

Correction du CAPES externe de Physique 2008

A.I.

A.I.1.

A.I.1.a. LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiations) : années 1960s ; MASER (M pour Microwaves) : années 1950s.

LASER à rubis, LASER à gaz (He-Ne), LASER à semiconducteur,...

Applications médicales : corrections de myopie en ophtalmologie, chirurgie LASER.

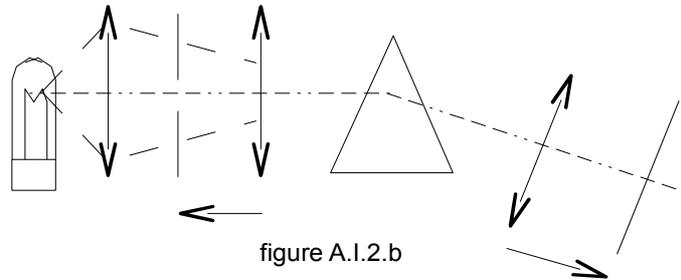
A.I.1.b. Directivité et monochromaticité du faisceau LASER, les différences par rapport à une source spectrale sont liées au mode d'émission lumineuse : émission spontanée pour la source spectrale (tous les photons ont leurs propres caractéristiques), émission stimulée pour les LASER (tous les photons ont des caractéristiques identiques, en direction, en longueur d'onde).

A.I.1.c. Domaine du rouge pour 632.8 nm.

A.I.2.

A.I.2.a. Le spectre lumineux est, du point de vue expérimental, le résultat de la séparation des différentes composantes de la lumière par un système dispersif, c'est aussi le tracé des amplitudes des différentes composantes en fonction de la fréquence.

A.I.2.b. A partir de la source lumineuse lampe spectrale, on fabrique un faisceau de lumière parallèle avec un ensemble fente et lentille mince convergente puis on place un système dispersif (prisme ou réseau) avant de projeter sur un écran d'observation. Les différentes lentilles peuvent être supprimées dans certaines conditions et au prix d'un phénomène moins lumineux, pour simplifier le montage pour des élèves.



A.I.2.c. La longueur d'onde 365 nm est dans l'ultraviolet. Sur l'écran d'observation de la figure A.I.2.b, on observe :

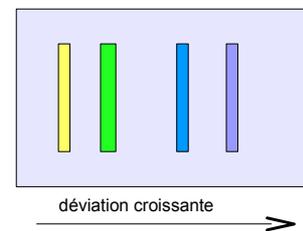
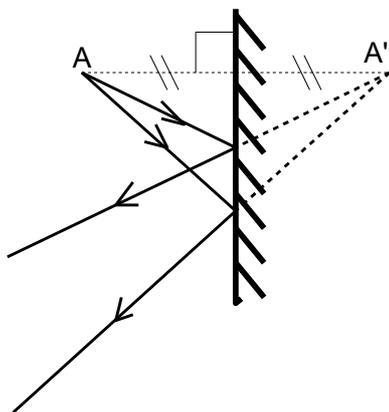


figure A.1.2.c

A.II.

A.II.1. Lois de la réflexion : rayons incident, réfléchi et normale au miroir sont coplanaires, et l'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence.

A.II.2



L'image A' est virtuelle car elle est à l'intersection du prolongement des rayons lumineux et pas des rayons eux mêmes.

A.III.

A.III.1. La distance focale d'une lentille mince est la distance entre son centre et son foyer (point d'intersection des rayons incidents parallèles à l'axe optique).

A.III.2. L'approximation de Gauss est celle des rayons dits paraxiaux, proches de l'axe et peu inclinés sur l'axe. La relation de conjugaison de Descartes est la relation de conjugaison

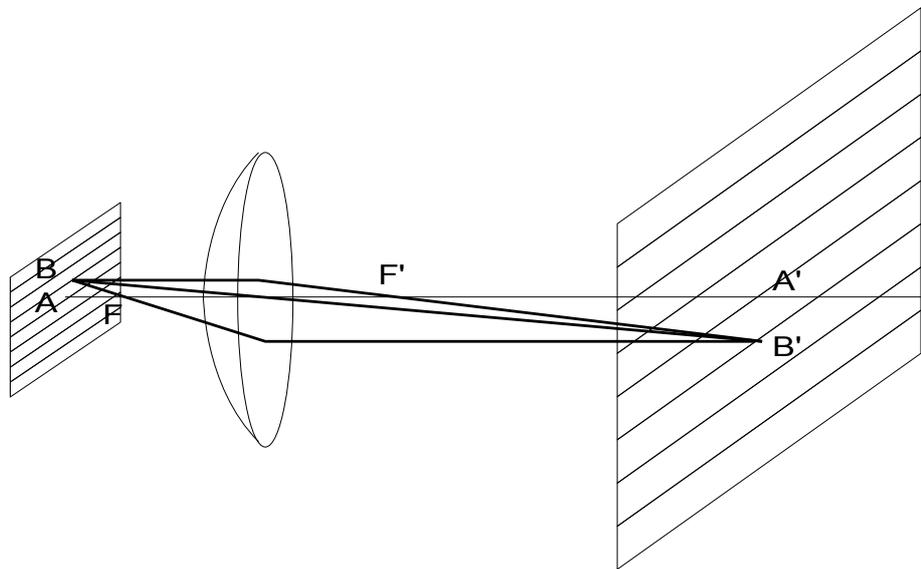
avec origine au centre de la lentille : $\frac{1}{OA'} - \frac{1}{OA} = \frac{1}{OF'} = \frac{1}{f'}$.

