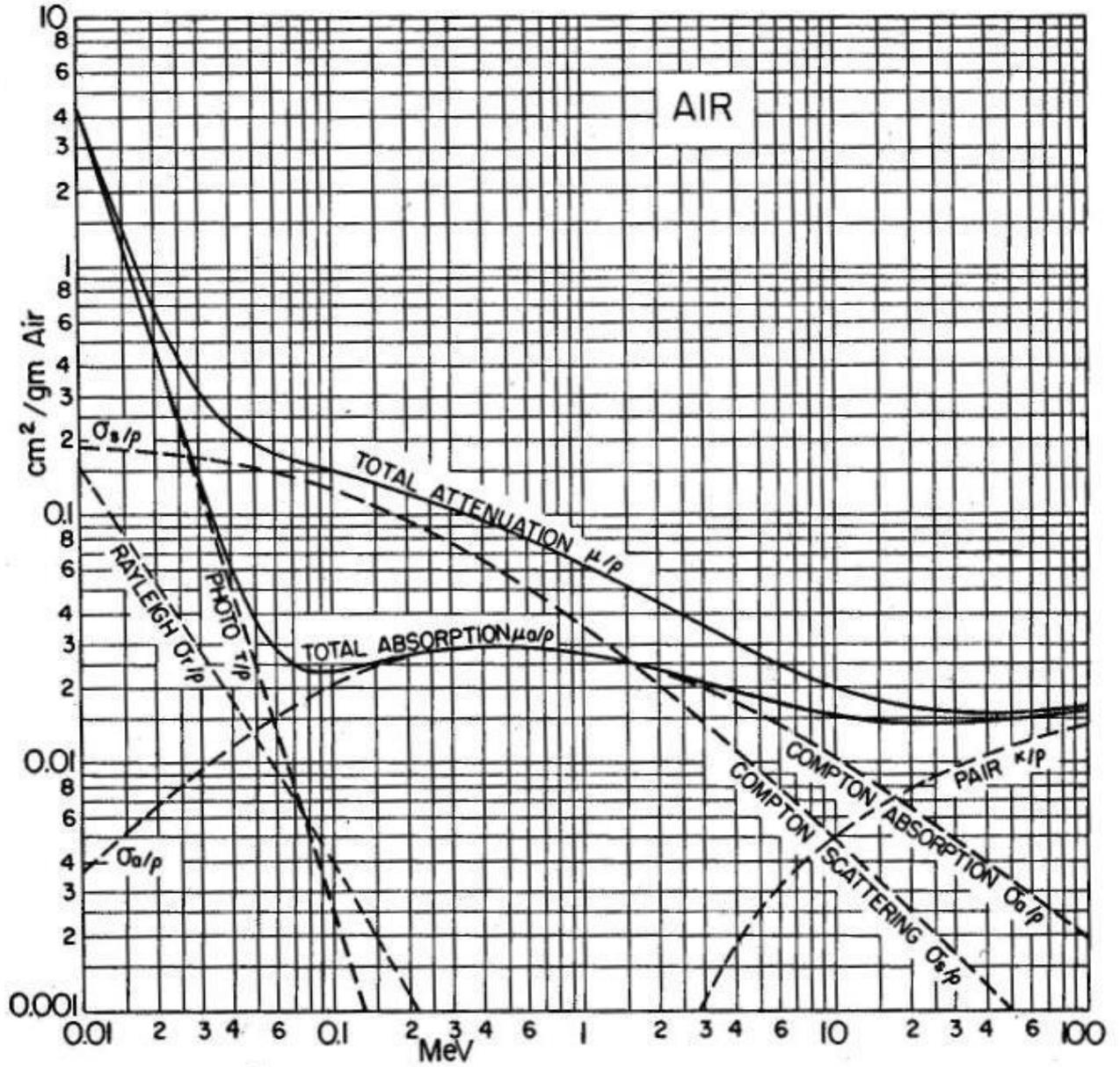
Unités : $m^2 \cdot kg^{-1}$ ($cm^2 \cdot g^{-1}$)

Équation aux dimensions : L^2M^{-1}

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} \times (1-g)$$

2.3.5 Exemple de courbe

Pour illustrer les valeurs prises par les différents coefficients, voici l'ensemble des valeurs précédemment définies pour des interactions dans l'air. Vous trouverez en annexe les courbes pour d'autres matériaux.





3 LE PARCOURS DES RAYONNEMENTS

3.1 Cas des électrons mono énergétiques

Une particule chargée qui traverse un milieu matériel interagit principalement avec les électrons atomiques des atomes du milieu par l'intermédiaire de l'action des forces coulombiennes. Ce mécanisme provoque l'excitation et l'ionisation (Collision inélastique avec les atomes)

Pour des énergies cinétiques élevées de la particule incidente, la perte d'énergie par émission de rayonnement électromagnétique devient significative: c'est le rayonnement de freinage (collision inélastique avec le noyau)

La force d'interaction est donnée par la loi de Coulomb

$$F = \frac{q \cdot q'}{X^2}$$

et cette force décroît très vite lorsque X augmente. Il y aura peu d'interactions avec des électrons situés à proximité de la trajectoire et induisant un transfert important d'énergie et un très grand nombre d'interactions avec un faible transfert d'énergie.

