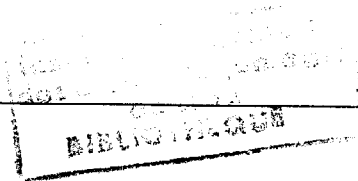
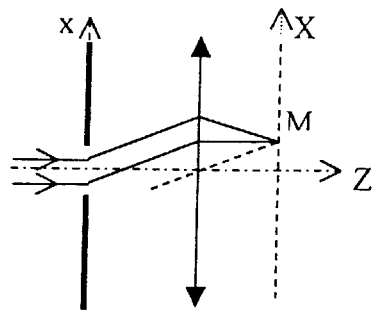
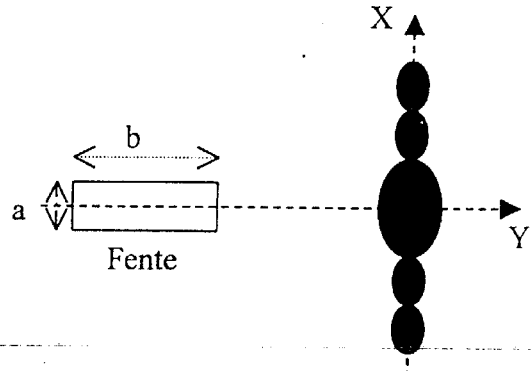
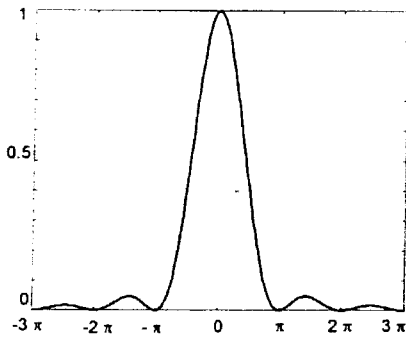



PROBLEME 1: Diffraction et interférence lumineuses



<p>1.a)</p>	<p>Partie A: Diffraction lumineuse</p> 	<p>0.25</p>
<p>1.b)</p>	<p>Figure de diffraction</p> <p>La figure de diffraction est parallèle à la largeur de la fente diffractante. Elle est constituée d'une tache centrale, centrée sur F', entourée de taches secondaires d'intensités moins importantes et deux fois moins larges.</p> 	<p>0.5 0.5</p>
<p>1.c)</p>	$(\vec{k}_d - \vec{k}) \cdot \vec{OP} = \vec{k}_d \cdot \vec{OP} = k \times \sin i' \approx k \times i', \text{ tgi}' = X/f \approx i' \Rightarrow \vec{k}_d \cdot \vec{OP} = k \times X/f$ $\underline{s}(M) = \alpha \underline{s}_0 b \int_{-a/2}^{a/2} \exp[j(\vec{k}_d - \vec{k}) \cdot \vec{OP}] d\Sigma = \alpha \underline{s}_0 b \int_{-a/2}^{a/2} e^{j \frac{2\pi X}{\lambda f} x} dx$ $\underline{s}(M) = \alpha \underline{s}_0 a b \text{sinc}\left(\frac{\pi X a}{\lambda f}\right) = \alpha \underline{s}_0 a b \text{sinc}u$ $I(M) = I_0 \text{sinc}^2 u$	<p>0.5</p>
<p>1.d)</p>	  <p>La largeur de la tache centrale est de diffraction est $L = \frac{2\lambda f}{a}$.</p>	<p>0.25 0.25</p>

2)

2.a) Sachant que $\cos\left(\frac{2\pi x}{a}\right) = \frac{1}{2}\left(e^{j\frac{2\pi x}{a}} + e^{-j\frac{2\pi x}{a}}\right)$ et en tenant compte de 1.c), il vient:

$$\underline{s}(M) = \frac{\alpha s_0 b}{2} \left[a \operatorname{sinc}\left(\frac{\pi X a}{\lambda f}\right) + \frac{1}{2} \int_{-a/2}^{a/2} e^{j\frac{2\pi X}{\lambda f}\left(1+\frac{\lambda f}{aX}\right)x} dx + \frac{1}{2} \int_{-a/2}^{a/2} e^{j\frac{2\pi X}{\lambda f}\left(1-\frac{\lambda f}{aX}\right)x} dx \right]$$