A.III.3. Parmi les méthodes de mesures de distances focales on peut citer l'autocollimation et la méthode Bessel. L'autocollimation consiste à placer un objet la lentille et un miroir plan et régler la distance objet lentille jusqu'à ce que l'image soit dans le même plan que l'objet.

A.III.4. L'objectif du microscope a une distance focale plutôt faible. Un objectif de microscope a une grande ouverture numérique et n'est pas vraiment une lentille mince.

A.III.5.

A.III.5.a.



Le grandissement est négatif.

A.III.5.b. On a : $\frac{1}{p'} - \frac{1}{p} = \frac{1}{f'}$, et $\gamma = \frac{A'B'}{AB} = \frac{p'}{p}$, d'où $1 - \frac{p'}{p} = \frac{p'}{f'}$, et finalement $f' = \frac{p'}{1-\gamma}$.

A.III.5.c. Par la différentielle logarithmique : $\frac{df'}{f'} = \frac{dp'}{p'} + \frac{d\gamma}{(1-\gamma)}$, et, comme les erreurs sur p' et γ sont indépendantes, : $\left(\frac{\Delta f'}{f'}\right) = \sqrt{\left(\frac{\Delta p'}{p'}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \gamma}{(1-\gamma)}\right)^2}$.

A.III.5.d. Des mesures, on tire : $\gamma = -17.5$, $f' = 15.13$ mm, $\Delta f'/f' = 0.060$, $\Delta f' = 0.9$ mm, on écrit donc : $f' = 15,1 \pm 1$ mm. Les lunettes de vue ont des vergences de l'ordre de 1 à quelques dioptries, soit des focales de 1 m à quelques dizaines de cm.

A.III.5.e. Incertitude sur la position de l'écran, mais aussi sur la position du 'centre' de l'objectif.

A.III.5.f. On obtient $f' = 16$ mm, on est en dehors de l'intervalle de confiance précédent.

A.IV.

A.IV.1.

A.IV.1.a. $u_a = 14,5^\circ$

A.IV.1.b. $u_h = 58,8^\circ$

A.IV.1.c. Vu l'ouverture des rayons on ne se trouve plus dans l'approximation de Gauss. Une ouverture numérique plus grande permet d'augmenter la résolution du microscope, cela permet aussi de diminuer la profondeur de champ.

A.IV.1.d. Un instrument d'optique est dit stigmatique si tous les rayons issus d'un point de l'espace objet se croisent en un point (stigmatisme rigoureux) ou dans un petit volume (stigmatisme approché) de l'espace image. On doit limiter les aberrations géométriques.

A.IV.2.

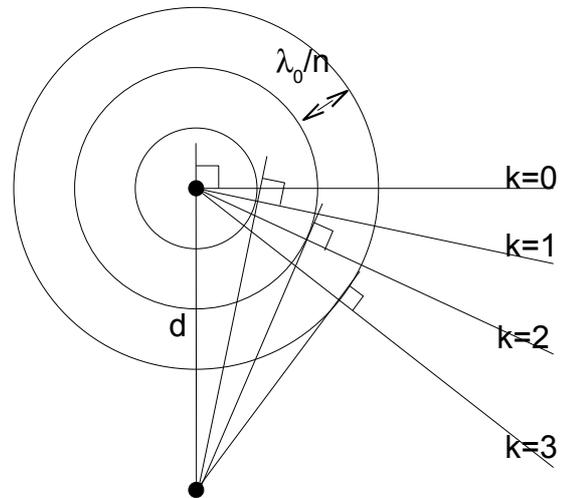
A.IV.2.a. La limite de résolution angulaire est l'angle minimal sous lequel on peut distinguer deux détails (deux traits par exemple) de l'objet. Si la distance objectif-échantillon est fixée on peut donner une distance transversale de résolution.

A.IV.2.b. Diffraction d'une onde plane (faisceau de lumière parallèle, laser par exemple) par une fente. la diffraction dépend de la longueur d'onde de l'onde et de la largeur de la fente.

A.IV.2.c.

Si le réseau comporte un grand nombre de motifs diffractants, alors les seules directions pour lesquelles les interférences entre toutes les ondes diffractées seront constructives sont les directions pour lesquelles les ondes issues de motifs homologues dans le réseau ont une différence de marche multiple de la longueur d'onde, soit :

$$d \cdot \sin(i_k) = k \frac{\lambda_0}{n}$$



Les valeurs de k ne sont pas toutes possibles, puisqu'il faut que k soit inférieur

à la partie entière de $n \cdot d / \lambda_0$ pour calculer un arcsinus (ou, géométriquement que le rayon du cercle de rayon $k \cdot \lambda_0$ ne soit pas plus grand que le pas du réseau).

