

MP 08/09 – D.S. de PHYSIQUE n°5 – 08/01/09 (4h)**Partie I** (d'après CCP MP 2008)

Relations d'analyse vectorielle :

 f (fonction scalaire); F , G et H (fonctions vectorielles)

$$\mathbf{F} \times \mathbf{G} \times \mathbf{H} = \mathbf{G}(\mathbf{F} \cdot \mathbf{H}) - \mathbf{H}(\mathbf{F} \cdot \mathbf{G})$$

$$\operatorname{div}(f \mathbf{G}) = f \operatorname{div} \mathbf{G} + (\operatorname{grad} f) \cdot \mathbf{G}$$

$$\operatorname{div}(\mathbf{F} \times \mathbf{G}) = \mathbf{G} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{F} - \mathbf{F} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{G}$$

$$\operatorname{rot}(f \mathbf{G}) = f \operatorname{rot} \mathbf{G} + (\operatorname{grad} f) \times \mathbf{G}$$

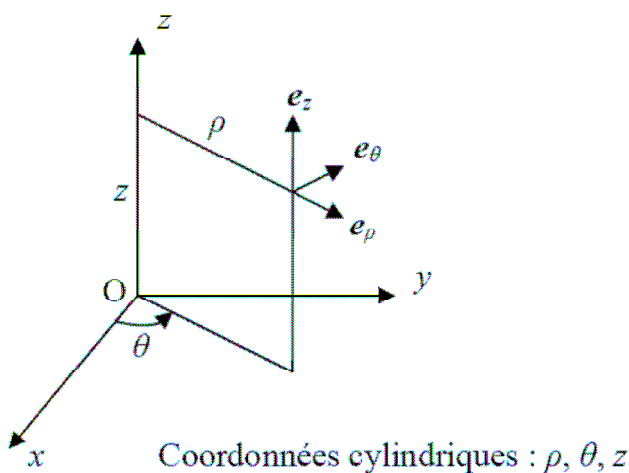
$$\operatorname{rot}(\mathbf{F} \times \mathbf{G}) = \mathbf{F} \operatorname{div} \mathbf{G} - \mathbf{G} \operatorname{div} \mathbf{F} + (\mathbf{G} \cdot \operatorname{grad}) \mathbf{F} - (\mathbf{F} \cdot \operatorname{grad}) \mathbf{G}$$

Coordonnées cylindriques: $\operatorname{grad} f$; $\operatorname{div} \mathbf{G}$; $\operatorname{rot} \mathbf{G}$ Fonction scalaire $f(\rho, \theta, z)$ Fonction vectorielle $\mathbf{G}(\rho, \theta, z) = G_\rho(\rho, \theta, z)\mathbf{e}_\rho + G_\theta(\rho, \theta, z)\mathbf{e}_\theta + G_z(\rho, \theta, z)\mathbf{e}_z$

$$\operatorname{grad} f = \frac{\partial f}{\partial \rho} \mathbf{e}_\rho + \frac{1}{\rho} \frac{\partial f}{\partial \theta} \mathbf{e}_\theta + \frac{\partial f}{\partial z} \mathbf{e}_z$$

$$\operatorname{div} \mathbf{G} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho G_\rho)}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial G_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial G_z}{\partial z}$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{G} = \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial G_z}{\partial \theta} - \frac{\partial G_\theta}{\partial z} \right) \mathbf{e}_\rho + \left(\frac{\partial G_\rho}{\partial z} - \frac{\partial G_z}{\partial \rho} \right) \mathbf{e}_\theta + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial(\rho G_\theta)}{\partial \rho} - \frac{\partial G_\rho}{\partial \theta} \right) \mathbf{e}_z$$

**1) Généralités**

a) Ecrire les équations de Maxwell dans le cas général.

b) Donner l'expression des champs électrique et magnétique, \mathbf{E} et \mathbf{B} , en fonction des potentiel scalaire et vecteur, V et \mathbf{A} . Quelles sont les deux équations de Maxwell qui rendent ces expressions possibles ?c) Montrer que, dans le cas d'un champ magnétique uniforme \mathbf{B} , en tout point M de l'espace tel que $\mathbf{OM} = \mathbf{r}$, le champ de vecteur défini par $\mathbf{A} = \frac{1}{2} \mathbf{B} \times \mathbf{r}$ est un potentiel vecteur pour \mathbf{B} .d) Dans ce cas, calculer $\operatorname{rot} \mathbf{B}$, puis $\operatorname{rot} \mathbf{r}$ et en déduire la valeur de $\operatorname{div} \mathbf{A}$.

