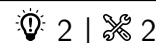




Particules chargées

Exercice 1 : Cavité accélératrice d'électrons



▷ *Mouvement dans un champ électrique.*

1 Par définition du potentiel,

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} V \quad \text{d'où} \quad -E_0 = -\frac{dV}{dx} \quad \text{donc} \quad \int_{V_1}^{V_2} dV = E_0 \int_0^d dx.$$

Par intégration,

$$V_2 - V_1 = E_0 d \quad \text{d'où} \quad \boxed{E_0 = \frac{V_2 - V_1}{d} = \frac{U}{d}.$$

Puisque $E_0 > 0$ alors $V_2 > V_1$, ce qui donne le sens de U . Par identification des deux expressions de E_0 ,

$$E_0 = \frac{U}{d} = \frac{m}{e} \alpha \quad \text{d'où} \quad \boxed{\alpha = \frac{eU}{md}.$$

2 Par conservation de l'énergie mécanique au travers de la cavité,

$$E_m \Big|_{x=0} = \frac{1}{2} m v_0^2 - e \times 0 = \frac{1}{2} m v_1^2 - eU \quad \text{d'où} \quad v_1^2 = v_0^2 + \frac{2eU}{m} = v_0^2 + 2\alpha d$$

ce qui donne finalement

$$\boxed{v_1 = \sqrt{v_0^2 + 2\alpha d}.$$

3 Par application du PFD à l'électron,

$$m \frac{dv}{dt} = +e \times \frac{m}{e} \alpha \quad \text{soit} \quad \frac{dv}{dt} = \alpha,$$

la constante α est donc l'**accélération de l'électron** dans la cavité. Par intégration, on en déduit

$$v(t) = \alpha t + v_0$$

et à l'instant de sortie de la cavité,

$$t_1 = \frac{v_1 - v_0}{\alpha} = \frac{\sqrt{v_0^2 + 2\alpha d} - v_0}{\alpha} \quad \text{d'où} \quad \boxed{t_1 = \frac{v_0}{\alpha} \left(\sqrt{1 + \frac{2\alpha d}{v_0^2}} - 1 \right).$$

4 L'équation aux dimensions s'écrit

$$[\mathcal{P}] = [m] [\tau] [a']^2 \quad \text{soit} \quad [\tau] = \frac{[\mathcal{P}]}{[m] [a']^2} = \frac{\text{J} \cdot \text{s}^{-1}}{\text{kg} \times (\text{m} \cdot \text{s}^{-2})^2} = \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2} / \text{s}}{\text{kg} \times (\text{m} \cdot \text{s}^{-2})^2} = \frac{\text{s}^{-1}}{\text{s}^{-2}} = \text{s}$$

On en déduit que τ est homogène à un **temps**.

5 La puissance dissipée étant constante, l'énergie rayonnée vaut

$$W_{\text{ray}} = \mathcal{P} t_1' = m \tau a'^2 t_1'.$$

Puisqu'on se limite au premier ordre en τ et qu'il y a déjà τ en facteur dans l'expression de \mathcal{P} , on a directement

$$W_{\text{ray}} = m \tau \alpha^2 t_1.$$

6 Le bilan d'énergie mécanique s'écrit alors

$$E_m(x=d) = E_m(x=0) - W_{\text{ray}} \quad \text{soit} \quad \frac{1}{2} m v_1'^2 - eU = \frac{1}{2} m v_0^2 - m \tau \alpha^2 t_1$$

soit

$$v_1'^2 = v_0^2 + \frac{2eU}{m} - m \tau \alpha^2 t_1 = v_1^2 - 2\tau \alpha^2 t_1.$$

Par passage à la racine,

$$v_1' = \sqrt{v_1^2 - 2\tau \alpha^2 t_1} = v_1 \sqrt{1 - \frac{2\tau \alpha^2 t_1}{v_1^2}}$$

En utilisant le développement limité donné,

$$v_1' = v_1 \left(1 - \frac{2\tau \alpha^2 t_1}{2v_1^2} \right)$$

ce qui s'écrit bien sous la forme voulue

$$v_1' = v_1 - \underbrace{\frac{\alpha^2 t_1}{v_1}}_{=\xi} \tau.$$

Exercice 2 : Mouvement cyclotron hélicoïdal



- ▷ Mouvement dans un champ magnétique ;
- ▷ Coordonnées cylindriques.

