

ACADÉMIE DE _____

A remplir par les candidats avec le plus grand soin
(ni signature, ni marque)

EXAMEN : _____

SESSION : _____

COMPOSITION D _____

Note sur 20	Coefficient	Note à reporter au P.V.

Établissement d'origine : _____

Centre de : _____

Nom : _____

Prénom : _____

N° : _____

Appréciations du correcteur

Où v_α : vitesse de la particule à l'extérieur du rayon

$$v_\alpha = \sqrt{\frac{2E}{m}}$$

$$\ln T = -\frac{Ze^2}{\hbar \epsilon_0 v_\alpha} + \frac{4e\sqrt{Z\pi}}{\hbar \pi \epsilon_0 \sqrt{E}} \sqrt{R_0}$$

On va écrire sous la forme $\ln T = -\frac{Ze^2}{\hbar \epsilon_0 v_\alpha} + \frac{4e\sqrt{Z\pi}}{\hbar \sqrt{\pi \epsilon_0}} \sqrt{R_0}$

Bon, il faut encore relier T avec des considérations autres que la désintégration en elle-même :

- Pendant un temps dt , le nombre de noyaux dN qui se désintègrent est $dN = -\lambda N dt$
- Signe $-$ car les noyaux disparaissent de la collection initiale des noyaux
- λ : constante radioactive de l'élément.

Donc à l'instant t , le nombre de noyaux non désintégrés est :

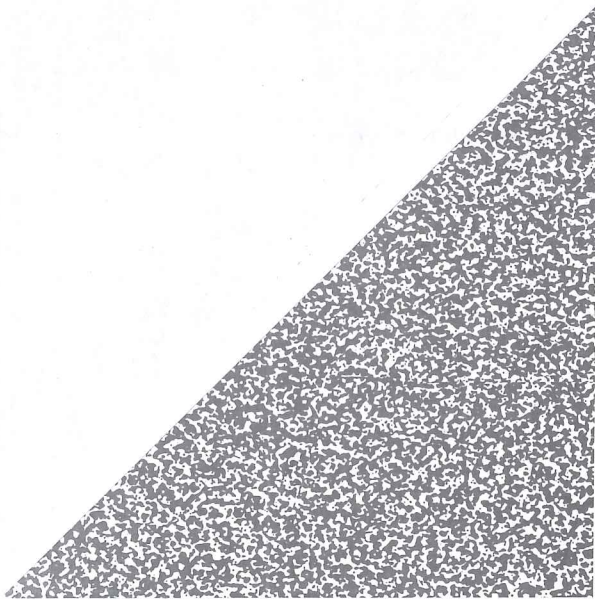
$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad N_0 : n^{\text{bre}} \text{ initial de noyaux.}$$

De plus, les $dN(<0)$ noyaux qui se désintègrent pendant dt donnent naissance à $-dN(>0)$ particules α .

Remarque : l'activité a de l'élément radioactif est, le n^{bre} de particules α émises par unité de temps $a = -\frac{dN}{dt} = N_0 \lambda e^{-\lambda t}$

La période $T_{1/2}$ (temps au bout duquel la moitié des particules se sont désintégrées) est : $N(T_{1/2}) = \frac{N_0}{2} \Rightarrow T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda}$

4 mini-conclusions



o j'ai ce que je veux wesh.

On est prié de ne rien écrire au-dessus de cette ligne

Il faut relier λ à T !

Reprenons les hypothèses initiales:

- La particule α existe primitivement dans le noyau.
- Elle oscille entre les deux bords du puits à la vitesse v_α

Donc, la particule "frappe" la paroi du puits avec une fréquence $\frac{v_\alpha}{2R_0}$. A chaque choc sur la paroi, elle a une probabilité T de franchir la barrière de potentiel par effet tunnel (et donc de sortir du puits). Si on considère N noyaux, le nombre de particules α émises par unité de temps sera alors $\frac{N v_\alpha T}{2R_0}$.

