

Corrigé proposé par C. Bone-Rambaud et H. Moulleron.

Vous pouvez distribuer ce corrigé à vos élèves dès septembre 2017.

PROBLEME 1 : De la guitare à la diode laser

Q1. Au repos, on observe que les cordes de guitare sont rectilignes. Elles ne s'incurvent pas, quelle que soit l'orientation choisie pour l'axe de la guitare. L'action du champ de pesanteur sur les cordes peut donc être négligée : l'hypothèse (H1) est validée.

Q2. Cette question est mal posée : on ne peut pas faire intervenir T_0 dans l'expression des tensions $\vec{T}_g$ et $\vec{T}_d$ avant d'avoir montré que leurs normes valent T_0 .

La troisième loi de Newton (actions réciproques) appliquée au point x donne : $\vec{T}_g(x, t) = -\vec{T}_d(x, t)$

d'où : $\|\vec{T}_g(x, t)\| = \|\vec{T}_d(x, t)\| = T(x, t)$. Projétons les tensions sur la base $(\vec{e}_x, \vec{e}_z)$:

$$\vec{T}_g(x, t) = -T(x, t) \left(\cos \cos(\alpha(x, t)) \vec{e}_x + \sin \sin(\alpha(x, t)) \vec{e}_z \right) \quad \vec{T}_d(x + dx, t) = T(x + dx, t) \left(\cos \cos(\alpha(x + dx, t)) \vec{e}_x + \sin \sin(\alpha(x + dx, t)) \vec{e}_z \right)$$

Avec l'hypothèse (H4), un développement à l'ordre 1 en α donne :

$$\vec{T}_g(x, t) = -T(x, t) \left(\vec{e}_x + \alpha(x, t) \vec{e}_z \right) \quad \vec{T}_d(x + dx, t) = T(x + dx, t) \left(\vec{e}_x + \alpha(x + dx, t) \vec{e}_z \right)$$

La deuxième loi de Newton appliquée à la portion $(x; x + dx)$ de la corde de masse μdx est nécessaire pour faire intervenir T_0 . D'après les hypothèses (H1) et (H2), on néglige le poids et les frottements, donc les seules forces appliquées à ce système sont $\vec{T}_g(x, t)$ et $\vec{T}_d(x + dx, t)$. Il vient :

$$\mu dx \vec{a} = \vec{T}_g(x, t) + \vec{T}_d(x + dx, t)$$

L'hypothèse (H3) permet de conclure que l'accélération est uniquement selon $\vec{e}_z$ donc la projection sur $\vec{e}_x$ donne : $0 = -T(x, t) + T(x + dx, t)$ valable pour tout x à toute date t . On en déduit alors que : $T(x + dx, t) = T(x, t) = T_0$ et les tensions s'écrivent de manière approchée :

$$\vec{T}_g(x, t) = -T_0 \left(\vec{e}_x + \alpha(x, t) \vec{e}_z \right) \quad \vec{T}_d(x + dx, t) = T_0 \left(\vec{e}_x + \alpha(x + dx, t) \vec{e}_z \right)$$

Q3. Projection de la deuxième loi de Newton sur $\vec{e}_z$ en utilisant les hypothèses (H1), (H2) et (H3) :

$$\mu dx \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = T_0 (\alpha(x + dx, t) - \alpha(x, t))$$

La division par dx permet de faire apparaître un taux d'accroissement, qui s'identifie (à l'ordre 1 en dx) avec la dérivée spatiale de l'angle α , d'où la relation demandée : $\mu \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = T_0 \frac{\partial \alpha}{\partial x}$

Q4. Avec l'hypothèse (H4), α est un infiniment petit d'ordre 1, donc : $\alpha \cong \tan(\alpha)$

or $\tan(\alpha) = \frac{dz}{dx}$ d'où : $\alpha \cong \frac{\partial z}{\partial x}$ qu'on reporte dans l'équation obtenue en **Q3.** : $\mu \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = T_0 \frac{\partial^2 z}{\partial x^2}$

On reconnaît une équation de d'Alembert unidimensionnelle de la forme : $\frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 z}{\partial x^2}$

Où $c = \sqrt{\frac{T_0}{\mu}}$ est la célérité de l'onde (vitesse de propagation de la déformation ou plus précisément vitesse de phase), homogène à une vitesse : $[c] = \left[\frac{T_0}{\mu}\right]^{1/2} = \left[\frac{M.L.T^{-2}}{M.L^{-1}}\right]^{1/2} = L.T^{-1}$
 donc USI : $m.s^{-1}$

Q5. Ce type de solution est un mode propre de la corde vibrante.

