

I. Cinématique de la réaction

I.1) Il y a conservation de la quantité de mouvement $\vec{p}_\alpha + \vec{p}_n \approx \vec{0}$ et de l'énergie $E_\alpha + E_n = E_f$. Comme $E = \frac{p^2}{2m}$, $\frac{E_\alpha}{E_n} = \frac{m_n}{m_\alpha} = \frac{1}{4}$; $E_\alpha = \frac{E_f}{5} = 3,52 \text{ MeV}$ et $E_n = 14,08 \text{ MeV}$.

$$\text{I.2)} v_\alpha = \sqrt{\frac{2E_\alpha}{m_\alpha}} = \sqrt{\frac{2 \times 3,52 \times 10^6 \times 1,6 \times 10^{-19}}{4 \times 1,67 \times 10^{-27}}} = 1,30 \times 10^7 \text{ m.s}^{-1} ;$$

$$v_n = \sqrt{\frac{2E_n}{m_n}} = \sqrt{\frac{2 \times 14,08 \times 10^6 \times 1,6 \times 10^{-19}}{1,67 \times 10^{-27}}} = 5,20 \times 10^7 \text{ m.s}^{-1} .$$

II. Pression et densité du plasma

II.1) Les ions deutérium portent une charge $+e$ et les électrons une charge $-e$: $\vec{j} = e(n_D \vec{v}_D - n_e \vec{v}_e)$.

II.2.a) Si le plasma est neutre en tout point, la densité volumique de force électrique $(n_D - n_e)e\vec{E}$ est nulle ; la densité volumique de force de pression est $-\overrightarrow{\text{grad}}P$; la densité volumique de force magnétique est $\vec{j} \wedge \vec{B}$. Compte tenu des interactions (électromagnétiques ou par chocs) entre les électrons et les ions, on ne peut pas séparer les forces en deux parts, l'une sur les électrons et l'autre sur les ions. En régime permanent $\frac{\partial \vec{v}_D}{\partial t} = \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} = \vec{0}$, l'équation du plasma est :

$$\rho_e (\vec{v}_e \cdot \overrightarrow{\text{grad}}) \vec{v}_e + \rho_D (\vec{v}_D \cdot \overrightarrow{\text{grad}}) \vec{v}_D = -\overrightarrow{\text{grad}}P + \vec{j} \wedge \vec{B}$$

Cette équation étant compliquée, pour poursuivre le problème, il faut faire l'hypothèse, absente de l'énoncé, que les deux champs de vitesse moyenne sont uniformes. Alors, l'équation du plasma est : $-\overrightarrow{\text{grad}}P + \vec{j} \wedge \vec{B} = \vec{0}$

II.2.b) Pour un petit déplacement géométrique $d\vec{r}$, la variation de pression est $dP = \overrightarrow{\text{grad}}P \cdot d\vec{r} = \vec{j} \wedge \vec{B} \cdot d\vec{r}$, qui est nul si $d\vec{r}$ est parallèle à \vec{j} ou à \vec{B} .

II.3.a) Tout plan contenant l'axe du cylindre est un plan de symétrie du courant, donc un plan d'antisymétrie du champ magnétique, donc le champ additionnel \vec{B}' est orthoradial. Comme l'axe du cylindre est un axe de révolution du courant, c'est aussi un axe de révolution de ce champ magnétique, donc $\vec{B}' = B'(\theta, z) \vec{e}_\theta$.