$$\Rightarrow \frac{dN}{dt} = \frac{v_\alpha T}{2R_0} N$$

$$\Rightarrow \lambda = \frac{v_\alpha T}{2R_0}$$

on y est !!!

$$\text{Donc } T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{\ln(2) 2R_0}{v_\alpha T}$$

$$\Rightarrow \ln(T_{1/2}) = \ln(\ln(2)) + \ln(2) + \ln\left(\frac{R_0}{v_\alpha}\right) - \ln(T)$$

$$\text{En conclusion } \ln(T_{1/2}) = \ln(2) + \ln\left(\frac{R_0}{v_\alpha}\right) + \ln(\ln(2)) + \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 v_\alpha} - \frac{4e}{h} \sqrt{2\pi V_0}$$

$\propto \frac{1}{\sqrt{E}}$

$\ln(T_{1/2})$ n'est fonction que de E pour un type de noyau donné!

Ben, dans certains cas, le $\ln\left(\frac{R_0}{v_\alpha}\right)$ est totalement oublié...

$$\text{Lo on retrouve alors } \ln(T_{1/2}) = A/\sqrt{E} + B$$

* c'est fait dans
très peu de
bouquins j'ai
juste trouvé dans le
BUP 734
mais c'est pas
le m résultat que
celui que j'ai...
(juste à une constante près)

Bon, expérimentalement, ça marche?

pour des noyaux Z, A impairs, la période est
① longue.

La Oui ? et même très bien... pour des noyaux de Z et A pairs!

Remarque: Cette méthode permet de calculer le rayon atomique des noyaux (A, Z pairs du coup); et donne aussi de très bons résultats.

ODG: $T \approx 10^{10}$ ans pour ^{238}U

4) Limites du modèle, discussion.

Beaucoup d'hypothèses ont été formulées:

- La forme de $V(r)$: il s'agit bien sûr d'une approximation, mais le modèle semble quand même assez cohérent (pas de preuve biblique)

- Les oscillations de la particule α au sein du noyau:

je n'ai pas trouvé dans la littérature d'explication mega-plausible, il faut savoir que le nombre de collisions par seconde est en plus très élevé ($\sim 10^{22}$ collisions)

Remarque: on peut trouver ça avec le principe d'indétermination de Heisenberg. En supposant $\Delta x \Delta p \approx \hbar \Rightarrow R_0 m_{\alpha} v_{\alpha} \approx \hbar$

Si $R_0 = 4 \text{ fm} \Rightarrow v \approx 10^7 \text{ m/s}$ (bah mais, limitation relativiste?)

et vu que $f = \frac{v_{\alpha}}{2R_0} \Rightarrow f \approx 10^{22} \text{ Hz!}$

- Pourquoi que pour les noyaux non pairs - pairs ça ne marche pas?

Le noyau initial et final ne sont pas des noyaux à spin nul et la conservation du moment angulaire entraîne que la particule α doit s'en aller avec un moment orbital non nul en général.

Plus précisément la particule possède un nombre quantique azimutal l non nul. Dans ce cas, le potentiel est modifié $V(r) \rightarrow$

$V(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\pi^2 r^2}$ π masse réduite du syst. {Noyau, m_{α} }

$\rightarrow$ comme d'un moment angulaire ($\frac{l(l+1)\hbar^2}{2} \rightarrow \pi r^2 m_{\alpha}$) classique
 $\rightarrow$ moment d'inertie

Du coup la barrière de potentiel est plus élevée haute, les périodes sont bien plus longues comme prévu.

- nombre quantique de moment angulaire total.

$$||j|| = \sqrt{j(j+1)}\hbar$$

~~moment angulaire total~~
 $\vec{j} = \vec{L} + \vec{S} \rightarrow$ vecteur de moment angulaire.
 $\vec{S}$ spin

moment angulaire total

Conclusion de cette 2^{ème} partie: Grâce à l'effet Tunnel, on a donc pu expliquer un phénomène physique naturel dont la modélisation classique ne permettait pas d'expliquer ce phénomène et le recours à la mécanique quantique a (résolu) le problème!

Transition: