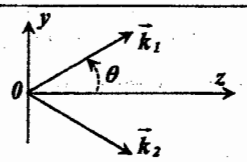
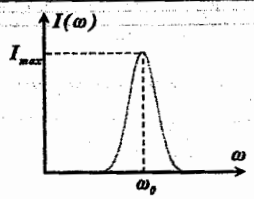
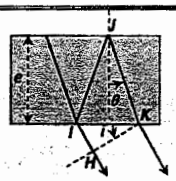
Correction Concours Physique
PT 2018

	Problème 1	60pt
1	L'onde n'est pas plane, elle est progressive de vecteur d'onde $\vec{k} = k_g \vec{u}_z$ et de polarisation rectiligne selon Ox.	3x0,5
2	A l'intérieur de l'espace vide du guide : $div\vec{E} = 0$; $div\vec{B} = 0$; $\overrightarrow{rot}\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$; $\overrightarrow{rot}\vec{B} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$	1
3	$div\vec{E} = 0 \Longrightarrow \vec{\nabla}.\vec{E} = 0 \Longrightarrow \frac{\partial E_x}{\partial x} = 0 \Longrightarrow \frac{\partial E_0(x,y)}{\partial x} = 0 \Longrightarrow E_0(x,y) = E_0(y)$	2x0,5
4	$\Delta\vec{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \Longrightarrow \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = 0 \Longrightarrow \frac{d^2 E_0(y)}{dy^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k_g^2\right) E_0(y) = 0$	3x0,5
5	$\frac{d^2 E_0(y)}{dy^2} + \Omega^2 E_0(y) = 0 \Longrightarrow E_0(y) = \alpha\, e^{j\Omega y} + \beta\, e^{-j\Omega y}$ $E_0(y=0) = 0 \Longrightarrow \beta = -\alpha$ alors $E_0(y) = 2j\alpha \sin(\Omega y)$; on posera alors $\alpha = E_0$ $E_0(y=b) = 0 \Longrightarrow \sin(\Omega b) = 0 \Longrightarrow \Omega b = m\pi \Longrightarrow \Omega = \frac{m\pi}{b}$ alors $\vec{E} = 2jE_0 \sin\left(\frac{m\pi}{b}y\right) e^{j(\omega t - k_g z)}\, \vec{u}_x$	1 2x0,5 0,5
6	$\frac{d^2 E_0(y)}{dy^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k_g^2\right) E_0(y) = 0 \Longrightarrow k_g^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2$ La relation entre k_g et ω est non linéaire, le guide est donc dispersif.	1 2x0,5
7	La propagation n'est possible que si $k_g^2 > 0 \Longrightarrow$ $\omega > \frac{m\pi c}{b} = \omega_{cm}$ d'où $\nu > \frac{mc}{2b} = \nu_{cm}$ d'où $\lambda = \frac{c}{\nu} < \frac{2b}{m} = \lambda_{cm}$	1 2x0,5
8.a	$k_g = \frac{\omega}{c}\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{cm}}{\omega}\right)^2} \Longrightarrow v_\varphi = \frac{\omega}{k_g} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{cm}}{\omega}\right)^2}}$	1
8.b	$v_g = \frac{d\omega}{dk_g} = c^2 \frac{k_g}{\omega} = \frac{c^2}{v_\varphi} = c\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{cm}}\right)^2}$	1
8.c	$k_g = \frac{\omega}{c}\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{cm}}{\omega}\right)^2}$ alors $\frac{2\pi}{\lambda_g} = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{cm}}\right)^2}$ ou encore $\frac{1}{\lambda_g^2} = \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_{cm}^2}$	1
9.a	mode $m = 1$: $\nu_{c1} = \frac{c}{2b} = 6{,}56\ GHz$ et $\lambda_{c1} = 2b = 45{,}72\ mm$ mode $m = 2$: $\nu_{c2} = \frac{c}{b} = 13{,}12\ GHz$ et $\lambda_{c2} = b = 22{,}86\ mm$ $\Delta\lambda_{c1} = 2\Delta b = 0{,}08\ mm$ et $\Delta\nu_{c1} = \frac{c}{2b^2}\Delta b \approx 0{,}02\ GHz$	0,5 0,5 0,5
9.b	Avoir le seul le mode $m = 1$ dans le guide, il faut que : $\lambda_{c2} < \lambda < \lambda_{c1} \Longrightarrow b < \lambda < 2b$	1
9.c	$\nu_{c1} = 6{,}56\ GHz < \nu \in [8{,}5\ GHz, 11\ GHz] < \nu_{c2} = 13{,}12\ GHz$: seul le mode $m = 1$ pourra se propager.	1
10	$\overrightarrow{rot}\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Longrightarrow \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -j\omega\vec{B} \Longrightarrow \frac{\partial E}{\partial z} = -j\omega B_y$ et $\frac{\partial E}{\partial y} = j\omega B_z$ $B_y = j\frac{2E_0 k_g}{\omega}\sin\left(\frac{m\pi}{b}y\right) e^{j(\omega t - k_g z)}$ et $B_z = \frac{2E_0 m\pi}{b\omega}\cos\left(\frac{m\pi}{b}y\right) e^{j(\omega t - k_g z)}$ Sa composante transversale est alors B_y. L'onde est TE et non TM car le champ magnétique	2x0,5 0,5

	n'est pas transverse, il possède une composante B_z longitudinale.	