Le parcours de l'électron sera sensiblement rectiligne.

La profondeur «pratique» R atteinte par des électrons mono énergétiques est exprimée en fonction de l'énergie initiale E des électrons et pour un matériau donné.

On peut représenter R par une équation de la forme:

$$R = a \cdot E^{-b}$$

R étant en $g \cdot cm^{-2}$

E étant en MeV

Dans le cas des milieux légers (eau, tissus mous de l'organisme, aluminium, matières plastiques...) KALTZ et PENFOLD ont établi la formule empirique suivante:

Pour E compris entre 0,01 MeV et 3 MeV:

$$P \text{ (cm)} = \frac{0,412 \times E^n}{\rho} \frac{MeV}{g \cdot cm^{-3}}$$

Avec
 $n = 1265 - 0,0954 \times \ln E \text{ (MeV)}$

où : E = énergie des électrons ; ρ = masse volumique du matériau



3.2 Cas des spectres

Les électrons bêta émis par un radionucléide ont une énergie variant entre 0 et une énergie bêta max caractéristique de l'élément émetteur et ces électrons sont distribués selon un spectre continu.

Ce spectre peut être considéré comme la somme d'un très grand nombre d'électrons mono-énergétiques d'énergie variant de 0 à E bêta max. A chaque énergie correspond un certain parcours maximal dans un matériau mais le parcours maximal du spectre considéré sera celui de l'électron d'énergie E bêta max.

On pourra réutiliser la formule définie au paragraphe précédent pour faire ce calcul.

Il est possible, expérimentalement, de déterminer la loi de transmission des électrons en fonction de l'épaisseur du matériau. Cette loi est sensiblement exponentielle :

$$N = N_0 \times e^{-kx}$$

N_0 : nombre d'électrons présents sur la face d'entrée du milieu

$N_{(x)}$: nombre d'électrons présents sous une épaisseur x de matériau.

Le coefficient k se détermine, en particulier, par les formules empiriques de Loevinger:

- Pour l'eau, les tissus mous et les matériaux légers

$$k = \frac{18,6}{\{Emax - 0,036\}^{1,37}}$$

E max en MeV

- Pour l'air

$$k = \frac{16,0}{\{Emax - 0,036\}^{1,40}}$$

E max en MeV

Pour ces deux formules, on exprime k en $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$, il importe donc dans la formule (1) d'exprimer x en masse surfacique (en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$).

A titre de comparaison le tableau suivant donne les parcours pour des particules lourdes et des électrons dans l'eau :

	alpha	proton	électron
Energie (keV)	R en μm	R en μm	R en μm
3000	18,2	150	14700
5000	37,5	362	25500
10000	113	1230	49700



On considère que pour les alpha le parcours dans l'eau est de l'ordre de 0,07 mm soit 70 μm .

4 DETERMINATION DE LA DOSE ABSORBEE POUR LES PARTICULES LEGERES CHARGEES

4.1 Détermination de la dose en un point donné

Il faut établir la relation entre la fluence de particules chargées en un point d'un milieu M et la dose absorbée en ce même point.

On considère une sphère élémentaire centrée sur le point M dont le diamètre est très inférieur au parcours des particules.

Dans le cas d'un spectre de particules chargées mono énergétiques (ou une valeur moyenne de l'énergie pour un rayonnement bêta) :

$$D = \left\{ \frac{S}{\rho} \right\}_{\text{coll}} \phi$$

Unités du système international :

D en Gray (Gy)

$\frac{S}{\rho}$: $\text{J} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$

ϕ : m^{-2}

Dans la pratique les unités sont différentes. La relation devient alors :

$$D = 1,6 \cdot 10^{-7} \cdot \left\{ \frac{S}{\rho} \right\}_{\text{coll}} \phi$$

Unités utilisées en pratique :

D en milligray (mGy)

$\frac{S}{\rho}$: $\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$

ϕ : cm^{-2}

4.2 Détermination du débit de dose absorbée

Si on remplace la fluence par le débit de fluence on obtient alors le débit de dose.

$$\dot{D} = \left\{ \frac{S}{\rho} \right\}_{\text{coll}} \dot{\phi}$$



Unités du système international :

\dot{D} en Gray par seconde (Gy/s)

$$\frac{S}{\rho} \text{ J.m}^2.\text{kg}^{-1}$$

$$\dot{\Phi} : \text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$$

Dans la pratique les unités sont différentes. La relation devient alors :

$$\dot{D} = 5,76.10^{-4} \cdot \left\{ \frac{S}{\rho} \right\}_{\text{coll}} \dot{\Phi}$$

Unités utilisées en pratique :

\dot{D} en milligray par heure (mGy/h)

$$\frac{S}{\rho} : \text{MeV.cm}^2.\text{g}^{-1}$$

$$\dot{\Phi} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$$

Exercice résolu

Un faisceau parallèle d'électrons mono énergétiques d'énergie $E_e = 2 \text{ MeV}$ est émis par un accélérateur de particules.

