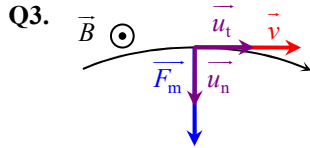


Corrigé de l'épreuve de physique du concours blanc

□ Problème A (CCINP PC 2024)

Q1. Le champ créé par le solénoïde est : $\vec{B}(M) = \mu_0 \frac{NI}{d} \vec{u}_z = B_0 \vec{u}_z$ en tout point M à l'intérieur.

Q2. La force magnétique subie par le cation est $\vec{F}_m = e \vec{v} \wedge \vec{B}_0$. Puissance de cette force : $\mathcal{P}(\vec{F}_m) = \vec{F}_m \cdot \vec{v} = (e \vec{v} \wedge \vec{B}_0) \cdot \vec{v} = 0$ (vecteurs orthogonaux). On applique le théorème de l'énergie cinétique au cation, soumis à cette seule force, dans le référentiel terrestre galiléen : $\frac{dE_c}{dt} = \mathcal{P}(\vec{F}_m) = 0$ donc E_c se conserve.



Q4. La vitesse étant de norme constante, l'accélération ne comporte qu'une composante normale dans la base de Frenet : $\vec{a} = \frac{v_0^2}{r} \vec{u}_n$. Appliquons le principe fondamental de la dynamique au cation :

$\vec{F}_m = m \vec{a}$. Projection sur la normale $\vec{u}_n$: $e v_0 B_0 = m \frac{v_0^2}{r}$. On en déduit que $r = \frac{m v_0}{e B_0}$: le rayon de

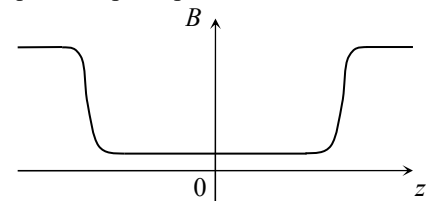
courbure de la trajectoire (plane) étant constant, la trajectoire est circulaire. Le rayon peut encore s'écrire $r_L = \frac{v_0}{\omega_c}$ avec $\omega_c = \frac{e B_0}{m}$.

Q5. La force $\vec{F}_m$ est orthogonale à $\vec{B}$ donc à $\vec{u}_z$. La projection du PFD sur $\vec{u}_z$ est donc : $0 = m \frac{dv_z}{dt}$ donc $v_z = \text{cte} = v_0$. Puisque $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} = \text{cte} = v_0$, alors $v_x^2 + v_y^2 = \text{cte} = 0$ (valeur initiale), donc $v_x = v_y = 0, \forall t$: le mouvement est rectiligne (et uniforme) selon $\vec{u}_z$. Le cation n'est donc pas confiné, puisqu'il peut s'éloigner à l'infini.

Q6. Si le cation se déplace selon l'axe de la bobine comme précédemment, ou décrit des hélices autour de cet axe, comme cet axe se referme sur lui-même le cation reste confiné.

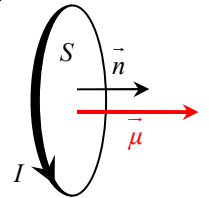
Q7. AN $r_L = 1,0 \text{ mm}$. Ce rayon est beaucoup plus petit que les rayons internes des bobines : ainsi, dans leur mouvement hélicoïdal autour de l'axe des spires, les cations restent très proches de cet axe, donc éloignés des fils, ce qui est le principe du confinement.

Q8. Du fait de la conservation du flux magnétique, liée à l'équation de Maxwell-flux $\text{div } \vec{B} = 0$, le flux est le même à travers toute section d'un tube de champ, donc l'intensité du champ magnétique est plus grande là où les lignes de champ sont plus resserrées, donc aux extrémités de la bouteille. La norme $B(z)$ a donc l'allure ci-contre : uniforme dans les zones de lignes de champ parallèles ; et entre le centre et les extrémités, le rayon du tube de champ diminuant d'un facteur 3 environ, le champ augmente d'un facteur 9 environ.



Q9. Le moment magnétique d'une boucle de courant plane, parcourue par un courant d'intensité I , délimitant une surface d'aire S et de normale $\vec{n}$ (orientée en fonction de I), est défini par : $\vec{\mu} = I S \vec{n}$.