11	$div\vec{B} = 0 \Longrightarrow \vec{\nabla}.\vec{B} = 0 \Longrightarrow \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0$: $\frac{\partial}{\partial y}\left(j\frac{2E_0k_g}{\omega}\sin\left(\frac{m\pi}{b}y\right)e^{j(\omega t-k_g z)}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{2E_0 m\pi}{b\omega}\cos\left(\frac{m\pi}{b}y\right)e^{j(\omega t-k_g z)}\right) = 0$: M-Flux est vérifiée	0,5
12	$Z = \mu_0 E_\perp/B_\perp = \mu_0 E_x/B_y = \mu_0 v_\varphi$: s'exprime en Ohm (Ω)	1
13.a	$\vec{k}_1 = k(\sin\theta\,\vec{u}_y + \cos\theta\,\vec{u}_z)$ $\vec{k}_2 = k(-\sin\theta\,\vec{u}_y + \cos\theta\,\vec{u}_z)$ $\lVert\vec{k}_1\rVert = \lVert\vec{k}_2\rVert = k = \frac{\omega}{c}$ 	2x0,5 2x0,5
13.b	$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = E_0\, e^{j(\omega t-k.\cos\theta.z)}\left(-e^{-jk.\sin\theta.y} + e^{jk.\sin\theta.y}\right)\vec{u}_x$	
	$\Longrightarrow \vec{E} = 2jE_0\sin(k.\sin\theta.y)\,e^{j(\omega t-k.\cos\theta.z)}\,\vec{u}_x$ $\vec{E}(y=b,z,t) = \vec{0} \Longrightarrow \sin(k.\sin\theta.b) = 0 \Longrightarrow k.\sin\theta.b = m\pi \Longrightarrow 2b\sin\theta = m\lambda$	0,5 2x0,5
13.c	$v_\varphi = \frac{\omega}{k\cos\theta} = \frac{c}{\cos\theta}$	1
14.a	$\lambda = \frac{4}{3}b \Longrightarrow b < \lambda = \frac{4}{3}b < 2b$: seul le mode $m = 1$ peut se propager.	1
14.b	$v_\varphi = c/\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{c1}}\right)^2}$ $\quad v_g = c\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{c1}}\right)^2}$ avec $\lambda_{c1} = 2b$; alors $\frac{\lambda}{\lambda_{c1}} = \frac{2}{3}$ $v_\varphi = \frac{3}{\sqrt{5}}c$ et $v_g = \frac{\sqrt{5}}{3}c$	2x0,5
15.a	$\vec{E} = 2jE_0\sin\left(\frac{\pi}{b}y\right)e^{j(\omega t-k_g z)}\,\vec{u}_x$; $\vec{B} = j\frac{2E_0k_g}{\omega}\sin\left(\frac{\pi}{b}y\right)e^{j(\omega t-k_g z)}\vec{u}_y + \frac{2E_0\pi}{b\omega}\cos\left(\frac{\pi}{b}y\right)e^{j(\omega t-k_g z)}\vec{u}_z$ $\langle\vec{R}\rangle = \frac{R\acute{e}(\vec{E}\wedge\vec{B}^*)}{2\mu_0} = \frac{2E_0^2k_g}{\mu_0\omega}\sin^2\left(\frac{\pi}{b}y\right)\vec{u}_z$ $= \frac{2\varepsilon_0E_0^2c^2}{v_\varphi}\sin^2\left(\frac{\pi}{b}y\right)\vec{u}_z = 2\varepsilon_0E_0^2v_g\sin^2\left(\frac{\pi}{b}y\right)\vec{u}_z$	2
15.b	$R_{moy} = \frac{1}{b}\int_0^b\langle R\rangle dy = 2\varepsilon_0E_0^2v_g\frac{1}{b}\int_0^b\sin^2\left(\frac{\pi}{b}y\right)dy = \varepsilon_0E_0^2v_g$	1,5
15.c	$P = R_{moy}S = R_{moy}ab = \varepsilon_0E_0^2v_gab$	1
15.d	$ab = \frac{c^2}{4\nu^2}$; $v_g = \frac{\sqrt{5}}{3}c$ et $E_0 = \sqrt{\frac{P}{\varepsilon_0v_gab}} \approx 150\,Vm^{-1}$	1
