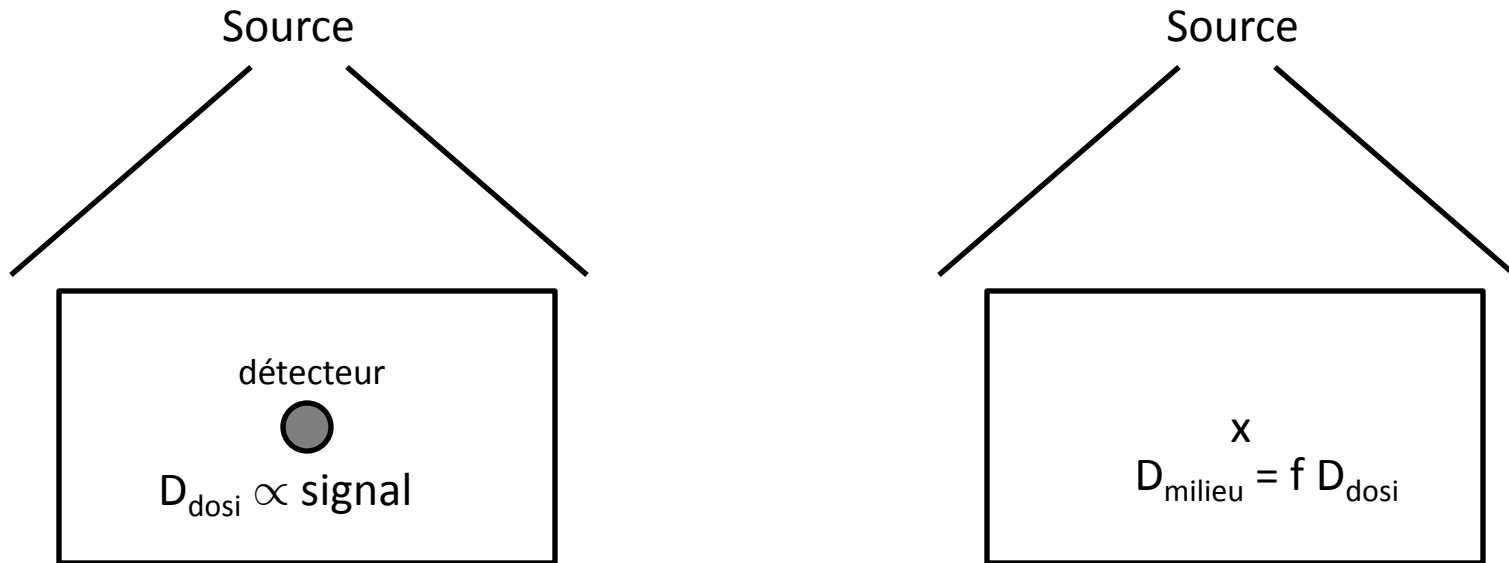


Chapitre V: Théories de la cavité


Introduction

- But de la dosimétrie: mesure de la dose absorbée dans un milieu (souvent approximé par de l'eau dans les calculs)
- Un détecteur (dosimètre) ne mesure (presque) **jamais** la dose déposée dans le milieu directement → mesure de la dose **dans** le dosimètre
- Problèmes: le détecteur possède une composition \neq du milieu et possède un volume fini → corrélation entre la dose dans le dosimètre et la dose dans le milieu
- **Théorie de la cavité** permet l'interprétation de la dose lue au dosimètre

Facteur de conversion



- Facteur de conversion f

 $f = \frac{D_{milieu}}{D_{dosi}}$

- Dans la suite \rightarrow milieu = water (w) et détecteur = gas (g)

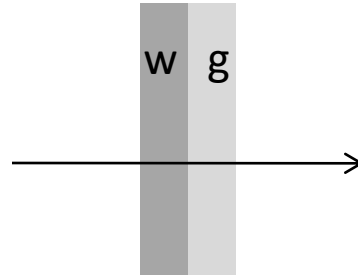
Préliminaire 1: Dose dans une lame mince (particules chargées)

Pour un faisceau de particules chargées d'énergie E et de fluence Φ incidents \perp sur un matériau de nombre atomique Z , de masse volumique ρ , mince (épaisseur l) \rightarrow

1. $S_{elec}(E) \approx \text{constant}$
2. Trajectoires rectilignes
3. L' E cinétique emportées en dehors du film par les e^- δ est négligeable (CPE ou δ -ray equilibrium)

$$D = \Phi \left(\frac{dE}{\rho dx} \right)_{elec}$$

Préliminaire 2: Dose à l'interface entre 2 milieux (particules chargées)

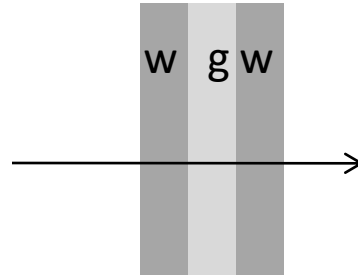


- On considère une faible épaisseur de matière à l'interface $\rightarrow \Phi$ égale des 2 côtés de l'interface

$$D_w = \Phi \left[\left(\frac{dE}{\rho dx} \right)_{elec,w} \right]_E \longleftrightarrow D_g = \Phi \left[\left(\frac{dE}{\rho dx} \right)_{elec,g} \right]_E$$

$$\longrightarrow \frac{D_w}{D_g} = \frac{(dE/\rho dx)_{elec,w}}{(dE/\rho dx)_{elec,g}}$$

Théorie de la cavité de Bragg-Gray (B-G)



- On considère une couche mince d'un milieu « g » (appelé cavité) pris en sandwich entre deux couches d'un milieu « w » (les parois)
- Cet ensemble est soumis à un champs de particules (**chargées ou non**) → la théorie B-G s'applique aux particules chargées qui entrent dans la cavité et proviennent soit d'un faisceau initial de particules chargées soit des interactions de particules non-chargées dans w
- Conditions de Bragg-Gray:

Première condition de Bragg-Gray: L'épaisseur de la cavité est suffisamment petite (par comparaison au parcours des particules chargées qui lui sont incidentes) pour que sa présence ne perturbe pas le champs des particules chargées