Le théorème d'Ampère n'étant valable que pour une distribution de courant conservatif, il faut supposer le cylindre de longueur infinie ; alors son application à un cercle d'axe celui du cylindre donne

$$2\pi\rho B' = \mu_0 j \pi \rho^2 \Rightarrow \vec{B}' = \frac{\mu_0 j \rho}{2} \vec{e}_\theta .$$

$$\text{II.3.b)} \vec{j} \wedge \vec{B} = -\frac{\mu_0 j^2 \rho}{2} \vec{e}_\rho \Rightarrow dP = \vec{j} \wedge \vec{B} \cdot d\vec{r} = -\frac{\mu_0 j^2 \rho d\rho}{2} \quad P = -\frac{\mu_0 j^2 \rho^2}{4} + \text{cste} . \text{ Compte tenu de } P(a) = 0 ,$$

$$P = \frac{\mu_0 j^2 (a^2 - \rho^2)}{4} .$$

$$\text{II.3.c)} j = \frac{2B'_\theta}{\mu_0 a} \quad P(0) = \frac{B'_\theta}{\mu_0} = \frac{0,4^2}{4\pi \times 10^{-7}} = 1,27 \times 10^5 \text{ Pa} = 1,27 \text{ bar} .$$

$$\text{II.4.a)} T = \frac{1,6 \times 10^{-15}}{1,38 \times 10^{-23}} = 1,16 \times 10^8 \text{ K} .$$

Comme le plasma est neutre, $n_D = n_e$. C'est un gaz parfait où la densité de particules est $n_D + n_e = 2n_D$:

$$n_D = \frac{P}{2k_B T} = \frac{1,27 \times 10^5}{2 \times 1,6 \times 10^{-15}} = 4 \times 10^{19} \text{ particule.m}^{-3} .$$

$$\text{II.4.b)} \tau > \frac{10^{21}}{4 \times 10^{19} \times 10} = 2,5 \text{ s} .$$

III. Chauffage du plasma

$$\text{III.1.a)} m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -q \overrightarrow{\text{grad}}\Phi ; m\ddot{x} = -q \frac{\partial \Phi}{\partial x} = qk\Phi_0 \sin(\omega_1 t - kx) \quad \ddot{y} = 0 \quad \ddot{z} = 0 .$$

III.1.b) Soit R' le référentiel en translation par rapport à R à la vitesse de l'onde $\vec{c}_\Phi = \frac{\omega_1}{k} \vec{e}_x$; dans R' , l'abscisse de la particule chargée est $x' = x - \frac{\omega_1 t}{k}$ et l'équation de son mouvement est $m\ddot{x}' = -qk\Phi_0 \sin(kx') \quad \ddot{y} = 0 \quad \ddot{z} = 0$. La

particule est soumise à un champ de force qui dérive de l'énergie potentielle

$$E_p = - \int F dx = \int -qk\Phi_0 \sin(kx') dx' = -q\Phi_0 \cos(kx').$$

L'énergie $E = \frac{1}{2}m\dot{x}'^2 - q\Phi_0 \cos(kx')$ est une constante du mouvement.

III.1.c) Plaçons nous dans \mathbf{R}' . Comme l'énergie cinétique ne peut être négative, $E_p \leq E$; l'examen du graphique de $E_p(x')$ montre qu'il existe quatre possibilités :

a) si $E = -q\Phi_0$, la particule est à l'équilibre dans une de ses positions d'équilibre stable $x' = 0$ modulo $\frac{2\pi}{k}$;

b) si $-q\Phi_0 < E < +q\Phi_0$, la particule oscille de façon périodique entre deux positions pour lesquelles $E_p(x') = E$; dans le portrait de phase, cela correspond à une courbe fermée (cas représenté sur la figure) ;

c) si $E = q\Phi_0$, la particule part à l'instant $-\infty$ d'une position d'équilibre instable $x' = \frac{\pi}{k}$ modulo $\frac{2\pi}{k}$ se dirige vers l'une des deux positions d'équilibre instable voisines, qu'elle atteint à l'instant $+\infty$; dans le portrait de phase, cela correspond à un arc de la séparatrice ; l'équation de cette séparatrice, représentée en pointillé, est

$$\frac{1}{2}m\dot{x}'^2 - q\Phi_0 \cos(kx') = q\Phi_0 \Rightarrow \dot{x}' = \pm \delta \cos \frac{kx'}{2};$$

d) si $E > q\Phi_0$, la particule se meut continûment dans le même sens : ou bien elle part de $x' = -\infty$ à l'instant $-\infty$ et elle va jusque $x' = +\infty$ à l'instant $+\infty$, ou bien elle décrit le même mouvement, mais en sens inverse.

Remarquons que ce portrait de phase est identique à celui du pendule.

III.1.d) Les particules dont les conditions initiales du mouvement correspondent à un point situé à l'intérieur de la séparatrice ont une vitesse moyenne nulle dans \mathbf{R}' , car leur mouvement est périodique, puisque leur trajectoire de phase est fermée. Il s'agit d'une partie des particules dont la vitesse dans \mathbf{R}' vérifie $-\delta < \dot{x}' < \delta$, donc dont la vitesse dans \mathbf{R} vérifie $c_\Phi - \delta < \dot{x} < c_\Phi + \delta$

III.2.a) Voir la figure. A est une constante et non une fonction de T .

III.2.b) Une partie des particules dont la vitesse était dans $[c_\Phi - \delta, c_\Phi]$ voit leur vitesse moyenne passer à c_Φ ; une partie des particules dont la vitesse était dans $[c_\Phi, c_\Phi + \delta]$ voit leur vitesse moyenne passer à c_Φ ; comme il y a plus de particules de la première sorte que de la seconde, le bilan est qu'il y a plus de particules dont la vitesse est augmentée que de particules dont la vitesse est diminuée.

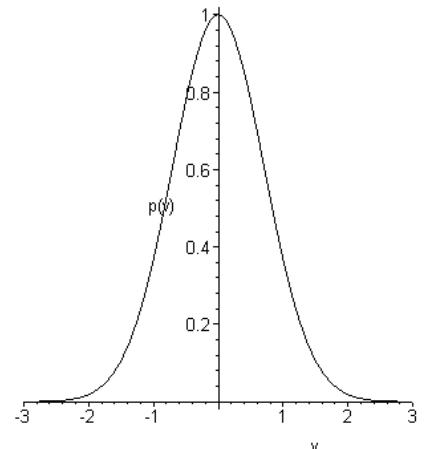
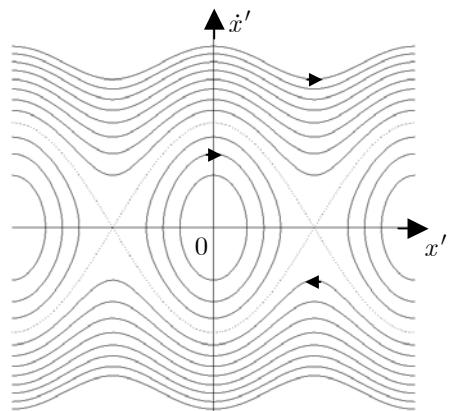
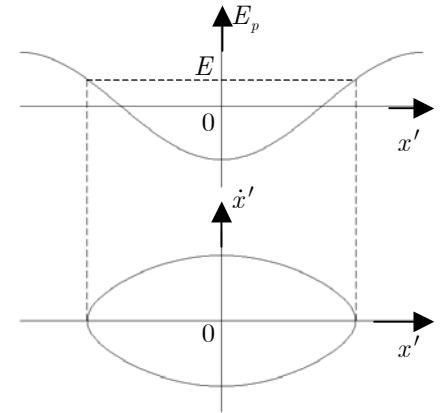
III.2.c) Cette inégalité est d'autant plus grande que la pente de $p(v_x)$ est plus grande. Le chauffage est le plus efficace au maximum de pente, soit

pour $\frac{d^2p}{dv_x^2}(c_\Phi) = 0$:

$$p = A \exp(-\beta v^2) \quad \frac{dp}{dv} = -2\beta v A \exp(-\beta v^2)$$

$$\frac{d^2p}{dv^2} = (4\beta^2 v^2 - 2\beta) A \exp(-\beta v^2)$$

$$\frac{d^2p}{dv^2} = 0 \Leftrightarrow v = \frac{1}{\sqrt{2\beta}} \quad c_\Phi = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$$



IV. Confinement magnétique

IV.1.a) La puissance $q(\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{v}$ de la force magnétique étant nulle, l'énergie cinétique reste constante au cours du temps.

$$\text{IV.1.b)} \ m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = q \frac{d \vec{r}}{dt} \wedge \vec{B} \Rightarrow \begin{cases} m \ddot{x} = qB \dot{y} \\ m \ddot{y} = -qB \dot{x} \\ m \ddot{z} = 0 \Rightarrow z = u_z t \end{cases}$$

Soit $\Omega = \frac{qB}{m}$ et $Z = x + iy$. $\ddot{Z} = -i\Omega \dot{Z} \Rightarrow \dot{Z} = \dot{Z}_0 \exp(-i\Omega t) = u_\perp^0 \exp(-i\Omega t)$ et $Z = \frac{iu_\perp^0}{\Omega} (\exp(-i\Omega t) - 1)$.

Si $u_z \neq 0$, la particule décrit un mouvement hélicoïdal uniforme ; le mouvement projeté sur \vec{B} est uniforme ; celui projeté sur le plan perpendiculaire à \vec{B} est un mouvement circulaire uniforme de rayon $r_L = \left| \frac{u_\perp^0}{\Omega} \right| = \left| \frac{mu_\perp^0}{qB} \right|$ et de vitesse angulaire $-\Omega$. La pulsation demandée dans l'énoncé est $|\Omega|$; mais dans la suite, il faut plutôt considérer Ω comme algébrique.

$$\text{IV.1.c)} \text{ Pour les ions } \Omega = \frac{1,6 \times 10^{-19} \times 4}{2 \times 1,67 \times 10^{-27}} = 2 \times 10^8 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1} ; \text{ comme il y a équpartition de l'énergie cinétique, } \frac{1}{2} mu_\perp^2 = \frac{2}{3} E \quad r_L = \frac{1}{qB} \sqrt{\frac{4Em}{3}} = \frac{2 \times \sqrt{1,6 \times 10^{-15} \times 2 \times 1,67 \times 10^{-27}}}{\sqrt{3} \times 1,6 \times 10^{-19} \times 4} = 4,2 \times 10^{-3} \text{ m.}$$

$$\text{Pour les électrons, } |\Omega| = \frac{1,6 \times 10^{-19} \times 4}{9,1 \times 10^{-31}} = 7 \times 10^{11} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1} ; \\ r_L = \frac{2 \times \sqrt{1,6 \times 10^{-15} \times 9,1 \times 10^{-31}}}{\sqrt{3} \times 1,6 \times 10^{-19} \times 4} = 6,9 \times 10^{-5} \text{ m.}$$

IV.1.d) $\mu = I\pi r_L^2 \quad I = \frac{q}{T} \quad \mu = \frac{\pi q}{T} \frac{u_\perp^2}{\Omega^2} = \frac{qu_\perp^2}{2\Omega} = \frac{mu_\perp^2}{2B}$. Un examen du sens de la force montre que la particule tourne dans le sens associé à \vec{B} si $q < 0$ et dans le sens contraire si $q > 0$ et que dans les deux cas le moment magnétique est en sens contraire de \vec{B} . D'où la formule algébrique $\vec{\mu} = -\frac{mu_\perp^2 \vec{B}}{2B^2}$, qu'il faut préférer à la formule proposée par l'énoncé par ce qu'il est plus simple de continuer les calculs avec Ω algébrique.

IV.1.e) D'après la formule précédente, $\frac{1}{2} mu_\perp^2 = -\mu_z B = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$.