16.a	$\langle\frac{\varepsilon_0E^2}{2}\rangle = \varepsilon_0E_0^2\sin^2\left(\frac{\pi}{b}y\right)$ $\langle\frac{B^2}{2\mu_0}\rangle = \frac{k_g^2E_0^2}{\mu_0\omega^2}\sin^2\left(\frac{\pi}{b}y\right) + \frac{\pi^2E_0^2}{\mu_0b^2\omega^2}\cos^2\left(\frac{\pi}{b}y\right)$ $W_{moy} = \frac{\varepsilon_0E_0^2}{2} + \frac{k_g^2E_0^2}{2\mu_0\omega^2} + \frac{\pi^2E_0^2}{2\mu_0b^2\omega^2}$ sachant que $\frac{\pi^2}{b^2\omega^2} = \frac{1}{c^2} - \frac{k_g^2}{\omega^2}$ on obtient : $W_{moy} = \varepsilon_0E_0^2$	1 1 1
16.b	$\eta = \frac{R_{moy}}{W_{moy}}$ n'est autre que la vitesse de propagation de l'énergie moyenne. $\eta = \frac{R_{moy}}{W_{moy}} = v_g$: l'énergie moyenne se propage donc à la vitesse de groupe.	0,5 1
17	Ces composantes décrivent une structure d'onde stationnaire.	1

18	$\Delta\vec{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \Longrightarrow k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$	2x0,5
19.a	Les CL sur $x = 2a$ concerne les composantes tangentielles E_y et E_z $\Longrightarrow \sin(k_x 2a) = 0 \Longrightarrow k_x = \frac{m\pi}{2a}$	0,5 0,5
19.b	$k_y = \frac{n\pi}{2a}$ et $k_z = \frac{q\pi}{d}$	2x0,5
19.c	$\omega_{mnq} = c\sqrt{\left(\frac{m\pi}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{2a}\right)^2 + \left(\frac{q\pi}{d}\right)^2}$ et $\nu_{mnq} = \frac{c}{2}\sqrt{\frac{m^2+n^2}{4a^2} + \frac{q^2}{d^2}}$	1
20.a	modes longitudinaux $\Longrightarrow k_x = k_y = 0 \Longrightarrow m = n = 0$ et $\nu_{00q} = q\frac{c}{2d}$	2x0,5
20.b	$\Delta\nu = \nu_{00(q+1)} - \nu_{00q} = \frac{c}{2d}$	1
21.a	$I' = \Re_1\Re_2 I$ et $\Delta I = I' - I = (\Re_1\Re_2 - 1)I$	2x0,5
21.b	$\Delta t = \frac{2d}{c}$	1
21.c	$Q = \frac{\omega_0 I}{\lvert\Re_1\Re_2 - 1\rvert I}\frac{2d}{c} = \frac{1}{1-\Re_1\Re_2}\frac{4\pi d}{\lambda_0} = 2.31\ 10^8$	1,5
22.a	$\frac{dI}{dt} < 0$ alors $Q = -\omega_0 I / \left(\frac{dI}{dt}\right)$	2x0,5
22.b	$\frac{dI}{dt} + \frac{\omega_0}{Q}I = 0 \Longrightarrow \frac{dI}{dt} + \frac{1}{\tau_c}I = 0 \Longrightarrow I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau_c}}$ avec $\tau_c = \frac{Q}{\omega_0}$	1,5
22.c	τ_c est une durée caractéristique de décroissance de l'intensité $\tau_c = \frac{Q}{\omega_0} = \frac{1}{1-\Re_1\Re_2}\frac{2d}{c} = 77{,}2\ ns$	0,5 0,5
23.a	$E(\omega) = \frac{E_0}{2\pi}\int_0^\infty e^{\left[j(\omega_0-\omega)-\frac{1}{2\tau_c}\right]t}\,dt = -\frac{E_0}{2\pi}\frac{1}{j(\omega_0-\omega)-\frac{1}{2\tau_c}}$	1,5
23.b	$I(\omega) = E(\omega).E^*(\omega) = \frac{E_0^2}{4\pi^2}\frac{1}{(\omega-\omega_0)^2+\left(\frac{1}{2\tau_c}\right)^2}$	1
23.c	$I_{max} = I(\omega_0) = \frac{E_0^2}{4\pi^2}\frac{1}{\left(\frac{1}{2\tau_c}\right)^2}$ 	2x0,5
23.d	$I(\omega) = I_{max}\frac{1}{1+\frac{(\omega-\omega_0)^2}{\left(\frac{1}{2\tau_c}\right)^2}}$; $I(\omega) = \frac{I_{max}}{2} \Longrightarrow (\omega-\omega_0)^2 = \left(\frac{1}{2\tau_c}\right)^2 \Longrightarrow \Delta\omega = \frac{1}{\tau_c}$ et $\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau_c}$	1
23.e	**i)** Mercure : $L_c = \frac{c}{2\pi\Delta\nu} = 4{,}77\ mm$ He-Ne : $L_c = \frac{c}{2\pi\Delta\nu} = 3{,}18\ cm$ CO_2 : $L_c = \frac{c}{2\pi\Delta\nu} = 4{,}77\ km$ La longueur de cohérence est d'autant plus grande que la largeur spectrale $\Delta\nu$ est petite. **ii)** $\lambda_{He-Ne} = \frac{c}{\nu_0} = 0{,}633\ \mu m \Longrightarrow$ domaine visible $\lambda_{CO_2} = \frac{c}{\nu_0} = 10{,}60\ \mu m \Longrightarrow$ domaine infrarouge	0,5 0,5 0,5 0,5 2x0,5 2x0,5

	Problème 2	40pt
1	Ondes : incidente : $\vec{k}_i = n_1 \frac{\omega}{c}\vec{u}_x$; réfléchie : $\vec{k}_r = -n_1 \frac{\omega}{c}\vec{u}_x$; transmise : $\vec{k}_t = n_2 \frac{\omega}{c}\vec{u}_x$	3x0,5
2	$\underline{\vec{B}}_i = \frac{\vec{k}_i \wedge \underline{\vec{E}}_i}{\omega} = \frac{n_1}{c}\vec{u}_x \wedge \vec{E}_0\, e^{j\left(\omega t - n_1 \frac{\omega}{c} x\right)}$; $\underline{\vec{B}}_r = \frac{\vec{k}_r \wedge \underline{\vec{E}}_r}{\omega} = -\frac{n_1}{c}\vec{u}_x \wedge \underline{\vec{E}}_{0r} e^{j\left(\omega t + n_1 \frac{\omega}{c} x\right)}$ $\underline{\vec{B}}_t = \frac{\vec{k}_t \wedge \underline{\vec{E}}_t}{\omega} = \frac{n_2}{c}\vec{u}_x \wedge \underline{\vec{E}}_{0t} e^{j\left(\omega t - n_2 \frac{\omega}{c} x\right)}$	3x0,5
3	Continuité de E : $\underline{\vec{E}}_i(0,t) + \underline{\vec{E}}_r(0,t) = \underline{\vec{E}}_t(0,t) \Longrightarrow \vec{E}_0 + \underline{\vec{E}}_{0r} = \underline{\vec{E}}_{0t}$ ① Continuité de B : $\underline{\vec{B}}_i(0,t) + \underline{\vec{B}}_r(0,t) = \underline{\vec{B}}_t(0,t) \Longrightarrow n_1\vec{u}_x \wedge \vec{E}_0 - n_1\vec{u}_x \wedge \underline{\vec{E}}_{0r} = n_2\,\vec{u}_x \wedge \underline{\vec{E}}_{0t}$ ②	1 1
4	$\vec{u}_x \wedge ② \Longrightarrow n_1\left(\vec{E}_0 - \underline{\vec{E}}_{0r}\right) = n_2\,\underline{\vec{E}}_{0t}$ avec $\vec{E}_0 + \underline{\vec{E}}_{0r} = \underline{\vec{E}}_{0t}$ on obtient : $\underline{\vec{E}}_{0r} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\vec{E}_0$ et $\underline{\vec{E}}_{0t} = \frac{2n_1}{n_1+n_2}\vec{E}_0$	2x0,5
5	Les ondes réfléchie et transmise ont le même état de polarisation que l'onde incidente. Cas où $n_1 > n_2$, les ondes réfléchie et transmise sont en phase avec l'onde incidente. Cas où $n_1 < n_2$, l'onde réfléchie est en opposition de phase avec l'onde incidente, alors que l'onde transmise est en phase avec l'onde incidente.	0,5 0,5