Q10. Le rayon de la trajectoire du cation est $r_L = \frac{m v_\perp}{e B}$, donc $S = \pi r_L^2 = \pi \frac{m^2 v_\perp^2}{e^2 B^2}$. Par ailleurs, la charge e parcourt la circonférence $2\pi r_L$ en une période $T = \frac{2\pi r_L}{v_\perp} = \frac{2\pi}{\omega_c} = \frac{2\pi m}{e B}$, donc l'intensité est $I = \frac{e}{T} = \frac{e^2 B}{2\pi m}$.



Enfin, d'après le schéma de **Q3**, le cation tourne en sens négatif par rapport à l'orientation de $\vec{B}$, donc $\vec{n} = -\vec{u}_z$. On obtient donc :

$$\vec{\mu} = \frac{e^2 B}{2\pi m} \pi \frac{m^2 v_\perp^2}{e^2 B^2} (-\vec{u}_z) \text{ soit } \vec{\mu} = -\frac{m v_\perp^2}{2B} \vec{u}_z.$$

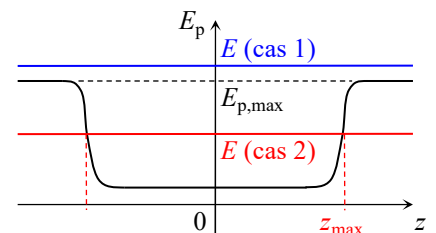
Q11. Comme on l'a déjà vu, l'énergie cinétique du cation se conserve : $E_c = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m v_\parallel^2 + \frac{1}{2} m v_\perp^2 = \text{cte}$. Or l'énergie potentielle du dipôle peut se réécrire : $E_p = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = +\frac{m v_\perp^2}{2B} \vec{u}_z \cdot B \vec{u}_z = \frac{1}{2} m v_\perp^2$. Donc $E = \frac{1}{2} m v_\parallel^2 + E_p$ est en fait l'énergie cinétique du cation, qui est bien constante. Et si on considère maintenant comme système le dipôle, mobile seulement selon $\vec{u}_z$, $\frac{1}{2} m v_\parallel^2$ est son énergie cinétique, E_p son énergie potentielle donc E est son énergie mécanique.

Q12. Si $\vec{\mu}$ reste constant, alors $E_p(z) = +\mu B(z)$ est proportionnelle à $B(z)$ et de même signe : l'allure de $E_p(z)$ est donc celle tracée en **Q8**, c'est un puits de potentiel.

Comme $E \geq E_p$ par définition, le domaine de z accessible est celui qui respecte cette inégalité. Si $E > E_{p,\text{max}}$ (cas 1), l'inégalité est vérifiée pour tout z : le mouvement du dipôle n'est pas limité, il est en état libre (ou état de diffusion). Si $E < E_{p,\text{max}}$ (cas 2), l'inégalité équivaut à $-z_{\text{max}} < z < z_{\text{max}}$: le dipôle est confiné dans la bouteille, il est en état lié.

Dans ce deuxième cas, on peut alors considérer chaque extrémité de la bouteille comme un « miroir magnétique », puisque le cation s'y « réfléchit » et repart dans l'autre sens.

Q13. Le défaut mis en évidence ci-dessus est que le confinement ne fonctionne que pour des cations d'énergie cinétique suffisamment faible ; si elle est trop élevée, ils peuvent s'échapper de la bouteille.



Q14. Bilan de population d'électrons dans une tranche de section S comprise entre x et $x + dx$, entre les instants t et $t + dt$:
 $dN(t + dt) - dN(t) = + \delta N_{\text{entrant}, x} - \delta N_{\text{sortant}, x+dx} = (+ \Phi_{\text{entrant}, x} - \Phi_{\text{sortant}, x+dx}) dt$

$$\text{soit } [n_e(x, t+dt) - n_e(x, t)] S dx = \left(\iint_{\text{base } x} j_e(x, t) \vec{e}_x \cdot \vec{e}_x dS - \iint_{\text{base } x+dx} j_e(x+dx, t) \vec{e}_x \cdot \vec{e}_x dS \right) dt = + j_e(x, t) S dt - j_e(x+dx, t) S dt$$

d'où en divisant par $S dx dt$: $\frac{n_e(x, t+dt) - n_e(x, t)}{dt} = \frac{j_e(x, t) - j_e(x+dx, t)}{dx}$ soit par passage à la limite $\frac{\partial n_e}{\partial t} = - \frac{\partial j_e}{\partial x}$ ou encore

$$\boxed{\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial j_e}{\partial x} = 0}. \text{ De même pour les ions : } \boxed{\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial j_i}{\partial x} = 0}.$$