1°) Quelle est la fluence Φ d'électrons qui produira une dose absorbée de 1 mGy dans l'air (en e.cm^{-2}) ?

2°) Quel sera le débit de fluence $\dot{\Phi}$ qui produira un débit de dose absorbée de 0,1 mGy.h⁻¹ dans l'eau (en $\text{e.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) ?

On donne :

$$\frac{S}{\rho} \text{ air} = 1,71 \text{ MeV.cm}^2.\text{g}^{-1}$$

$$\frac{S}{\rho} \text{ eau} = 1,89 \text{ MeV.cm}^2.\text{g}^{-1}$$

Réponses :

1°)

$$D = 1,6.10^{-7} \cdot \left\{ \frac{S}{\rho} \right\}_{\text{coll}} \Phi$$

Ce qui donne



$$\phi = \frac{D}{1,6 \cdot 10^{-7}} \frac{1}{\left\{ \frac{S}{\rho} \right\}_{coll}}$$

$$\phi = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-7}} \frac{1}{1,71} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ électrons} \cdot \text{cm}^{-2}$$

2°)

$$\dot{D} = 5,76 \cdot 10^{-4} \cdot \left\{ \frac{S}{\rho} \right\}_{coll} \dot{\Phi}$$

$$\dot{\Phi} = \frac{\dot{D}}{5,76 \cdot 10^{-4}} \frac{1}{\left\{ \frac{S}{\rho} \right\}_{coll}}$$

$$\dot{\Phi} = \frac{0,1}{1,89 \cdot 5,76 \cdot 10^{-4}} = 91,9 \cdot \text{électrons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

4.3 Détermination de dose absorbée en profondeur dans le cas d'un spectre

$$D = \overline{\left\{ \frac{S}{\rho} \right\}_{coll}} \Phi$$

Unités :

D en Gy

 $\overline{\left\{ \frac{S}{\rho} \right\}_{coll}}$ en $\text{J} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$.
 Φ en m^{-2} .

La valeur de $\overline{\left\{ \frac{S}{\rho} \right\}_{coll}}$ correspond à l'énergie moyenne du spectre ϕ incident.

Dans la pratique les unités sont différentes. La relation devient alors :

$$D = 1,6 \cdot 10^{-7} \cdot \overline{\left\{ \frac{S}{\rho} \right\}_{coll}} \cdot \Phi$$

Unités utilisées en pratique :

D en milligray (mGy)



Radioprotection Cirkus

$$\frac{S}{\rho}: \text{MeV.cm}^2.\text{g}^{-1}$$
$$\phi : \text{cm}^{-2}$$

Si on remplace la fluence par le débit de fluence on obtient alors le débit de dose.

$$\dot{D} = \overline{\left\{ \frac{S}{\rho} \right\}}_{\text{coll}} \cdot \dot{\Phi}$$

Unités du système international :

$$\dot{D} \text{ en Gray par seconde (Gy/s)}$$
$$\frac{S}{\rho}: \text{J.m}^2.\text{kg}^{-1}$$

$$\dot{\Phi} \text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$$

Dans la pratique les unités sont différentes. La relation devient alors :

$$\dot{D} = 5,76.10^{-4} \cdot \overline{\left\{ \frac{S}{\rho} \right\}}_{\text{coll}} \cdot \dot{\Phi}$$

Unités utilisées en pratique :

$$\dot{D} \text{ en milligray par heure (mGy/h)}$$
$$\frac{S}{\rho}: \text{MeV.cm}^2.\text{g}^{-1}$$

$$\dot{\Phi} : \text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$$

La traversée du milieu matériel M déforme le spectre mais nous considérerons que la valeur moyenne de l'énergie reste invariante.

Il est important de noter que l'atténuation étant approximativement exponentielle pour un nombre d'électrons ϕ présents à une épaisseur x de matériau, la dose absorbée à une profondeur x peut-être reliée à la dose présente en surface par la relation :

$$D_{(x)} = D_0 \cdot e^{-kx}$$

(Pour déterminer la valeur du coefficient k se reporter aux équations de Loevinger)

Exercice résolu :

Calculer le débit de dose au contact de la peau pour une personne qui serait contaminée avec une source de phosphore 32 sur 1 cm^2 à raison de 1000 Bq.



Radioprotection Cirkus

On donne

$$E_{\beta\max} = 1710 \text{ keV} \quad I = 100 \% \text{ ce qui donne } E_{\beta\text{moyen}} = 570 \text{ keV}$$

$$\frac{S}{\rho} \text{ tissus} = 1,96 \text{ MeV.cm}^2.\text{g}^{-1}$$

L'activité est de 1000 Bq.cm^{-2} soit un nombre de rayonnements émis égal à $1000 \beta.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Ce qui s'apparente à un débit de fluence. Il y a 500 rayonnements émis $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ vers la peau.