2) Courant rectiligne permanent

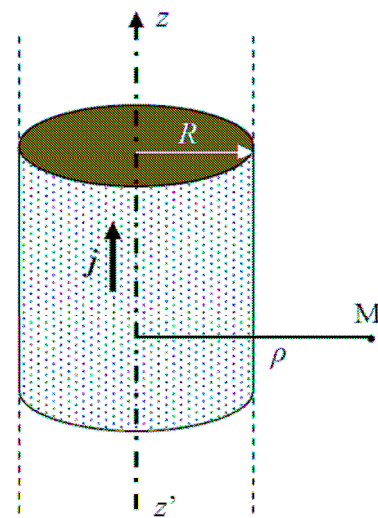
Un conducteur rectiligne cylindrique illimité, de rayon R , d'axe de révolution $z'z$, est parcouru par un courant volumique \mathbf{j} uniforme et permanent, dirigé de z' vers z . Un point M de l'espace est repéré par ses coordonnées cylindriques (figure ci-contre)

a) Examiner les éléments de symétrie et d'invariance de ce conducteur cylindrique qui ont une conséquence sur les modules et directions du champ magnétique $\mathbf{B}(M)$ et du potentiel vecteur $\mathbf{A}(M)$.

b) Déterminer, en appliquant le théorème d'Ampère, le champ magnétique \mathbf{B} en tout point M intérieur et extérieur au conducteur. Nous poserons $\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\text{int}}$ pour $\rho < R$ et $\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\text{ext}}$ pour $\rho > R$. Tracer l'allure de la courbe de $B(\rho)$, où $B = \|\mathbf{B}\|$.

c) En déduire le potentiel vecteur \mathbf{A} en tout point M intérieur (\mathbf{A}_{int}) et extérieur (\mathbf{A}_{ext}) au conducteur, à partir de la relation locale champ-potential sachant que $\mathbf{A}(R) = 0$, condition posée arbitrairement. Tracer l'allure de la courbe de $A(\rho)$.

d) Le potentiel $\mathbf{A}(M)$ pouvait-il se calculer à partir de la relation précédente $\mathbf{A} = \frac{1}{2} \mathbf{B} \times \mathbf{r}$? Justifier votre réponse.



3) Solénoïde infini en régime permanent

Un solénoïde de longueur L , d'axe $z'z$ est constitué de spires coaxiales jointives, de rayon R et parcourues dans le même sens par un courant stationnaire d'intensité I . On désigne par n le nombre de spires par unité de longueur. La longueur L étant très grande devant le rayon R des spires, ce solénoïde est considéré comme un « solénoïde infini ». Le champ magnétique est alors quasiment nul en tout point extérieur au solénoïde ($\rho > R$) : $\mathbf{B}_{\text{ext}} = 0$.

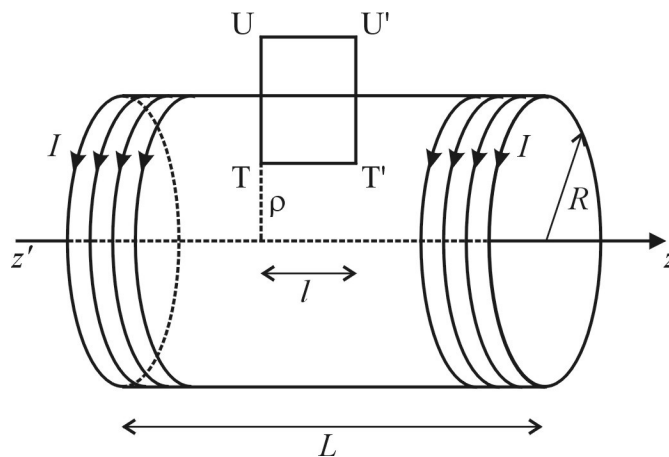
a) Soit T un point quelconque à l'intérieur du solénoïde et situé à la distance ρ de l'axe ($\rho < R$) (figure ci-contre) et U un point quelconque à l'extérieur du solénoïde. Par application du théorème d'Ampère au contour rectangulaire $TT'U'U$ de longueur $TT' = l$, trouver le champ magnétique \mathbf{B}_{int} pour tout point T intérieur.