Q15. Bilan de charge sur une portion S de paroi située en L : $q(t+dt) - q(t) = + \delta q_{\text{entrante}} = + I_{\text{entrante}} dt$. Or la paroi reste neutre donc le premier membre est nul, et le vecteur densité de courant électrique est $\vec{j}_q(L, t) = -e \vec{j}_e(L, t) + e \vec{j}_i(L, t) = e[j_i(L, t) - j_e(L, t)] \vec{e}_x$.

Le bilan devient : $0 = \left(+ \iint_S \vec{j}_q \cdot \vec{e}_x dS \right) dt = e[j_i(L, t) - j_e(L, t)] S dt$ d'où $\boxed{j_i(L, t) = j_e(L, t)}$.

Q16. On soustrait membre à membre les deux équations de **Q14** : $\frac{\partial(n_e - n_i)}{\partial t} + \frac{\partial(j_e - j_i)}{\partial x} = 0$ soit $\frac{\partial(j_e - j_i)}{\partial x} = 0$ puisque $n_e = n_i$.

Donc $j_e(x, t) - j_i(x, t)$ est indépendant de x . Sa valeur en L étant 0, elle est nulle partout, donc $\boxed{j_i(x, t) = j_e(x, t), \forall x}$.

Q17. La loi associée au terme $-D \text{grad} n$ est la loi de Fick. Le terme $\pm n \mu \vec{E}$ traduit l'effet de la force électrique sur la migration des charges, conformément au modèle de Drude (les ions allant en sens contraire des électrons, d'où le signe $\pm$ si on définit $\mu > 0$).

Q18. On égalise les deux expressions : $n \mu_i \vec{E} - D_i \text{grad} n = -n \mu_e \vec{E} - D_e \text{grad} n$ soit $n(\mu_i + \mu_e) \vec{E} = (D_i - D_e) \text{grad} n$. Projection sur $\vec{u}_x$:

$$E(x, t) = \frac{D_i - D_e}{n(\mu_i + \mu_e)} \frac{\partial n}{\partial x}. \text{ Alors } j = j_e = j_i = n \mu_i \frac{D_i - D_e}{n(\mu_i + \mu_e)} \frac{\partial n}{\partial x} - D_i \frac{\partial n}{\partial x} \text{ soit } \boxed{j = -D_a \frac{\partial n}{\partial x}} \text{ avec } \boxed{D_a = \frac{\mu_i}{\mu_i + \mu_e} (D_e - D_i) + D_i = \frac{\mu_i D_e + \mu_e D_i}{\mu_i + \mu_e}}.$$

Q19. On reprend l'équation de bilan : $\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\partial j}{\partial x} = - \frac{\partial}{\partial x} \left(-D_a \frac{\partial n}{\partial x} \right)$ soit $\boxed{\frac{\partial n}{\partial t} = D_a \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}}$ pour D_a indépendant de x .

Q20. On injecte la solution proposée dans l'équation de diffusion : $\frac{dF}{dt} G(x) = D_a F(t) \frac{d^2 G}{dx^2}$. Si on exclut les solutions triviales

$F(t) = 0$ et $G(x) = 0$ (incompatibles avec la présence de particules), on peut diviser par $F(t)G(x)$: $\frac{1}{F(t)} \frac{dF}{dt} = D_a \frac{1}{G(x)} \frac{d^2 G}{dx^2}$. Cette grandeur est indépendante de x (d'après le premier membre) et de t (d'après le second membre), c'est donc une constante que l'on note $-\frac{1}{\tau}$. On a donc obtenu les deux équations : $\boxed{\frac{dF}{dt} + \frac{F(t)}{\tau} = 0}$ et $\boxed{\frac{d^2 G}{dx^2} + \frac{G(x)}{D_a \tau} = 0}$.