En utilisant la formule suivante on a :

$$\dot{D} = 5,76.10^{-4} \cdot \overline{\left\{ \frac{S}{\rho} \right\}}_{\text{coll}} \cdot \dot{\Phi}$$

$$\dot{D} = 5,76. 10^{-4} \cdot 500 \cdot 1,96 = 0,56 \text{ mGy/h}$$

On considère que seuls les β^- d'énergie supérieure à 100 keV sont capables de franchir la couche morte de la peau et d'atteindre la couche basale de l'épiderme.

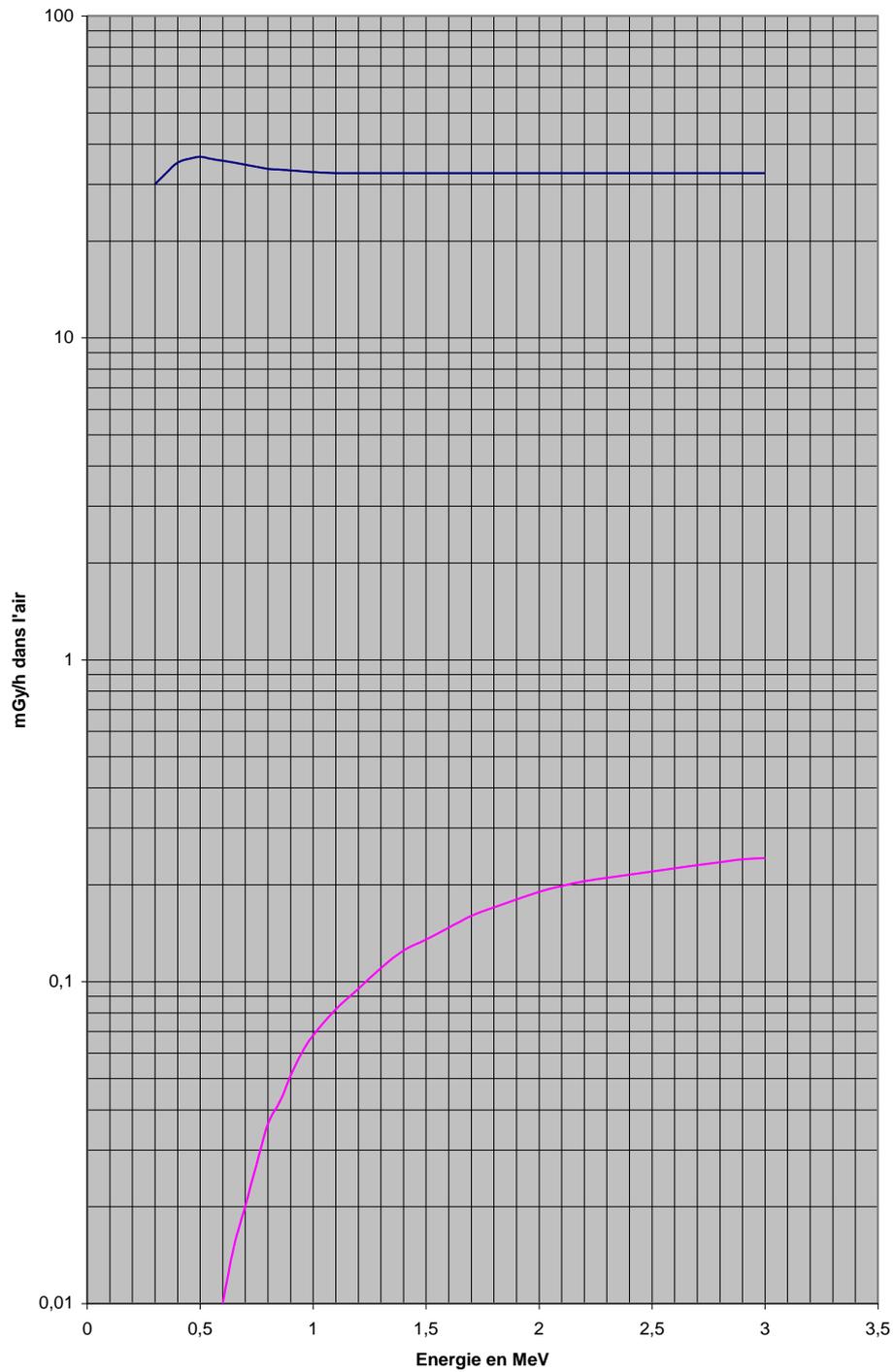
Il n'existe pas de formule simple empirique qui permette de relier rapidement la dose à l'activité.