A.IV.2.d. On ne voit aucun motif diffractant (éclairage uniforme comme si il n'y avait pas de réseau), l'onde est simplement atténuée en amplitude mais pas modulée, pour commencer à observer l'effet du réseau il faut laisser passer au moins le 1er ordre, soit : $u > i_1$.

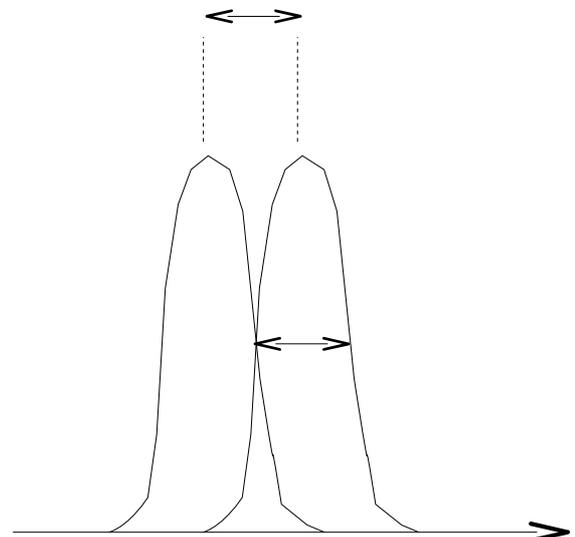
A.IV.2.e. $u \geq i_1 \Leftrightarrow \sin u \geq \sin i_1 \Leftrightarrow n \cdot \sin u \geq n \sin i_1 \Leftrightarrow \omega_0 \geq \frac{\lambda_0}{d}$ et la limite de

résolution d est de l'ordre de λ_0 / ω_0 .

A.IV.2.f. Le critère de Rayleigh précise que la distance entre pics de diffractions (centrés sur les images des détails observés) doit être supérieure à la largeur à mi-hauteur d'un pic pour que les détails soient résolus (le schéma est dessiné en limite de résolution).

A.IV.2.g. On peut diminuer λ_0 ou augmenter ω_0 .

Pour le x10 : $1,3 \mu\text{m}$, pour le x100 : $0,24 \mu\text{m}$.



A.IV.3

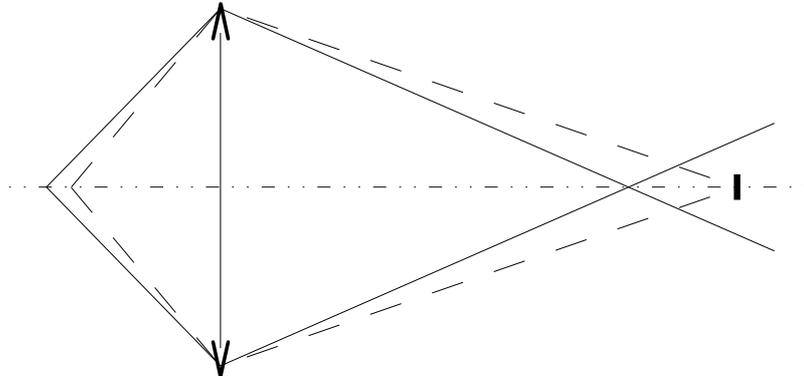
A.IV.3.a. Lorsque le détecteur est ponctuel, ce n'est donc pas le 'grain' ou la taille

des détecteurs qui intervient, mais la diffraction par la monture de l'objectif : tant que la tache image sur le détecteur (au sens de l'optique géométrique) d'un objet ponctuel n'est pas plus grande que la tache de diffraction du point objet conjugué du détecteur, alors l'objet ponctuel est dans la profondeur de champ.

A.IV.3.b. En Z la largeur est 8, d'où en z : $\Delta z = 221$ nm dans l'air et $\Delta z = 550$ nm dans l'huile.

A.IV.3.c.

Il est clair, d'après le schéma, que l'amplitude lumineuse est très rapidement atténuée pour des points qui s'écartent longitudinalement du point conjugué du détecteur.



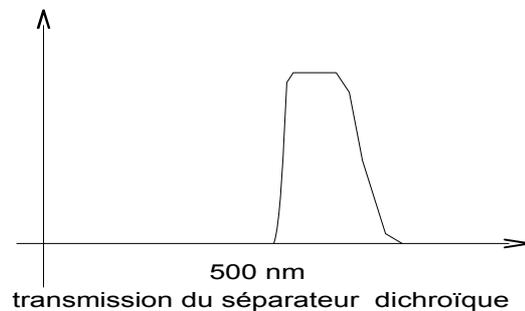
A.IV.3.d. Mécanisme de déplacement et d'enregistrement des sections pour reconstituer l'image tridimensionnelle.

A.V.

A.V.1. Aiguilles de certaines montres ou réveils, ou d'autres objets plus ou moins décoratifs.