Correction des questions d'analyse du corrigé

Question d'analyse 1 - Le vecteur de base \vec{e}_r dépend de la position de la particule, donc dépend du temps, avec la relation

$$\frac{d\vec{e}_r}{dt} = \dot{\theta} \vec{e}_\theta.$$

Au contraire, le vecteur \vec{e}_z reste fixe, donc $\frac{d\vec{e}_z}{dt} = \vec{0}$.

Question d'analyse 2 - Le vecteur \vec{e}_θ dépend lui aussi du temps,

$$\frac{d\vec{e}_\theta}{dt} = -\dot{\theta} \vec{e}_r.$$

Question d'analyse 3 - Calculons explicitement le produit vectoriel,

$$\begin{bmatrix} 0 \\ qR\dot{\theta} \\ q\dot{z} \end{bmatrix} \wedge \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} qR\dot{\theta} \times B - q\dot{z} \times 0 \\ -0 \times B + q\dot{z} \times 0 \\ 0 \times 0 - qR\dot{\theta} \times 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} qR\dot{\theta}B \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

Question d'analyse 4 - Le poids d'une particule microscopique est toujours négligeable devant la force de Lorentz.

Question d'analyse 5 - Puisque $q > 0$, on a ici $\dot{\theta} < 0$. Le signe de $\dot{\theta}$ se manifeste dans le sens d'enroulement de l'hélice, voir figure 3 : en se plaçant face à l'axe (Oz), l'hélice projetée dans le plan (Oxy) apparaît comme un cercle parcouru en sens horaire, alors que le cercle serait parcouru en sens trigonométrique si $\dot{\theta}$ était positif.

Question d'analyse 6 - Voir figure 1.

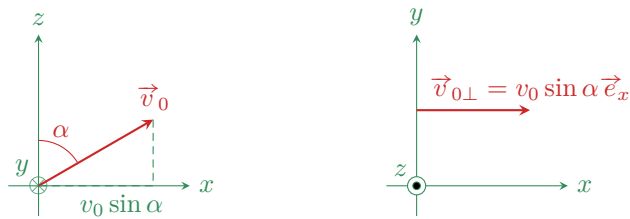


Figure 1 – Projection de la vitesse initiale de la particule.

Question d'analyse 7 - À l'instant initial, la particule se trouve sur l'axe (Oy) , si bien que les vecteurs de la base cylindrique sont placés comme sur la figure 2.

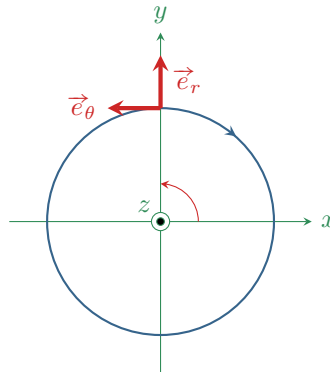


Figure 2 – Base cylindrique à l'instant initial.

Question d'analyse 8 - Lorsque la particule se déplace, les vecteurs de la base cylindrique varient également, donc leur lien avec la base cartésienne n'est plus du tout valable : dans le cas général, on a

$$\vec{e}_r = \cos \theta \vec{e}_x + \sin \theta \vec{e}_y \quad \text{et} \quad \vec{e}_\theta = -\sin \theta \vec{e}_x + \cos \theta \vec{e}_y .$$

Les expressions utilisées à l'instant initial sont celles pour $\theta = \pi/2$.

Question d'analyse 9 - On a $\omega_c = |\dot{\theta}| = -\dot{\theta}$ puisque $\dot{\theta} < 0$, donc

$$R\dot{\theta}(-\vec{e}_x) = R(-\omega_c)(-\vec{e}_x) = +R\omega_c \vec{e}_x .$$

Question d'analyse 10 - D'après l'expression issue du PFD,

$$\ddot{z} = 0 \quad \text{donc} \quad \dot{z} = A = \text{cte} ,$$

et avec la condition initiale on trouve

$$\dot{z} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{expr}}}{=} A \underset{\substack{\uparrow \\ \text{CI}}}{=} v_0 \cos \alpha \quad \text{d'où} \quad \dot{z} = v_0 \cos \alpha .$$