6	$\underline{r} = \frac{\underline{E}_{0r}}{\underline{E}_0} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$ et $\underline{t} = \frac{\underline{E}_{0t}}{\underline{E}_0} = \frac{2n_1}{n_1+n_2}$	0,5
7	$\langle\vec{\pi}_i\rangle = \frac{1}{2\mu_0}\text{Ré}\left(\underline{\vec{E}}_i \wedge \underline{\vec{B}}_i^{\,*}\right) = \frac{1}{2\mu_0}\text{Ré}\left(\underline{\vec{E}}_i \wedge \left(\frac{n_1}{c}\vec{u}_x \wedge \underline{\vec{E}}_i^{\,*}\right)\right) = \frac{1}{2\mu_0}\text{Ré}\left(\frac{n_1}{c}\left\lvert\underline{\vec{E}}_i\right\rvert^2\right)\vec{u}_x = \frac{n_1 E_0^2}{2\mu_0 c}\vec{u}_x$	1
8	$\langle\vec{\pi}_r\rangle = \frac{1}{2\mu_0}\text{Ré}\left(\underline{\vec{E}}_r \wedge \left(-\frac{n_1}{c}\vec{u}_x \wedge \underline{\vec{E}}_r^{\,*}\right)\right) = -\frac{1}{2\mu_0}\text{Ré}\left(\frac{n_1}{c}\left\lvert\underline{\vec{E}}_r\right\rvert^2\right)\vec{u}_x = -\frac{n_1\left\lvert\underline{E}_{0r}\right\rvert^2}{2\mu_0 c}\vec{u}_x$ $\langle\vec{\pi}_t\rangle = \frac{1}{2\mu_0}\text{Ré}\left(\underline{\vec{E}}_t \wedge \left(\frac{n_2}{c}\vec{u}_x \wedge \underline{\vec{E}}_t^{\,*}\right)\right) = \frac{1}{2\mu_0}\text{Ré}\left(\frac{n_2}{c}\left\lvert\underline{\vec{E}}_t\right\rvert^2\right)\vec{u}_x = \frac{n_2\left\lvert\underline{E}_{0t}\right\rvert^2}{2\mu_0 c}\vec{u}_x$	1 1
9	$R = \frac{\lVert\langle\vec{\pi}_r\rangle\rVert}{\lVert\langle\vec{\pi}_i\rangle\rVert} = \frac{\left\lvert\underline{E}_{0r}\right\rvert^2}{E_0^2} = \left\lvert\underline{r}\right\rvert^2 = \left(\frac{n_1-n_2}{n_1+n_2}\right)^2$ et $T = \frac{\lVert\langle\vec{\pi}_t\rangle\rVert}{\lVert\langle\vec{\pi}_i\rangle\rVert} = \frac{n_2}{n_1}\frac{\left\lvert\underline{E}_{0t}\right\rvert^2}{E_0^2} = \frac{n_2}{n_1}\left\lvert\underline{t}\right\rvert^2 = \frac{4n_1n_2}{(n_1+n_2)^2}$ $R + T = 1$ traduit la conservation de la puissance à l'interface $x = 0$	2x0,5 0,5
10	$\delta(M) = (IJK) - IH = 2(IJ) - IH$; $IJ = \frac{e}{\cos\theta}$ et $2(IJ) = \frac{2ne}{\cos\theta}$ $IH = IK.\sin i = IK.n\sin\theta$ avec $IK = 2e\,tg\theta \Longrightarrow IH = 2ne\frac{\sin^2\theta}{\cos\theta}$ $\delta(M) = \frac{2ne}{\cos\theta}(1 - \sin^2\theta) = 2ne\cos\theta \Longrightarrow \varphi = \frac{2\pi\delta(M)}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda}2ne\cos\theta$ 	2
11.a	$\left\lvert\underline{E}_{N+1}\right\rvert / \left\lvert\underline{E}_N\right\rvert = R$: pour que les amplitudes réelles soient voisine, il suffit que le coefficient R soit proche de 1.	1
11.b	$\underline{E}_T(M) = \underline{E}_1 + \underline{E}_2 + \cdots + \underline{E}_N + \cdots = TE_0\left(1 + Re^{-j\varphi} + R^2e^{-j2\varphi} + \cdots + R^Ne^{-jN\varphi} + \cdots\right)$ $\underline{E}_T(M) = TE_0\sum_{N=0}^{\infty}\left(Re^{-j\varphi}\right)^N = TE_0\frac{1}{1-Re^{-j\varphi}}$	2
12	$I(M) = \underline{E}_T(M).\underline{E}_T^*(M) = T^2E_0^2\frac{1}{1-Re^{-j\varphi}}\frac{1}{1-Re^{+j\varphi}} = T^2E_0^2\frac{1}{1+R^2-2R\cos\varphi}$ $I(M) = T^2E_0^2\frac{1}{(1-R)^2+2R(1-\cos\varphi)} = T^2E_0^2\frac{1}{(1-R)^2+4R\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \frac{T^2E_0^2}{(1-R)^2}\frac{1}{1+\frac{4R}{(1-R)^2}\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$	1

	$I(M) = I_0 \frac{1}{1+m\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$ avec $I_0 = E_0^2$ et $m = \frac{4R}{(1-R)^2}$	2x0,5
13	$I(M) = I_{max} = I_0$ lorsque $\sin\frac{\varphi}{2} = 0 \Rightarrow \varphi = 2\pi p$ où $p \in \mathbb{Z}$ $I_{max} = I_0$ et $I_{min} = I_0 \frac{1}{1+m}$	0,5 2x0,5
14	D'après la question 10 : $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} 2ne\cos\theta$ avec $n = 1$ et $\theta = i \Rightarrow \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} 2e\, cosi$ φ ne dépend que de l'angle i, les anneaux sont dits d'égale inclinaison. On observe des anneaux concentriques dont l'axe est celui de la lentille qui garantit une symétrie de révolution.	0,5 0,5
15.a	L'ordre p_0 est au centre $p_0 = \frac{2e}{\lambda} = q + \varepsilon$ où $0 < \varepsilon < 1$ L'ordre du 1er anneau brillant est $p_1 = p_0 - \varepsilon$; du 2ème anneau brillant : $p_2 = p_0 - \varepsilon - 1$	
	L'ordre du kème anneau brillant est $p_k = p_0 - \varepsilon - (k-1) = p_0 \cos i_k \approx p_0\left(1 - \frac{i_k^2}{2}\right)$ $i_k^2 = 2\frac{p_0 - p_k}{p_0} = 2\frac{\varepsilon + (k-1)}{p_0} = \frac{\lambda}{e}(\varepsilon + (k-1))$, $\mathrm{tg}\, i_k = \frac{\rho_k}{f'} \approx i_k$ d'où $\rho_k = f'\sqrt{\frac{\lambda}{e}(\varepsilon + (k-1))}$	2
15.b	$p_0 = \frac{2e}{\lambda} = 36623{,}33 \Rightarrow \varepsilon = 0{,}33$; $\rho_2 = f'\sqrt{\frac{\lambda}{e}(\varepsilon + 1)} = 4{,}26\, mm$	1,5
16.a	$I_{max} = I_0$ et $I_{min} = \frac{I_0}{1+m}$ le contraste $C = \frac{m}{2+m}$ avec $m = \frac{4R}{(1-R)^2} \Rightarrow C = \frac{2R}{1+R^2}$	2x0,5
16.b	$R = 0{,}5 \rightarrow C = 0{,}8$; $R = 0{,}9 \rightarrow C = 0{,}94$; $R = 0{,}99 \rightarrow C = 1$	0,5