IV.2.a) Si $\vec{\mu} = -\mu \vec{b}$, $F_x = -\mu \vec{b} \cdot \left(\frac{\partial B}{\partial x} \vec{b} + B \frac{\partial \vec{b}}{\partial x} \right)$. En dérivant $\vec{b} \cdot \vec{b} = 1$, on obtient $\vec{b} \cdot \frac{\partial \vec{b}}{\partial x} = 0$, d'où $F_x = -\mu \frac{\partial B}{\partial x}$. Comme l'axe x n'a rien de particulier, $\vec{F} = -\mu \vec{\nabla} B$, où μ et B sont des mesures algébriques sur \vec{b} liées par $\mu = \frac{mu_\perp^2}{2B}$.

IV.2.b) Explicitons les notations que l'énoncé est réticent à définir précisément. Soit $\vec{U} = U_{//} \vec{b} + \vec{U}_\perp$ la moyenne sur un tour de la vitesse \vec{v} d'une particule ; nous admettrons que $\vec{u}_\perp = \vec{v} - \vec{U}$, de valeur moyenne nulle, est perpendiculaire au champ magnétique local.

L'équation du mouvement est $m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$ ou $\frac{d}{dt} (U_{//} \vec{b} + \vec{U}_\perp + \vec{u}_\perp) = \Omega (U_{//} \vec{b} + \vec{U}_\perp + \vec{u}_\perp) \wedge \vec{b}$.

Pour le mouvement rapide, la particule se comporte comme un dipôle ; en espérant cette approximation suffisamment bonne, on est tenté de remplacer le terme correspondant de la force par son approximation dipolaire, ce qui revient à prendre la moyenne de cette équation sur un tour : $\frac{d}{dt} (U_{//} \vec{b} + \vec{U}_\perp) = \Omega \vec{U}_\perp \wedge \vec{b} - \frac{\mu}{m} \vec{\nabla} B$.

Si on peut négliger \vec{U}_\perp , l'équation devient $\frac{dU_{//}}{dt} \vec{b} + U_{//} \frac{d\vec{b}}{dt} = -\frac{\mu}{m} \vec{\nabla} B$

IV.2.c) Multiplions scalairement les deux membres de cette équation par $U_{//} \vec{b}$. Comme $\vec{b} \cdot \vec{b} = 1$, $\vec{b} \cdot \frac{d\vec{b}}{dt} = 0$; d'autre part $U_{//} \vec{b} \cdot \vec{\nabla} B = \frac{dB}{dt}$. D'où $U_{//} \frac{dU_{//}}{dt} = -\frac{\mu}{m} \frac{dB}{dt}$, soit $\frac{dK}{dt} + \mu \frac{dB}{dt} = 0$.

IV.2.d) $E_c = \frac{1}{2}mU_{//}^2 + \frac{1}{2}mu_{\perp}^2$ est constant (voir 1.a), donc $\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}mu_{\perp}^2\right) = \mu\frac{dB}{dt}$; d'après 1.d, $\mu = \frac{mu_{\perp}^2}{2B}$, d'où $\frac{d\left(mu_{\perp}^2/2\right)}{mu_{\perp}^2/2} = \frac{dB}{B}$, soit en intégrant $\ln\left(d\left(\frac{1}{2}mu_{\perp}^2\right)\right) - \ln|B| = cste$, qui montre que $\mu = \frac{mu_{\perp}^2}{2B}$ est constant au cours du temps.

IV.2.e) En réalité, le caractère non uniforme du champ magnétique est cause d'une dérive du mouvement (voir Hprépa Mécanique 2 1^{ère} année édition 1996 page 80 n° 12 et 13 ou Centrale physique I M 1988) : il existe une composante \vec{U}_{\perp} de la vitesse, petite si l'échelle de longueur de la variation du champ magnétique est grande devant le rayon de giration. L'équation du mouvement est $\frac{d}{dt}\left(U_{//}\vec{b} + \vec{U}_{\perp}\right) = \Omega\vec{U}_{\perp} \wedge \vec{b} - \frac{\mu}{m}\vec{\nabla}B$.