$$\int_{-a/2}^{a/2} e^{j\frac{2\pi X}{\lambda f}\left(1+\frac{\lambda f}{aX}\right)x} dx = a \operatorname{sinc}\left[\frac{\pi a X}{\lambda f}\left(1+\frac{\lambda f}{aX}\right)\right] = a \operatorname{sinc}(u + \pi) = -a \frac{\sin u}{u + \pi}$$

$$\int_{-a/2}^{a/2} e^{j\frac{2\pi X}{\lambda f}\left(1-\frac{\lambda f}{aX}\right)x} dx = a \operatorname{sinc}\left[\frac{\pi a X}{\lambda f}\left(1-\frac{\lambda f}{aX}\right)\right] = a \operatorname{sinc}(u - \pi) = -a \frac{\sin u}{u - \pi}$$

D'où:

$$\underline{s}(M) = \frac{\alpha s_0 ab}{2} \left[\frac{1}{u} - \frac{1}{2(u + \pi)} - \frac{1}{2(u - \pi)} \right] \sin u = -\frac{\alpha s_0 ab}{2} \frac{\pi^2}{u^2 - \pi^2} \operatorname{sinc} u$$

$$I_t(u) = \frac{I_0}{4} \frac{\pi^4}{(u^2 - \pi^2)^2} \operatorname{sinc}^2 u$$

1.25

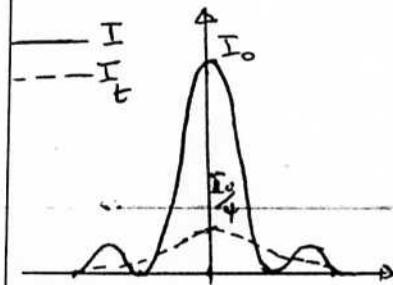
2.b) On remarque que: $\lim_{u \rightarrow 0} I(u) = I_0/4$ et $\lim_{u \rightarrow \pi} I_t(u) = I_0/16$

0.5

La présence du filtre :

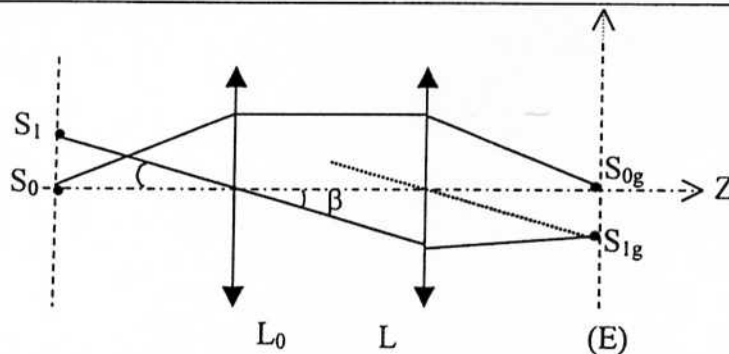
*Réduit d'un facteur de 1/4 la valeur du max principal d'intensité par rapport à celui en l'absence du filtre.

*Elargit la tache centrale de diffraction et atténue les max secondaires.



0.5

3.a)



0.5

3.b)

Les deux ondes n'interfèrent pas car les sources sont incohérentes.

0.5

3.c)

$$\delta = x (\sin i + \sin \beta); \text{ or } \sin i \approx i = X/f \text{ et } \sin \beta \approx \beta \Rightarrow \delta = \left[\frac{X}{f} + \beta \right] x$$

0.5

3.d)

$$\underline{s}(M) = \alpha s_0 b \int_{-a/2}^{a/2} e^{j\frac{2\pi}{\lambda f}(X+\beta f)x} dx = \alpha s_0 ab \operatorname{sinc}\left[\frac{\pi a}{\lambda f}(X+\beta f)\right]$$

0.5

$$I_1(M) = I_0 \operatorname{sinc}^2\left[\frac{\pi a}{\lambda f}(X+\beta f)\right]$$