Q6. La corde de guitare est fixée à ses deux extrémités donc les conditions aux limites sont :

$$\{\forall t \in \mathbb{R}, \quad z(x=0, t) = 0 \quad (C1) \quad \forall t \in \mathbb{R}, \quad z(x=L, t) = 0 \quad (C2) \quad \text{soit :}$$

$$\{\forall t \in \mathbb{R}, \quad Z_n \sin \sin\left(\frac{\omega_n}{c} 0\right) \cos(\omega_n t) = 0 \quad (C1) \quad \forall t \in \mathbb{R}, \quad Z_n \sin \sin\left(\frac{\omega_n}{c} L\right) \cos(\omega_n t) = 0 \quad (C2)$$

Avec la forme proposée pour $z(x, t)$, (C1) est toujours vraie et (C2) est validée ssi : $\sin \sin\left(\frac{\omega_n}{c} L\right) = 0$

Cette relation conduit à la quantification voulue : $\omega_n = n \frac{\pi c}{L}$ où $n \in \mathbb{N}^*$

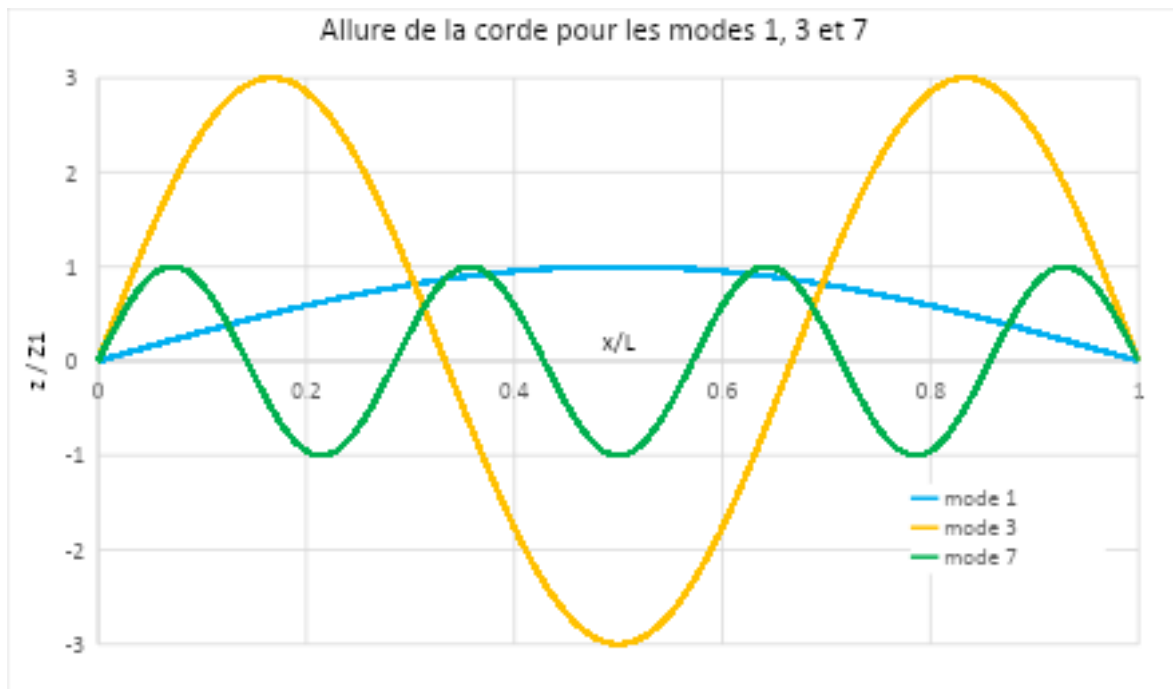
Q7. D'après le document 1, si on raisonne pour un mode propre donné (n fixé) avec $f_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = n \frac{c}{2L}$:

- Si la masse linéique diminue, la célérité augmente ($c = \sqrt{T_0/\mu}$), donc f_n augmente : (I1) vérifiée ;
- Si la tension augmente, la célérité augmente ($c = \sqrt{T_0/\mu}$), donc f_n augmente : (I2) vérifiée ;
- Si la longueur augmente, la célérité c est fixée mais $f_n = n \frac{c}{2L}$ diminue : (I3) vérifiée.