Question d'analyse 11 - En reprenant l'expression de R ,

$$R = \frac{v_0 \sin \alpha}{\omega_c} \quad \text{donc} \quad \frac{v_0}{\omega_c} = \frac{R}{\sin \alpha} .$$

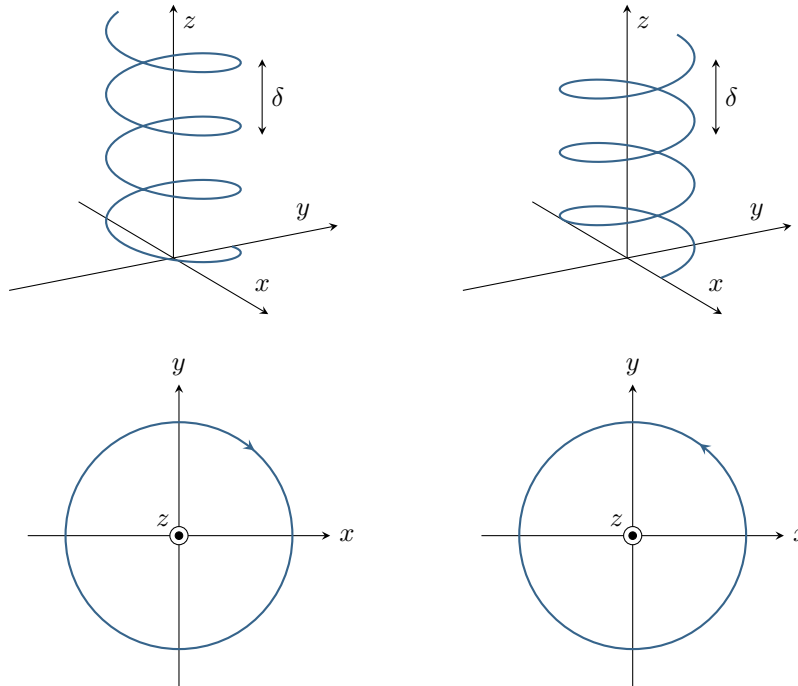


Figure 3 – Allure de la trajectoire en fonction du signe de $\dot{\theta}$. Gauche : $\dot{\theta} < 0$, droite : $\dot{\theta} > 0$.

Exercice 3 : Étude du mouvement cyclotron en coordonnées cartésiennes



- ▷ Mouvement cyclotron ;
- ▷ Coordonnées cartésiennes.

- 1 Le poids de la particule est négligeable, elle ne subit que la force de Lorentz,

$$\vec{F}_L = q \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{bmatrix} \wedge \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} qBv_y \\ -qBv_x \\ 0 \end{bmatrix}$$

Les équations du mouvement se déduisent du PFD,

$$\begin{bmatrix} \dot{v}_x \\ \dot{v}_y \\ \dot{v}_z \end{bmatrix} = \frac{qB}{m} \begin{bmatrix} v_y \\ -v_x \\ 0 \end{bmatrix}$$

- 2 En projection sur l'axe (Oz),

$$\dot{v}_z = 0 \quad \text{donc} \quad v_z = \text{cte} \underset{\text{CI}}{=} 0 \quad \text{d'où} \quad z = \text{cte} \underset{\text{CI}}{=} 0.$$

Le mouvement a donc intégralement lieu dans le plan $z = 0$.

- 3 Par définition de \underline{V} ,

$$i \frac{qB}{m} \underline{V} = \frac{qB}{m} (iv_x - v_y)$$

et d'après le PFD

$$\frac{d\underline{V}}{dt} = \dot{v}_x + i\dot{v}_y = \frac{qB}{m} (v_y - iv_x).$$

On a donc bien

$$\boxed{\frac{d\underline{V}}{dt} + i \frac{qB}{m} \underline{V} = 0.}$$

- 4 Les solutions de cette équation sont de la forme

$$\underline{V}(t) = \underline{A} \exp\left(-i \frac{qB}{m} t\right)$$

avec à l'instant initial

$$\underline{V}(t=0) = \underset{\substack{\uparrow \\ \text{expr}}}{\underline{A}} = v_0 + i \times 0$$

d'où

$$\underline{V}(t) = v_0 \exp\left(-i \frac{qB}{m} t\right).$$

En intégrant une deuxième fois,

$$\underline{X}(t) = -\frac{mv_0}{iqB} \exp\left(-i \frac{qB}{m} t\right) + \underset{\substack{\uparrow \\ \text{CI}}}{\underline{A}'} = i \frac{mv_0}{qB} \exp\left(-i \frac{qB}{m} t\right) + \underline{A}'.$$