3.e)	I_1 est centrée sur $X_0 = -\beta f$ (source S_1) I est centrée sur $X = 0$ (source S_0) βf est la distance séparant les 2 images géométriques et donc les deux taches centrales de diffraction. Critère de Rayleigh: $\beta f \geq \lambda f/a = \beta_{\min} f \Rightarrow \beta_{\min} = \lambda/a$	0.5
1.a)	B- Cohérences spatiale et temporelle $D = d \sin i = dX/f$	0.5
1.b)	$s_1(M) = s_0$ et $s_2(M) = s_1 e^{j\varphi}$ avec $\varphi = \frac{2\pi Xd}{\lambda f}$ $s_1(M) = s_1 + s_2 = s_1(1 + e^{j\varphi}) = s_1 e^{j\frac{\varphi}{2}} (e^{-j\frac{\varphi}{2}} + e^{j\frac{\varphi}{2}}) = 2s_1 \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) e^{j\frac{\varphi}{2}}$ $I(M) = 4I_0 \text{sinc}^2\left(\frac{\pi a X}{\lambda f}\right) \cos^2\left(\frac{\pi X d}{f}\right)$ $I(M) = 2I_0 \text{sinc}^2\left(\frac{\pi a X}{\lambda f}\right) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi X d}{f}\right)\right]$ $H = \text{sinc}^2\left(\frac{\pi a X}{\lambda f}\right)$: diffraction $G = 4\cos^2\left(\frac{\pi X d}{f}\right) = 2\left[1 + \cos\left(\frac{2\pi X d}{f}\right)\right]$: interférence	1 0.25 0.25
1.c)	$X \ll \lambda f/a \Rightarrow H = \text{sinc}^2\left(\frac{\pi a X}{\lambda f}\right) \approx 1$ <div style="border: 1px solid black; padding: 5px; width: fit-content; margin: 10px auto;"> $I(M) = 2I_0 \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi X d}{f}\right)\right]$ </div> $C = 1.$	0.25 0.25
2.a)	Quand e augmente le contraste diminue: brouillage. Pour une certaine valeur de e les franges sombres prennent la place des franges brillantes : inversion du contraste.	0.5
2.b)	$\delta = d(\sin i + \sin \beta) = d\left(\frac{X}{f} + \frac{x}{f}\right) \Rightarrow \delta = \frac{d}{f}(X+x)$	0.5
2.c)	Les éléments dx de la fente source sont incohérents entre eux, il n'y a donc pas d'interférence. L'intensité résultante en un point M de (E) est donc la somme des dI . $I = 2 \frac{I_0}{e} \int_{-e/2}^{e/2} (1 + \cos\left(\frac{2\pi d}{\lambda f}(X+x)\right)) dx$ $I = 2 I_0 \left[1 + \frac{\lambda f}{2\pi d e} \left(\sin\left(\frac{2\pi d}{\lambda f}\left(X + \frac{e}{2}\right)\right) - \sin\left(\frac{2\pi d}{\lambda f}\left(X - \frac{e}{2}\right)\right)\right)\right]$ <div style="border: 1px solid black; padding: 5px; width: fit-content; margin: 10px auto;"> $I = 2 I_0 \left[1 + \text{sinc}\left(\frac{\pi d e}{\lambda f}\right) \cos\frac{2\pi d X}{\lambda f}\right]$ </div> $C = \left \text{sinc}\left(\frac{\pi d e}{\lambda f}\right)\right $ Une première annulation du contraste correspond à $\frac{\pi d e_1}{\lambda f} = \pi \Rightarrow e_1 = \frac{\lambda f}{d}$	1 0.5