b) En écrivant la relation locale champ-potential et à l'aide de la formule de Stokes, calculer les potentiels vecteurs \mathbf{A}_{int} pour tout point T intérieur ($\rho < R$) et \mathbf{A}_{ext} pour tout point U extérieur ($\rho > R$).

c) Les potentiels \mathbf{A}_{int} et \mathbf{A}_{ext} pouvaient-ils se calculer à partir de la relation précédente $\mathbf{A} = \frac{1}{2} \mathbf{B} \times \mathbf{r}$?

Justifier votre réponse.

d) Tracer les graphes de $B(\rho)$ et $A(\rho)$ des normes du champ magnétique et du potentiel vecteur respectivement.



4) Solénoïde infini en régime lentement variable

Le courant dans les spires du solénoïde précédent est maintenant lentement variable et noté $i(t)$. On se place dans l'approximation des régimes quasi-stationnaires (ARQS) : les expressions du champ magnétique \mathbf{B} et du potentiel vecteur \mathbf{A} sont alors celles qui ont été déterminées à la question 3), dans lesquelles il faut remplacer I par $i(t)$ et on admet que le potentiel scalaire associé à \mathbf{A} est $V = 0$.

a) Vérifier que le champ électromagnétique à l'intérieur du solénoïde est de la forme :

$$\mathbf{B}_{\text{int}} = ki(t)\vec{u}_z \quad \text{et} \quad \mathbf{E}_{\text{int}} = -\frac{1}{2}k \frac{di}{dt} \rho \vec{u}_\theta,$$

où k est un paramètre dépendant du solénoïde (à préciser).

b) Exprimer en fonction de $\mu_0, \rho, k, L, R, i(t)$ et $\frac{di}{dt}$:

- la densité volumique d'énergie magnétique $w_{m,\text{int}}$ à l'intérieur du solénoïde,
- l'énergie magnétique W_m contenue dans le solénoïde à l'instant t ,
- le vecteur de Poynting $\mathbf{\Pi}_{\text{int}}$ à l'intérieur du solénoïde,
- le flux Φ_{Π} du vecteur de Poynting à travers la surface du solénoïde.

c) Quelle relation lie W_m et Φ_{Π} ? L'interpréter physiquement.

d) Exprimer en fonction de $\epsilon_0, \rho, k, L, R$ et $\frac{di}{dt}$:

- la densité volumique d'énergie électrique $w_{el,\text{int}}$ à l'intérieur du solénoïde,
- l'énergie électrique W_{el} contenue dans le solénoïde à l'instant t .

Désormais on étudie uniquement le cas particulier $i(t) = I_0 \cos(\omega t)$.

e) Quelle inégalité forte doit vérifier ω pour que l'ARQS soit valide ?

f) Exprimer $\frac{\langle W_{el} \rangle}{\langle W_m \rangle}$ où $\langle \rangle$ désigne la moyenne temporelle. Que peut-on dire de ce rapport ?

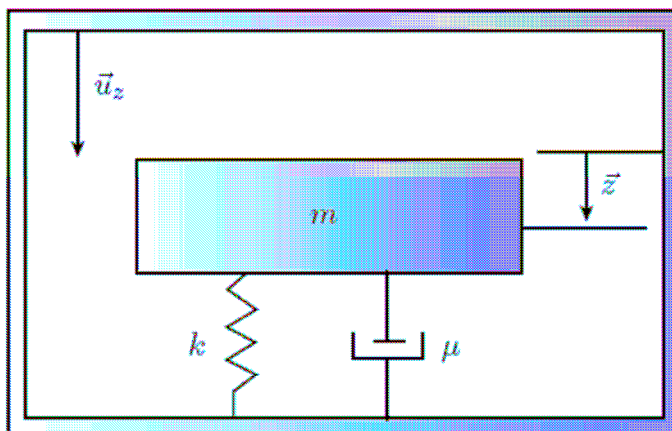
Partie 2

Capteur d'accélération (d'après Polytechnique 2008)

On étudie le principe d'un accéléromètre utilisé pour mesurer l'accélération verticale d'un hélicoptère.