À l'instant initial,

$$\underline{X}(t=0) = \underset{\substack{\uparrow \\ \text{expr}}}{i \frac{mv_0}{qB}} + \underset{\substack{\uparrow \\ \text{CI}}}{\underline{A}'} = 0$$

d'où

$$\underline{X}(t) = i \frac{mv_0}{qB} \left[\exp\left(-i \frac{qB}{m} t\right) - 1 \right].$$

5 Par définition de \underline{X} ,

$$x(t) = \text{Re } \underline{X}(t) = \frac{mv_0}{qB} \sin\left(\frac{qB}{m} t\right) \quad \text{et} \quad y(t) = \text{Im } \underline{X}(t) = \frac{mv_0}{qB} \left[\cos\left(\frac{qB}{m} t\right) - 1 \right].$$

Par l'identité trigonométrique fondamentale,

$$\left(\frac{mv_0}{qB}\right)^2 \sin^2\left(\frac{qB}{m} t\right) + \left(\frac{mv_0}{qB}\right)^2 \cos^2\left(\frac{qB}{m} t\right) = \left(\frac{mv_0}{qB}\right)^2$$

ce qui permet d'identifier

$$x(t)^2 + \left(y + \frac{mv_0}{qB}\right)^2 = \left(\frac{mv_0}{qB}\right)^2.$$

On reconnaît alors l'équation cartésienne d'un cercle de rayon

$$R_c = \frac{mv_0}{|q| B}$$

et dont le centre Ω a pour coordonnées

$$x_\Omega = 0 \quad \text{et} \quad y_\Omega = -\frac{mv_0}{qB}.$$

Rappelons que l'équation cartésienne d'un cercle de centre Ω et de rayon R s'écrit

$$(x - x_\Omega)^2 + (y - y_\Omega)^2 = R^2.$$

Le signe de la charge q n'étant pas précisé jusqu'à présent, il ne faut pas oublier la valeur absolue dans l'expression de rayon.

6 Voir figure 4. Si $q > 0$ alors le centre du cercle trajectoire se trouve à une ordonnée $y_\Omega < 0$, et inversement si $q < 0$.

On constate que les trajectoires tracées sont bien sûr cohérentes avec la force de Lorentz à l'instant initial,

$$\vec{F}_L(t=0) = q \vec{v}_0 \wedge \vec{B} = -qv_0 B \vec{e}_y,$$

qui indique si la particule doit être déviée vers le haut ou le bas sur le schéma.

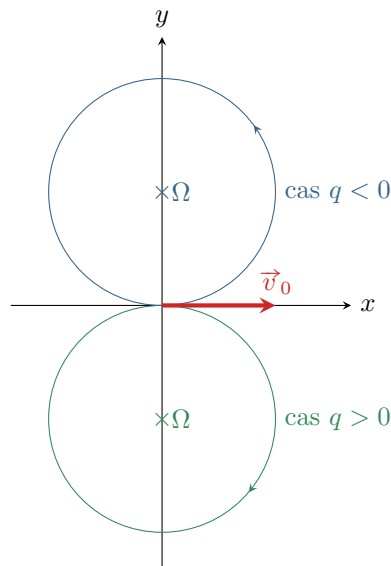




Figure 4 – Trajectoire cyclotron.

Exercice 4 : Spectrométrie de masse



- 
 ▷ Mouvement dans un champ électrique ;

 ▷ Mouvement cyclotron.