	AN. $e_1 = 0.6 \text{ mm}$. Cette valeur étant très faible, l'inversion du contraste ne pourra pas être observée à l'œil nu.	0.25 0.5
3.a)	En $X=0$ on a une frange brillante $\forall \lambda$. Au voisinage de $X=0$, on a une irisation des franges d'interférences. Au delà on observe le blanc d'ordre supérieur: brouillage de la figure d'interférence.	0.75
3.b)	Les radiations éteintes correspondent à $\delta = p\lambda$ où p est un demi entier. $\delta = \frac{dX}{f} = p\lambda \Rightarrow \lambda = \frac{dX}{pf} \Rightarrow \lambda_1 \leq \frac{dX}{pf} \leq \lambda_2 \quad \frac{dX}{\lambda_2 f} \leq p \leq \frac{dX}{\lambda_1 f}$ $3,99 \leq p \leq 7,5 \Rightarrow p \in \{4,5; 5,5; 6,5, 7,5\}$ 4 radiations éteintes.	0.5
C- Diffraction par un réseau		
1)	$\sin\theta = p \lambda/d$	0.5
2)	$\delta = d \sin\theta$; Soit une différence de phase : $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin\theta$ $\underline{S}_1(M) = S_o ab \text{ sincu}$ $\underline{S}(M) = S_o ab \text{ sincu} (1 + e^{-j\varphi} + e^{-2j\varphi} + \dots + e^{-j(N-1)\varphi})$ L'amplitude résultante en M diffractée dans une direction donnée est alors : $\underline{S}(M) = \underline{S}(M) = S_o ab \text{ sincu} \sum_1^N e^{-j(n-1)\varphi} = S_o ab \text{ sincu} \frac{1 - e^{-jN\varphi}}{1 - e^{-j\varphi}}$ $\underline{S}(M) = S_o ab N \text{ sincu} e^{-j(N-1)\varphi/2} \frac{\sin N \frac{\varphi}{2}}{N \sin \frac{\varphi}{2}}$ $I(M) = \underline{S} \underline{S}^*$ et en posant $I_0 = (NS_0 ab)^2$, on obtient: $I = I_o \left(\text{sinc} c \frac{\pi a X}{\lambda f} \right)^2 \left(\frac{\sin \frac{Nd\pi X}{\lambda f}}{N \sin \frac{d\pi X}{\lambda f}} \right)^2$	1.5
3.a)	A l'ordre 0, il n'y a pas de dispersion entre les maxima principaux car $\delta = 0 \forall \lambda$.	0.5
3.b)	D'après la relation fondamentale des réseaux: $D_{\text{ang}} = \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{p}{d}$ Pour augmenter la dispersion angulaire, on diminue le pas du réseau. En effet, si l'ordre p est élevé la diffraction limite l'intensité du terme d'interférence avec en plus le problème de chevauchement dès que l'ordre dépasse 2.	0.25 0.5
3.c)	$\delta = \frac{dX}{f} = p\lambda$. Au premier ordre: $X_1 = \frac{\lambda_1 f}{d}$ AN. $X_1 = 9.92 \text{ cm}$; $X_2 = 10.92 \text{ cm}$; $X_3 = 11.54 \text{ cm}$.	0.5 0.75
3.d)	Le pouvoir de résolution est $P_R = p N = p \frac{\ell}{d}$. Pour $p = 1$, $P_R = 4000$. $\lambda_{\text{moy}}/\Delta\lambda = 982,2 < P_R$. $\Delta\lambda_{\text{min}} = \lambda_{\text{moy}}/P_R = 0,15 \text{ nm}$ or $\Delta\lambda > \Delta\lambda_{\text{min}} \Rightarrow$ les deux radiations sont donc résolues.	0.5 1