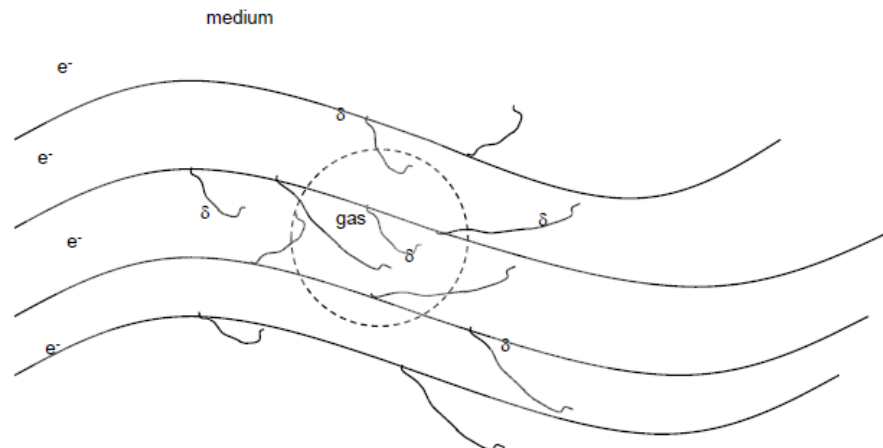
Seconde condition de Bragg-Gray: La dose absorbée dans la cavité est due uniquement aux particules chargées qui la traversent

Commentaires sur les conditions de Bragg-Gray (1)

- 1ère condition: pas de perturbation due à g:
 - Pour des particules chargées lourdes (primaires ou secondaires issues d'un faisceau primaire de neutrons) → peu de scattering → condition peu restrictive (à condition que la cavité soit **petite** par comparaison au range des particules)
 - Pour des électrons (primaires ou secondaires issus d'un faisceau primaire de γ) → scattering important → même une petite cavité peut perturber le champ → la cavité **doit** être **petite** (sauf si la composition de g \approx w)
- 2ème condition: dose due aux particules chargées qui traversent g:
 - Pour des γ incidents → pas d'interactions des γ dans g → aucune particule chargée ne peut être créée dans g (elles doivent venir de w) → $E > \approx 1$ MeV
 - Aucune particule chargée ne peut s'arrêter dans g
 - Pour des neutrons incidents → pas de création de particules chargées dans g → peut être un problème si le gaz de la cavité est de l'hydrogène

Commentaires sur les conditions de Bragg-Gray (2)

- Problème 1 des $e^- \delta \rightarrow$ La théorie B-G suppose que toutes les collisions (avec perte d' E) subies par les e^- dans la cavité impliquent une perte d'énergie locale $\rightarrow E$ perdue est déposée dans la cavité \rightarrow ce qui n'est pas le cas des $e^- \delta$
- Problème 2 des $e^- \delta \rightarrow$ Pour des e^- incidents la fluence tient uniquement compte des e^- primaires \rightarrow pas des $e^- \delta \rightarrow$ pas si évident



Commentaires sur les conditions de Bragg-Gray: En pratique

- Pour des photons incidents \rightarrow la cavité doit être petite (chambre d'ionisation uniquement) et l' E des photons $> \approx 1$ MeV (pas de rayons X de qqes keV)
- Pour des e^- incidents \rightarrow Si $E > \approx 1$ MeV \rightarrow tous les détecteurs utilisés en pratique suivent la théorie B-G dû au long range des e^- primaires (si $g \approx w$ et si on néglige les $e^- \delta$ – voir plus loin)

Relation de Bragg-Gray

- Avec les 2 conditions \rightarrow pour une fluence Φ constituée de particules chargées identiques d'énergie cinétique E qui traversent l'ensemble w-g-w \rightarrow

$$\frac{D_w}{D_g} = \frac{(dE/\rho dx)_{elec,w}}{(dE/\rho dx)_{elec,g}}$$

- Considérons maintenant une distribution différentielle en E de la fluence (fluence spectrique) Φ_E (qui peut dépendre de E de manière arbitraire mais avec E_{\max} comme énergie maximale) \rightarrow on définit ${}_m\bar{S}_g$ et ${}_m\bar{S}_w$ les moyennes des pouvoirs d'arrêt massiques de collision dans g et dans w pondérées par la fluence spectrique des particules


Relation de Bragg-Gray (2)

$${}_m\bar{S}_g \equiv \frac{\int_0^{E_{max}} \Phi_E \left(\frac{dE}{\rho dx} \right)_{elec,g} dE}{\int_0^{E_{max}} \Phi_E dE} \qquad {}_m\bar{S}_w \equiv \frac{\int_0^{E_{max}} \Phi_E \left(\frac{dE}{\rho dx} \right)_{elec,w} dE}{\int_0^{E_{max}} \Phi_E dE}$$

$$D_w = \int_0^{E_{max}} \Phi_E \left(\frac{dE}{\rho dx} \right)_{elec,w} dE$$

$$D_g = \int_0^{E_{max}} \Phi_E \left(\frac{dE}{\rho dx} \right)_{elec,g} dE$$

$$\Phi = \int_0^{E_{max}} \Phi_E dE$$



$$\begin{aligned}
 {}_m\bar{S}_g &= \frac{D_g}{\Phi} \\
 {}_m\bar{S}_w &= \frac{D_w}{\Phi}
 \end{aligned}
 \qquad
 \begin{aligned}
 \frac{D_w}{D_g} &= \frac{{}_m\bar{S}_w}{{}_m\bar{S}_g} = {}_m\bar{S}_g^w
 \end{aligned}$$

Relation de Bragg-Gray (3)

Sous les deux conditions de Bragg-Gray, le rapport des doses dans les parois et dans la cavité est égal au rapport des moyennes des pouvoirs d'arrêt massiques de collision, pondérées par la fluence spectrique

Relation de Bragg-Gray (4)

- Si le milieu g est un gaz (de masse m) dans lequel une charge Q (de chaque signe) a été produite par les particules incidentes et $(\overline{W}/e)_g$ est l'énergie moyenne dépensée par unité de charge produite \rightarrow