A - Accélération des ions

1 L'ion mercure Hg^{2+} est un cation, chargé positivement. Son énergie potentielle électrostatique $2eV(x)$ est minimale lorsque le potentiel est minimal. Pour que l'ion soit accéléré, il faut donc que **la plaque P_2 soit portée à un potentiel inférieur à la plaque P_1 .**

2 L'ion n'est soumis qu'à la force de Lorentz électrique, qui dérive de l'énergie potentielle $E_{pe} = 2eV$ où V est le potentiel électrique. Ainsi, son énergie mécanique est conservée, soit en l'exprimant entre les plaques P_1 et P_2

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} m v(P_1)^2 + 2eV(P_1) &= \frac{1}{2} m v(P_2)^2 + 2eV(P_2) \\ 0 + 2eV(P_1) &= \frac{1}{2} m v^2 + 2eV(P_2) \\ \frac{1}{2} m v^2 &= 2e[V(P_1) - V(P_2)] \end{aligned}$$

$$v = \sqrt{\frac{4eU}{m}}$$

3 Les deux isotopes ne comptent que deux neutrons de différence, sur un total de 200 : **leur masse diffère donc de à peine 1 %**, et comme de plus elle apparaît sous une racine dans l'expression de v il n'est pas surprenant que l'écart entre les deux vitesses soit très faible.

B - Filtrage en vitesse

4 L'ion ne peut avoir un mouvement rectiligne entre les fentes F_2 et F_3 que si la **résultante des forces qu'il subit est dirigée selon \vec{e}_x .**

Attention à ne pas confondre mouvement rectiligne « tout court » et mouvement rectiligne uniforme. Rien n'impose ici a priori que la résultante des forces subies par l'ion soit nulle.

5 L'ion n'est soumis qu'à la force de Lorentz, et son poids est négligeable. Cette force s'écrit

$$\vec{F}_L = 2e \left[\vec{E}_2 + \vec{v} \wedge \vec{B}_2 \right] = 2e \left[E_2 \vec{e}_y + v B_2 (\vec{e}_x \wedge \vec{e}_z) \right] = 2e(E_2 - v B_2) \vec{e}_y.$$

Comme cette force ne peut pas être dirigée selon \vec{e}_x , on en déduit que l'ion n'a une trajectoire rectiligne que si elle est nulle, c'est-à-dire

$$E_2 - vB_2 = 0 \quad \text{soit} \quad v = v_0 = \frac{E_2}{B_2}.$$

6 En comparant avec les valeurs données question ??, ce sont les ions les plus lents qui traversent le filtre. D'après la question ??, ce sont les plus lourds : ce sont donc **les ions de l'isotope 202** qui passent au travers du filtre.

C - Séparation des ions

7 Dans la zone de séparation, l'ion n'est soumis qu'à la force de Lorentz magnétique $\vec{F}_B = 2e\vec{v} \wedge \vec{B}$. Comme elle est orthogonale à la vitesse, alors sa puissance est nulle, et d'après le théorème de la puissance cinétique,

$$\frac{dE_c}{dt} = 0 \quad \text{donc} \quad E_c = \text{cte} \quad \text{et} \quad v = \text{cte} = v_0.$$

Le mouvement de l'ion est bien uniforme.

8 Comme la trajectoire est circulaire, on la décrit en coordonnées cylindriques de centre le centre de la trajectoire et d'axe z . D'après le PFD appliqué à l'ion modélisé comme un point matériel,

$$m\vec{a} = \vec{F}_L \quad \text{soit} \quad -m\frac{v_0^2}{R}\vec{e}_r = 2e\vec{v} \wedge \vec{B}_3$$

en utilisant l'expression de l'accélération pour un mouvement circulaire uniforme. Compte tenu de la géométrie du dispositif, on devine que l'ion tourne en sens trigonométrique, sinon il n'atteindrait jamais les collecteurs : on a donc $\vec{v} = +v_0\vec{e}_\theta$ car le mouvement est uniforme. On peut le vérifier à partir du sens du champ magnétique $\vec{B}_3 = -B_3\vec{e}_z$. Cela permet d'exprimer le produit vectoriel,

$$\vec{v} \wedge \vec{B} = -v_0B_3(\vec{e}_\theta \wedge \vec{e}_z) = -v_0B_3\vec{e}_r.$$

On déduit du PFD projeté sur \vec{e}_r

$$m\frac{v_0^2}{R} = 2ev_0B_3 \quad \text{donc} \quad R = \frac{mv_0}{2eB_3}.$$

En remplaçant v_0 par son expression déterminée à la question 2,

$$R = \sqrt{\frac{m^2}{4e^2B_3^2} \times \frac{4eU}{m}} \quad \text{d'où} \quad R = \sqrt{\frac{mU}{eB_3^2}}.$$