La courbe ci-après donne la valeur du débit de dose absorbée dans les tissus à 10 cm et à 1 m d'une source ponctuelle dont le taux d'émission est égal à :

$$n = 3,7.10^7 \beta.\text{s}^{-1}$$



débit de dose absorbée à 10 cm et 100 cm





A 10 cm on remarque que pour $E \beta$ 300 keV, \dot{D} est indépendant de E et à pour valeur 33 mGy.h^{-1} environ. Ce qui signifie que le débit de dose absorbée à 10 cm d'une source émettrice β peut être calculé au moyen de la relation empirique :

$$\dot{D} (\text{mGy. h}^{-1}) = 9. 10^{-7} \times A (\text{Bq}) \times \frac{I(\%)}{100}$$

Elle provient du calcul du débit de fluence des rayonnements, de l'énergie initiale de ces rayonnements, des différentes interactions des rayonnements dans la matière (ionisation, excitation, rayonnement de freinage) et de l'énergie qu'ils y ont laissée. Le pouvoir d'arrêt massique tend vers une quantité à peu près constante.

4.4 Les changements de milieu

On considère le faisceau de particules qui passe du vide à un milieu M1 puis un milieu M2. Dans le premier milieu la dose absorbée est :

$$D_{M1} = \overline{\left\{ \frac{S}{\rho} \right\}_{\text{collM1}}} \phi$$

Dans le second milieu la dose absorbée est :

$$D_{M2} = \overline{\left\{ \frac{S}{\rho} \right\}_{\text{collM2}}} \phi$$

Les fluences son égales à l'interface des milieux. On peut alors écrire :

$$\frac{D_{M1}}{D_{M2}} = \frac{\overline{\left\{ \frac{S}{\rho} \right\}_{M1}}}{\overline{\left\{ \frac{S}{\rho} \right\}_{M2}}}$$



5 LES RAYONNEMENTS ÉLECTROMAGNÉTIQUES

5.1 Relation Fluence – Kerma

Il faut déterminer la relation entre la fluence de photons primaires en un point M d'un matériau et l'énergie transférée en ce même point par ces photons primaires aux électrons secondaires mis en mouvement.

Considérons un photon d'énergie E pénétrant dans une sphère élémentaire dont le diamètre est très inférieur au libre parcours moyen de ce photon dans le milieu. Celui-ci, à la suite d'une interaction, communique une énergie moyenne $E_{tr}(E)$ à la matière de la sphère.

Le coefficient de transfert en énergie est donné par la formule:

$$\mu_{tr} E = \frac{dE_{tr}}{E \cdot dx}$$

On s'intéresse à la valeur moyenne $E_{tr}(E)$ transférée et dans ce cas, dx représente la longueur l de la corde moyenne découpée par le photon traversant la sphère élémentaire.

La définition du KERMA est:

$$K = \frac{\mu_{tr}}{\rho} \cdot \phi \cdot E$$

Unités du système international :

K en Gy ($J \cdot kg^{-1}$)

E en Joule

ϕ en m^{-2}

$\frac{\mu_{tr}}{\rho}$ en $m^2 \cdot kg^{-1}$

Dans la pratique les unités sont différentes. La relation devient alors :

$$K = 1,6 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{\mu_{tr}}{\rho} \cdot \phi \cdot E$$

Unités utilisées en pratique :

K en milligray (mGy)

E en MeV

ϕ en cm^{-2}

$\frac{\mu_{tr}}{\rho}$ en $cm^2 \cdot g^{-1}$

Dans le cas d'un écran épais le kerma évolue de manière exponentielle comme la fluence.

$$K = \frac{\mu_{tr}}{\rho} \cdot \phi \cdot E \cdot e^{-\mu x}$$



5.2 Relation Fluence - Dose absorbée

5.2.1 Énergie transférée et énergie absorbée localement

Le faisceau primaire transfère une partie de son énergie au cours d'interactions avec la matière. Cette énergie est communiquée à des électrons secondaires sous forme d'énergie cinétique et celle-ci est progressivement absorbée par le milieu au cours du ralentissement des électrons (excitations, ionisations).

L'énergie transférée aux électrons peut-être élevée et le parcours des électrons dans la matière peut-être grand.

L'énergie absorbée localement est distribuée sur la trajectoire de la particule chargée alors que le transfert d'énergie est ponctuel. Il existe néanmoins, sous certaines conditions dites d'équilibre électronique (ou équilibre des particules chargées), une relation entre l'énergie transférée à une masse de matière dm et l'énergie absorbée localement par cette même masse de matière.