• Principe général

On montre d'abord comment la mesure d'une accélération peut se ramener à celle d'un déplacement, grandeur bien plus accessible expérimentalement.



On considère une masse m liée à une armature extérieure par un ressort de raideur k et un amortisseur de coefficient visqueux μ (exerçant sur la masse une force $-\mu\vec{v}$ où \vec{v} est la vitesse de celle-ci par rapport à l'armature extérieure), disposés verticalement (figure). Seul des déplacements verticaux sont envisagés. Le vecteur unitaire \vec{u}_z est dirigé suivant la verticale descendante.

On suppose galiléen le référentiel terrestre \mathcal{R}_g . Le boîtier contenant le capteur, embarqué à bord de l'hélicoptère, subit par rapport à \mathcal{R}_g un déplacement vertical si bien que le référentiel \mathcal{R} lié au boîtier est en translation par rapport à \mathcal{R}_g . Á ce titre $\vec{a} = -a\vec{u}_z$ désigne l'accélération d'entraînement de \mathcal{R} par rapport à \mathcal{R}_g , alors que l'accélération de la pesanteur s'écrit $\vec{g} = g\vec{u}_z$.

En l'absence d'accélération du capteur ($a=0$), la masse possède une position d'équilibre ; c'est par rapport à cette position que l'on repère son déplacement par $z\vec{u}_z$, z étant algébrique et compté positivement dans le sens de la verticale descendante.

On adoptera les valeurs numériques suivantes : $k = 38,6 \text{ N.m}^{-1}$, $\mu = 0,15 \text{ N.s.m}^{-1}$ et $m = 96.10^{-3} \text{ g}$.

1) Établir l'équation différentielle suivante : $m \frac{d^2 z}{dt^2} + \mu \frac{dz}{dt} + kz = ma$.

2) L'accélération a et le déplacement z ont des variations sinusoïdales dans le temps :

$$a(t) = A \cos(\omega t + \varphi) = \text{Re}(\underline{a}) \text{ où } \underline{a} = A e^{j\varphi} e^{j\omega t} \text{ et } z(t) = Z \cos(\omega t + \psi) = \text{Re}(\underline{z}) \text{ où } \underline{z} = Z e^{j\psi} e^{j\omega t}.$$

Donner la fonction de transfert $\underline{H}(j\omega) = \frac{\underline{z}}{\underline{a}}$. La mettre sous la forme canonique

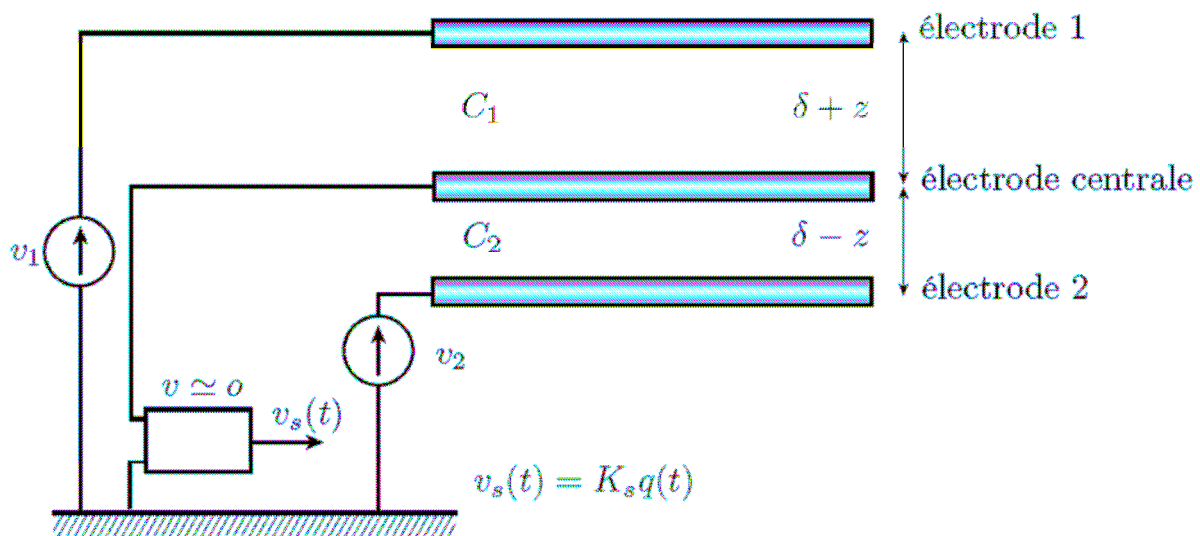
$$\underline{H}(j\omega) = \frac{H_0}{1 + 2j\xi \frac{\omega}{\omega_0} - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} \text{ et préciser les expressions et les valeurs des paramètres } H_0, \omega_0 \text{ et } \xi.$$