9 Le rayon est d'autant plus grand que l'ion est massif : on a donc $y_{200} < y_{202}$, d'où on déduit

$$y_{200} = 2R_{200} = 143,6 \text{ cm} \quad \text{et} \quad y_{202} = 2R_{202} = 145,0 \text{ cm}.$$

10 La charge totale est proportionnelle au nombre d'ions reçus, puisque chaque ion est chargé $+2e$. On en déduit alors les proportions isotopiques α_{200} et α_{202} ,

$$\alpha_{200} = \frac{Q_1}{Q_1 + Q_2} = 77\% \quad \text{et} \quad \alpha_{202} = \frac{N_2}{Q_1 + Q_2} = 23\%.$$

Exercice 5 : Cyclotron

inspiré CCP PC 2014 et oral banque PT | 💡 2 | ✂ 2



- ▷ Mouvement dans un champ électrique ;
- ▷ Mouvement cyclotron.

- ▷ Système : un proton, assimilé à un point matériel de masse m et charge q .
- ▷ Référentiel : lié au cyclotron, donc a priori le référentiel terrestre, en bonne approximation galiléen.
- ▷ Bilan des forces : le proton n'est soumis qu'à la force de Lorentz (qui diffère en fonction des zones), devant laquelle le poids est négligeable.

1 À l'intérieur des dees seule la force magnétique $\vec{F}_B = e\vec{v} \wedge \vec{B}$ existe. D'après le théorème de l'énergie cinétique,

$$\frac{dE_c}{dt} = e(\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{v} = 0 \quad \text{soit} \quad mv \frac{dv}{dt} = 0 \quad \text{d'où} \quad \boxed{\frac{dv}{dt} = 0.}$$

2 La trajectoire d'un proton dans un champ magnétique est un arc de cercle, parcouru à vitesse constante. Utilisons un repérage polaire, centré sur le centre de l'arc de cercle. D'après la loi de la quantité de mouvement,

$$m\vec{a} = e\vec{v} \wedge \vec{B}$$

soit en utilisant les résultats connus sur la cinématique d'un tel mouvement,

$$m \left(-\frac{v^2}{R} \vec{e}_r \right) = e v B (-\vec{e}_\theta \wedge \vec{e}_z) = -e v B \vec{e}_r$$

en utilisant $\vec{v} = -v\vec{e}_\theta$: la trajectoire est parcourue en sens horaire pour un proton, résultat que vous pouvez ou bien connaître ou bien retrouver ici à partir de la cohérence des signes. Finalement,

$$\frac{m v^2}{R} = e v B \quad \text{d'où} \quad \boxed{R = \frac{mv}{eB}.}$$

La trajectoire dans un dee est un demi-cercle de longueur πR , parcourue en un temps

$$\boxed{\Delta t_d = \frac{\pi R}{v} = \frac{\pi m}{eB} = 22 \text{ ns.}}$$

On remarque que Δt_d ne dépend pas de la vitesse du proton, mais seulement du champ appliqué au dee (et évidemment de caractéristiques intrinsèques du proton, e et m).

3 Pour que le proton soit accéléré de façon optimale à chaque passage entre les dees, il faut que la force électrique qu'il subit soit alternativement orientée selon $+\vec{u}_x$ lorsqu'il passe de D_2 à D_1 et selon $-\vec{u}_x$ lorsqu'il passe de D_1 à D_2 . En négligeant le temps de passage dans l'espace entre les dees ($a \ll \pi R$), il faut donc qu'une demi-période de la tension appliquée soit égale à Δt_d , soit pour la période

$$T = 2\Delta t_d = \frac{2\pi m}{eB} \quad \text{et} \quad \boxed{f = \frac{eB}{2\pi m} = 23 \text{ MHz.}}$$

Utiliser une tension harmonique plutôt qu'une tension créneau a l'intérêt de regrouper tous les protons pour que leur passage dans les dees soit en phase avec la tension. Regrouper les protons permet aux impulsions du faisceau d'être plus puissantes. De plus, en pratique, une tension créneau requiert beaucoup d'harmoniques qu'il peut ne pas être simple d'imposer à de telles fréquences.