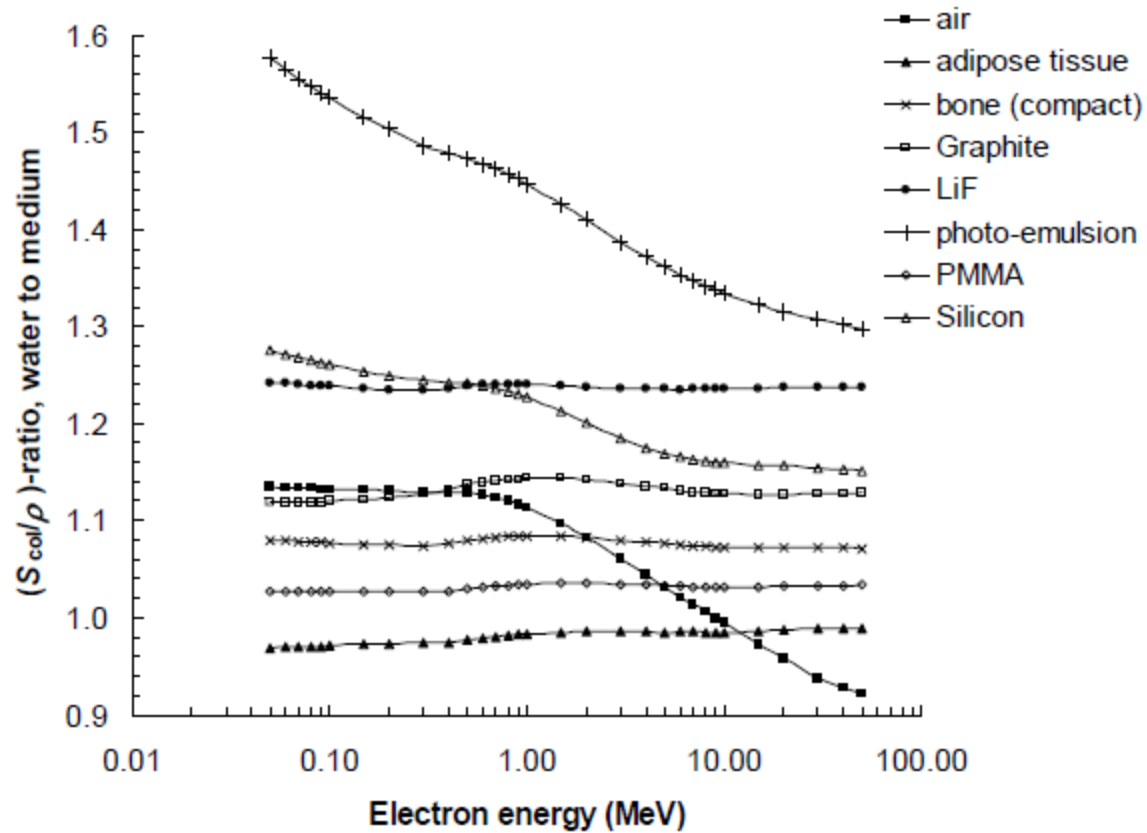
$$D_g = \frac{Q}{m} \left(\frac{\overline{W}}{e} \right)_g$$

- On obtient alors la **relation de Bragg-Gray** \rightarrow

$$D_w = \frac{Q}{m} \left(\frac{\overline{W}}{e} \right)_g m \overline{S}_g^w$$

- Cette relation permet de calculer la dose absorbée dans un milieu entourant immédiatement une cavité B-G sur la base de la charge produite dans la cavité (si $(\overline{W}/e)_g$ et $m \overline{S}_g^w$ sont connus)

Rapport des pouvoirs d'arrêts



Remarques sur la relation de Bragg-Gray

- CPE **n'est pas** requis dans la théorie B-G → mais Φ_E doit être la même dans g et w (où D_w est évalué) → dans d'anciennes publications, il est indiqué que « CPE doit exister en l'absence de cavité » → Faux mais à l'époque problème pour évaluer Φ_E → avec les méthodes MC plus d'ennuis
- Charge Q' collectée dans une chambre d'ionisation est généralement $<$ que Q (dû aux recombinaisons) → requiert une correction
- La masse m est généralement plus $<$ la masse de gaz m' dans la chambre d'ionisation (dû à des volumes non-actifs) → m doit être déterminé via une calibration
- Le milieu entourant la gaz de la chambre d'ionisation est d'ordinaire les parois de la chambre elles-mêmes
- La théorie B-G peut s'appliquer à des solides → facteur 1000 pour la densité → taille de la cavité 1000 x plus petite (1 mm de cavité gazeuse comparable à 1 μm de cavité solide)

Premier corollaire de la relation B-G

- Une cavité de volume V est comprise entre des parois constituées du milieu $w \rightarrow$ la cavité est d'abord remplie d'un gaz g_1 de masse volumique ρ_1 , puis d'un gaz g_2 de masse volumique ρ_2
- Dans les deux cas, on expose la cavité au même rayonnement, qui produit les charges Q_1 et Q_2 respectivement \rightarrow

$$\text{La dose dans } g_1 \rightarrow D_1 = D_w \times {}_m\bar{S}_w^{g_1} = \frac{Q_1}{\rho_1 V} \left(\frac{\bar{W}}{e} \right)_1$$

$$\text{La dose dans } g_2 \rightarrow D_2 = D_w \times {}_m\bar{S}_w^{g_2} = \frac{Q_2}{\rho_2 V} \left(\frac{\bar{W}}{e} \right)_2$$




$$Q_1 = D_w {}_m\bar{S}_w^{g_1} \rho_1 V / (\bar{W}/e)_1 \text{ et } Q_2 = D_w {}_m\bar{S}_w^{g_2} \rho_2 V / (\bar{W}/e)_2$$

Premier corollaire de la relation B-G (2)

- Le rapport des charges \rightarrow

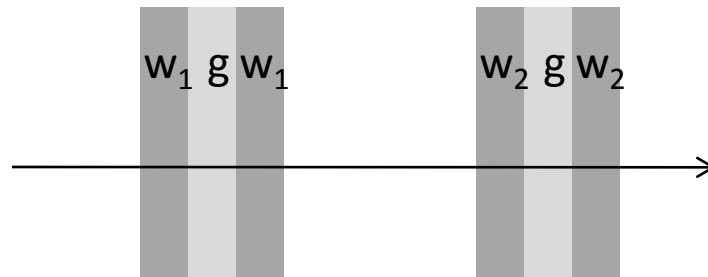
$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{\rho_2 (\overline{W}/e)_1 m \overline{S}_w^{g_2}}{\rho_1 (\overline{W}/e)_2 m \overline{S}_w^{g_1}}$$