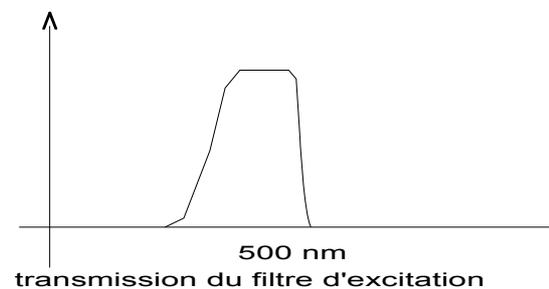
A.V.2.

A.V.2.a. Après excitation et ré-émission il faut laisser passer les fréquences ré-émises, soit de 500 nm à 600 nm.



A.V.2.b.

A.V.2.c. Le filtre 2 permet de 'finir' de couper les faibles longueur d'onde d'excitation et donc de ne laisser passer que la lumière de fluorescence.



A.VI. Le microscope confocal à fluorescence permet d'exciter des fluorophores dans l'objet à observer, puis de n'observer que la lumière ré-émise par ces fluorophores et donc d'avoir une image des tissus qui les ont absorbés.

B

B.I.

B.I.1.

B.I.1.a. Louis De Broglie était un physicien Français.

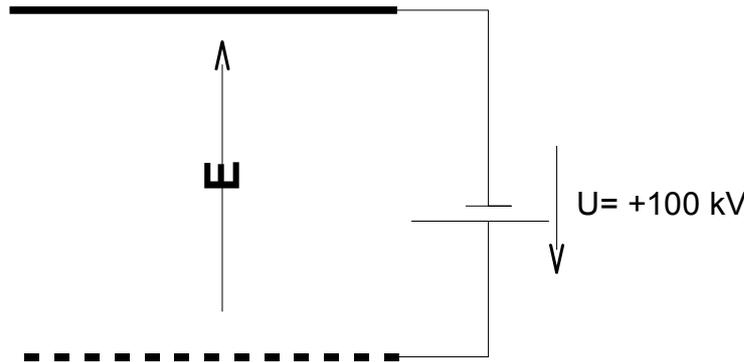
B.I.1.b. La dualité onde-corpuscule affirme que les objets physiques sont à la fois ondes et corpuscules et que l'un ou l'autre de ces aspects apparaît en fonction des expériences réalisées. Le corpuscule de lumière est appelé le photon.

B.I.1.c. Aspect ondulatoire : interférences par les fentes d'Young, aspect corpusculaire : effet photoélectrique.

B.I.2. $\mathbf{p} = m_e \cdot \mathbf{v}$. $[h/p] = [h]/[p] = E.T/M.L.T^{-2} = F.L.T/M.L.T^{-2} = M.L.T^{-2}.L.T/M.L.T^{-2} = L$, h/p est homogène à une longueur, comme une longueur d'onde.

B.I.3.

B.I.3.a.



B.I.3.b. Par le théorème de l'énergie cinétique : $v = \sqrt{\left(\frac{2 \cdot e \cdot U}{m}\right)} = 1,88 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$, c'est une vitesse relativiste (non négligeable devant c). $\lambda_e = \frac{h}{p} = 3,9 \cdot 10^{-12} \text{ m}$.

B.I.4. On obtient $v = c \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{e \cdot U}{m \cdot c^2}\right)^2}} = 1,64 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$, et $\lambda_e = \frac{h \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{m \cdot v}$

$\lambda_e = 3,7 \cdot 10^{-12} \text{ m}$.

B.I.5. Le vide permet d'éviter la perte du faisceau électronique par collision avec les molécules d'air.

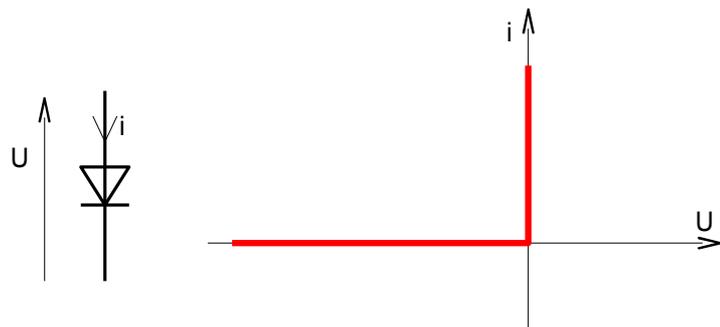
B.I.6. $d_{\min} = 2,3 \cdot 10^{-10} \text{ m}$, malgré la très petite ouverture numérique, c'est beaucoup plus petit (et donc meilleur en résolution) que le microscope optique.

B.I.7. Il faut diminuer λ_e , donc augmenter v , donc augmenter U . La limite est imposée par des tensions de claquage (les pièces portées à de forts potentiels doivent être éloignées des parties aux potentiels faibles).