Q8. Pour simplifier, on choisit la date $t = 0$ comme instant fixé. D'après le document 2, les trois modes impairs dont l'amplitude est la plus importante sont les modes 1, 3 et 7, avec (approximativement) $Z_7 = Z_1$ et $Z_3 = 3 Z_1$.

On représente donc :

$$\{z_1(x, t=0) = Z_1 \sin \sin\left(\pi \frac{x}{L}\right) \quad z_3(x, t=0) = 3 Z_1 \sin \sin\left(3 \pi \frac{x}{L}\right) \quad z_7(x, t=0) = Z_1 \sin \sin\left(7 \pi \frac{x}{L}\right)\}$$



Q9. D'après le document 2, la fréquence fondamentale ($n = 1$) de la corde excitée est $f_1 = 250 \text{ Hz}$ environ. Or d'après le document 1, la corde n°5 a une fréquence fondamentale de 246,9 Hz correspondant à un Si². C'est donc la corde n°5 qui a été excitée pour enregistrer le spectre.

Q10. L'expression de $f_1 = \frac{c}{2L} = \sqrt{\frac{T_0}{\mu}} \frac{1}{2L}$ permet de remonter à la tension de la corde : $T_0 = \mu(2Lf_1)^2$ avec la masse linéique s'exprimant en fonction de la masse volumique ρ par : $\mu = \pi \frac{d^2}{4} \rho$ où d est le diamètre de la corde.

On en déduit le tableau suivant pour $\rho = 1140 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ et $L = 63 \text{ cm}$:

Corde	1	2	3	4	5	6
Note	Mi ¹	La ¹	Ré ²	Sol ²	Si ²	Mi ³
Fréquence f_1 (Hz)	82,40	110,0	146,8	196,0	246,9	329,6
Diamètre d (mm)	1,07	0,81	0,61	0,41	0,25	0,23
Tension T_0 (N)	11,05	11,29	11,40	9,18	5,42	8,17
« Poids » T_0/g (kg)	1,13	1,15	1,16	0,936	0,553	0,833

D'après les données, la tension varie entre 5 et 15 N, soit le poids équivalent d'une masse de 0,5 à 1,5 kg. Il y a un facteur 10 d'écart avec la fourchette proposée dans le document 1.

Q11. Pour $0 \leq x \leq L$ il vient : $\frac{d^2\varphi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \varphi = 0$ (type oscillateur harmonique) qui a une solution générale de la forme : $\varphi(x) = A \cos\left(\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} x\right) + B \sin\left(\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} x\right)$ avec A et B constantes complexes.

Q12. Dans les zones $x < 0$ et $x > L$ le potentiel est infini donc il est impossible que la particule soit dans ces deux zones, ce qui se traduit par $\varphi(x) = 0$ pour $x < 0$ et $x > L$. La continuité spatiale de la fonction d'onde donne alors les conditions aux limites : $\varphi(x = 0) = \varphi(x = L) = 0$.

De plus, la condition de normalisation (la probabilité de trouver la particule n'importe où dans l'espace vaut 1) donne : $\int_{-\infty}^{+\infty} |\varphi(x)|^2 dx = 1$ soit ici : $\int_0^L |\varphi(x)|^2 dx = 1$

Q13. Les conditions aux limites s'écrivent : $\varphi(x = 0) = A = 0$ et $\varphi(x = L) = B \sin \sin \left(\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} L \right) = 0$

Et la condition de normalisation : $\int_0^L \left| B \sin \sin \left(\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} x \right) \right|^2 dx = \frac{|B|^2}{2} \left(L - \frac{\hbar}{2\sqrt{2mE}} \sin \sin \left(2 \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} L \right) \right) = 1$

Avec la seconde condition aux limites il reste : $|B|^2 = \frac{2}{L}$; si on choisit B réel positif on trouve bien : $B = \sqrt{\frac{2}{L}}$ et pour $0 \leq x \leq L$, $\varphi(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin \sin \left(\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} x \right)$

Q14. Avec $k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$ la norme du vecteur d'onde, la seconde condition aux limites devient : $\sin \sin (kL) = 0$ donc il existe un entier naturel n tel que : $kL = n\pi$ soit $k = k_n = n \frac{\pi}{L}$, $n \in \mathbb{N}^*$

C'est une relation de quantification identique à celle de la corde vibrante pour laquelle la norme du vecteur d'onde s'écrit (d'après **Q6.**) : $k_n = \frac{\omega_n}{c} = n \frac{\pi}{L}$, $n \in \mathbb{N}^*$.