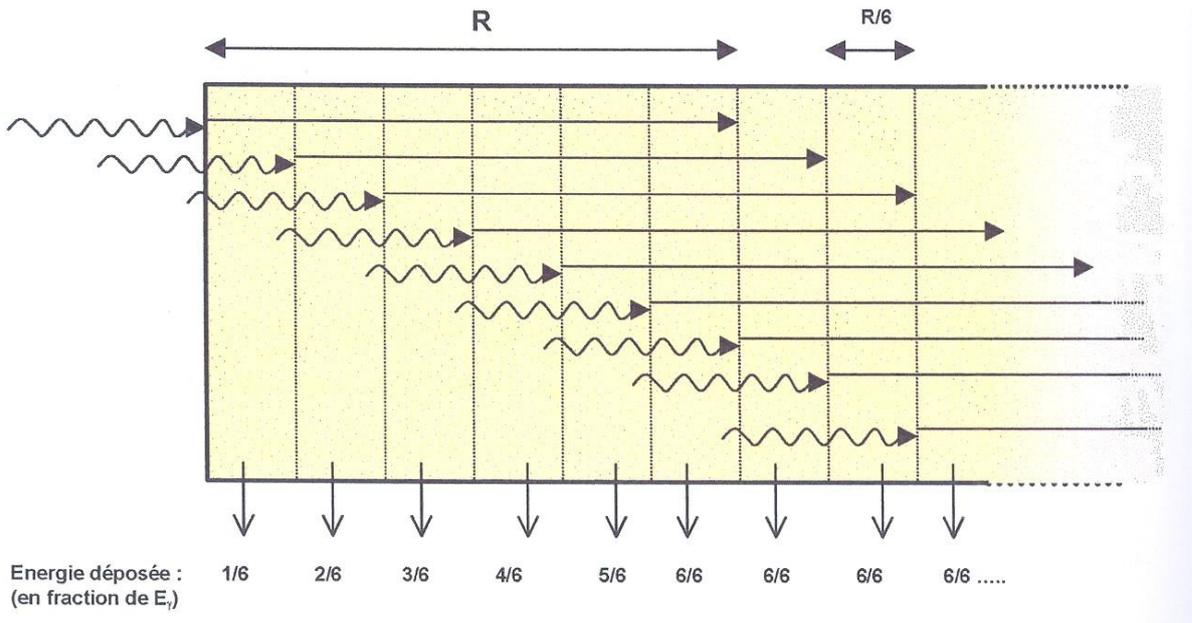
Dans les conditions d'équilibre électronique, il y a égalité entre l'énergie transférée et l'énergie absorbée localement.

5.2.2 Détermination de l'équilibre électronique

Plaçons-nous à l'interface de deux milieux irradiés par un champ de photons. Les électrons secondaires issus du premier milieu pénétreront dans le deuxième milieu jusqu'à une profondeur maximale R donnée par la relation de KALTZ et PENFOLD et qui dépendra de l'énergie maximale de l'électron secondaire mis en mouvement dans le premier milieu. Au delà de cette profondeur aucun électron issu du premier milieu ne peut être présent.

Par contre, à mesure que la distance croît dans le deuxième milieu, le nombre d'électrons secondaires mis en mouvement dans le deuxième milieu va augmenter. Au delà de la profondeur maximale de pénétration des électrons secondaires (donnée par R) leur nombre va cesser de croître. Si la fluence de photons primaires reste sensiblement invariante en première approximation, la quantité d'interactions reste la même et par conséquent le nombre d'électrons produits. Il disparaît autant d'électrons qu'il ne s'en forme.

En réalité, puisqu'il y a création d'électrons secondaires, c'est qu'il y a diminution du flux de photons et la quantité d'électrons créés diminue dans les mêmes proportions en suivant la loi de décroissance des photons.



A partir de la distance $x > R$ un équilibre électronique s'établit dans le milieu.

Quelques exemples dans les tissus mous :

E (keV)	Equilibre Electronique (cm)
50	0,006
100	0,007
150	0,014
200	0,025
300	0,056
500	4,26
700	0,25
1000	0,42
1500	0,71
2000	1,0
3000	1,5
5000	2,5
10000	4,3

5.2.3 Relation fluence dose absorbée

Cette relation sera établie lorsque les conditions d'équilibre électronique des particules chargées mises en mouvement seront réalisées, c'est-à-dire à une profondeur $x > R$ dans le milieu étudié.

Dans ces conditions, il y a égalité entre l'énergie transférée et l'énergie absorbée localement dans un volume de matière à condition que le parcours des électrons secondaires soit inférieur aux dimensions du volume.

Remarque: Il est nécessaire de tenir compte de l'énergie emportée par le rayonnement de freinage.

En s'appuyant sur les calculs effectués pour déterminer respectivement la dose absorbée



Radioprotection Cirkus

dans le cas des particules chargées et le KERMA dans le cas des photons, il vient:

Dans le cas d'un spectre de photons mono énergétiques:

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

Unités du système international :

D en Gy ($J \cdot kg^{-1}$)

E en Joule

Φ en m^{-2}

$\frac{\mu_{en}}{\rho}$ en $m^2 \cdot kg^{-1}$

Dans la pratique les unités sont différentes. La relation devient alors :

$$D = 1,6 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{\mu_{en}}{\rho} \cdot \Phi \cdot E$$

Unités utilisées en pratique :

D en milligray (mGy)