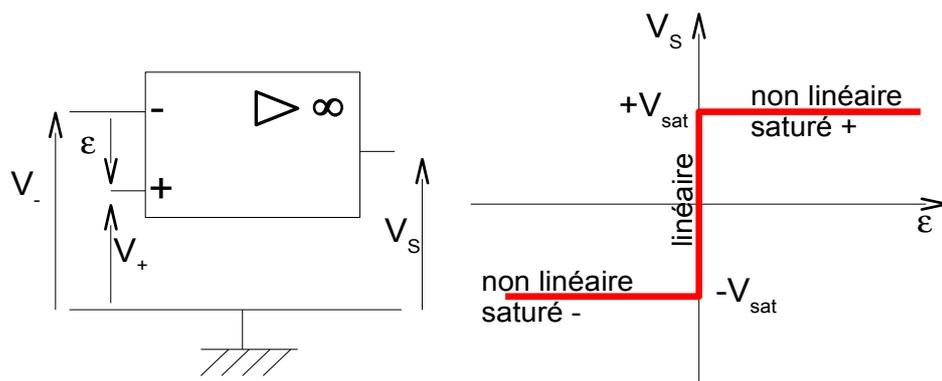
B.II.

B.II.1.

B.II.1.a.



B.II.1.b.

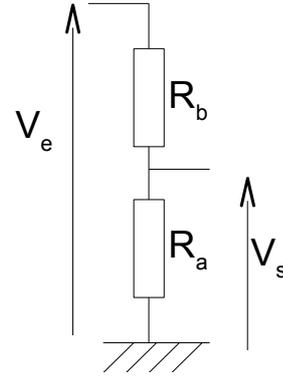


B.II.1.c. Pour un amplificateur opérationnel idéal les courants de polarisation i_+ et i_- sont nuls.

B.II.1.d. Le diviseur de tension est le montage ci-contre :

comme le même courant i parcourt les deux résistances, on a : $V_e = (R_b + R_a) \cdot i$ et $V_s = R_a \cdot i$ et en éliminant i :

$$V_s = \frac{R_a}{(R_a + R_b)} V_e$$



B.II.1.e. En appliquant le théorème de Millman au point

$$A : V_A = \frac{\frac{V_B}{R_3} + \frac{V_D}{R_4}}{\frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_4}} = \frac{R_3 \cdot V_D + R_4 \cdot V_B}{R_3 + R_4}$$

B.II.2 L'AO1 est en régime saturé car non contre réactionnée (et il y aura même de l'hystérésis car il y a une réaction positive), l'AO2 est en régime linéaire car il y a présence d'une contre réaction par C.

B.II.3 Le bloc construit autour de l'AO1 est un comparateur à hystérésis et le bloc construit autour de l'AO2 est un intégrateur inverseur à deux pentes grâce à la présence des deux diodes D_1 et D_2 . V_B évolue donc au cours du temps en étant égal à $+V_{sat}$ une partie du temps, ou $-V_{sat}$ l'autre partie, tandis que V_D évolue entre deux valeurs $+R_4 V_{sat}/R_3$ et $-R_4 V_{sat}/R_3$, en croissant quand $V_B = -V_{sat}$ et en décroissant quand $V_B = +V_{sat}$.

B.II.4.

B.II.4.a. L'AO2 étant en linéaire et idéal, le potentiel sur son entrée - est égal au potentiel sur son entrée +, c'est à dire 0. Comme V_B est strictement positif, D_1 est en polarisation directe et conduit, et D_2 est en polarisation inverse et est bloquée.

Calculons le courant i_1 traversant la diode D_1 : $i_1 = V_0/R_1$, puis, D_2 étant bloquée et le courant d'entrée i_- de l'AO2 étant nul, le courant i_1 traverse C et la loi de comportement du condensateur en convention récepteur $i = C \cdot du/dt$ devient $V_0 = -R_1 C \frac{dV_D}{dt}$.

B.II.4.b. Avec $q = C \cdot U$, on obtient $V_D(t=0+) = 0$. En intégrant l'équation différentielle en V_D précédente et compte tenu de la condition initiale, il vient : $V_D(t) = \frac{-V_0}{R_1 C} \cdot t$.

B.II.4.c. De la relation (4) démontrée en B.II.1.e, il vient :

$$V_A(t) = V_0 \cdot \frac{R_4 - \frac{R_3}{R_1} \cdot t}{R_3 + R_4}$$

Pour que l'AO1 bascule en sortie basse il faut que

$$\epsilon_1 \leq 0, \text{ soit : } V_A(t) - 0 \leq 0 \text{ c'est à dire } t = t_1 = \frac{R_1 R_4 C}{R_3}$$

B.II.5.