4 Jusqu'à présent, nous avons relié le rayon à la vitesse du proton. Il faut donc maintenant relier la vitesse du proton au nombre de passage dans les dees, ou plutôt au nombre de passage dans la zone accélératrice. Comme on ne s'intéresse qu'à la norme, le théorème de l'énergie cinétique est le plus adapté. Appliquons ce théorème sur une trajectoire entre la sortie d'un dee et l'entrée de l'autre, en supposant que le passage du proton se fait au moment où la tension atteint son maximum (justifié par la question précédente), et en supposant aussi que la durée de passage dans la zone accélératrice est négligeable devant la période de la tension, ce qui permet de supposer que la tension est presque constante égale à U_m . Sous ces hypothèses, on trouve

$$\frac{1}{2} m v_{n+1}^2 - \frac{1}{2} m v_n^2 = W(\vec{F}_E) = e \frac{U_m}{a}$$

En raisonnant par récurrence, on obtient

$$\frac{1}{2}mv_n^2 - \frac{1}{2}mv_0^2 \simeq \frac{1}{2}mv_n^2 = neU_m \quad \text{soit} \quad v_n = \sqrt{\frac{2neU_m}{m}}$$

et en utilisant le résultat d'une question précédente,

$$R_n = \frac{m}{eB} \sqrt{\frac{2neU_m}{m}} \quad \text{soit} \quad \boxed{R_n = \sqrt{\frac{2nmU_m}{B^2e}}}$$

5 Remarquons bien que n compte le nombre de passage dans la zone accélératrice, faire un tour complet revient donc à passer de n à $n + 2$. Après un tour, $n = 2$ et

$$v_2 = \sqrt{\frac{4eU_m}{m}} \quad \text{et} \quad R_2 = 2\sqrt{\frac{mU_m}{eB^2}} = 6,1 \text{ cm}$$

Après dix tours, $n = 20$ et

$$\boxed{R_{20} = \sqrt{10}R_2 = 19 \text{ cm}}$$

6 Avec $R_N = 35$ cm, la vitesse finale vaut

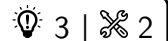
$$v_{\text{fin}} = \frac{eBR_N}{m} \quad \text{d'où} \quad \boxed{E_{c,\text{fin}} = \frac{e^2B^2R_N^2}{2m} = 2,1 \cdot 10^{-12} \text{ J} = 14 \text{ MeV}}$$

puis

$$E_{c,\text{fin}} = NeU_m \quad \text{d'où} \quad \boxed{N = \frac{E_{c,\text{fin}}}{eU_m} = 33}$$

ce qui correspond à 16 tours et demi au sein du cyclotron.

Exercice 6 : Mouvement dans des champs E et B croisés



- ▷ Mouvement dans un champ électrique ;
- ▷ Mouvement dans un champ magnétique ;
- ▷ Coordonnées cartésiennes.

1 ▷ Système : particule chargée.

- ▷ Référentiel : pas clairement précisé par l'énoncé, mais on le suppose au moins galiléen.
- ▷ Repérage : cartésien.
- ▷ Bilan des forces : le poids étant négligeable pour une particule microscopique, elle ne subit que la force de Lorentz

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) = q \begin{bmatrix} Bv_y \\ E - Bv_x \\ 0 \end{bmatrix}$$

▷ PFD :

$$m \begin{bmatrix} \dot{v}_x \\ \dot{v}_y \\ \dot{v}_z \end{bmatrix} = q \begin{bmatrix} Bv_y \\ E - Bv_x \\ 0 \end{bmatrix}$$

La projection du PFD sur \vec{e}_z et les conditions initiales permettent de montrer que

$$\dot{v}_z = \text{cte} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{CI}}}{=} 0 \quad \text{d'où} \quad z = \text{cte} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{CI}}}{=} 0.$$

Le mouvement de la particule est donc **plan**.

