

parois

champ

acteurs

dépend

ent de

ne onde

Corrigé T-2011

Problème (56 / 80) :

Question	Barème
1-	0.5 0.5 0.5
2-	0.5
3-	+
4-	0.5
5-1	1 +
5-2	0.5
6-	1
7-1	1
7-2	1
8-	0.5 +
9-1	1 +

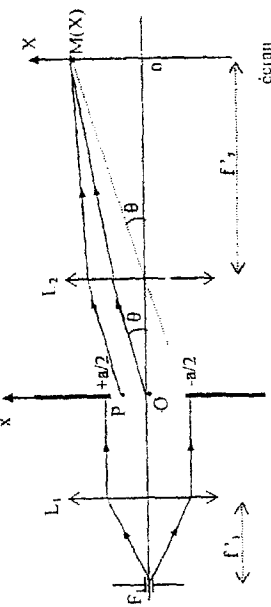


9-2	$\vec{B} = \frac{2E_0}{c} \cos(k_0 z) \cos(\omega t) \vec{u}_y$	0.5 0.5
10	<ul style="list-style-type: none"> Onde plane, stationnaire, monochromatique et de polarisation rectiligne. \vec{E} et \vec{B} ne vibrent pas en phase comme dans le cas d'une OPTN. 	0.5+0.5
11-1	$\langle \vec{P} \rangle = 0$: ceci traduit le caractère stationnaire de l'onde.	1
11-2	Il faut considérer un modèle plus réaliste avec une densité volumique de courant et faire une moyenne sur l'épaisseur du métal avec $B(\omega) = 0$	1+0.5
11-3	En $z = 0$, $\sigma = 0$, $d\vec{F} = 2\epsilon_0 E_0^2 \cos^2(\omega t) dS \vec{u}_z$; $d\vec{F}$ est normale au conducteur et dirigée vers l'intérieur de celui-ci : c'est une force pressante.	1
12-1	$P_{rad} = \epsilon_0 E_0^2 = \frac{2I_0}{c}$	1
12-2	$n_p = \frac{\langle u \rangle}{hv} = \frac{I_0}{hv \cdot c}$	1
12-3	$d\vec{P}_{photon} = \vec{P}_r - \vec{P}_i = -2 \frac{hv'}{c} \vec{u}_z \Rightarrow d\vec{P} = 2 \frac{hv'}{c} \vec{u}_z$	1.5
13-1	Pendant dt, sur dS : $\Delta \vec{P} = n_p c dt dS \frac{hv'}{c} \vec{u}_z = \frac{2I_0}{c} dt dS \vec{u}_z \Rightarrow P_{rad} = \frac{2I_0}{c}$	1
13-2	Pendant dt, sur dS : $\Delta \vec{P}_{photon} = \vec{P}_r - \vec{P}_i = -2 \frac{hv'}{c} \cos \theta \vec{u}_z \Rightarrow d\vec{P} = 2 \frac{hv'}{c} \cos \theta \vec{u}_z$	1 +
13-3	Par symétrie $\vec{F} = F_z \vec{u}_z \Rightarrow F_z = \int d\vec{F} \cdot \vec{u}_z \Rightarrow \vec{F} = \pi R^2 \frac{I_0}{c} \vec{u}_z$	1.5
13-4	Pour soulever la bille, il faut $\pi R^2 \frac{I_0}{c} \geq mg \Rightarrow I_0 \geq \frac{mgc}{\pi R^2} = I_{min}$	0.5 +
14	$P_{min} = I_{min} \pi R^2 = mgc$	0.5
15	$m = \frac{P_{min}}{gc}$; A.N. : $m = 10^{-8} \text{ kg}$	0.5+0.5
16	$R = \sqrt{\frac{3m}{4\pi\mu}}$; A.N. : $R = 0,12 \text{ mm}$	0.5+0.5
17-1	$\text{div} \vec{E} = 0 \Rightarrow \frac{\partial f(x,y)}{\partial x} = 0 \Rightarrow f(x,y) = f(y)$	1
17-2	$\Delta \vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \Rightarrow \frac{d^2 f(y)}{dy^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \right) f(y) = 0$	1.5
17-3	La continuité de la composante tangentielle de \vec{E} sur les parois. On déduit : $E_y(y=0) = E_y(y=b) = 0$ soit $f'(0) = f(b) = 0$	0.5+0.5
17-4	La solution non nulle ne peut satisfaire les conditions aux limites que si $\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 > 0 \Rightarrow f(y) = E_m \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right)$ en tenant compte des C.L.	1 +
17-5	$\vec{E}_n = E_m \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \exp i(\omega t - kz) \vec{u}_z$	0.5

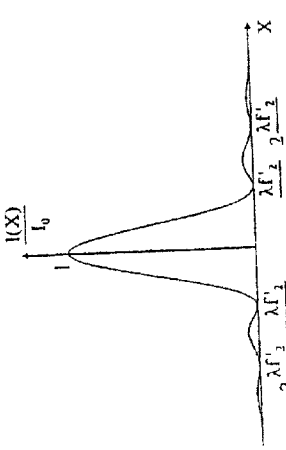
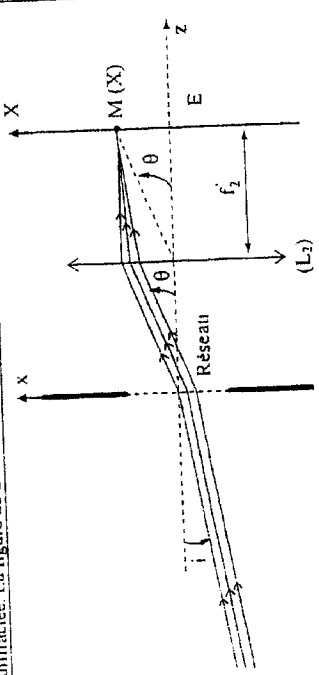
17-2	L'onde guidée n'est pas plane, elle est stationnaire suivant (Oy) et progressive selon les z croissants.	1
18-	$\text{rot } \vec{E}_n = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -i\omega \vec{B}_n \Rightarrow \vec{B}_n = \frac{k}{\omega} E_{0n} \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \exp i(\omega t - kz)$ $-i\frac{n\pi}{b\omega} E_{0n} \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \exp i(\omega t - kz)$	2
19-1	<ul style="list-style-type: none"> Le champ électrique est transverse (onde TE) Le champ magnétique est non transverse (onde non TM) <p>Le champ magnétique satisfait aux conditions aux limites puisque :</p> <ul style="list-style-type: none"> Sur les parois $y = 0$ et $y = b$: $\vec{B}_{ny}(y=0) = \vec{B}_{ny}(y=b) = 0$, ce qui traduit la continuité de la composante normale du champ magnétique. $\vec{B}_{nz}(y=0) \neq 0$ et $\vec{B}_{nz}(y=b) \neq 0$, ce qui traduit la discontinuité de la composante tangentielle de ce champ \Rightarrow apparition des courants surfaciques sur ces parois. Sur les parois $x = 0$ et $y = a$: $\vec{B}_{mx} = 0$, ce qui traduit la continuité de la composante normale du champ magnétique. \vec{B}_{my} et \vec{B}_{mz} sont toutes les deux tangentielles et non nulles \Rightarrow apparition des courants surfaciques sur ces parois. 	0.5+0.5
19-2		1
20-	$k = k_0 \sqrt{1 - \left(\frac{n\pi c}{b\omega}\right)^2} ; \lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{n\pi c}{b\omega}\right)^2}}$	1+1
21-	<p>L'onde se propage dans le guide si $k^2 > 0$, soit $\omega > \frac{n\pi c}{b} = \omega_{nc}$.</p> <p>La plus basse correspond à $n = 1$: $\omega_c = \frac{\pi c}{b} \Rightarrow v_c = \frac{c}{2b}$;</p> <p>AT : $v_c = 2,5 \text{ GHz}$</p>	0.5 + 0.5 + 0.5
22-	$v_g = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{n\pi c}{b\omega}\right)^2}}$	1 + 0.5
23-1	<p>$V_m \geq c$: la vitesse de phase ne reflète pas de réalité physique</p> $\vec{E}_n \wedge \vec{B}_n = -\frac{n\pi E_{0n}^2}{\mu_0 b \omega} \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \sin(\omega t - kz) \cos(\omega t - kz) \vec{u}_y$ $\vec{P}_n = \frac{E_{0n}^2}{\mu_0} \sin^2\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \cos^2(\omega t - kz) \vec{u}_z$	1.5
23-2	$\langle \vec{P} \rangle = \frac{k E_{0n}^2}{2\mu_0 \omega} \sin^2\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \vec{u}_z$	1
24	$P_m = \iint \langle \vec{P} \rangle dxdydz = \frac{ak E_{0n}^2}{2\mu_0 \omega} \int_0^b \sin^2\left(\frac{n\pi}{b} y\right) dy \Rightarrow P_m = \frac{abk E_{0n}^2}{4\mu_0 \omega}$	1.5
25-	$\langle u \rangle = \frac{E_{0n}^2}{4} \left[1 - \frac{c^2 k^2}{\omega^2} \cos^2\left(\frac{2n\pi}{b} y\right) \right]$	1.5

26-	<ul style="list-style-type: none"> Pendant dt : $\delta W = P_m dt = \frac{abk E_{0n}^2}{4\mu_0 \omega} dt$ $\delta W = \iiint \langle u \rangle dxdydz$; $dz = v_g dt$; $\delta W = P_m dt = \frac{abk E_{0n}^2}{4\mu_0 \omega} v_g dt$ <p>Par comparaison : $v_g = \frac{kc^2}{\omega} = \frac{c^2}{v_p} = v_g$</p>	1 + 1 + 0.5
27-	<p>$v_g v_p = c^2$: relation non universelle</p> <p>Si les parois ont une conductivité finie, le champ électrique n'y est plus nul. Il y a alors dissipation d'énergie dans les parois par effet Joule \Rightarrow l'onde sera amortie le long de sa propagation dans le guide.</p>	0.5+0.5
28-		1

Problème2 (24 / 80) :

Question	Réponse	Barème
1-1	<p>Principe de Huygens-Fresnel :</p> <p>Chaque point P d'une surface (S) atteinte par la lumière provenant d'une source primaire se comporte comme une source secondaire émettant une onde sphérique, ou ondelette, d'amplitude en P proportionnelle à celle de l'onde incidente et à l'élément dS entourant le point P.</p> <p>Les sources secondaires sont cohérentes et les différentes ondelettes émises interfèrent entre elles.</p>	0.75
1-2	<ul style="list-style-type: none"> Objet plan, de petites dimensions et se trouvant sur l'axe optique perpendiculairement à celui-ci. L'objet n'envoie sur le système optique que les rayons paraxiaux Les rayons incidents ont des faibles incidences. 	0.75
1-3	<p>La diffraction de Fraunhofer est observable lorsque la source primaire et l'écran d'observation sont très éloignés de la pupille diffractante de sorte qu'on les considère à l'infini.</p>	0.5
2-1		1
2-2	$\delta(A) = (F_1 O M) - (F_1 P M) = x \sin \theta$	1
3-1	<p>Démonstration : $A(X) = A_0 \sin_c \left(\frac{\pi a X}{\lambda f_2} \right)$</p>	1.5
3-2	$I(X) = I_0 \sin_c^2 \left(\frac{\pi a X}{\lambda f_2} \right)$	0.5
4-1	<p>L'intensité $I(X)$ admet un maximum principal pour $X = 0$ c'est à dire pour $I(0) = I_0$</p>	0.5