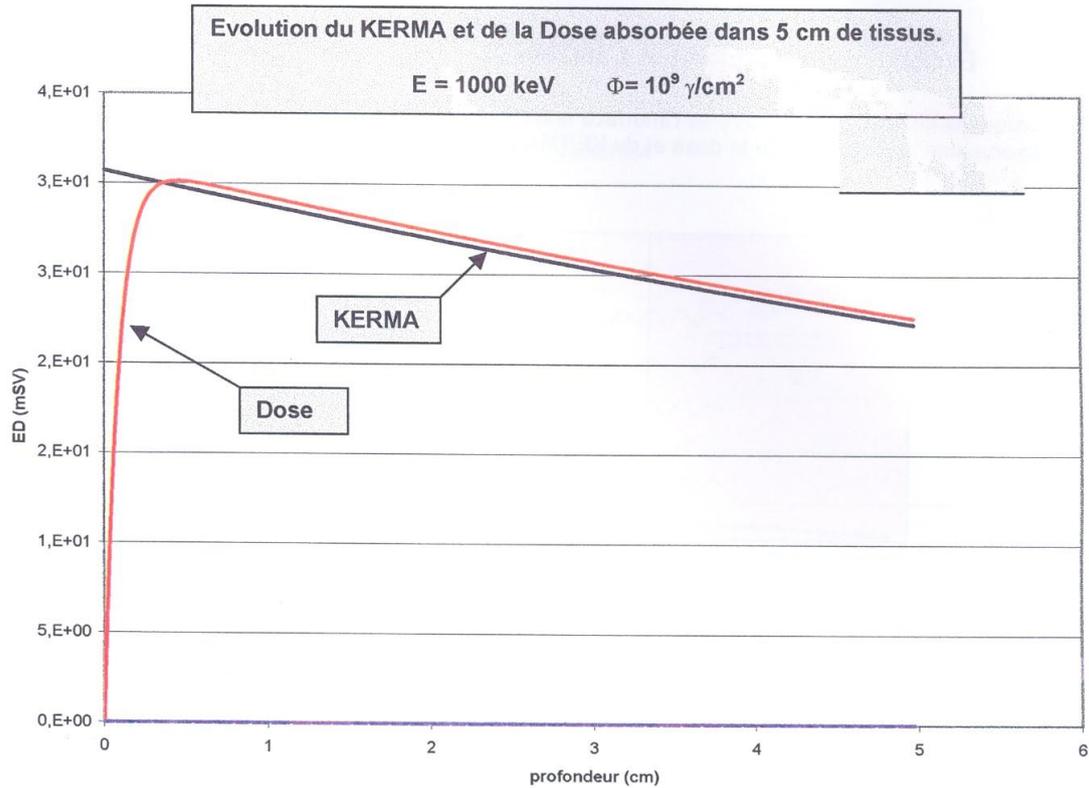
E en MeV

Φ en cm^{-2}

$\frac{\mu_{en}}{\rho}$ en $cm^2 \cdot g^{-1}$

Lorsque l'équilibre électronique des particules chargées est réalisé, et que le rayonnement de freinage est négligeable (cas des milieux légers pour des énergies de photons inférieures à 2 MeV) la dose absorbée est égale au Kerma.

$$K = D = \frac{\mu_{en}}{\rho} \cdot \Phi \cdot E$$



5.2.4 Relation Fluence - Débit de dose absorbée

Si on remplace la fluence par le débit de fluence on obtient alors le débit de dose.

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

Unités du système international :

\dot{D} en Gray par seconde (Gy/s)

E en Joule

$\dot{\phi}$: $\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

$\frac{\mu_{en}}{\rho}$ en $\text{m}^2 \text{ kg}^{-1}$

Dans la pratique les unités sont différentes. La relation devient alors :

$$\dot{D} = 5,76 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{\mu_{en}}{\rho} \cdot \dot{\phi} \cdot E$$

Unités utilisées en pratique :

\dot{D} en milligray par heure (mGy/h)

E en MeV

$\dot{\phi}$: $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$



$$\frac{\mu_{en}}{\rho} \text{ en cm}^2 \text{ g}^{-1}$$

De la même façon qu'on calcule un débit de dose, on peut calculer un débit de kerma.

Dans le cas d'une source ponctuelle, le débit de fluence est proportionnel à l'activité et inversement proportionnel au carré de la distance.

$$\dot{\Phi} = \frac{A \times I}{4\pi d^2}$$

Avec :

A en becquerels

d en centimètres

I étant l'intensité d'émission

Exercice résolu

Quel est la valeur du débit de dose dans l'air en mGy/h à 1 mètre d'une source ponctuelle de césium 137 ayant une activité égale à 1 GBq ? Vous ferez le calcul en négligeant l'atténuation de l'air puis en tenant compte de cette atténuation.

On négligera le rayonnement de freinage.