$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{\rho_2 (\overline{W}/e)_1}{\rho_1 (\overline{W}/e)_2} m \overline{S}_{g_1}^{g_2}$$

- Pas de dépendance en $w \rightarrow$ la même valeur de Q_2/Q_1 doit être observée pour $\neq w \rightarrow$ vrai si Φ_E de particules chargées ne dépend pas significativement du type de w (vrai pour des e^- secondaires produits par des γ interagissant par effet Compton dans w)

Second corollaire de la relation B-G

- Considérons 2 cavités de B-G d'un même gaz g (de densité ρ) mais de volumes \neq (V_1 et V_2) et dont les parois sont faites de matériaux \neq (w_1 et w_2)



- Elles sont exposées au même rayonnement γ ou RX (de fluence énergétique Ψ) \rightarrow Doses D_1 et D_2 dans les gaz des cavités 1 et 2
- On considère l'épaisseur des parois des 2 cavités comme strictement supérieure au parcours maximal des particules chargées (« parois épaisses ») \rightarrow CPE


Second corollaire de la relation B-G (2)

$$\text{CPE} \rightarrow \begin{aligned} D_{w_1} &\stackrel{\text{CPE}}{=} (K_c)_{w_1} \\ D_{w_2} &\stackrel{\text{CPE}}{=} (K_c)_{w_2} \end{aligned}$$

Avec: $(K_c)_{w_i} = \Psi \left(\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right)_{w_i}$

$$\begin{aligned} \Rightarrow D_{w_1} &\stackrel{\text{CPE}}{=} \Psi \left(\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right)_{w_1} \\ &= D_1 \, m \overline{S}_g^{w_1} = \frac{Q_1}{\rho V_1} \left(\frac{\overline{W}}{e} \right)_g \, m \overline{S}_g^{w_1} \end{aligned}$$

Second corollaire de la relation B-G (3)



$$\begin{aligned}
 D_{w_2} &\stackrel{\text{CPE}}{=} \Psi \left(\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right)_{w_2} \\
 &= D_2 \, m \overline{S}_g^{w_2} = \frac{Q_2}{\rho V_2} \left(\frac{\overline{W}}{e} \right)_g \, m \overline{S}_g^{w_2}
 \end{aligned}$$

avec Q_1 et Q_2 , les charges produites dans 1 et 2 et $\left(\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right)_{w_1, w_2}$ les coefficients massiques d'absorption d'énergie moyennés sur les spectres des photons

Second corollaire de la relation B-G (4)

- Le rapport des charges Q_1 et Q_2 donne donc (avec $(W/e)_g$ constant pour des énergies \approx keV) \rightarrow

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{V_2 \overline{(\mu_{en}/\rho)_{w_2}}}{V_1 \overline{(\mu_{en}/\rho)_{w_1}}} \frac{m \overline{S}_g^{w_1}}{m \overline{S}_g^{w_2}}$$

- Si $\overline{\Phi}_E$ est le même pour les 2 chambres (interaction Compton citée auparavant) \rightarrow

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{V_2 \overline{(\mu_{en}/\rho)_{w_2}}}{V_1 \overline{(\mu_{en}/\rho)_{w_1}}} m \overline{S}_{w_2}^{w_1}$$

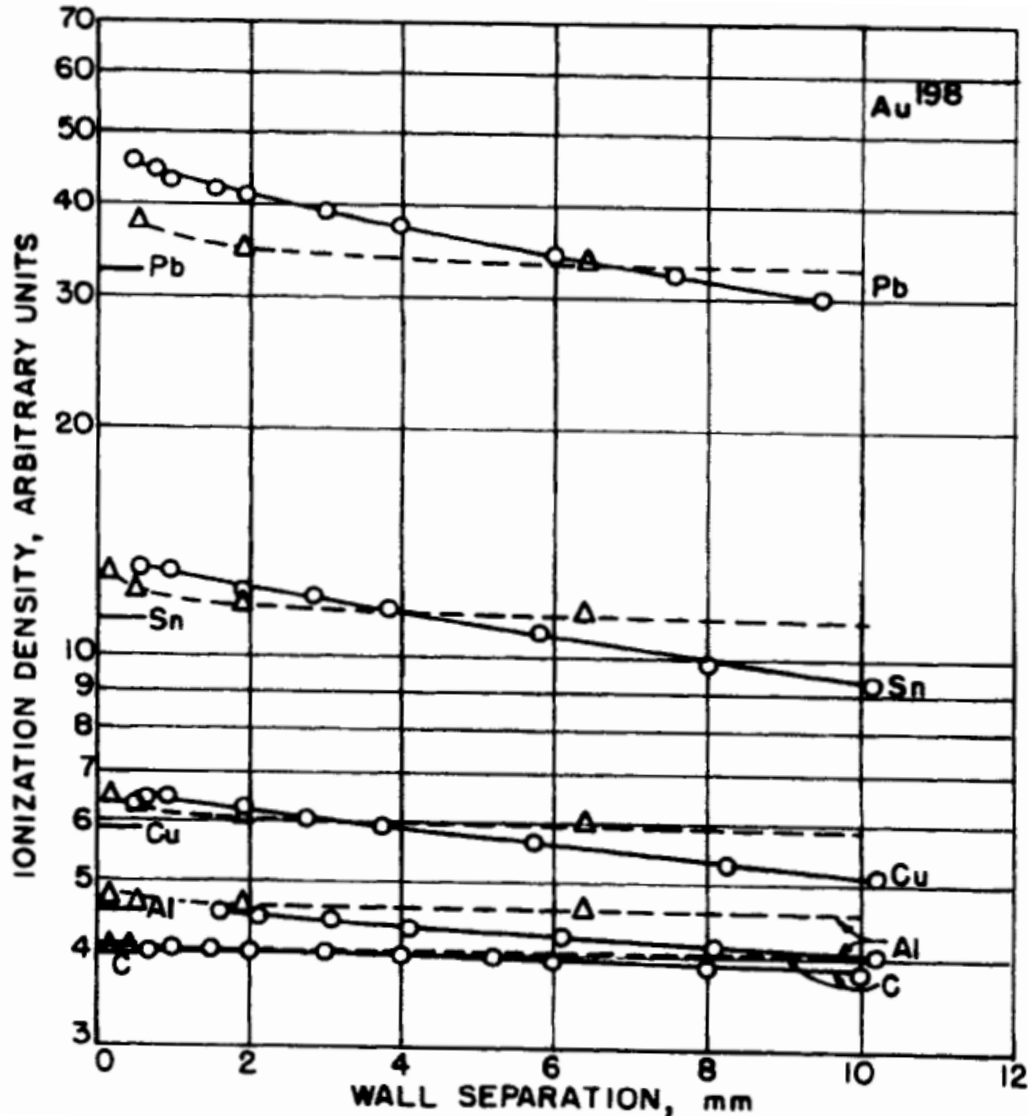
- Dans ce cas $\rightarrow Q_2/Q_1$ est indépendant du choix du gaz g