8-	$\varphi(M) = 2p\pi \Rightarrow \sin \theta_p = \sin i + p \frac{\lambda}{d}$	0.5
9-	$D = \theta_p - i$	0.5
10-1	$\frac{dD}{di} = \frac{d\theta_p}{di} - 1 = \frac{\cos i}{\cos \theta_p} - 1$; $\frac{dD}{di} = 0 \Rightarrow \begin{cases} \theta_{pm} = i_m \\ \theta_{pm} = -i_m \end{cases}$; la première valeur correspond à la direction de l'optique géométrique. L'extremum de D est alors obtenu pour $\theta_{pm} = -i_m$.	1.5
10-2	$D_m = 2\theta_{pm} = 2i_m \Rightarrow \sin \left(\frac{D_m}{2} \right) = p \frac{\lambda}{2d}$	1
11-1	$d = -\frac{\lambda}{\sin \left(\frac{D_m}{2} \right)}$; $n_1 = \frac{1}{d}$	1 + 0.5
11-2	A.N. : $d = 1 \mu m$; $n_1 = 1000 \text{ traits } mm^{-1}$ $\lambda_c = d \sin \left(\frac{D_m}{2} \right)$; A.N. : $\lambda_c = 546,1 \text{ nm}$	0.5 + 0.5
12-1	$\frac{d\theta_p}{d\lambda} = \frac{p}{d \cos \theta_p}$	1
12-2	Pour augmenter cette dispersion, on doit : • Diminuer le pas du réseau. • Prendre un ordre élevé : dans ce cas le problème de chevauchement des spectres peut se poser, ainsi que la diminution de l'intensité diffractée.	0.75
13-1	$\frac{dX_p}{d\lambda} = \frac{pf_2'}{d \cos \theta_p}$	1
13-2	$\frac{dX_p}{d\lambda} \approx \frac{pf_2'}{d}$: dispersion linéaire	1
13-3	$\frac{dY_p}{d\lambda} = 0,5 \text{ mm } mm^{-1}$	0.5
14-1	$\Delta Y_1 = \frac{2f_2'}{d} \Delta \lambda$; A.N. : $\Delta Y_1 = 0,3 \text{ mm}$	0.5 + 0.5
14-2	$\Delta Y_{2min} = 0,2 \text{ mm}$; $\Delta X_2 > \Delta Y_{2min} \Rightarrow$ le doublet jaune de Sodium est résolu	1

4-2	Les positions des minima d'intensité sont obtenues pour $\sin \frac{\pi a Y}{\lambda f_2} = 0$, ce qui donne : $Y = q \frac{\lambda f_2}{a}$, $q \in \mathbb{Z}^*$ $I(X)$ admet un maximum secondaire pour $u = \frac{\pi a Y}{\lambda f_2}$. En faisant une résolution graphique, on obtient : $X \approx \frac{(2q+1)\lambda f_2}{2a}$, $q \in \mathbb{Z}^*$	0.5 + 0.75 + 0.75
5-	 <p>Le rapport entre l'intensité d'un maximum secondaire et celle du maximum principal est :</p> $\frac{I_{max,2}}{I_0} = \frac{(2q+1)^2 \pi^2}{4}$ <p>pour $q = 1 \rightarrow \frac{I_1}{I_0} \approx 0,045 = 4,5 \%$</p> <p>L'intensité des maxima secondaires est très faible devant celle du maximum principal (central).</p> <p>Une translation de la fente diffractante dans son plan revient à décaler l'origine O dans le plan (x, y), et introduit un facteur de phase global dans l'amplitude diffractée. La figure de diffraction n'est pas modifiée suite à cette translation.</p>	0.75 + 0.5 0.5
6-	 <p style="text-align: center;">Figure 5</p>	0.5
7-	$\varphi(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} d(\sin \theta - \sin i)$	1