17.a	$I\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) = \frac{I_0}{2} \Rightarrow m\sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{4}\right) = 1 \Rightarrow \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{4}\right) = \frac{1}{m} \Rightarrow \frac{\Delta\varphi}{4} \approx \frac{1}{\sqrt{m}}$ $\Delta\varphi = \frac{4}{\sqrt{m}} = \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}}$	2
17.b	$\mathcal{F} = \frac{2\pi}{\Delta\varphi} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$	0,5
17.c	$R = 0{,}5 \rightarrow \mathcal{F} = 4{,}44$; $R = 0{,}9 \rightarrow \mathcal{F} = 29{,}8$; $R = 0{,}99 \rightarrow \mathcal{F} = 312{,}6$ Une finesse élevée sera très utile dans la séparation de deux raies spectrales voisines.	0,5 0,5
17.d	Pour $R = 0{,}9$ et $R = 0{,}99$ les contrastes sont proches (0,94 et 1) alors que la finesse des franges des deux cas est nettement différente. Il vaut mieux caractériser l'instrument par sa finesse.	1
18	En repérant le carré des rayons des anneaux à partir de l'anneau d'ordre p : 1er anneau $\rightarrow \rho_1^2 = f'^2\left(2 - (p-1)\frac{\lambda}{e}\right) = f'^2\left(2 - p\frac{\lambda}{e}\right) + f'^2\frac{\lambda}{e}$ 2ème anneau $\rightarrow \rho_2^2 = f'^2\left(2 - (p-2)\frac{\lambda}{e}\right) = f'^2\left(2 - p\frac{\lambda}{e}\right) + 2f'^2\frac{\lambda}{e}$ Nème anneau $\rho_N^2 = f'^2\left(2 - (p-\mathrm{N})\frac{\lambda}{e}\right) = f'^2\left(2 - p\frac{\lambda}{e}\right) + Nf'^2\frac{\lambda}{e}$ En traçant ρ_N^2 en fonction du rang N, on trace une droite de pente $f'^2\frac{\lambda}{e}$. La mesure de cette pente permet d'accéder à λ connaissant f' et e.	2
19.a	La différence de phase due à la variation de λ est : $\Delta\varphi = 2\pi\delta\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = 2\pi p\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ $\Delta\varphi \geq \frac{2\pi}{\mathcal{F}} \Rightarrow 2\pi p\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \geq \frac{2\pi}{\mathcal{F}} \Rightarrow \Delta\lambda \geq \frac{\lambda}{p\mathcal{F}} = \Delta\lambda_{min}$.	2
19.b	Le pouvoir de résolution $\mathcal{R} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_{min}} = p\mathcal{F}$	1
20.a	$\lambda = \frac{2ne}{p}$ les longueurs d'ondes transmises sont alors : 1,365 μm ; 0,6825 μm ; 0,455 μm ; 0,341 μm...	1,5

	Il y a donc 2 longueurs d'onde passante dans le domaine visible 0,6825 μm ; 0,455 μm.	
20.b	Pour $e = 0{,}25\ \mu m$, les longueurs d'onde passantes sont : 0,6825 μm ; 0,341 μm ; 0,227 μm... : on a donc une seule longueur d'onde passante 0,6825 μm dans le visible.	1,5
20.c	Pour $p = 1$, $\Delta\lambda = \frac{\lambda}{\mathcal{F}}$ avec $\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} = 103$ pour $R = 0{,}97 \Longrightarrow \Delta\lambda = 6{,}62\ nm$.	1