Second corollaire de la relation B-G pour des neutrons

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{V_2 \overline{F}_{nw_2} m \overline{S}_g^{w_1} (\overline{W}/e)_1}{V_1 \overline{F}_{nw_1} m \overline{S}_g^{w_2} (\overline{W}/e)_2}$$

avec le rapport des (W/e) qui doit être conservé si w_1 et w_2 sont suffisamment \neq pour produire des spectres de particules chargées lourdes caractérisés par des valeurs de $(W/e) \neq$ dans un même gaz

Critique de la relation B-G



La théorie B-G ne tient pas compte des $e^- \delta \rightarrow$
Modification de la fluence et modification importante de l'énergie des e^- incidents sur la cavité

Exemple: Densités d'ionisation pour une chambre d'ionisation (air) avec des parois en matériaux variables en fonction de la distance entre les parois pour des γ de 412 keV

Théorie de la cavité de Spencer (Spencer-Attix)

- Tenir compte des effets des $e^- \delta$
- Tenir compte des effets de taille des cavités
- Conditions:
 - Les 2 Conditions B-G sont respectées
 - CPE
 - Pas de Bremsstrahlung

Énergie Seuil

- La cavité est caractérisée par un paramètre Δ (dépendant de la taille de la cavité), défini comme l' E cinétique moyenne des e^- dont le parcours projeté est juste assez grand que pour traverser la cavité
- La fluence spectrique $\delta\Phi_E$ (qui inclut les $e^- \delta$) est divisée en 2 composants:
 1. Le groupe « rapide »: e^- avec $E \geq \Delta$ et qui transportent E et traversent la cavité
 2. Le groupe « lent »: e^- avec $E < \Delta$ et qui sont supposés avoir un range nul \rightarrow Ils perdent leur E au point où $E < \Delta \rightarrow$ ne peuvent ni rentrer dans la cavité ni transporter E

Calcul de la dose selon la théorie S-A (1)

- La dose absorbée en un point de w avec CPE \rightarrow

$$D_w \stackrel{\text{CPE}}{=} \int_{\Delta}^{E_{max}} \delta \Phi_E \left(\frac{dE_{\Delta}}{\rho dx} \right)_{elec,w} dE$$

- $dE_{\Delta}/\rho dx$: pouvoir d'arrêt restreint pour des e^- incluant seulement les pertes $E < \Delta \rightarrow$ seuls les e^- de faible E contribuent à la dose \rightarrow les autres transportent leur E ailleurs
- La limite inférieure de l'intégrale est Δ car les e^- avec $E < \Delta$ n'ont pas de range

Calcul de la dose selon la théorie S-A (2)

- Une expression similaire est obtenue pour D dans la cavité →

$$D_g \stackrel{\text{CPE}}{=} \int_{\Delta}^{E_{max}} \delta \Phi_E \left(\frac{dE_{\Delta}}{\rho dx} \right)_{elec,g} dE$$



$$\frac{D_g}{D_w} \stackrel{\text{CPE}}{=} \frac{\int_{\Delta}^{E_{max}} \delta \Phi_E \left(\frac{dE_{\Delta}}{\rho dx} \right)_{elec,g} dE}{\int_{\Delta}^{E_{max}} \delta \Phi_E \left(\frac{dE_{\Delta}}{\rho dx} \right)_{elec,w} dE}$$

Rapport de $\delta\Phi_E/\Phi_E$

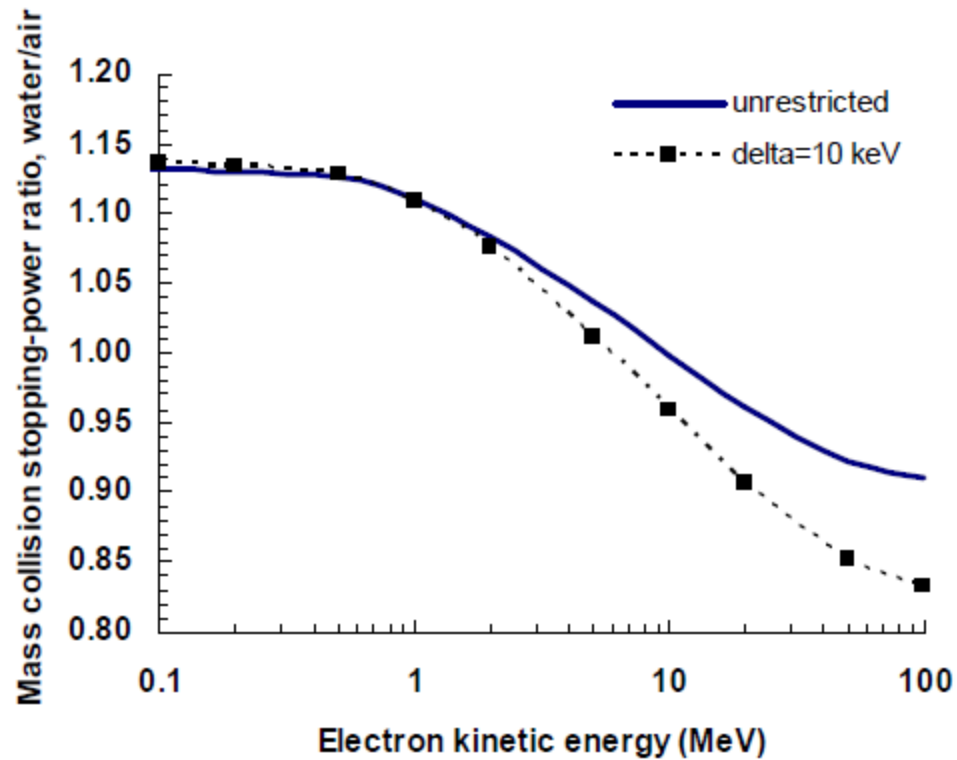
E/E_0	C	Al	Cu	Sn	Pb
1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
0.50	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
0.25	1.05	1.05	1.06	1.06	1.07
0.125	1.21	1.23	1.25	1.27	1.29
0.062	1.60	1.66	1.73	1.79	1.85
0.031	2.4	2.6	2.8	2.9	3.1
0.016	4.4	4.7	5.2	5.5	6.0
0.008	8.5	9.4	10.5	11.3	12.3
0.004	17	19	22	24	—

