REPUBLIQUE TUNISIENNE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Concours Nationaux d'Entrée aux Cycles de Formation d'Ingénieurs
Session 2011

الجمهورية التونسية
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
المناظرات الوطنية للدخول إلى مراحل تكوين المهندسين
دورة 2011

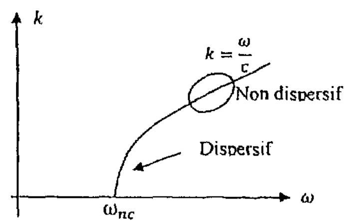
Corrigé du Concours Mathématiques et Physique
Epreuve de Physique

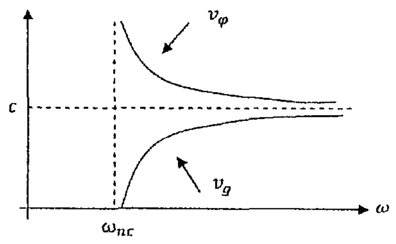
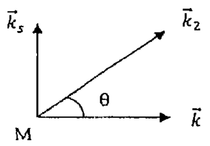
Problème 1

Partie I

1.	Résistivité quasi nulle, conductivité quasi infini donc puissance dissipée par effet Joule quasi-nulle : $\frac{dP}{d\tau} = \gamma E^2 \xrightarrow[\gamma \to \infty]{} 0$ donc $\vec{E} = \vec{0} \Rightarrow r\vec{o}t\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{0} \Rightarrow \vec{B} = \vec{cte} = \vec{0}$ (on n'a pas un courant permanent)	1 0.5
2.a	$\vec{E}_2(M_0,t) - \vec{E}_1(M_0,t) = \frac{\sigma(M_0)}{\varepsilon_0}\vec{n}_{12}$ $\vec{B}_2(M_0,t) - \vec{B}_1(M_0,t) = \mu_0\vec{J}_s(M_0) \wedge \vec{n}_{12}$	0.5 0.5
2.b	Le milieu 1 est un conducteur parfait $\Rightarrow \vec{E}_1 = \vec{0}$ et $\vec{B}_1 = \vec{0} \Rightarrow \vec{E}_2(M_0,t) = \frac{\sigma(M_0)}{\varepsilon_0}\vec{n}_{ext} \Rightarrow$ $\sigma(M_0) = \varepsilon_0.\vec{E}_2(M_0,t).\vec{n}_{ext}$ $\vec{B}_2(M_0,t) = \mu_0\vec{J}_s(M_0) \wedge \vec{n}_{12} \Rightarrow \vec{J}_s(M_0) = \frac{1}{\mu_0}\vec{n}_{ext} \wedge \vec{B}_2(M_0,t)$ avec : $\vec{n}_{ext} = \vec{n}_{12}$	0.5 0.5
3.a	$div\vec{E} = 0$ $\quad div\vec{B} = 0$ $\quad r\vec{o}t\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ $\quad r\vec{o}t\vec{B} = \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$	1
3.b	$\vec{\Delta}\vec{E} - \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0}$ (démonstration) $\vec{\Delta}\vec{B} - \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = \vec{0}$ $\quad c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} = 3.10^8\, m.s^{-1}$	1 1

Partie II

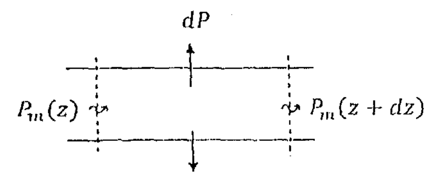
I.1.	Une OPPM polarisée rectilignement en incidence normale ne vérifie pas les C.L	1
I.2.	ω s'exprime en $rad.s^{-1}$, k s'exprime en $rad.m^{-1}$ $f(x,y,z)$ s'exprime en $V.m^{-1}$	0.5 0.5
I.3.a	$div\vec{E} = \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \Rightarrow f = f(y,z)$.	1
I.3.b	Les parois du guide sont des conducteurs parfait, il n'y a pas dissipation de l'énergie au cours de la propagation $\Rightarrow f(y,z) = f(y)$.	1
I.4.a	$\vec{\Delta}\vec{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \Rightarrow \frac{d^2 f}{dy^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2\right)f = 0$	1
I.4.b	Si $\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \leq 0$ la solution ne vérifie pas les C.L. Soit $\alpha^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \Rightarrow f(y) = A\sin(\alpha y + \varphi)$ $f(0) = 0 \Rightarrow \varphi = 0 \Rightarrow f(y) = A\sin(\alpha y)$	1 0.5 0.5
I.4.c	$f(y = b) = A\sin(\alpha b) = 0 \Rightarrow \alpha = \frac{n\pi}{b}$	0.5
I.5.a	$f(y) = A\sin(\frac{n\pi}{b}y) \Rightarrow \underline{\vec{E}}_n = E_{0n}\sin(\frac{n\pi}{b}y)e^{i(\omega t - kz)}\vec{u}_x$	0.5
I.5.b	L'onde guidée n'est pas plane, elle est stationnaire suivant (oy) progressive suivant $z > 0$.	1.5
I.6.a	$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \alpha^2$; $\alpha^2 = (\frac{n\pi}{b})^2 \Rightarrow k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - (\frac{n\pi}{b})^2$ Pour qu'il y ait propagation, il faut que $k^2 > 0 \Rightarrow \omega > \omega_{nc}$; $\omega_{nc} = \frac{n\pi c}{b}$	1 1
I.6.b	$si\ \omega < \omega_{nc}$ alors l'onde est évanescente.	1
I.6.c	 - Si ω est proche de ω_{nc} on obtient dispersion dans le guide. - Si ω >> ω_{nc} il n'ya pas dispersion.	1 1
I.7.a	$v_\varphi = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_{nc}^2}{\omega^2}}}$; $v_g = c.\sqrt{1 - \frac{\omega_{nc}^2}{\omega^2}} \Rightarrow v_\varphi.v_g = c^2$.	1.5

I.7.b	 - $v_\varphi > c$ la vitesse de phase ne reflète aucune réalité physique - $\omega \gg \omega_{nc}$ $\quad v_\varphi = v_g = c \Rightarrow$ pas de dispersion.	1 0.5 0.5
I.8	$r\vec{o}t\underline{\vec{E}_n} = -\frac{\partial \underline{\vec{B}_n}}{\partial t} = -i\omega \underline{\vec{B}_n}$ $\Rightarrow \underline{\vec{B}_n} = \begin{vmatrix} 0 \\ \frac{k}{\omega} E_{0n} \sin(\frac{n\pi}{b} y) e^{i(\omega t - kz)} \\ -i\frac{n\pi}{b\omega} E_{0n} \cos(\frac{n\pi}{b} y) e^{i(\omega t - kz)} \end{vmatrix}$ (démonstration)	0.5 1
II.1	$\vec{k}_1 = k_0 \begin{vmatrix} 0 \\ -\sin\theta \\ \cos\theta \end{vmatrix} \qquad \vec{k}_2 = k_0 \begin{vmatrix} 0 \\ \sin\theta \\ \cos\theta \end{vmatrix} \Rightarrow \vec{k}_1 = -\vec{k}_s + \vec{k} \;;\; \vec{k}_2 = \vec{k}_s + \vec{k}$	1
II.2	Suivant (oy) : superposition de deux OPPM en sens opposée ⇒ onde stationnaire. Suivant (oz) : superposition de deux OPPM de même sens ⇒ onde progressive.	1
II.3	Continuité en $\vec{r} = \vec{0} \Rightarrow E_{01} = -E_{02}$ $\Rightarrow \vec{E} = E_{01}(\sin(\omega t + k_s y - kz) - \sin(\omega t - k_s y - kz))\,\vec{u}_x$ $\vec{E} = 2E_{01}\sin(k_s y)\cos(\omega t - kz)\,\vec{u}_x$ $E(y = b) = 0 \Rightarrow \sin(k_s b) = 0 \Rightarrow k_s = \frac{n\pi}{b}$	0.5 1 0.5
II.4	 $k_2^2 = k_s^2 + k^2 \Longrightarrow \frac{\omega^2}{c^2} = \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + k^2$ $\Longrightarrow k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2$	0.5 1

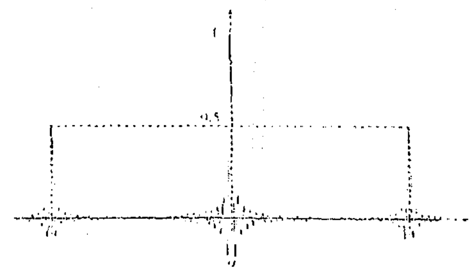
II.5.a	IC rayon qui correspond à $\vec{E}_2 \Longrightarrow IC = c \cdot T \Longrightarrow$ la vitesse de balayage est c. $\frac{IC}{AC} = \cos\theta = \frac{k}{k_0} = \frac{\omega/v_\varphi}{\omega/c} = \frac{v_\varphi}{c} \Longrightarrow AC = IC \cdot \frac{v_\varphi}{c} = T \cdot v_\varphi \Longrightarrow$ la vitesse de balayage est v_φ. $\frac{IB}{IC} = \cos\theta = \frac{c}{v_\varphi} \Longrightarrow IB = IC . \frac{c}{v_\varphi} = T . \frac{c^2}{v_\varphi} = T.v_g . \Longrightarrow$ la vitesse de balayage est v_g.	1 1 1
II.5.b	L'onde (point I) se déplace en zigzag entre les parois $y = 0$ et $y = b$ à une vitesse c .en réalité elle n'avance suivant (oz) (point$B$) qu'a une vitesse $v_g < c$. Le point A apparait comme l'ombre du point I sur $y = b$ se déplace à une vitesse $v_g < c$ qui n'est pas liée à un déplacement d'une particule matérielle donc elle n'est pas concernée par la restriction relativiste	2
III.1	$\vec{E}_n = E_{0n}\sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\cos(\omega t - kz)\,\vec{u}_x \Rightarrow \vec{B}_n = \begin{vmatrix} 0 \\ \frac{k}{\omega}E_{0n}\sin(\frac{n\pi}{b}y)\cos(\omega t - kz) \\ \frac{n\pi}{b\omega}E_{0n}\cos(\frac{n\pi}{b}y)\sin(\omega t - kz) \end{vmatrix}$	1
III.2	$y = 0, b \Longrightarrow \sigma_1 = \sigma_2 = 0$ $y = 0\ , \vec{j}_{s1} = \frac{1}{\mu_0}\begin{vmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{vmatrix} \wedge \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{n\pi}{b\omega}E_{0n}\sin(\omega t - kz) \end{vmatrix} \Longrightarrow \vec{j}_{s1} = \frac{n\pi E_{0n}}{b\omega\mu_0}\sin(\omega t - kz)\,\vec{u}_x$ $y = b\ , \vec{j}_{s2} = \frac{1}{\mu_0}\begin{vmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{vmatrix} \wedge \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ (-1)^n\frac{n\pi}{b\omega}E_{0n}\sin(\omega t - kz) \end{vmatrix} \Longrightarrow \vec{j}_{s2} = (-1)^{n+1}\frac{n\pi E_{0n}}{b\omega\mu_0}\sin(\omega t - kz)\,\vec{u}_x$	1 1 1
III.3.a	En réalité le courant existe sur une épaisseur appelée « épaisseur de peau » Un observateur voie le champ passe d'une valeur $(\vec{E}, \vec{B})$ à zéro. $\Longrightarrow$ le champ senti est donc $\frac{1}{2}(\vec{E}, \vec{B})$.	1
III.3.b	$d\vec{F_2} = \frac{1}{2}(-1)^{n+1}\frac{n\pi E_{0n}}{b\omega\mu_0}\sin(\omega t - kz)\,\vec{u}_x \wedge (-1)^n\frac{n\pi}{b\omega}E_{0n}\sin(\omega t - kz)\,\vec{u}_z\,ds$ $\Longrightarrow d\vec{F_2} = \frac{1}{2\mu_0}\left(\frac{n\pi E_{0n}}{b\omega\mu_0}\right)^2\sin^2(\omega t - kz)ds\,\vec{u}_z$ $\langle d\vec{F_2}\rangle = \frac{\varepsilon_0 E_{0n}^2}{4}\left(\frac{\omega_{nc}}{\omega}\right)^2 ds\,\vec{u}_y$	1 0.5
III.3.c	$\langle d\vec{F_2}\rangle \perp ds \Longrightarrow$ force pressente $\Longrightarrow \Pi_2 = \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{4}\left(\frac{\omega_{nc}}{\omega}\right)^2$	1
III.4	$d\vec{F_1} = \frac{1}{2}\vec{j}_{s1}\wedge\vec{B}_n(y = 0)\ ; \vec{j}_{s1} = (-1)^{n+1}\vec{j}_{s2}$ et $\vec{B}_n(y = 0) = (-1)^n\vec{B}_n(y = b)$ $= -\frac{1}{2}\vec{j}_{s2}\wedge\vec{B}_n(y = b) = -d\vec{F_2} \Rightarrow \lVert\langle d\vec{F_1}\rangle\rVert = \lVert\langle d\vec{F_2}\rangle\rVert \Rightarrow \Pi_1 = \Pi_2$	2

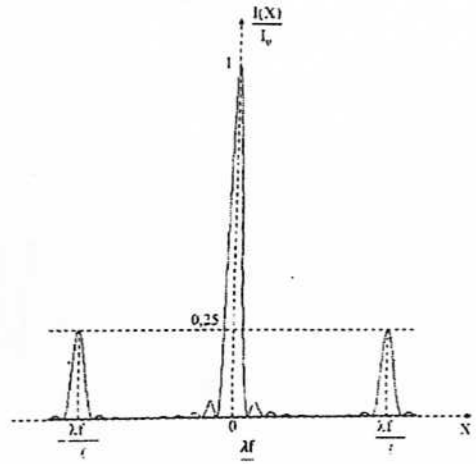
IV.1.a	$\vec{R} = \dfrac{R_e(\vec{E}) \wedge R_e(\vec{B})}{\mu_0}$ C'est le vecteur densité volumique de courant d'énergie ou bien c'est le vecteur dont son flux à travers une surface est égal à la puissance rayonnée.	0.5 1
IV.1.b	$\vec{R} = \dfrac{1}{\mu_0}\begin{vmatrix} E_{0n}\sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\cos(\omega t - kz) \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} \wedge \begin{vmatrix} 0 \\ \frac{k}{\omega}E_{0n}\sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\cos(\omega t - kz) \\ \frac{n\pi}{b\omega}E_{0n}\cos\left(\frac{n\pi}{b\omega}y\right)\sin(\omega t - kz) \end{vmatrix}$ $\Rightarrow \vec{R} = \dfrac{1}{\mu_0}\begin{vmatrix} 0 \\ -\frac{n\pi}{b\omega}E_{0n}^2\sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\sin(\omega t - kz)\cos(\omega t - kz) \\ \frac{k}{b\omega}t^2\sin^2(\omega t - kz)\cos^2(\omega t - kz) \end{vmatrix}$ $\langle\vec{R}\rangle = \dfrac{kE_{0n}^2}{2\mu_0\omega}\sin^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\vec{u}_z$ L'onde se propage suivant $z > 0 \Longrightarrow \langle\vec{R}\rangle = \langle R\rangle.\vec{u}_z$	1 0.5 0.5
IV.2	$P_m = \iint\langle\vec{R}\rangle\,\overrightarrow{ds} \Longrightarrow P_m = \frac{kabE_{0n}^2}{4\mu_0\omega}$	1
IV.3.a	$u_{em} = \frac{E^2\varepsilon_0}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0} =$ $\dfrac{\varepsilon_0 E_{0n}{}^2}{2}\left\{\sin^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\cos^2(\omega t - kz) + \left(\frac{kc}{\omega}\right)^2\sin^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\cos^2(\omega t - kz) + \left(\frac{\omega_{nc}}{\omega}\right)^2\cos^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\sin^2(\omega t - kz)\right\}$	0.5 0.5
IV.3.b	$\langle u_{em}\rangle = \dfrac{\varepsilon_0 E_{0n}{}^2}{4}\left\{\sin^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right) + \left(\frac{kc}{\omega}\right)^2\sin^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right) + \left(\frac{\omega_{nc}}{\omega}\right)^2\cos^2\left(\frac{n\pi}{b}y\right)\right\}$ $\left(\frac{kc}{\omega}\right)^2 = 1 - \left(\frac{\omega_{nc}}{\omega}\right)^2$ $\langle u_{em}\rangle = \dfrac{\varepsilon_0 E_{0n}^2}{4}\left\{1 + \left(\left(\frac{\omega_{nc}}{\omega}\right)^2 - 1\right)\cos\left(\frac{2n\pi}{b}y\right)\right\}$	0.5 1.5
IV.4.a	d'une part : $\delta\omega_{em} = P_m.dt = \frac{kabE_{0n}^2}{4\mu_0\omega}.dt$ d'autre part : $\delta\omega_{em} = \iiint\langle u_{em}\rangle dxdydz = \frac{\varepsilon_0 E_{0n}^2}{4}abv_e dt$	1 1

IV.4.b	$\dfrac{\varepsilon_0 E_{0n}^2}{4}abv_e dt = \dfrac{kabE_{0n}^2}{4\mu_0\omega}.dt \Rightarrow v_e = \dfrac{k}{\varepsilon_0\mu_0\omega} \Rightarrow v_e = \dfrac{c^2}{v_\varphi} = v_g$ L'énergie se propage à la vitesse de groupe.	1 0.5
IV.5	L'onde sera amortie.	1
	Partie III	
I.1.a	$div\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$, $div\vec{B}=0$, $\overrightarrow{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$, $\overrightarrow{rot}\vec{B} = \mu_0\vec{j} + \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$	1
I.1.b	$div(\overrightarrow{rot}\vec{B}) = 0 \Longrightarrow div\vec{j} + \dfrac{\partial\rho}{\partial t} = 0$	1
I.1.c	$\dfrac{\partial\rho}{\partial t} + \dfrac{\gamma}{\varepsilon_0}\rho = 0$ soit $\dfrac{\gamma}{\varepsilon_0} = \dfrac{1}{\tau} \Longrightarrow \dfrac{\partial\rho}{\partial t} + \dfrac{\rho}{\tau} = 0 \Longrightarrow \rho = \rho_0 e^{-t/\tau}$	1.5
I.2	$\dfrac{\Vert j_D\Vert}{\Vert j\Vert} = \dfrac{\varepsilon_0\omega}{\gamma} << 1$ pour $\omega \cong 1GHz$	1
I.3	$\overrightarrow{rot}(\overrightarrow{rot}\vec{E}) = -\dfrac{\partial}{\partial t}(\overrightarrow{rot}\vec{B}) \Rightarrow \Delta\vec{E} - \mu_0\gamma\dfrac{\partial\vec{E}}{\partial t} = \vec{0}$	1
I.4.a	k' complexe	1
I.4.b	$-k'^2 - i\omega\mu_0\gamma = 0 \Longrightarrow k' = \pm\frac{1-i}{\delta}$ où $\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0\gamma\omega}}$ $k' = -\frac{1-i}{\delta} \rightsquigarrow$ propagation suivant $y < 0 \Longrightarrow$ inacceptable $\Longrightarrow k' = \frac{1-i}{\delta}$	1 1
I.4.c	Profondeur de pénétration de l'ordre de μm. Le champ crée par le mouvement des électrons s'oppose à sa cause (pénétration de l'onde dans le métal) d'où $\omega \nearrow \Rightarrow \delta \searrow$.	1 1
I.5.a	$\vec{j} = \gamma\vec{E} = \gamma E_{0t}e^{-y/\delta}\,e^{i(\omega t - y/\delta)}\vec{u}_x$ En notation réelle $\vec{j} = \gamma\vec{E} = \gamma E_{0t}e^{-y/\delta}\cos\omega t - y/\delta\,\vec{u}_x$	0.5 0.5
I.5.b	$\langle P_j\rangle = \iiint\langle\gamma E^2\rangle\,dxdydz = \dfrac{\gamma E_{0t}^2}{2}S\displaystyle\int_0^{+\infty}e^{-2y/\delta}dy$ $\Longrightarrow \langle P_j\rangle = \dfrac{\delta S\gamma}{4}E_{0t}^2$	1
I.6.a	$dI = \vec{j}_s dz\,\vec{u}_x$ et $d^2I = \vec{j}\,dydz\,\vec{u}_x \Longrightarrow \vec{j}_s = \int_0^{+\infty}\vec{j}\,dy$	0.5

	$\Rightarrow \underline{j}_s = \dfrac{\delta\gamma E_{0t}}{\sqrt{2}} e^{i(\omega t-\pi/4)}\vec{u}_x \Rightarrow \vec{j}_s = \dfrac{\delta\gamma E_{0t}}{\sqrt{2}}\cos(\omega t - \pi/4)\vec{u}_x$	1
	$\Rightarrow \lVert\vec{j}_s\rVert = \frac{\delta\gamma E_{0t}}{\sqrt{2}} \Rightarrow E_{0t} = \frac{\sqrt{2}}{\gamma\delta}\lVert\vec{j}_s\rVert$	0.5
I.6.b	$\langle P_j\rangle = \frac{\delta S\gamma}{4} E_{0t}^2$ et $E_{0t} = \frac{\sqrt{2}}{\gamma\delta}\lVert\vec{j}_s\rVert \Rightarrow \langle P_j\rangle = \frac{\delta S\gamma}{4}\cdot\frac{2}{\gamma^2\delta^2}\lVert j_s{}^2\rVert$ $\Rightarrow \langle P_j\rangle = \dfrac{S\lVert j_s{}^2\rVert}{2\delta\gamma}$	1
II.1	$y = 0 : \vec{j}_{S1} = \frac{n\pi}{\mu_0 b\omega} E_{0n}(z)\sin(\omega t - kz)\,\vec{u}_x$ $y = b : \vec{j}_{S2} = (-1)^{n+1}\frac{n\pi}{\mu_0 b\omega} E_{0n}(z)\sin(\omega t - kz)\,\vec{u}_x$	0.5 0.5
II.2	$dP = 2\frac{a\,dz}{2\delta\sigma}\,\frac{n^2\pi^2}{\mu_0^2 b^2\omega^2}E_{0n}^2(z)$ or $\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0\gamma\omega}} \Rightarrow \frac{1}{\gamma} = \frac{\delta^2\omega\mu_0}{2}$ $dP = \frac{n^2\pi^2 a\,dz\,E_{0n}^2(z)}{\delta\mu_0^2 b^2\omega^2}\,\frac{\omega\mu_0\delta^2}{2} = \frac{n^2\pi^2 a\delta}{\delta b^2\mu_0\omega}\,dz\,E_{0n}^2(z)$	1.5
II.3.a	 $P_m(z) - P_m(z + dz) = dP$ $\frac{kab}{4\mu_0\omega}\left(E_{0n}^2(z) - E_{0n}^2(z+dz)\right) = \frac{n^2\pi^2 a\delta}{2b^2\mu_0\omega}E_{0n}^2(z)dz$ $-\dfrac{dE_{0n}^2(z)}{dz} = \dfrac{4\mu_0\omega}{kab}\cdot\dfrac{n^2\pi^2 a\delta}{2b^2\mu_0\omega}E_{0n}^2(z) \Rightarrow \dfrac{dE_{0n}^2(z)}{dz} + \dfrac{2n^2\pi^2\delta}{kb^3}E_{0n}^2(z) = 0$	1 1
II.3.b	$E_0 n(z) = E_{0n}e^{-z/L}$ où $L = \frac{b^3 k}{n^2\pi^2\delta}$	1
II.3.c	Il faut que L soit grande $\Rightarrow$ n la plus petite Soit $n = 1$	1

Problème 2

1	Principe de Huygens-Fresnel <u>Contribution de Huygens</u> : tous point de l'ouverture atteint par la lumière peut être considérer comme une source secondaire qui émet des ondes sphériques <u>Contribution de Fresnel</u> : les ondes issues des différentes sources secondaires sont cohérentes entre elles.	1
2	La diffraction de Fraunhofer est observable lorsque la source primaire et l'écran de l'observation sont très éloignés de l'objet difractant	1
3	Conditions de Gauss : .) objet plan, de taille petite, placé perpendiculairement à l'axe optique. .) on ne considère que les rayons paraxiaux.	1
4	$\vec{k}.\overrightarrow{OP} = \frac{2\pi}{\lambda}x\sin\theta$ or $\sin\theta \simeq \theta$ $= 2\pi\,\frac{\theta}{\lambda}\,x$ soit $\mu = \frac{\theta}{\lambda}$ μ est inversement proportionnel à $\lambda \Rightarrow$ fréquence spatiale	1 1
5	$t(x) = 1 + \frac{1}{2}e^{i\frac{2\pi x}{\ell}} + \frac{1}{2}e^{-i\frac{2\pi x}{\ell}}$ $\Rightarrow \underline{S} = S_0\left\{\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{-i2\pi\mu x}dx + \frac{1}{2}\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{-i2\pi(\mu-\frac{1}{\ell})x}dx + \frac{1}{2}\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{-i2\pi(\mu+\frac{1}{\ell})x}dx\right\}$ $\underline{S} = a\,S_0\left\{\mathrm{sinc}(\pi a\mu) + \frac{1}{2}\mathrm{sinc}\left(\pi a\left(\mu - \frac{1}{\ell}\right)\right) + \frac{1}{2}\mathrm{sinc}\left(\pi a\left(\mu + \frac{1}{\ell}\right)\right)\right\}$ $\underline{S} = S_2 + S_3 + S_1$ et $\mu_0 = \frac{1}{\ell}$	2 0.5
6		1

7.a	$I_1 = I_0\,\mathrm{sinc}^2(\pi a\mu)$ $I_2 = \frac{I_0}{4}\mathrm{sinc}^2\left(\pi a(\mu - \frac{1}{\ell})\right)$ $I_3 = \frac{I_0}{4}\mathrm{sinc}^2\left(\pi a(\mu + \frac{1}{\ell})\right)$	0.5 0.5 0.5
7.b	Comme il n'y a pas chevauchement des sinus cardinaux alors $I = I_1 + I_2 + I_3$ et $\theta \simeq \tan\theta = \frac{x}{f} \Longrightarrow \mu = \frac{x}{\lambda f}$ $\Longrightarrow I = I_0\left\{\mathrm{sinc}^2(\frac{\pi a X}{\lambda f}) + \frac{1}{4}\mathrm{sinc}^2\left(\pi a(\frac{X}{\lambda f} - \frac{1}{\ell})\right) + \frac{1}{4}\mathrm{sinc}^2\left(\pi a\left(\frac{X}{\lambda f} + \frac{1}{\ell}\right)\right)\right\}$	1 0.5
7.c	 $\Delta X = \frac{2\lambda f}{a}$	1 1
8	$\frac{1}{d'} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} \quad \Longrightarrow d' = \frac{f.d}{f+d}$	1
9.a	$b_f = \frac{2\lambda f}{\ell} - \frac{2\lambda f}{a} \simeq \frac{2\lambda f}{\ell}$	1
9.b	On observe sur l'écran l'image géométrique de la fente diffractante (bande uniformément éclairée) Les basses fréquences correspondent à des éclairements quasi-uniformes de l'objet.	1 1
10.a	$b_{max} = \frac{2\lambda f}{\ell} - \frac{2\lambda f}{a} \simeq \frac{2\lambda f}{\ell}$ et $b_{min} = \frac{2\lambda f}{a}$	1