IV.2.f) Multiplions vectoriellement par \vec{b} les deux membres :

$$\vec{b} \wedge \left(U_{//}\frac{d\vec{b}}{dt} + \frac{d\vec{U}_{\perp}}{dt}\right) = \Omega\vec{b} \wedge (\vec{U}_{\perp} \wedge \vec{b}) - \vec{b} \wedge \frac{\mu}{m}\vec{\nabla}B = -\Omega\vec{U}_{\perp} - \vec{b} \wedge \frac{\mu}{m}\vec{\nabla}B.$$

Si U_{\perp} est petit, la trajectoire du centre de giration est voisine d'une ligne de champ magnétique. Soit \vec{n} le vecteur unitaire de la normale principale à cette ligne de champ et s l'abscisse curviligne sur cette ligne de champ, $\frac{d\vec{b}}{dt} = \frac{ds}{dt}\frac{d\vec{b}}{ds} = U_{//}\frac{\vec{n}}{R}$; négligeons le terme en $\frac{d\vec{U}_{\perp}}{dt}$ et appliquons la formule du double produit vectoriel à $\vec{b} \wedge (\vec{U}_{\perp} \wedge \vec{b}) = \vec{U}_{\perp}$; on obtient : $\vec{U}_{\perp} \approx \frac{U_{//}^2}{\Omega R}\vec{b} \wedge \vec{n} + \frac{\mu}{m\Omega}\vec{b} \wedge \vec{\nabla}B$.

IV.3.a) Négligeons le caractère discret des spires et remplaçons la distribution du courant par une nappe de courant où la densité superficielle de courant est indépendante de θ . Tout plan contenant Oz est un plan de symétrie du courant, donc d'antisymétrie du champ magnétique. Le champ magnétique est donc orthoradial. Sa grandeur ne dépend pas de θ , car le courant est invariant par rotation d'axe Oz .

Appliquons le théorème d'Ampère à un cercle d'axe Oz . A l'intérieur du tore, $2\pi rB = \mu_0 NI$ et à l'extérieur $2\pi rB = 0$. Donc $\vec{B} = \frac{\mu_0 NI}{2\pi r}\vec{e}_{\theta} = \frac{\alpha}{qr}\vec{e}_{\theta}$ à l'intérieur du tore et $\vec{B} = \vec{0}$ à l'extérieur.

IV.3.b) Remarquons que $\vec{n} = -\vec{e}_r$ et choisissons $\vec{b} = \vec{e}_{\theta}$ dans $\vec{U}_{\perp} \approx \frac{U_{//}^2}{\Omega R}\vec{b} \wedge \vec{n} + \frac{\mu}{m\Omega}\vec{b} \wedge \vec{\nabla}B$; d'où $\vec{U}_{\perp} \approx \left(\frac{mU_{//}^2}{qBr} - \frac{mu_{\perp}^2}{2qB^2}\frac{dB}{dr}\right)\vec{e}_z = (2K_{//} - K_{\perp})\frac{\vec{e}_z}{\alpha}$; $\frac{1}{B}\frac{dB}{dr} = -\frac{1}{r}$; d'où $\vec{U}_{\perp} = \frac{mU_{//}^2 + mu_{\perp}^2/2}{qBr}\vec{e}_z$, ou $\vec{U}_{\perp} = \frac{2K_{//} + K_{\perp}}{\alpha}\vec{e}_z$.

Cette formule a l'interprétation suivante : \vec{U}_{\perp} est tel que la force magnétique correspondante $q\vec{U}_{\perp} \wedge \vec{B}$ compense la force centrifuge $\frac{mU_{//}^2}{r}$ et la force $-\mu\vec{\nabla}B$, toutes deux ayant la direction et le sens de \vec{e}_r .