3) Représenter le diagramme de Bode de la fonction de transfert $\underline{H}(j\omega)$. Quelle est la nature du filtre mécanique ainsi obtenu ?

4) Á quelle condition sur ω a-t-on $z(t)$ approximativement proportionnel à $a(t)$?

• Structure capacitive de l'accéléromètre et couplage électromécanique

Le capteur est constitué d'une armature contenant une électrode oscillante (partie mécanique mobile étudiée précédemment) réalisée dans un matériau conducteur. Les faces supérieure et inférieure de l'armature constituent des électrodes reliées à des générateurs de tensions respectives v_1 et v_2 (figure). L'électrode centrale est maintenue à un potentiel nul, par l'intermédiaire d'un circuit à amplificateur opérationnel permettant, à travers les variations de charge, une mesure indirecte du déplacement z .



L'association de l'électrode 1 et de l'électrode centrale se comporte comme un condensateur de capacité variable C_1 dont la variation est directement reliée au déplacement de l'électrode. Idem pour l'ensemble

électrode 2 et l'électrode centrale. À l'équilibre, l'intervalle entre électrodes est identique et noté δ ; hors équilibre ces intervalles deviennent $\delta + z$ et $\delta - z$. Les armatures possèdent la même surface S , si bien que C_1 et C_2 ont une valeur identique C_0 pour $z = 0$.

On adoptera les valeurs numériques suivantes : $S = 16 \text{ cm}^2$ et $\delta = 100 \mu\text{m}$.

On note $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \times 10^{-9} \text{ F.m}^{-1}$ la permittivité du vide. L'air sera assimilé à du vide pour le calcul des capacités.

5) Donner l'expression de la capacité C_0 . La calculer numériquement.

6) Déterminer C_1 et C_2 puis $\Delta C = C_2 - C_1$ en fonction de z . Pour de faibles déplacements, trouver la constante χ telle que $\Delta C \approx \chi z$. Calculer numériquement χ .

7) Exprimer la charge q portée par l'électrode centrale. Montrer que si $v_2 = -v_1$ et si le déplacement est faible q est proportionnel à z .

8) v_1 et v_2 sont de l'ordre de 15 V. Quel est l'ordre de grandeur du champ électrique dans les condensateurs pour $z = 0$? Le champ électrique doit en toutes circonstances rester inférieur au champ disruptif dans l'air (de l'ordre de 3000 V.mm^{-1}). Cette condition limite-t-elle l'utilisation de l'appareil ?

Le signal issu de l'électrode centrale est l'entrée d'un montage convertisseur permettant d'obtenir une tension de sortie $v_s(t)$ proportionnelle à la charge $q(t)$ dans la gamme de fréquence de travail.

On souhaite prendre en compte les effets électrostatiques sur la dynamique de l'électrode centrale. On définit alors \vec{F}_i , la force électrostatique, nécessairement dirigée selon \vec{u}_z , de l'électrode i sur l'électrode centrale. On note toujours v_i la tension d'alimentation de l'électrode i .

9) Donner l'expression de l'énergie électrostatique W_{ei} stockée par le condensateur i puis celle de l'énergie totale W_{el} .