Dans les deux cas, la longueur totale de la corde L correspond à un nombre entier n de fuseaux de longueur égale à la demi longueur d'onde $\frac{\lambda_n}{2}$: $L = n \frac{\lambda_n}{2}$ ce qui donne la quantification.

Q15. On extrait l'énergie de l'expression de k_n : $k_n = \frac{\sqrt{2mE_n}}{\hbar} = n \frac{\pi}{L}$ soit : $E_n = n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2}$, $n \in \mathbb{N}^*$

Q16. D'après le document 3, figure 3(a), la largeur du puits est : $L = 1,9 \text{ nm}$ (échelle : 5 cm pour 5 nm)

D'où l'énergie du niveau le plus bas pour un électron : $E_1 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e L^2} = 1,82 \cdot 10^{-20} \text{ J} = 113,6 \text{ meV}$

Ce qui est environ le double de E_1 proposé sur la figure 3(b). Le modèle utilisé ici est donc mis en défaut. Cela vient du fait que le potentiel vu par l'électron n'est pas nul dans le puits à cause des interactions avec les autres porteurs de charge (électrons et trous).

PROBLEME 2 : Dualité onde – corpuscule et onde de matière

Q17. En d'appuyant sur le document 5 :

Aspect corpusculaire ☐ impact corpusculaire quasi ponctuel

Aspect ondulatoire ☐ franges d'interférences

Q18.

$$a) m^* = \frac{M}{N_a} = \frac{20 \cdot 10^{-3}}{6,02 \cdot 10^{23}} = 3,32 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$$

b) Système {e-}, référentiel galiléen, le poids est une force conservative donc d'après le TEM :

$$E_m(\text{piège}) = E_m(\text{fentes})$$

$$\Rightarrow 0 + mgz_{\text{piège}} = \frac{1}{2}mv^2 + mgz_{\text{fentes}}$$

$$\Rightarrow v = \sqrt{2g(z_{\text{piège}} - z_{\text{fentes}})} = \sqrt{2gl}$$

$$AN : v = \sqrt{2 \cdot 9,8 \cdot 76 \cdot 10^{-3}} = 1,22 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$c) \lambda_{DB} = \frac{h}{p} = \frac{h}{m^* v} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{3,32 \cdot 10^{-26} \cdot 1,22} = 1,64 \cdot 10^{-8} \text{ m}$$

λ_{DB} est de l'ODG de la taille des fentes d'Young, le caractère quantique est non négligeable

d) λ_{DB} dépend de m^* donc plus m^* est grand, plus λ_{DB} est petit donc le caractère quantique est moins visible avec les atomes qu'avec les électrons ($m_{\text{électron}}^* < m_{\text{atome}}^*$).

On utilise des atomes froids pour limiter l'agitation thermique (v plus faible donc λ_{DB} plus grand et moins de dispersion donc le faisceau est monochromatique).

$$Q19. \sin \sin(\theta) = \frac{d}{b} \approx \frac{d}{D} \Rightarrow d = \frac{D}{b} = \frac{113 \cdot 10^{-3} \cdot 1,68 \cdot 10^{-8}}{2 \cdot 10^{-6}} = 9,4 \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

La tâche de diffraction (de largeur $2d$) est plus grande que la résolution du MPC d'un facteur 100 environ, donc la mesure donne une description précise.