Moyenne pour $E_0=1.31, 0.65$ et 0.33 MeV

Comparaison entre D_g/D_w pour S-A et B-G

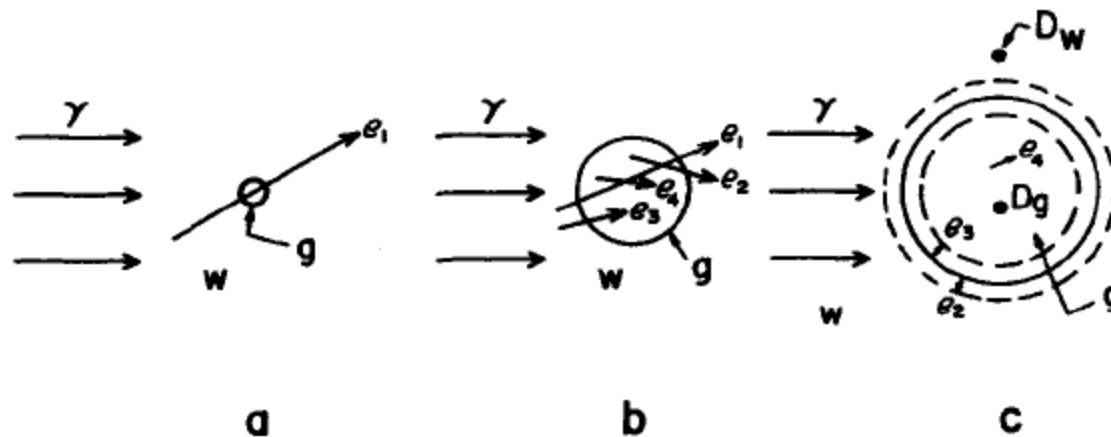
Wall Medium	E_0 (keV)	Δ (keV) = Range ^b (mm) =	D_g/D_w							
			Spencer							Bragg- Gray
			2.5 0.015	5.1 0.051	10.2 0.19	20.4 0.64	40.9 2.2	81.8 7.2		
C	1308		1.001	1.002	1.003	1.004	1.004	1.005	1.005	
	654		0.990	0.991	0.992	0.992	0.993	0.994	0.994	
	327		0.985	0.986	0.987	0.988	0.988	0.989	0.989	
Al	1308		1.162	1.151	1.141	1.134	1.128	1.123	1.117	
	654		1.169	1.155	1.145	1.137	1.131	1.126	1.125	
	327		1.175	1.161	1.151	1.143	1.136	1.130	1.134	
Cu	1308		1.456	1.412	1.381	1.359	1.340	1.327	1.312	
	654		1.468	1.421	1.388	1.363	1.345	1.329	1.327	
	327		1.485	1.436	1.400	1.375	1.354	1.337	1.353	
Sn	1308		1.786	1.694	1.634	1.592	1.559	1.535	1.508	
	654		1.822	1.723	1.659	1.613	1.580	1.551	1.547	
	327		1.861	1.756	1.687	1.640	1.602	1.571	1.595	
Pb	1308		—	2.054	1.940	1.865	1.811	1.770	1.730	
	654		—	2.104	1.985	1.904	1.848	1.801	1.796	
	327		—	2.161	2.030	1.946	1.881	1.832	1.876	

Rapport des pouvoirs d'arrêt: restreint/non-restreint



Théorie de la cavité de Burlin (Théorie générale de la cavité)