10) La force électrostatique \vec{F}_{el} qui s'exerce sur l'électrode centrale est donnée, à potentiels fixés, par $\vec{F}_{el} = \frac{dW_{el}}{dz} \vec{u}_z$. En déduire l'expression de \vec{F}_{el} en fonction de v_1 , v_2 , C_1 et C_2 .

11) Montrer que la force électrostatique totale s'exerçant sur l'électrode centrale est donnée par :

$$\vec{F}_{el} = \frac{1}{2} \frac{C_0}{\delta} \left(-\frac{v_1^2}{(1+z/\delta)^2} + \frac{v_2^2}{(1-z/\delta)^2} \right) \vec{u}_z$$

On applique des tensions sinusoïdales $v_1(t) = -v_2(t) = U \sin(\omega_1 t)$ de fréquence $f_1 = 10 \text{ kHz}$ et d'amplitude $U = 15 \text{ V}$ sur l'électrode 1.

12) Linéariser l'expression précédente en z/δ . Quel est le contenu fréquentiel de v_1^2 ?

13) Vérifier que l'effet des forces électrostatiques est raisonnablement modélisable par : $\vec{F}_{el} = K_{el} z \vec{u}_z$, où l'expression de la raideur K_{el} (indépendante du temps) est à préciser en fonction de C_0 , U et δ . La calculer numériquement.

14) Modifier l'équation différentielle de la question 1) pour tenir compte des effets électrostatiques.

Exprimer la nouvelle fonction de transfert $\underline{H}'(j\omega) = \frac{z}{a}$. Faire l'application numérique pour les

paramètres caractéristiques H'_0 , ω'_0 et ξ' de $\underline{H}'(j\omega)$.

15) On suppose que les linéarisations invoquées précédemment sont légitimes tant que le déplacement de l'électrode centrale n'excède pas 30% du déplacement possible. Donner alors l'accélération maximale mesurable par cet instrument.

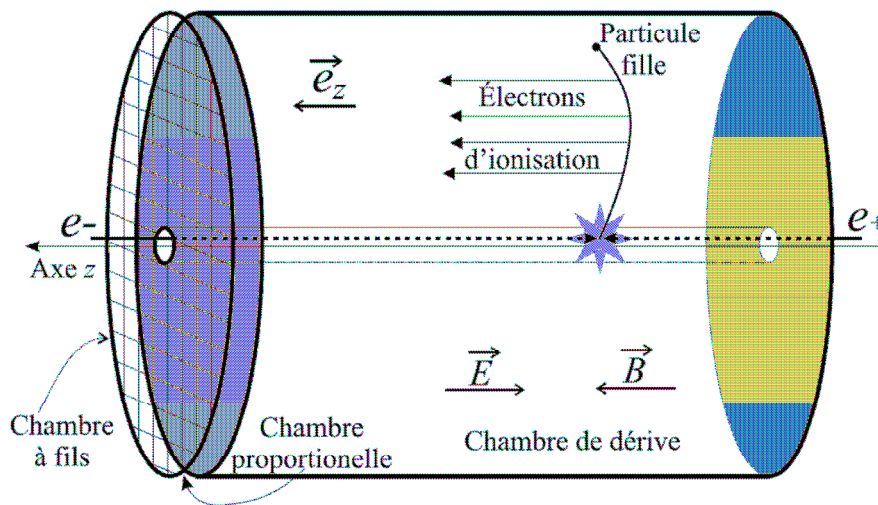
Partie 3

Identification de particules dans une chambre à projection temporelle

(d'après Mines-Ponts PC 2008)

Données : masse de l'électron : $m_e = 9,11 \times 10^{-31}$ kg, charge élémentaire : $e = 1,60 \times 10^{-19}$ C, constante d'Avogadro : $\mathcal{N} = 6,02 \times 10^{23}$ mol $^{-1}$.

Dans l'expérience DELPHI du CERN on réalise des collisions à grande vitesse entre des électrons e^- et des positrons e^+ (anti-électrons). Ces dernières produisent des particules chargées, appelées particules filles, que l'on cherche à identifier. On tente pour cela de reconstituer leurs trajectoires dans une chambre dite à projection temporelle.



Cette chambre (figure ci-dessus) comporte trois parties : la chambre de dérive, la chambre proportionnelle et la chambre à fils. L'ensemble du détecteur comporte un axe de symétrie de révolution (appelé dans la suite « axe z »).