B.II.5.a. Dans cette phase, l'AO1 est en saturation négative ($V_B = -V_0$) et, par le même raisonnement que plus haut, on voit que D_1 est en polarisation inverse et donc bloquée et D_2 en polarisation directe donc passante. En calculant le courant dans D_2 : $i_2 = V_0/R_2$, puis avec

$i = -i_2 = C \cdot du/dt$ on a : $V_0 = R_2 C \frac{dV_D}{dt}$. La charge initiale du condensateur est la charge

finale de la fin de la phase 1, donc la tension $V_D(t=t_1) = -V_0 \cdot R_4/R_3$ et, en intégrant, on obtient :

$V_D(t) = \frac{V_0}{R_2 C} \cdot t - V_0 \cdot \frac{R_4}{R_3} \cdot \left(\frac{R_2 + R_1}{R_2} \right)$ pour $t_1 < t < t_2$. Le basculement suivant de l'AO1 aura lieu lorsque son entrée différentielle ε_1 redeviendra positive ou nulle, soit : $V_A(t) - 0 = 0$ et $V_D(t) = \frac{R_4}{R_3} \cdot V_0$, soit : $t = t_2 = \frac{R_4(2R_2 + R_1)}{R_3} \cdot C$.

B.II.5.c. On a étudié une moitié de la phase de décroissance de $t=0$ à t_1 , puis la phase de croissance de t_1 à t_2 : la période du signal est donc : $T = 2 \cdot t_1 + t_2 = 2 \frac{R_4}{R_3} (R_1 + R_2) C$, d'où la

fréquence du signal : $f = \frac{1}{T} = \frac{1}{2C(R_1 + R_2)} \cdot \frac{R_3}{R_4}$.

B.II.6.

B.II.6.a. A partir des oscillogrammes on mesure : l'amplitude de tension ΔV (fig 9) :

$$\Delta V = 4,8 \cdot 5 = 24 \text{ V} = 2 \frac{R_4}{R_3} V_0,$$

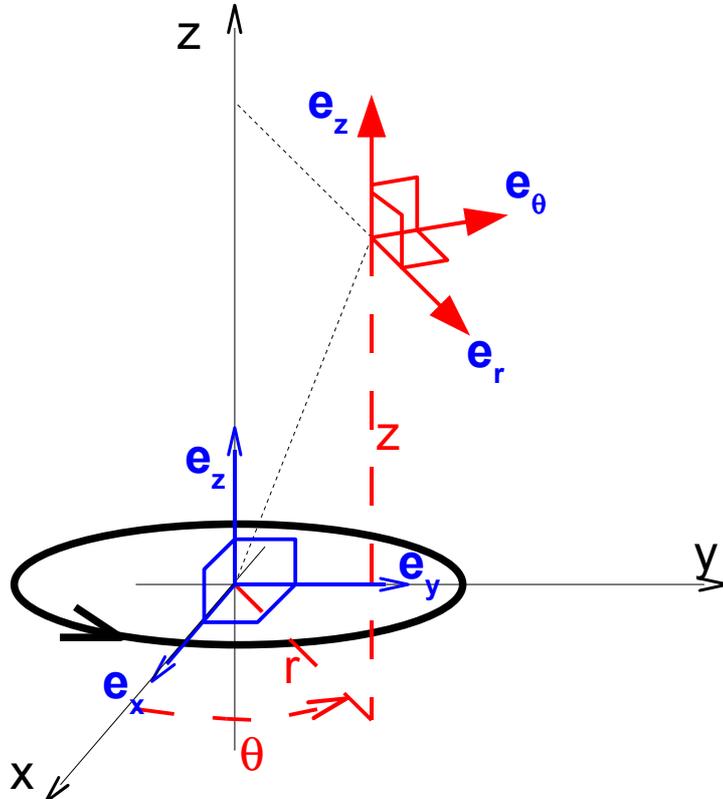
puis t_1 (fig 10) : $2 t_1 = 5,4 \cdot 200 \mu s = 1,08 \text{ ms} = 2 \frac{R_1 R_4 C}{R_3}$,

puis t_2 (fig 9) : $t_2 = 3,2 \cdot 5 \text{ ms} = 16 \text{ ms} = \frac{R_4}{R_3} (2 R_2 + R_1) C$.

On en déduit successivement : $R_3 = 102,5 \text{ k}\Omega$; $R_1 = 6,75 \text{ k}\Omega$; $R_2 = 96,6 \text{ k}\Omega$. En prenant les valeurs les plus proches de la série E24 : $R_1 : 62$; $R_2 : 10$; $R_3 : 10$.

B.III.

B.III.1.



B.III.2. La forme la plus générale d'écriture d'un champ vectoriel en coordonnées cylindriques est : $\vec{B}(M) = B_r(r, \theta, z) \vec{e}_r + B_\theta(r, \theta, z) \vec{e}_\theta + B_z(r, \theta, z) \vec{e}_z$, or il y a invariance du dispositif physique autour de l'axe Oz, la variable θ ne peut donc intervenir dans l'expression des grandeurs physiques, et :