Q21. Partie temporelle : $F(t) = C \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$. Partie spatiale : $G(x) = A \cos(kx) + B \sin(kx)$ avec $k = \frac{1}{\sqrt{D_a \tau}}$. Comme on multiplie les

deux, on peut prendre $C = 1$ sans restreindre la généralité, d'où $\boxed{n(x, t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \left(A \cos\left(\frac{x}{\sqrt{D_a \tau}}\right) + B \sin\left(\frac{x}{\sqrt{D_a \tau}}\right) \right)}$.

Q22. En $x = 0$: $n(0, t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) A = 0, \forall t$ donc $A = 0$, il reste $\boxed{n(x, t) = B \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \sin\left(\frac{x}{\sqrt{D_a \tau}}\right)}$. En $x = L$:

$n(L, t) = B \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \sin\left(\frac{L}{\sqrt{D_a \tau}}\right) = 0, \forall t$ donc $\sin\left(\frac{L}{\sqrt{D_a \tau}}\right) = 0$. Cela équivaut à $\frac{L}{\sqrt{D_a \tau}} = p\pi$ avec p entier, soit $\boxed{\tau_p = \frac{1}{D_a} \left(\frac{L}{p\pi}\right)^2}$.

Q23. Le mode 2 dure 4 fois moins longtemps que le mode 1, le mode 3 dure 9 fois moins longtemps, etc. À long terme, on voit donc subsister principalement le mode 1. Pour celui-ci :

$$\boxed{n_1(x, t) = B \exp\left(-\frac{\pi^2 D_a t}{L^2}\right) \sin\left(\frac{\pi x}{L}\right)}, \text{ qui est bien positive sur tout l'intervalle } [0, L]. \text{ C'est une}$$

« arche » de sinuséide, dont l'amplitude décroît au cours du temps. Au fur et à mesure que les ions et les électrons arrivent sur les deux parois, ils se recombinent et « disparaissent », c'est pourquoi la quantité totale diminue au cours du temps, de même que la densité en tout point.

Q24. D'après l'équation de diffusion, le coefficient D a la dimension $L^2 \cdot T^{-1}$. La seule combinaison de $v^*(L \cdot T^{-1})$ et de $\tau^*(T)$ ayant cette dimension est $\boxed{D = v^{*2} \times \tau^*}$. Lorsque τ^* augmente, les chocs sont moins fréquents donc la particule parcourt une plus grande distance entre deux chocs, ce qui lui permet de diffuser plus rapidement.

Q25. Le plasma est magnétisé si $\omega_c \tau^*$ est de l'ordre de 1 ou supérieur ; il est non magnétisé si $\boxed{\omega_c \tau^* \ll 1}$.

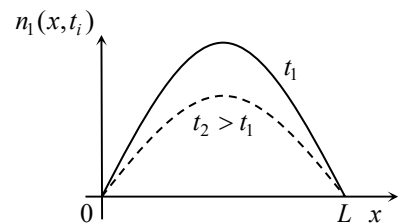
Q26. Pour un plasma non magnétisé : $D'_i \approx D_i = v^{*2} \tau^*$, ce qui est proportionnel à τ^* . Pour un plasma magnétisé :

$D'_i \approx \frac{D_i}{\omega_c^2 \tau^{*2}} = \frac{v^{*2}}{\omega_c^2 \tau^*}$, ce qui est inversement proportionnel à τ^* . Quand B est plus intense, ω_c augmente donc D'_i diminue : le

plasma est encore plus magnétisé (ce qui semble assez évident !).

Q27. Le plasma magnétisé est celui pour lequel le champ magnétique a une grande influence sur la trajectoire d'une particule entre deux chocs : il correspond donc à la figure a, sur laquelle on voit des trajectoires hélicoïdales assez longues, alors que sur la figure b, on voit juste un début de courbure.

Q28. Lorsque τ^* est grand, la particule reste longtemps sur des trajectoires hélicoïdales autour de la direction de $\vec{B}$: au cours de ces trajectoires, la particule ne diffuse pas perpendiculairement au champ magnétique, puisqu'elle fait des allers-retours, c'est pourquoi le



coefficient D'_i est faible. En revanche, si τ^* est faible, les portions d'hélices sont très courtes et peu courbées, donc l'aspect aléatoire prédomine et permet une diffusion perpendiculaire au champ.