À l'intérieur de la chambre de dérive, les collisions électrons-positrons ont lieu à proximité de l'axe z (voir sur la figure les faisceaux d' e^- et d' e^+ et le lieu des collisions marqué d'une « étoile »). Cette chambre est remplie d'argon sous faible pression. Le mouvement des particules filles dans l'enceinte gazeuse produit des électrons d'ionisation. Le mouvement d'un électron d'ionisation dans la chambre de dérive et les signaux électriques qu'il produit dans la chambre à fils permettent de déterminer les coordonnées du point où l'ionisation a eu lieu. On peut ainsi obtenir toutes les informations cinématiques sur les particules filles et déterminer leurs natures.

Dans toute cette étude on utilisera la mécanique classique non relativiste et le poids des particules sera négligé.

A- Mouvement d'un électron d'ionisation dans la chambre de dérive

On s'intéresse au mouvement d'un électron d'ionisation, noté e_i , de masse m_e et de charge $-e$, à l'intérieur de la chambre de dérive. Dans cette enceinte, cylindrique de longueur $L = 2,1$ m, règnent un champ magnétique $\vec{B} = B\vec{e}_z$ et un champ électrique $\vec{E} = -E\vec{e}_z$ permanents et uniformes, tous deux parallèles à l'axe z .

En plus de la force électromagnétique, le gaz contenu dans la chambre de dérive impose à l'électron e_i une force de frottement fluide $\vec{F} = -\mu\vec{v}$ où $\mu = 9,6 \cdot 10^{-20}$ kg.s $^{-1}$. On appelle \vec{v}_e la vitesse de e_i au moment de son émission par ionisation d'un atome du gaz.

On se place en coordonnées cartésiennes dans un référentiel $Oxyz$ de base $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ choisi de telle manière que :

- \vec{e}_z est le vecteur directeur de l'axe de symétrie du détecteur (« axe z »),
- l'origine O du référentiel est sur l'entrée de la chambre de dérive à droite,
- $\vec{v}_e \cdot \vec{e}_y = 0$.

- 1) Le champ électrique est obtenu en imposant une différence de potentiel $U = 63 \text{ kV}$ entre les deux extrémités de la chambre distantes de L . Exprimer et calculer numériquement E .
- 2) Exprimer vectoriellement la force électromagnétique \vec{F}_{EM} subie dans la chambre de dérive par un électron e_i dont on notera la vitesse \vec{v} .
- 3) En prenant comme paramètres e , B , μ et E , établir les trois équations différentielles régissant l'évolution des composantes $v_x = \vec{v} \cdot \vec{e}_x$, $v_y = \vec{v} \cdot \vec{e}_y$ et $v_z = \vec{v} \cdot \vec{e}_z$ de la vitesse de e_i dans la chambre de dérive.
- 4) Exprimer v_z en fonction du temps t et déterminer $v_{\text{lim}} = \lim_{t \rightarrow \infty} v_z(t)$. On posera $\tau = m_e / \mu$. Calculer la valeur numérique de v_{lim} . En négligeant $\vec{v}_e \cdot \vec{e}_z$ devant v_{lim} , exprimer et calculer numériquement le temps T qu'il faut attendre pour que

$$\forall t > T, \quad \frac{|v_z(t) - v_{\text{lim}}|}{|v_{\text{lim}}|} < 1\%.$$

- 5) Ecrire l'équation différentielle vérifiée par la fonction complexe $u(t) = v_x(t) + iv_y(t)$. Dédire de la résolution de cette équation les expressions de $v_x(t)$ et $v_y(t)$. On posera $\omega_e = eB/m_e$.
- 6) Pour $t > T$, quel type de mouvement adopte e_i ? Montrer alors que la mesure de la durée Δt de ce mouvement permet d'obtenir la coordonnée z du point de la trajectoire de la particule fille ou s'est produite l'ionisation à l'origine de e_i (on négligera le déplacement suivant \vec{e}_z entre $t = 0$ et $t = T$).