- La théorie S-A ne s'applique pas bien aux très grande cavités

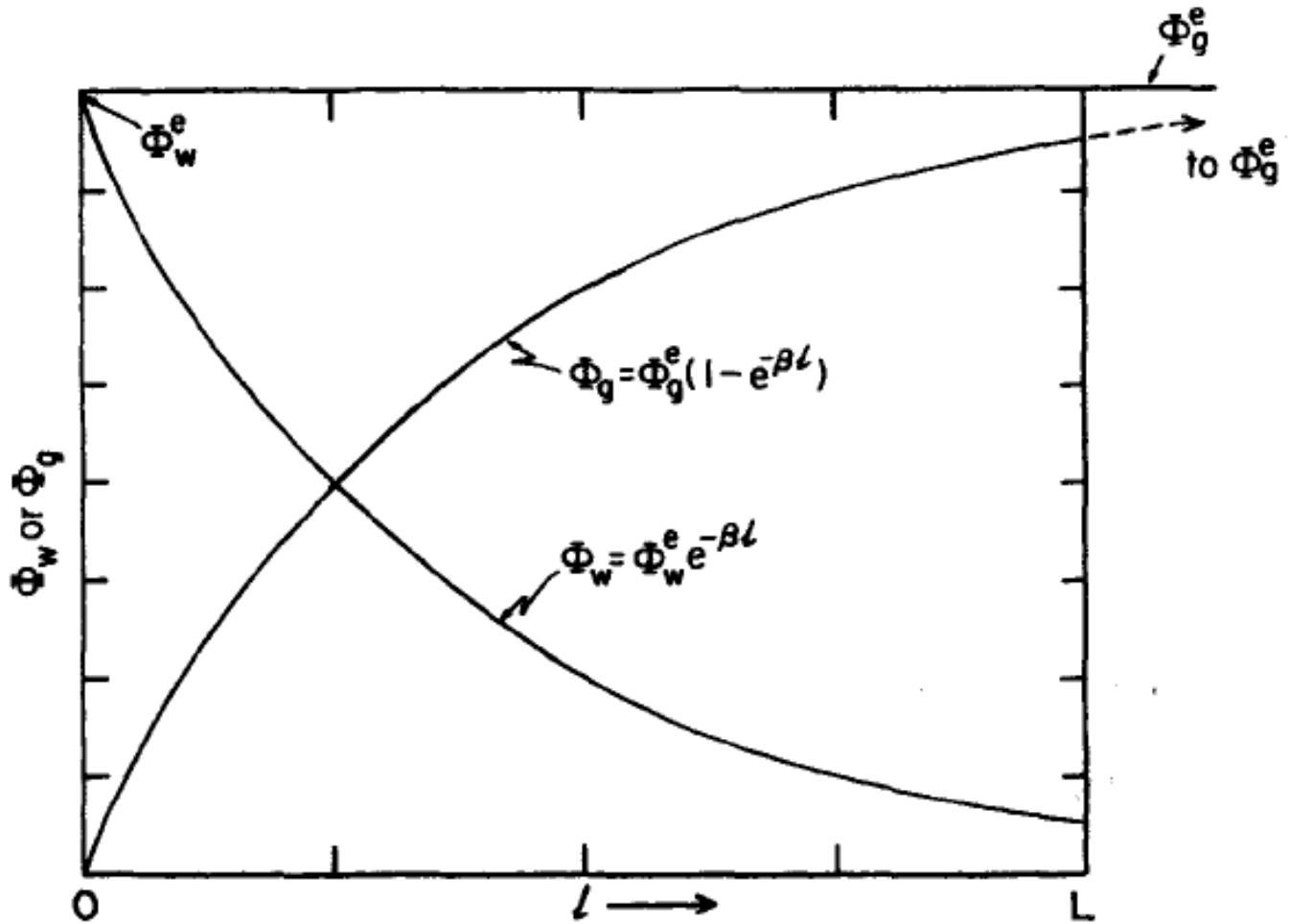


- Effet de taille:
 - a. Petite cavité: D délivrée par des « crossers » (e_1)
 - b. Cavité intermédiaire: D délivrée par des crossers (e_1), des « starters » (e_2), des « stoppers » (e_3) et des « insiders » (e_4) \rightarrow dose non-uniforme
 - c. Grande cavité: D délivrée par des insiders (e_4) (rayonnements γ)

Conditions de Burlin

1. Les milieux w (parois) et g sont homogènes
2. Un champ homogène de rayonnements γ existe dans w et g (pas d'atténuation)
3. CPE existe pour tous les points de w et g qui sont à une distance de la frontière de la cavité plus grande que le range maximum des e^-
4. Les spectre des e^- secondaires générés en w et g sont identiques
5. La fluence des e^- venant des parois est atténuée exponentiellement lorsqu'ils traversent g (la distribution en E reste identique)
6. La fluence des e^- qui sont créés à l'intérieur de la cavité augmente exponentiellement en fonction de la distance par rapport à la frontière
7. Les coefficients d'atténuation de 5. et d'accroissement de 6. sont identiques: β

Condition 7. pour $w=g$



Relation de cavité de Burlin

$$\frac{\overline{D}_g}{D_w} = d \left({}_m\overline{S}_w^g \right) + (1 - d) \left(\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right)_w^g$$

- d : paramètre de la cavité: 1 pour les petites cavités et 0 pour les grandes
- \overline{D}_g : dose moyenne dans le milieu g de la cavité
- $D_w = (K_c)_w$ (sous CPE)
- ${}_m\overline{S}_w^g$: rapport des pouvoirs d'arrêt électronique de g et w (obtenus par B-G ou S-A)
- $(\overline{\mu_{en}/\rho})_w^g$: rapport des coefficient d'absorption massique en énergie pour g et w

Distance d pour $w = g$

- Par définition de Burlin et avec L , la corde moyenne de la cavité ($L=4V/S$ pour une cavité convexe):

$$d \equiv \frac{\overline{\Phi}_w}{\overline{\Phi}_w^e} = \frac{\int_0^L \Phi_w^e e^{-\beta l} dl}{\int_0^L \Phi_w^e dl} = \frac{1 - e^{-\beta L}}{\beta L}$$

$$1 - d \equiv \frac{\overline{\Phi}_g}{\overline{\Phi}_g^e} = \frac{\int_0^L \Phi_w^e (1 - e^{-\beta l}) dl}{\int_0^L \Phi_w^e dl} = \frac{\beta L + e^{-\beta L} - 1}{\beta L}$$

Distance d pour $w \neq g$

- Pour $w \neq g \rightarrow$ plus de β identiques pour l'accroissement et l'atténuation \rightarrow pas considéré par Burlin mais \rightarrow

$$\frac{\overline{\Phi}_g}{\overline{\Phi}_e} \equiv d' \neq (1 - d)$$

$$d' + d \neq 1$$

- Choix de β par Burlin \rightarrow

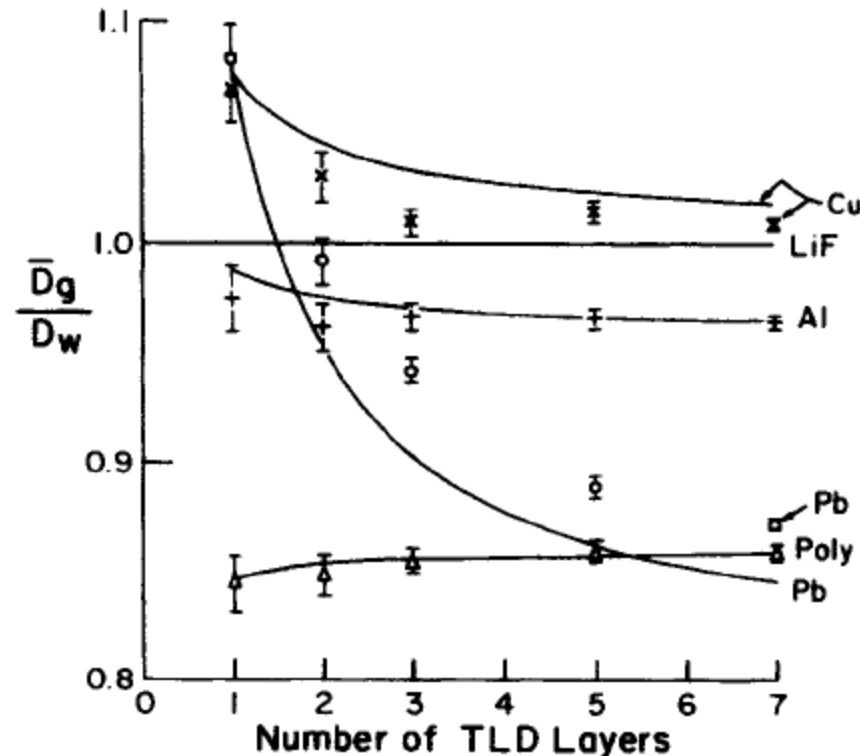
$$e^{-\beta t_{max}} = 0.01$$

avec t_{max} la profondeur maximale de pénétration des e^-

- Janssens propose 0.04 (meilleur accord avec l'expérience)