Les énergies cinétiques étant positives, \vec{U}_{\perp} est toujours dirigé dans le même sens, qui dépend du signe de q , et est borné inférieurement en module, donc la particule s'échappe dans la direction de l'axe des z .

$$\text{IV.3.c)} \quad m\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = q\frac{d\vec{r}}{dt} \wedge \vec{B} = \frac{\alpha}{r}\begin{vmatrix} \dot{r} & 0 \\ r\dot{\theta} & \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix} \\ \dot{z} & 0 \end{vmatrix} \Rightarrow \begin{cases} m(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) = -\frac{\alpha\dot{z}}{r} \\ m(r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta}) = 0 \\ m\ddot{z} = \frac{\alpha\dot{r}}{r} \end{cases}$$

IV.3.d) La composante orthoradiale de la force est nulle. Soit $\vec{\sigma}$ le moment cinétique de la particule par rapport à O . Projetons le théorème du moment cinétique $\frac{d\vec{\sigma}}{dt} = (r\vec{e}_r + z\vec{e}_z) \wedge (F_r\vec{e}_r + F_z\vec{e}_z)$ sur l'axe z : $\frac{d\sigma_z}{dt} = 0$. Donc $\sigma_z = mr^2\dot{\theta}$ est une constante du mouvement.

IV.3.e) D'où $\dot{\theta} = \frac{L}{mr^2}$; d'autre part, intégrons $m\ddot{z} = \frac{\alpha\dot{r}}{r}$: $\dot{z} = \dot{z}_0 + \frac{\alpha}{m}\ln\frac{r}{r_0}$; portons ces expressions dans la composante sur x de l'équation de 3.c : $m\ddot{r} - \frac{L^2}{mr^3} + \frac{\alpha}{r}\left(\dot{z}_0 + \frac{\alpha}{m}\ln\frac{r}{r_0}\right) = 0$; multiplions membre à membre par \dot{r} et

intégrons : $\frac{1}{2}mr^2 + E_{p,eff}(r) = cste$ où l'énergie potentielle effective est

$$E_{p,eff}(r) = \int \left[-\frac{L^2}{mr^3} + \frac{\alpha}{r} \left(\dot{z}_0 + \frac{\alpha}{m} \ln \frac{r}{r_0} \right) \right] dr = \frac{mr_0^4 \dot{\theta}_0^2}{2r^2} + \alpha \dot{z}_0 \ln t + \frac{\alpha^2}{2m} \left(\ln \frac{r}{r_0} \right)^2.$$

Plus simplement, comme le travail de la force magnétique est nul, l'énergie cinétique est constante. Comme $\dot{\theta} = \frac{L}{mr^2}$ et $\dot{z} = \dot{z}_0 + \frac{\alpha}{m} \ln \frac{r}{r_0}$, l'énergie cinétique $E_c = \frac{1}{2}m \left[\dot{r}^2 + \frac{r_0^4 \dot{\theta}_0^2}{r^2} + \left(\dot{z}_0 + \frac{\alpha}{m} \ln \frac{r}{r_0} \right)^2 \right]$ est constante au cours du temps.

IV.3.f) Si r est constant, $\dot{\theta} = \dot{\theta}_0$ et $\dot{z} = \dot{z}_0$: $U_{//} = r_0 \dot{\theta}_0$ et $\vec{U}_\perp = \dot{z}_0 \vec{e}_z$, qui est conforme à 2.b.

Plus généralement, quand $r \rightarrow 0$, ou quand $r \rightarrow +\infty$, $E_{p,eff} \rightarrow +\infty$: le mouvement radial est oscillatoire et nul en valeur moyenne. En moyenne, pour un mouvement quelconque, \vec{U}_\perp est parallèle à \vec{e}_z si l'étendue transversale est suffisante.

IV.4.a) Les lignes de champ sont des hélices qui s'enroulent autour du cercle moyen du tore.

IV.4.b) \vec{U}_\perp n'a pas toujours la même direction et la particule s'échappe moins vite, parce son trajet est plus sinueux.