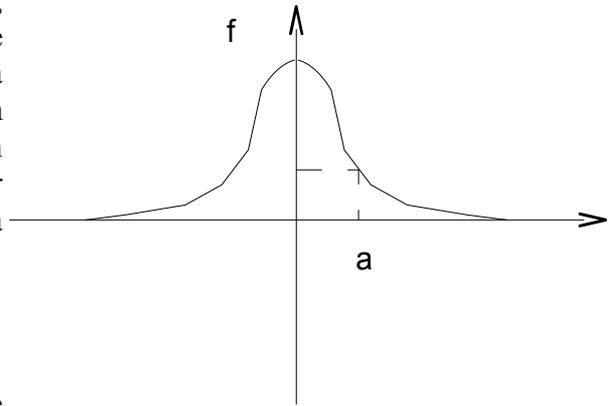
$$\vec{B}(M) = B_r(r, z) \vec{e}_r + B_\theta(r, z) \vec{e}_\theta + B_z(r, z) \vec{e}_z .$$

B.III.3. Tout plan contenant l'axe Oz est plan d'antisymétrie pour le dispositif, donc le vecteur \vec{B} appartient au plan passant par M et contenant Oz, c'est à dire qu'il n'a pas de composante orthoradiale : $B_\theta(r, z) = 0$.

B.III.4.

B.III.4.a. Le principe de calcul est basé sur l'intégration le long de la spire du champ, crée par les éléments de courant $i d\vec{l}$, donné par la formule de Biot et Savart. L'orientation du courant est donné par la figure en coordonnées cylindrique plus haut.

B.III.4.b. $f(10a) = 10^{-3}$, expérimentalement, on peut déplacer une sonde de Hall longitudinale sur l'axe de la bobine et relever point par point, ou, avec un système d'acquisition, rentrer l'information position axiale sur une voie et champ axial sur une deuxième pour tracer directement la courbe $B(0, z)$.



B.III.5.

B.III.5.a. L'hypothèse iv est l'analogie de l'approximation de Gauss en optique.

B.III.5.b. Un référentiel est un système de coordonnées permettant de repérer la position de l'objet étudié (en mécanique non relativiste -hypothèse i- le temps est absolu).

B.III.5.c. Par la force de Lorentz : $\vec{F} = e \vec{v} \wedge \vec{B}(M)$.

B.III.5.d. Comparons $m_e g$ et $e v B$: $m_e g = 9 \cdot 10^{-30} \text{ N}$ et $e v B$ aura la même norme si $B = 6 \cdot 10^{-19} \text{ T}$ soit une valeur très faible, le poids de l'électron est donc toujours (dès qu'il y a B) négligeable devant la force magnétique.

B.III.5.e. La somme des forces extérieures appliquées au point matériel est égale au produit de la masse par l'accélération (énoncé en non relativiste) : $\sum \vec{F} = m \cdot \vec{a}$.

B.III.5.f. La position du point M est, en coordonnées cylindriques :

$\vec{OM} = r \vec{e}_r + z \vec{e}_z$, la vitesse est : $\vec{v}(M) = \frac{dr}{dt} \vec{e}_r + r \frac{d\theta}{dt} \vec{e}_\theta + \frac{dz}{dt} \vec{e}_z$ et l'accélération est égale à :

$$\vec{a}(M) = \left(\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right) \vec{e}_r + \left(r \frac{d^2 \theta}{dt^2} + 2 \frac{dr}{dt} \frac{d\theta}{dt} \right) \vec{e}_\theta + \frac{d^2 z}{dt^2} \vec{e}_z .$$

B.III.5.g. En écrivant $\frac{\sum \vec{F}}{m} = \vec{a}$ et en explicitant $\vec{v} \wedge \vec{B}$, et compte tenu du fait que :

$$\left(r \frac{d^2 \theta}{dt^2} + 2 \frac{dr}{dt} \frac{d\theta}{dt} \right) = \frac{1}{r} \frac{d \left(r^2 \frac{d\theta}{dt} \right)}{dt} , \text{ on obtient les équations données dans l'énoncé :}$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 &= \frac{-e}{m} r \frac{d\theta}{dt} B_z(0, z) & (8) \\ \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\theta}{dt} \right) &= \frac{e}{m} r \left[\frac{dr}{dt} B_z(0, z) + \frac{r}{2} \frac{dz}{dt} \frac{dB_z(0, z)}{dz} \right] & (9) \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= \frac{-e}{2m} r^2 \frac{d\theta}{dt} \frac{dB_z(0, z)}{dz} & (10) \end{aligned} \right.$$

B.III.5.h. Le second membre de (9) est une dérivée par rapport au temps :

$$\frac{e}{m} r \left[\frac{dr}{dt} B_z(0, z) + \frac{r}{2} \frac{dz}{dt} \frac{dB_z(0, z)}{dz} \right] = \frac{d}{dt} \left(\frac{e}{2m} r^2 B_z(0, z) \right), \quad \text{en intégrant l'équation, et compte tenu de la condition initiale (hypothèse iii), on obtient :}$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{e}{2m} B_z(0, z) \quad (11)$$

B.III.5.i. En intégrant : $dz/dt = \text{cte} = v_0 \cdot \cos\alpha = v_0$, d'après la condition initiale (hypothèse iii) et l'hypothèse iv de petitesse de α . En utilisant alors (11) dans (8) pour remplacer $d\theta/dt$, on obtient :