Q29. Lorsque l'on confine un plasma de fusion, on souhaite qu'il reste concentré le plus longtemps possible : on a donc intérêt à lui appliquer un champ magnétique fort, pour diminuer fortement le phénomène de diffusion qui diminue la densité d'ions (d'après **Q23**).

▣ Problème B (CCINP PC 2022)

Q1. La force s'exprime en newtons, c'est-à-dire en $\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$, et le produit U^2 est en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ donc μ s'exprime en $\boxed{\text{kg} \cdot \text{m}^{-1}}$.

Q2. On utilise un modèle en U^2 pour les nombres de Reynolds de l'ordre de 1000 et au-delà, or ici $Re \approx \frac{U 2R \rho_{\text{air}}}{\eta_{\text{air}}} \approx \frac{1 \times 0,1 \times 1}{10^{-5}} = 10^4$.

Q3. Le système subit trois actions. La liaison avec l'axe est une liaison pivot sans frottements : $\mathcal{M}_A(\text{liaison}) = 0$. Le poids a pour bras de levier $L \sin \theta$ et fait tourner dans le sens négatif par rapport à l'orientation de l'axe : $\mathcal{M}_A(\text{poids}) = -mgL \sin \theta$. La force du vent a pour bras de levier $L \cos \theta$ et fait tourner dans le sens positif : $\mathcal{M}_A(\text{vent}) = +\mu U^2 L \cos \theta$.

Q4. Le théorème du moment cinétique s'écrit à l'équilibre : $\sum \mathcal{M}_A = 0$ soit $\mu U^2 L \cos \theta_{\text{eq}} - mgL \sin \theta_{\text{eq}} = 0$ d'où $U = \sqrt{\frac{mg \tan \theta_{\text{eq}}}{\mu}}$.

AN $U = 2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Cela correspond bien à l'ordre de grandeur annoncé.

Q5. Pour les deux coupelles du bas, $\beta = \pm 45^\circ$ donc $C_N = 1,6$. Pour celles du haut, $\beta = \pm 135^\circ$ donc $C_N = -0,2$: la force y est donc environ 8 fois plus faible, et orientée vers l'intérieur des coupelles. Dans les quatre cas, la force est orientée vers la droite, ce qui est bien cohérent avec le sens du vent.

Q6. Les deux forces du bas tendent à faire tourner l'anémomètre dans le sens trigonométrique, les deux du haut dans le sens horaire. Celles du bas étant nettement plus intenses, et les quatre bras de levier étant tous les mêmes, l'anémomètre va tourner dans le sens trigonométrique.

Q7. Les forces $\vec{F}_T$ ont un moment nul par rapport à l'axe, car leurs supports coupent l'axe : elles n'ont donc aucun effet de rotation.

Q8. Un couple de forces est un ensemble de forces de résultante nulle, mais de moment total non nul. Les quatre forces $\vec{F}_N$ ne constituent donc pas un couple, car elles ont une résultante vers la droite ; mais on obtient un couple en y ajoutant la réaction de l'axe.

Q10. La liaison pivot n'est pas vraiment parfaite, il doit exister un couple de frottement solide, et il faut alors un couple moteur minimal pour provoquer le démarrage de l'anémomètre (comme pour une masse qui glisse sur un plan incliné).

Q11. Quand l'anémomètre tourne à fréquence constante, son moment cinétique est constant donc le couple aérodynamique est nul, et on lit alors sur le graphe $f = 6,1 \text{ Hz}$. On peut alors utiliser l'approximation $U \approx \ell_0 f$ calculer $\ell_0 = \frac{U}{f}$. AN $\ell_0 = 1,3 \text{ m}$.

Q13. La résistance d'un fil de longueur ℓ et de section $S = \pi \frac{d^2}{4}$ est $R_0 = \frac{\ell}{\gamma_{\text{Pt}} S} = \rho_{\text{Pt}} \frac{4\ell}{\pi d^2}$. AN $R_0 = 140 \Omega$.