Q20.

$$a) S_1 M = \sqrt{\left(x_M - x_{S_1}\right)^2 + \left(z_M - z_{S_1}\right)^2} = \sqrt{\left(x - \frac{a}{2}\right)^2 + D^2} = D \sqrt{1 + \frac{\left(x - \frac{a}{2}\right)^2}{D^2}}$$

$$\text{On effectue un DL car } D \gg a \text{ et } |x|, S_1 M = D \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\left(x - \frac{a}{2}\right)^2}{D^2}\right) = D + \frac{(2x-a)^2}{8D}$$

$$\text{On fait de même avec } S_2 M \text{ en prenant } x_M - x_{S_1} = x + \frac{a}{2}$$

$$b) (M) = (S_2 M) - (S_1 M) = S_2 M - S_1 M = \frac{(2x+a)^2}{8D} - \frac{(2x-a)^2}{8D} = 2 \cdot \frac{4ax}{8D} = \frac{ax}{D}$$

$$\Delta = \frac{2}{D}(M) = \frac{2ax}{D}$$

$$c) \text{ Soit } p \text{ l'ordre d'interférence : } p = \frac{(M)}{\Delta} = \frac{ax}{D}$$

$$\text{Entre deux franges d'interférences } |\Delta p| = 1 \Rightarrow \frac{a i_{th}}{D} = 1 \Rightarrow i_{th} = \frac{D}{a}$$

$$AN : i_{th} = \frac{1,64 \cdot 10^{-8} \cdot 113 \cdot 10^{-3}}{6 \cdot 10^{-6}} = 3,09 \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

$$d) \text{ A l'aide du document 5, on peut lire } 2i_{exp} = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m} \Rightarrow i_{exp} = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

On a un écart relatif de 20 %

Q21.

a) $[\alpha] = \frac{LT^{-2}.L}{L^2T^{-2}} = 1$, α est sans dimension

α compare l'énergie potentielle de pesanteur (mgD) par rapport à l'énergie cinétique ($\frac{1}{2}mv^2$).

b) $\alpha = \frac{29,8.113 \cdot 10^{-3}}{1,22^2} = 1,488$ donc $i'_{th} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{3,32 \cdot 10^{-26} \cdot 1,22} \frac{113 \cdot 10^{-3}}{6 \cdot 10^{-6}} 2 \frac{\sqrt{1+1,488}-1}{1,488} = 2,40 \cdot 10^{-4} m$, on retrouve une valeur beaucoup plus proche que la valeur expérimentale (écart relatif de 4 %) le modèle est meilleur.

c) On effectue un DL de $\sqrt{1+\alpha} = 1 + \frac{\alpha}{2}$ et $\frac{h}{m^*v} =$, on retrouve $i'_{th} = \frac{D}{a}$ comme si α ne variait pas alors que pendant la chute (de hauteur D) v et α varient (d'où la correction proposée).

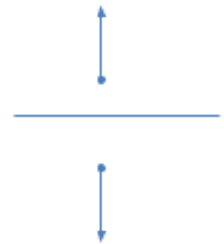
Q22. Les plans $(M, \vec{e}_x, \vec{e}_z)$ et $(M, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ sont des plans de symétries pour la distribution de charge donc $\vec{E}(M)$ appartient à ces plans, donc $\vec{E}(M)$ est selon $\vec{e}_z$

Invariance par translation selon x et y de la distribution de charges donc d'après le principe de Curie $\|\vec{E}(M)\| = E(z)$ et $V(M)=V(z)$.

Bilan : $\vec{E}(M) = E(z)\vec{e}_z$

Q23. Le plan $(O, \vec{e}_x, \vec{e}_y)$ est un plan de symétrie pour la distribution de charges.

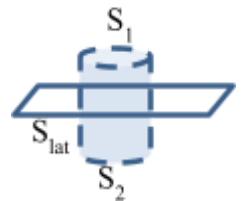
Soit M et M' symétriques par rapport à ce plan alors $\vec{E}(M)$ et $\vec{E}(M')$ sont symétriques d'après le schéma $\vec{E}(M) = -\vec{E}(M')$ en projetant sur $\vec{e}_z$ on obtient $E(z) = -E(-z)$



Q24. Théorème de Gauss : $\oiint \vec{E}(M) \cdot d\vec{S}(M) = \frac{Q_{int}}{\epsilon_0}$

avec la surface de Gauss = $S_1 \cup S_2 \cup S_{lat}$

Pour $z > 0$ $\iint_{S_1} \vec{E}(M) \cdot d\vec{S}_1(M) + \iint_{S_2} \vec{E}(M) \cdot d\vec{S}_2(M) + \iint_{S_{lat}} \vec{E}(M) \cdot d\vec{S}_{lat}(M)$
 $= \iint_{S_1} E(z)\vec{e}_z \cdot dS_1\vec{e}_z + \iint_{S_2} E(-z)\vec{e}_z \cdot dS_2(-\vec{e}_z)$
 $= E(z) \cdot S_1 - E(-z) \cdot S_2 = 2E(z)S_1$



