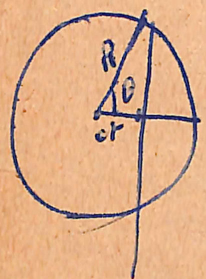
Peyrou

Supposons que la section de choc σ pour production d'étoiles soit $\sigma = K\sigma_g$, σ_g étant la section de choc géométrique. A priori si $K = 1/2$ pour N. p. ex., on doit s'attendre à ce qu'il soit voisin de 1 pour Pb.

Soit P_0 la probabilité qu'un nucléon traversant un noyau de rayon R à une distance $r < R$ du centre ne subisse aucun choc.



Si l est le libre parcours moyen et $\cos\theta = \frac{r}{R}$, on a :

$$P_0 = \int_0^R \frac{2\pi r\,dr}{\pi R^2}\, e^{-\frac{2R}{l}\sin\theta}$$

$$= 2\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\theta\, e^{-\frac{2R}{l}\sin\theta}\, d(\sin\theta)$$

$$= 2\int_0^1 x e^{-\lambda x}\,dx = \frac{2}{\lambda^2} - e^{-\lambda}\left(\frac{2}{\lambda} + \frac{2}{\lambda^2}\right)$$

où $\lambda = 2R/l$.

Si on admettait qu'un seul choc nucléon-nucléon suffise à absorber le primaire, la section efficace serait :

$$\sigma = (1-P_0)\cdot\sigma_g = K\sigma_g$$

On voit que si $K = 1/2$ pour N, $K = 9/10$ pour Pb.

Généralisons. Supposons que dans un choc nucléon-nucléon l'énergie du primaire se réduise d'un facteur q, $0 \leq q \leq 1$. Si le nombre des nucléons d'énergie entre E et $E+dE$ est $CE^{-s}\,dE$, le nombre de primaires après n chocs dans le même intervalle d'énergie serait $C q^{n(s-1)} E^{-s}\,dE$

la probabilité P_n qu'un nucléon subisse exactement n chocs à la traversée d'un noyau peut s'écrire

$$P_n = 2\lambda^n \int_0^1 \frac{x^{n+1}}{n!} e^{-\lambda x} dx$$

le nombre de nucléons dans l'intervalle d'énergie E, E+dE après la traversée d'un noyau peut s'écrire

$$C E^{-s} dE \left(P_0 + P_1 q^{s-1} + \dots + P_n q^{n(s-1)} + \dots \right)$$

En fait le nombre de chocs est limité, mais comme la série de Poisson converge rapidement, on peut adopter la série infinie ci-dessus. On peut ainsi définir un facteur de transmission du noyau

$$F = P_0 + P_1 q^{s-1} + \dots + P_n q^{n(s-1)} + \dots$$

$$= \frac{2}{\lambda^2 (1-q^{s-1})^2} - e^{-\lambda(1-q^{s-1})} \left[\frac{2}{\lambda(1-q^{s-1})} + \frac{2}{\lambda^2(1-q^{s-1})^2} \right] =$$

$$= \frac{2}{\Lambda^2} - e^{-\Lambda} \left[\frac{2}{\Lambda} + \frac{2}{\Lambda^2} \right]$$

c. à. d. même expression que P_0 avec au lieu de λ, $\Lambda = \lambda(1-q^{s-1})$.

Si maintenant on considère les nucléons traversant une certaine épaisseur y de matière et si $p_0, p_1, \dots p_n$ sont les probab. que ces nucléons aient traversé 0, 1, … n noyaux, le nombre de nucléons compris entre E, E+dE après la traversée de la matière est

$$CE^{-s}dE\,(p_0 + p_1F + \dots + p_nF^n + \dots)$$

On trouve pour cette expression

$$CE^{-s}\,e^{-\frac{y}{L}(1-F)}\,dE$$

avec L libre parcours moyen d'un nucléon relatif à la rencontre du noyau. Donc

$$\sigma = \sigma_g(1-F)$$

F ayant la m̃ expression analytique que P_0.

Encore si $1-F = 1/2$ p. N, $1-F = 9/10$ pour Pb.