Application de la relation de Burlin

- Dose mesurée dans un empilement de dosimètres thermoluminescents LiF pris en sandwich entre des parois faites en matériaux variés et irradié par des $^{60}\text{Co}-\gamma$



Relation de Burlin pour des e^- incidents

$$\frac{\overline{D}_g}{D_w} = d \left({}_m\overline{S}_w^g \right)$$

- Petite cavité $\rightarrow d = 1 \rightarrow$ Relation B-G
- Grande cavité $\rightarrow d = 0$ et $D_g \cong 0 \rightarrow E$ déposée dans une couche superficielle de la cavité \rightarrow effet nul sur la dose moyenne

Autres théories de la cavité

- D'autres théories existent encore → de plus en plus compliquées → parfois difficilement applicables
- Les méthodes de Monte Carlo rendent inutiles de complexifier à l'extrême les théories de la cavité →
 - Plus simples à appliquer
 - Plus rapides
 - Seules utilisables pour des géométries complexes
- Les théories de la cavité simples continuent d'être utiles dans des cas simples ou pour une première estimation de cas plus compliqués

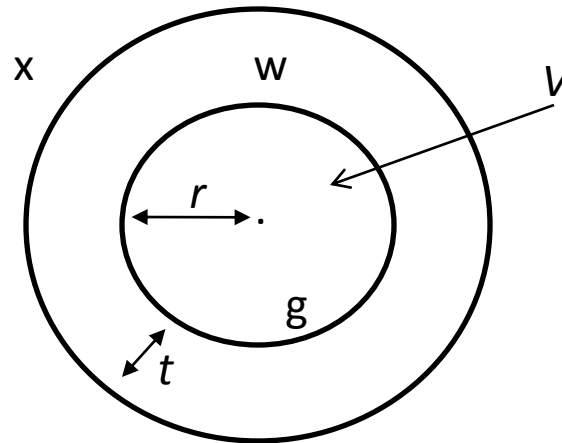
Théorème de Fano

Dans un milieu infini d'une composition atomique donnée et exposé à un champ uniforme de rayonnements indirectement ionisants, le champ de rayonnement des particules secondaires est aussi uniforme et indépendant de la densité du milieu ainsi que des variations de densité entre deux points

Conséquences du théorème de Fano

- La fluence de particules chargées en tout point où la CPE existe est indépendante des variations de densité dans le volume d'origine des particules
- La première condition B-G (cavité petite pour ne pas perturber le champs des particules chargées) peut être ignorée et remplacée par la condition que les parois et la cavité aient des compositions atomiques concordantes (eau et polystyrène par exemple)
- Attention: effet de polarisation négligé \rightarrow une particule chargée qui traverse un milieu dense le polarise \rightarrow effet de densité \rightarrow pour que le théorème soit valable l'effet de densité doit être \approx dans le 2 milieux
- Théorème de Fano démontré avec l'équation de transport

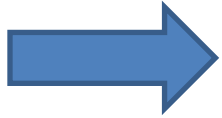
Dosimètre simple en termes de la théorie de la cavité



- Volume V (la cavité) rempli par un milieu g (gaz, liquide, solide) et entouré d'une paroi d'un milieu w
- La paroi est à la fois une source de particules secondaires chargées qui créent à la dose en V , un blindage contre les particules chargées originaires de l'extérieur x , un filtre, une protection contre les dommages extérieurs,...

Pour les photons et les neutrons (1)

- Photons:



$$D \stackrel{\text{CPE}}{=} K_c = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)$$

$$D \stackrel{\text{TCPE}}{=} K_c(1 + \mu' \bar{x}) = K_c \beta = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \beta$$

- Neutrons:



$$D \stackrel{\text{CPE}}{=} K = \Phi F_n$$

$$D \stackrel{\text{TCPE}}{=} K_c(1 + \mu' \bar{x}) = K \beta = \Phi F_n \beta$$

Pour les photons et les neutrons (2)


- Si t suffisamment grand pour exclure les particules chargées extérieures et au moins aussi grand que le range maximum des particules chargées créées en w
- Si r est suffisamment petit pour satisfaire la 1^{ère} condition B-G
- Si w est irradié de manière uniforme
 - CPE existe dans la cavité
 - La lecture du dosimètre donne D_g
 - B-G, Spencer ou Burlin (attention à d) permet d'obtenir D_w
 - Si un milieu x remplaçait g (dans les même conditions) →

$$D_x \stackrel{\text{CPE}}{=} D_w \frac{\overline{(\mu_{en}/\rho)_x}}{\overline{(\mu_{en}/\rho)_w}} \quad \text{pour des photons}$$

$$D_x \stackrel{\text{CPE}}{=} D_w \frac{\overline{(F_n)_x}}{\overline{(F_n)_w}} \quad \text{pour des neutrons}$$

Pour les particules chargées

- Si r est suffisamment petit pour satisfaire la 1^{ère} condition B-G
- Si t suffisamment petit pour ne pas perturber le champ
- Règle de bonne pratique: ni la paroi, ni la cavité ne peuvent excéder $\sim 1\%$ du range des particules chargées incidentes
- Si CPE pour la cavité → a lieu si les $e^- \delta$ produits dans la paroi contrebalancent ceux qui s'échappent de la cavité → correspondance obligatoire (en nombre atomique et densité) entre les matériaux de la paroi et de la cavité


$$D = \Phi \left(\frac{dE}{\rho dx} \right)_{elec}$$

- Pour des e^- incidents → problème du scattering!