Q14. Premier principe pour le fil, sur une durée Δt : $\Delta U = -Q_{\text{cédé}} + W_{\text{élec}}$ avec $\Delta U = C \Delta T = 0$ en régime stationnaire, $Q_{\text{cédé}} = h(T_f - T_0) S_{\text{lat}} \Delta t$ et $W_{\text{élec}} = R_f I^2 \Delta t$, donc $R_f I^2 = h(T_f - T_0) S_{\text{lat}} = (a_0 + b_0 \sqrt{U})(T_f - T_0) S_{\text{lat}}$. De plus $R_f - R_0 = R_0 \gamma (T_f - T_0)$ donc on peut remplacer $T_f - T_0$ par $\frac{R_f - R_0}{R_0 \gamma}$. Enfin $S_{\text{lat}} = \pi d \ell$, d'où $\frac{R_f I^2}{R_f - R_0} = \frac{\pi d \ell}{R_0 \gamma} (a_0 + b_0 \sqrt{U})$, formule cherchée avec $K = \frac{\pi d \ell}{R_0 \gamma}$.

Q15. D'après l'équation précédente, pour avoir T_f constante donc R_f constante, quand la vitesse U du vent augmente, il faut augmenter I (le vent plus rapide refroidit plus le fil, donc pour compenser il faut augmenter son intensité de chauffage).

Q16. En convention récepteur, $E_f = R_f I$ donc $E_f^2 = R_f^2 I^2 = R_f (R_f - R_0) K (a_0 + b_0 \sqrt{U})$, d'où $E_f = \sqrt{R_f (R_f - R_0) K (a_0 + b_0 \sqrt{U})}$.

Q28. La direction d'oscillation due aux ondes $(\vec{u}_z)$ est orthogonale à leurs directions de propagation $(\vec{k}_1 \text{ et } \vec{k}_2)$: ce sont des ondes transversales. De plus le champ $\vec{E}$ de chaque onde oscille selon une seule direction : elles ont la même polarisation rectiligne.

Q29. Champ total : $\vec{E}(M, t) = \vec{E}_1(M, t) + \vec{E}_2(M, t) = E_0 \vec{u}_z [\cos(\omega_L t - \vec{k}_1 \cdot \vec{OM}) + \cos(\omega_L t - \vec{k}_2 \cdot \vec{OM})]$.

Éclairement : $\mathcal{E}(M) = \langle \vec{E}(M, t)^2 \rangle = E_0^2 \langle [\cos^2(\omega_L t - \vec{k}_1 \cdot \vec{OM}) + \cos^2(\omega_L t - \vec{k}_2 \cdot \vec{OM}) + 2 \cos(\omega_L t - \vec{k}_1 \cdot \vec{OM}) \cos(\omega_L t - \vec{k}_2 \cdot \vec{OM})] \rangle$
 $= 2\mathcal{E}_0 [\langle \cos^2(\omega_L t - \vec{k}_1 \cdot \vec{OM}) \rangle + \langle \cos^2(\omega_L t - \vec{k}_2 \cdot \vec{OM}) \rangle + \langle \cos(2\omega_L t - \vec{k}_1 \cdot \vec{OM} - \vec{k}_2 \cdot \vec{OM}) \rangle + \langle \cos((\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{OM}) \rangle]$
 $= 2\mathcal{E}_0 \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} + 0 + \cos((\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{OM}) \right]$ soit $\mathcal{E}(M) = 2\mathcal{E}_0 [1 + \cos((\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{OM})]$.

Q30. Chaque frange brillante correspond à $\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_{\text{max}} = 4\mathcal{E}_0$, soit $(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{OM} = 2\pi p$ avec p entier relatif (ordre d'interférences).

Or $\vec{k}_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (\cos \alpha \vec{u}_x - \sin \alpha \vec{u}_y)$, $\vec{k}_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (\cos \alpha \vec{u}_x + \sin \alpha \vec{u}_y)$ et $\vec{OM} = x \vec{u}_x + y \vec{u}_y + z \vec{u}_z$ donc $-2 \frac{2\pi}{\lambda_0} \sin \alpha y = 2\pi p$ soit $y_p = \frac{p \lambda_0}{2 \sin \alpha}$

en remplaçant p par $-p$ (c'est toujours un entier relatif quelconque). Interfrange : $\Delta y = y_{p+1} - y_p$ soit $\Delta y = \frac{\lambda_0}{2 \sin \alpha}$. AN $\Delta y = 2,5 \mu\text{m}$.

Q31. Chaque particule parcourt la distance Δy en une période $T_d = 1/f_d$, donc $|v_y| = f_d \Delta y$. AN $|v_y| = 6,1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