Partie A: Action d'un champ magnétique permanent sur une spire		
A-I) 1.a)	Le flux de \vec{B}_e à travers S est: $\Phi_e = \int \vec{B}_e \cdot \vec{n} d\Sigma = B_0 \pi a^2 \cos \alpha$ $\Phi_e = \Phi_0 \cos \alpha$	0.5
1.b)	La fem induite par \vec{B}_e est: $e = -\frac{d\Phi_e}{dt} = \dot{\alpha} \Phi_0 \sin \alpha$	0.5
2.a)	Le champ électromoteur est défini par: $\vec{E}_m = \vec{v} \wedge \vec{B}_e$. avec $\vec{v} = \vec{\omega} \wedge \overrightarrow{OM} = \dot{\alpha} \vec{u}_y \wedge (x\vec{u}_x + y\vec{u}_y + z\vec{u}_z) = \dot{\alpha} (z\vec{u}_x - x\vec{u}_z)$ $\vec{E}_m = -\dot{\alpha} z \vec{u}_y$ $e = \oint \vec{E}_m \cdot \vec{dl} = \iint \text{rot} \vec{E}_m \cdot \vec{n} d\Sigma = \dot{\alpha} B_0 \pi a^2 \sin \alpha \Rightarrow e = \dot{\alpha} \Phi_0 \sin \alpha$	0.5
2.b)	$e = \oint \vec{E}_m \cdot \vec{dl} = \iint \text{rot} \vec{E}_m \cdot \vec{n} d\Sigma \Rightarrow e = \dot{\alpha} \Phi_0 \sin \alpha$	0.5
3)	La spire, en mouvement, est soumise à l'action d'un champ magnétique extérieur permanent; elle est donc le siège d'une fem induite et par conséquent elle sera parcourue par un courant $i(t)$.	0.5
4.a)	$e = -\frac{d\Phi}{dt} = \dot{\alpha} \Phi_0 \sin \alpha - L \frac{di}{dt} = Ri$. Si on immobilise S, alors $\dot{\alpha} = 0$. $i(t) = I_1 \exp\left(-\frac{t-t_1}{\tau}\right)$ $\tau = L/R$ représente la constante de temps et s'exprime en seconde.	0.5 0.25
4.b)	Si à $t = t_2$, I_1 est réduit de moitié, alors $I_1 \exp\left(-\frac{t-t_1}{\tau}\right) = \frac{I_1}{2}$ $\Delta t = t_2 - t_1 = \tau \log 2 = L \log(2)/R$.	0.25
A-II 1.a)	$\frac{d\Phi}{dt} = -Ri = 0$ puisque $R=0 \Rightarrow \Phi = \Phi_0 \cos \alpha + Li = Cste$	0.5
	$\Phi = \Phi_0 \cos \alpha + Li = Cste = \Phi(t=0) = \Phi_0$ $i(t) = \frac{\Phi_0}{L} (1 - \cos \alpha)$	0.5
1.b)	Au cours de cette opération $i(t)$ augmente et il en est de même pour le champ magnétique induit. Loi de Lenz: cours. Au cours de l'opération, le flux de \vec{B}_e extérieur Φ_e diminue. Un courant induit $i(t)$ est ainsi créé dans S engendrant ainsi un champ magnétique dont le flux à travers S augmente de façon à s'opposer à la diminution de Φ_e .	0.25 0.5 0.5

2)	$W_m = \frac{1}{2} L i_{\max}^2 = \frac{1}{2} \frac{\Phi_0^2}{L}$	0.5
3)	Mouvement quasistatique: $\vec{\Gamma}_L + \vec{\Gamma}_{op} = \vec{0} \Rightarrow \vec{\Gamma}_{op} = -\vec{\Gamma}_L = -\vec{m} \wedge \vec{B} = -i\pi a^2 \vec{n} \wedge \vec{B}$ $\vec{\Gamma}_{op} = \frac{\Phi_0^2}{L} \sin \alpha (1 - \cos \alpha) \vec{u}_y$	0.75
4)	$dW_{op} = \Gamma_{op} d\alpha$, au cours de l'opération α passe de 0 à $\pi/2$. Après intégration, on a: $W_{op} = \frac{1}{2} \frac{\Phi_0^2}{L}$ $W_m = W_{op}$: le travail fourni par l'opérateur se trouve totalement sous forme d'énergie magnétique. Ce résultat était prévisible car il est conforme avec l'hypothèse négligeant toute forme de dissipation d'énergie.	0.5 0.25 0.25
1.a)	Partie B: Action d'un champ magnétique variable sur une spire fixe RFD appliquée a D: $\vec{P} + \vec{T} = M z \vec{u}_z$ Projection sur (Oz): $k(d - z - \ell_0) - Mg = M \ddot{z}$	0.5
1.b)	A l'équilibre $z = z_0$, $Mg = k(d - z_0 - \ell_0)$ L'équation du mouvement devient alors: $\frac{d^2 z}{dt^2} + \frac{k}{M} (z - z_0) = 0$ On pose $Z = z - z_0$ et $\omega_0 = \sqrt{k/M}$ $\frac{d^2 Z}{dt^2} + \omega_0^2 Z = 0$ qui admet comme solution: $Z = z - z_0 = A \cos(\omega_0 t + \varphi)$ A et φ sont des constantes. Ainsi, D effectue indéfiniment, autour de sa position d'équilibre, des oscillations sinusoïdales de pulsation $\omega_0 = \sqrt{k/M}$.	0.25 0.25
2)	$\Phi_d = \iint_{\Sigma} \vec{B}_d \cdot d\vec{\Sigma} = \oint_S \vec{A}_d \cdot d\vec{\ell} = 2\pi a A_\varphi$ $\Phi_d = \frac{\mu_0 m}{2a} (1 + z^2/a^2)^{-3/2}$	0.5
3.a)	$\Phi = \frac{\mu_0 m}{2a} (1 + z^2/a^2)^{-3/2} + Li$	0.25
3.b)	La loi de Faraday: $e = -\frac{d\Phi}{dt}$ et la loi des mailles: $Ri = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d\Phi_e}{dz} \frac{dz}{dt} - L \frac{di}{dt}$ $Ri = -L \frac{di}{dt} - \frac{dz}{dt} h(z) \quad (E1)$	0.5