B- Etude des chambres proportionnelle et à fils

A la sortie de la chambre de dérive, e_i doit produire un signal sur un détecteur qui permet d'obtenir les deux autres coordonnées pour la reconstruction de la trajectoire de la particule fille. La charge d'un électron étant trop faible pour obtenir un signal détectable, on utilise une chambre dite « proportionnelle » pour produire un phénomène d'avalanche. Cette chambre est constituée de deux grilles perpendiculaires à l'axe z distantes de $L' = 1 \text{ cm}$ et entre lesquelles on applique une différence de potentiel $U' = 1500 \text{ V}$. La chambre proportionnelle est remplie du même gaz que celui contenu dans la chambre de dérive.

- 7) a) Exprimer et calculer numériquement l'énergie que l'on communique à un électron avec une différence de potentiel U' .
- b) Sachant que l'énergie molaire de première ionisation de l'argon vaut $E_i = 1520 \text{ kJ.mol}^{-1}$, et en admettant que seulement 50% de l'énergie précédemment calculée permet d'ioniser les atomes d'argon, quel est le nombre d'ionisations produites par un électron e_i ?

Les électrons « produits » par ces ionisations, appelés électrons secondaires, provoquent eux aussi de nouvelles ionisations : il se produit une avalanche qui permet d'obtenir environ 10^5 électrons pour un électron. La détection du signal est effectuée dans la chambre à fils. L'avalanche d'électrons arrive sur un fil métallique qui va influencer un autre fil métallique parallèle au précédent. Cette charge permet de générer un signal électrique. On considère que chaque fil est un cylindre conducteur de rayon a et de longueur $h \gg a$.

- 8) On considère un fil métallique cylindrique de longueur h , de rayon $a \ll h$, portant une charge linéique uniforme $\lambda = q/h$.

a) On utilise des coordonnées cylindriques (r, θ, z') autour de l'axe de symétrie du fil et on néglige les effets de bord (fil quasiment infini). En utilisant des arguments précis, simplifier les expressions du champ \vec{E}_f et du potentiel V_f créés par ce fil dans l'espace.

b) Etablir l'expression de \vec{E}_f à l'extérieur du fil ($r > a$) puis l'expression correspondante de V_f à une constante additive près.

c) Que sait-on de \vec{E}_f et V_f à l'intérieur du fil ($r < a$) ?

9) On considère à présent deux fils identiques au précédent, d'axes parallèles et séparés d'une distance d , mais portant des charges linéiques opposées $\lambda_+ = +q/h$ et $\lambda_- = -q/h$ (voir figure).

a) Etablir l'expression du potentiel électrique en un point M extérieur aux fils en fonction des distances r_1 et r_2 entre ce point et chaque axe (voir figure) et des quantités q , h et ϵ_0 . On prendra le potentiel nul lorsque $r_1 = r_2$.

b) Montrer que la capacité formée par une longueur h de ces deux fils est donnée par la relation

$$C = \frac{\pi \epsilon_0 h}{\ln\left(\frac{d-a}{a}\right)}.$$

Calculer la valeur de cette capacité pour $h = 1,0 \times 10^{-3}$ m, $d = 3,0 \times 10^{-6}$ m, et $a = 1,0 \times 10^{-6}$ m.

On place les deux fils de la question 9 en influence dans le circuit de la figure ci-contre comprenant une résistance R et un générateur de force électromotrice constante $W = 1,0$ V. En l'absence d'avalanche, en régime permanent, on appelle q_0 la charge totale prise par l'armature positive. Lorsqu'une avalanche se produit, cette charge devient $q_1 < q_0$.

10) Calculer les valeurs numériques de q_0 et q_1 .

11) Etablir l'équation différentielle vérifiée par la tension U_R après l'avalanche. Résoudre cette équation en choisissant $t = 0$ pour l'arrivée de l'avalanche sur l'armature positive.

12) Expliquer la nécessité de provoquer une avalanche à partir d'un électron de dérive. Comment un tel dispositif permet-il d'identifier les coordonnées x et y de la particule fille au moment de l'ionisation de l'argon dans la chambre de dérive ?

Les chambres proportionnelles à fils ont été inventées et mises au point à la fin des années 1960 par le physicien français GEORGES CHARPAK et lui valurent le prix NOBEL en 1992.