On donne :

Énergie en keV	Intensité d'émission	$\frac{\mu}{\rho}$ air en $\text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$	$\frac{\mu_{en}}{\rho}$ air en $\text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$
662	85,2 %	0,075	0,0295

$$\rho_{\text{air}} = 1,293 \text{ kg.m}^{-3}$$

1°) Calcul sans atténuation

$$\dot{D} = 5,76 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{\mu_{en}}{\rho} \cdot \dot{\Phi} \cdot E$$

$$\dot{D} = 5,76 \cdot 10^{-4} \cdot 0,0295 \cdot 0,662 \cdot \frac{0,852 \cdot 10^9}{4\pi \cdot 100^2} = 0,076 \text{ mGy/h} = 76 \text{ } \mu\text{Gy/h}$$

2°) Calcul avec atténuation

$$\dot{D} = 5,76 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{\mu_{en}}{\rho} \cdot \dot{\Phi} \cdot E \cdot e^{-\mu x}$$

$$\mu = 0,075 \times 1,293 \cdot 10^{-3} = 9,7 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$$

$$\mu x = 9,7 \cdot 10^{-3}$$

$$e^{-\mu x} = 0,99$$

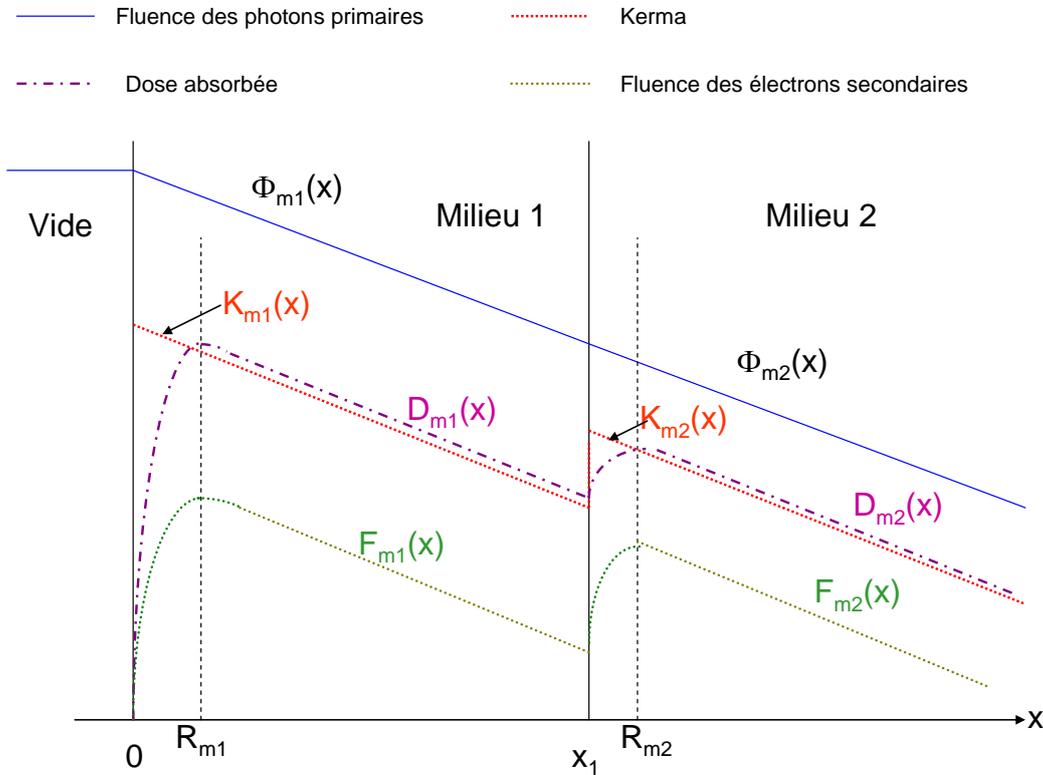
$$\dot{D} = 75 \text{ } \mu\text{Gy/h}$$

On peut donc négliger l'atténuation de l'air.



5.2.5 Les changements de milieu

La figure ci dessous montre l'évolution de la fluence des particules primaires, de la fluence des particules secondaires du kerma et de la dose absorbée, dans des milieux différents.



A l'interface des milieux M1 et M2 (point x_1), on a :

$$K_{M1} = \left\{ \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right\}_{M1} \cdot \Phi_{M1} \cdot E$$

et

$$K_{M2} = \left\{ \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right\}_{M2} \cdot \Phi_{M2} \cdot E$$

Les fluences des particules étant égales au point x_1 , on peut écrire :

$$\frac{K_{M2}}{K_{M1}} = \frac{\left\{ \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right\}_{M2}}{\left\{ \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right\}_{M1}}$$

Si le rendement de freinage est négligeable dans les deux milieux on a :

$$\frac{K_{M2}}{K_{M1}} = \frac{\left\{ \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right\}_{M2}}{\left\{ \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right\}_{M1}} = \frac{\left\{ \frac{\mu_{en}}{\rho} \right\}_{M2}}{\left\{ \frac{\mu_{en}}{\rho} \right\}_{M1}}$$