	avec:	$h(z) = -\frac{3}{2} \frac{\mu_0 m}{a^3} \frac{z}{(1+z^2/a^2)^{5/2}}$	
4.a)	La spire conductrice S est soumise à l'action d'un champ magnétique variable dans le temps et est donc le siège d'un phénomène d'induction électromagnétique. Le courant induit dans S est la source d'un champ magnétique variable qui exerce sur D une force \vec{F} .		0.5
4.b)	$\vec{F} = (\vec{m} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}) \vec{B} = \overrightarrow{\text{grad}}(\vec{m} \cdot \vec{B}) = m \frac{\partial B}{\partial z} \vec{u}_z$ <div style="border: 1px solid black; padding: 5px; width: fit-content; margin: 10px auto;"> $\vec{F} = -\frac{3}{2} \frac{\mu_0 m}{a^3} \frac{z}{(1+z^2/a^2)^{5/2}} i \vec{u}_z = ih(z) \vec{u}_z$ </div> <p>En utilisant la même démarche que dans 1) et en tenant compte de la force \vec{F} "qu'exerce" S sur D, on obtient:</p> <div style="border: 1px solid black; padding: 5px; width: fit-content; margin: 10px auto;"> $M \frac{d^2 Z}{dt^2} = -k Z + i h(z) \quad (M1)$ </div>		0.5 0.25
	En multiplions (E1) par i et (M1) par $\frac{dZ}{dt}$ et en faisant la somme, on obtient:	<div style="border: 1px solid black; padding: 5px; width: fit-content; margin: 10px auto;"> $\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} M \dot{Z}^2 + \frac{1}{2} Li^2 + \frac{1}{2} k Z^2 \right) = -R i^2$ </div> <ul style="list-style-type: none"> • $\frac{1}{2} M \dot{Z}^2$: énergie cinétique 	0.5 0.25
5)	<ul style="list-style-type: none"> • $\frac{1}{2} Li^2$: énergie magnétique • $\frac{1}{2} k Z^2$: énergie élastique <p>Le bilan est de la forme: $\frac{dE}{dt} = -R i^2$</p> <p>Le taux de variation de l'énergie du système se trouve dissipée par effet Joule.</p>		0.25 0.25 0.25
6)	L'effet Joule dans S introduit un effet dissipatif; l'énergie totale du système va alors décroître au cours du temps. On peut donc raisonnablement penser qu'il y aurait une relaxation du système vers la situation d'équilibre où $z = z_0$ ($Z=0$), donc D va s'arrêter et par conséquent il n'y aura plus de courant dans S.		0.5
7.a)	$h(z) = h_0$ et $L = 0$ dans (E1) donne $i = -\frac{h(z) dz}{R dt} = -\frac{h_0 dz}{R dt} = -\frac{h_0 dZ}{R dt}$. i dans (M1): <div style="border: 1px solid black; padding: 5px; width: fit-content; margin: 10px auto;"> $M \frac{d^2 Z}{dt^2} + \frac{h_0^2}{R} \frac{dZ}{dt} + k Z = 0 \quad (E)$ </div>		0.5
7.b)	<p>En posant $\rho = \frac{h_0^2}{2MR}$ et $\omega_0^2 = \frac{k}{M}$; l'équation caractéristique de (E) $r^2 + 2\rho r + \omega_0^2 = 0$</p> <p>Comme le discriminant, $\Delta' = \rho^2 - \omega_0^2$, peut être positif, négatif ou nul on aura trois régimes différents.</p> <ul style="list-style-type: none"> • $\Delta' < 0$, $Z(t) = A e^{-\rho t} \cos(\Omega t + \varphi)$; A et φ sont des constantes • $\Delta' > 0$, $Z(t) = e^{-\rho t} (B e^{\sqrt{\Delta'} t} + C e^{-\sqrt{\Delta'} t})$, B et C sont des constantes 		0.25 0.25