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{-e^2}{4m^2} r B_z^2(0, z), \quad \text{puis en utilisant } dz/dt = v_0 :$$

$$\frac{d^2 r}{dz^2} \frac{dz^2}{dt^2} = \frac{-e^2}{4m^2} r B_z^2(0, z) \quad \text{et enfin} \quad \frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{e^2}{4m^2 v_0^2} r B_z^2(0, z) = 0 \quad (12).$$

B.III.5.j. D'après (12), la dérivée seconde de r par rapport à z est de signe constant (négatif), donc la courbure de la courbe r(z) est toujours orientée de la même façon et ce ne peut être que la figure 12 parmi les deux proposées. Le système étudié qui se propose d'être une lentille magnétique fait apparemment converger tous les électrons issus d'un point en un point, ce qui est la propriété de stigmatisme et on peut conclure que le système étudié remplit son rôle.

B.III.6.

B.III.6.a. L'électron seul est, en dehors de la zone d'action de la bobine, isolé (n'est soumis à aucune force), il a donc une accélération constante et une trajectoire rectiligne (et uniforme).

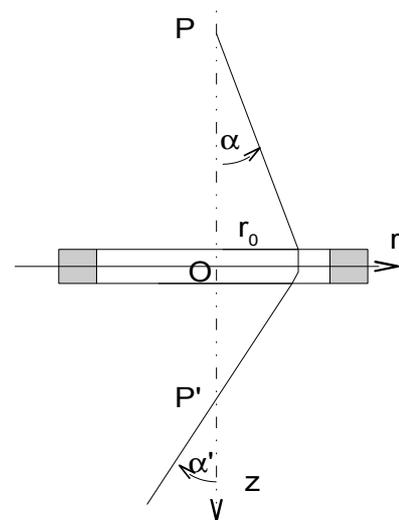
B.III.6.b. En approchant les petits angles par la tangente, et en négligeant l'épaisseur de la bobine ($2z_0$)

devant la distance OP : $\alpha \approx \left(\frac{dr}{dz} \right)_{-z_0} \approx \frac{-r_0}{OP}$.

B.III.6.c. De même que plus haut (voir figure) on trouve $\alpha' \approx \left(\frac{dr}{dz} \right)_{z_0} \approx \frac{-r_0}{OP'}$. En intégrant l'expression de d^2r/dz^2 sur l'épaisseur $(-z_0, z_0)$ de la bobine (ce qui donne la variation de l'angle α entre entrée et sortie) :

$$\alpha + \frac{e^2}{4m^2 v_0^2} r_0 \int_{-z_0}^{z_0} B_z^2(0, z) dz = \alpha', \quad \text{et donc :}$$

$$\frac{1}{OP'} - \frac{1}{OP} = \frac{1}{f}, \quad \text{après réorganisation et simplification par } r_0.$$



B.III.6.d. Par intégration de (11) sur l'épaisseur de la bobine, on obtient :

$$\Delta\theta = \frac{e}{2 m v_0} \int_{-z_0}^{z_0} B_z(0, z) dz .$$

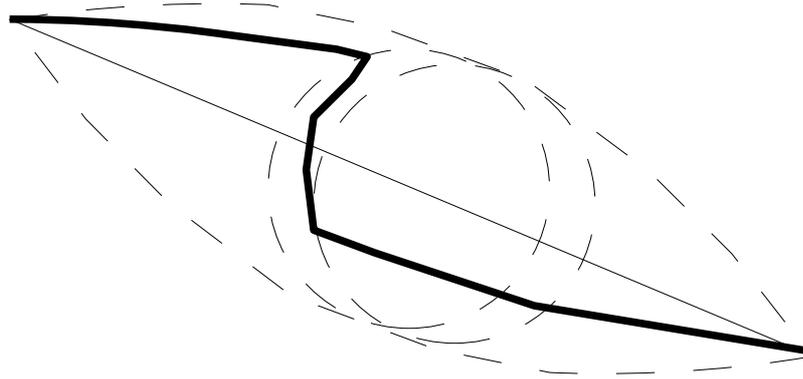
B.III.7.

B.III.7.a. f est positif, la lentille magnétique est donc convergente.

B.III.7.b. La tension accélératrice (donc v_0) étant fixée, il reste à jouer essentiellement sur les paramètres a et B_0 , par le produit $a \cdot B_0^2$ qu'il faut augmenter ou $N^2 I^2 / a$, donc augmenter N ou augmenter I (augmenter B_0) ou diminuer a (variations longitudinales de B_z plus rapides).

B.III.7.c. on obtient $f = 4,4 \text{ mm}$

B.III.7.d.



B.III.8. La présence même du faisceau électronique (c'est à dire en fait des électrons autres que celui étudié) crée une charge d'espace ρ , c'est à dire un champ électrique \vec{E} , et donc la force de Lorentz ne se réduit pas à sa composante magnétique comme supposé jusqu'ici. En travaillant avec des faisceaux électroniques peu denses, la charge d'espace ρ reste faible, comme le champ \vec{E} , et donc également la correction à apporter aux trajectoires, et donc au final au stigmatisme du système.