2 La projection du PFD sur \vec{e}_y donne

$$m \frac{dv_y}{dt} = qE - qBv_x \quad \text{donc} \quad m \frac{d^2v_y}{dt^2} = -qB \frac{dv_x}{dt}$$

Or d'après la projection du PFD sur \vec{e}_x

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{qB}{m} v_y \quad \text{d'où} \quad m \frac{d^2 v_y}{dt^2} = -\frac{(qB)^2}{m} v_y$$

ce qui peut se réécrire

$$\frac{d^2 v_y}{dt^2} + \omega^2 v_y = 0 \quad \text{avec} \quad \omega = \frac{qB}{m}.$$

Par conséquent,

$$v_y(t) = \lambda \sin(\omega t) + \lambda' \cos(\omega t)$$

et comme la particule est initialement sans vitesse alors $\lambda' = 0$ et

$$v_y(t) = \lambda \sin(\omega t).$$

3 La projection du PFD sur \vec{e}_y conduit à

$$v_x = \frac{E}{B} - \frac{1}{\omega} \frac{dv_y}{dt} = \frac{E}{B} - \frac{1}{\omega} \times \omega \lambda \cos(\omega t).$$

La particule étant sans vitesse à $t = 0$, on en déduit

$$\lambda = \frac{E}{B}$$

et ainsi

$$v_x(t) = \frac{E}{B} (1 - \cos(\omega t)).$$

4 D'après ce qui précède,

$$\vec{v}(t) = \frac{E}{B} (1 - \cos(\omega t)) \vec{e}_x + \frac{E}{B} \sin(\omega t) \vec{e}_y.$$

Puisque $\langle \cos(\omega t) \rangle = \langle \sin(\omega t) \rangle = 0$, on en déduit

$$\vec{v}_d = \langle \vec{v} \rangle = \frac{E}{B} \vec{e}_x.$$

Le champ électrique étant dirigé selon \vec{e}_y , on aurait pu s'attendre à ce que la trajectoire de la particule soit globalement dirigée dans la même direction, et pourtant il n'en est rien, elle se déplace en moyenne dans une direction orthogonale à celle de \vec{E} .

5 Intégrons les composantes de la vitesse par séparation des variables. La particule se trouvant initialement à l'origine du repère,

$$\begin{aligned} \int_{x(0)=0}^{x(t)} dx &= \int_0^t v_x(t) dt \\ \int_0^{x(t)} dx &= \frac{E}{B} \int_0^t (1 - \cos(\omega t)) dt \\ x(t) &= \frac{E}{B} \left(t - \frac{1}{\omega} \sin(\omega t) \right) \\ x(t) &= \frac{E}{\omega B} (\omega t - \sin(\omega t)) \end{aligned}$$

De même,

$$\begin{aligned} \int_{y(0)=0}^{y(t)} dy &= \int_0^t v_y(t) dt \\ \int_0^{y(t)} dy &= \frac{E}{B} \int_0^t \sin(\omega t) dt \\ y(t) &= \frac{E}{B} \times \frac{1}{\omega} [-\cos(\omega t)]_0^t \\ y(t) &= \frac{E}{\omega B} (1 - \cos(\omega t)) \end{aligned}$$

6 À partir de l'équation ci-dessus portant sur y , on trouve

$$a = \frac{2E}{\omega B}.$$

De plus, la période du mouvement dans la direction (Oy) est $T = 2\pi/\omega$. Pendant cette durée, la particule avance de $b = x(T) - x(0)$, soit

$$b = \frac{E}{\omega B} \times \omega \times \frac{2\pi}{\omega} \quad \text{soit} \quad b = \frac{2\pi E}{\omega B}.$$

Les instants auxquels y est extrême sont ceux auquel la vitesse v_y s'annule, soit

$$t_n = \frac{n\pi}{\omega} \quad (n \in \mathbb{N}).$$

Les valeurs de n impaires correspondent aux maximums, où la courbe est plate, et les valeurs paires aux minimums, où la trajectoire présente un point de rebroussement. Cette nette différence d'allure s'explique par exemple en étudiant la vitesse $v_x(t_n)$, qui est non-nulle pour les valeurs de n impaires (maximum ordinaire) et nulle pour les valeurs de n paire (point de rebroussement). Qualitativement, au niveau du maximum ordinaire, la particule continue à avancer dans la direction \vec{e}_x , si bien que le changement de signe de v_y apparaît dans la continuité de la courbe : dans le langage des courbes paramétrées, il s'agit d'un point ordinaire. En revanche, la particule s'arrête complètement au niveau du point de rebroussement, puis repart « vers le haut » puisque v_y change de signe.