	<ul style="list-style-type: none"> • $\Delta' = 0, Z(t) = e^{-\rho t} (D_1 t + D_2)$; D_1 et D_2 sont des constantes <p>Quel que soit le régime, à l'état final D s'immobilise et le courant dans S devient nul. En l'absence de S et de tout frottement, D effectue indéfiniment des oscillations autour de sa position d'équilibre.</p> <p>En présence de S, l'effet Joule dans S introduit un effet dissipatif; l'énergie totale du système va alors décroître au cours du temps ce qui se traduit par l'immobilisation de D et par conséquent l'annulation du courant induit dans S.</p> <p>Si $\rho < \omega_0$ et en tenant compte des conditions initiales ($Z = 0$ et $dZ/dt = V_0$), alors la solution sera de la forme:</p> $Z(t) = \frac{V_0}{\sqrt{-\Delta'}} e^{-\rho t} \sin(\sqrt{-\Delta'} t)$	0.25 0.5 0.5
1.a)	<p>Partie C- Transfert thermique</p> <p>Régime permanent: $j_Q(z) = j_Q(z+dz) \Rightarrow d^2 T/dz^2 = 0$</p> $\Rightarrow T(z) = \frac{T_L - T_0}{L} z + T_0$ <p>La résistance thermique est $R = \frac{T_0 - T_L}{P}$, où P est la puissance thermique traversant la section $S = \pi r^2$. $P = j_Q S = \lambda S \frac{T_0 - T_L}{L}$</p> $R = \frac{L}{\lambda S} = \frac{L}{\lambda \pi r^2}$	0.25 0.5 0.5
1.b)	<p>Le fil est parcouru par I, on a donc une source thermique (effet Joule) à l'intérieur du conducteur dont la puissance est : $P = R_e I^2$, où R_e est la résistance électrique du conducteur de longueur dz et de section $S = \pi r^2$. Soit:</p> $R_e = \frac{dz}{\gamma \pi r^2}$ $j_Q(z) S + R_e I^2 = j_Q(z+dz) S \Rightarrow -\frac{dj_Q(z)}{dz} + \frac{I^2}{\gamma (\pi r^2)^2} = 0$ $\frac{d^2 T(z)}{dz^2} + \frac{I^2}{\lambda \gamma (\pi r^2)^2} = 0$	1.25
2)	<p>Si on tient compte en plus du rayonnement thermique, il faudrait rajouter au bilan précédent, la puissance rayonnée par la surface latérale du conducteur. Soit:</p> $P_r = \sigma T^4 2\pi r dz$ $j_Q(z) \pi r^2 + R_e I^2 = j_Q(z+dz) \pi r^2 + \sigma T^4 2\pi r dz \Rightarrow -\frac{dj_Q(z)}{dz} + \frac{I^2}{\gamma (\pi r^2)^2} = \frac{2\sigma}{r} T^4$ $\frac{d^2 T(z)}{dz^2} - \frac{2\sigma}{\lambda r} T^4 + \frac{I^2}{\lambda \gamma (\pi r^2)^2} = 0$	1.5