$Q_{int} = * S_1$

Bilan : (avec $E(z) = -E(-z)$)

Pour $z > 0$ $\vec{E}(M) = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{e}_z$

Pour $z < 0$ $\vec{E}(M) = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{e}_z$

Q25. En utilisant le théorème de superposition du champ créé par deux plans chargés on obtient :

Pour $z > \frac{d}{2}$ $\vec{E}(M) = \vec{0}$

$$\text{Pour } \frac{d}{2} > z > -\frac{d}{2} \quad \vec{E}(M) = -\frac{1}{0} \vec{e}_z$$

$$\text{Pour } z < -\frac{d}{2} \quad \vec{E}(M) = \vec{0}$$

Q26. $\vec{F} = -\vec{\text{grad}}(E_p) = q\vec{E} = -q\vec{\text{grad}}(V) \Rightarrow \vec{\text{grad}}(E_p) = q\vec{\text{grad}}(V)$

Par intégration : $E_p = qV(z) + \text{cst}$

Q27. Système {e-}, référentiel galiléen, la force électrostatique est une force conservative donc d'après le TEM $E_m = \text{cst}$

$$\begin{aligned} E_{m1} &= E_{m2} \\ \Rightarrow 0 - eV_1 + K &= \frac{1}{2}mv_0^2 - eV_2 + K \\ \Rightarrow v_0 &= \sqrt{\frac{2e}{m}(V_2 - V_1)} = \sqrt{\frac{2eU}{m}} \end{aligned}$$

AN : $v_0 = \sqrt{\frac{2.1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 54}{9,1 \cdot 10^{-31}}} = 4,35 \cdot 10^6 \text{ m.s}^{-1}$, $v_0 < \frac{c}{10}$ donc on peut rester en mécanique non relativiste.

Q28. $\lambda = \frac{h}{m \cdot v} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 4,36 \cdot 10^6} = 1,67 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

λ est de l'ordre de grandeur de 0,1nm donc on pourra utiliser le faisceau d'e- créé pour effectuer de la diffraction par un cristal.

Q29. $a = \frac{h}{\sin \sin_{\max}} = \frac{1,67 \cdot 10^{-10}}{\sin(50)} = 2,18 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 218 \text{ pm}$ on obtient le bon ordre de grandeur pour un mono cristal

Q30. $(M) = (ST_{m+1}M) - (ST_mM) = (ST_{m+1}) + (T_{m+1}K) + (KM) - (SH) - (HT_m) - (T_mM)$
D'après le théorème de Malus, H et T_{m+1} sont sur la même surface d'onde de même que K et T_m .
Comme entre deux surfaces d'ondes, le chemin optique est le même, on obtient $(SH) = (ST_{m+1})$
et $(T_mM) = (KM)$. $(M) = (T_{m+1}K) - (HT_m) = () - a \cdot \sin \sin()_0 = () - \sin()_0$
On aura des interférences constructives quand $(M) = k$ avec $k \in \mathbb{Z}$
On retrouve la formule des réseaux : $k = ()_k - \sin \sin()_0$

Q31. Quand N augmente, les pics principaux restent à la même place mais ils sont plus fins, on tend vers un peigne de Dirac quand N augmente (les pics secondaires deviennent invisibles).

Q32. $() \approx \frac{x}{D}$ et en incidence normale $\theta_0 = 0$ donc $k = \frac{ax_k}{D}$ donc $\Delta x = x_{k+1} - x_k = \frac{D}{a}$

Q33. $m = 60 \cdot m_c = 60 \cdot \frac{M_c}{N_a} = 60 \cdot \frac{12 \cdot 10^{-3}}{6,02 \cdot 10^{23}} = 1,19 \cdot 10^{-24} \text{ kg}$

D'après le document 8, la vitesse moyenne (Fig11) $v_{\text{moy}} = 225 \text{ m.s}^{-1}$

donc $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv_{\text{moy}}} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{1,19 \cdot 10^{-24} \cdot 225} = 2,46 \cdot 10^{-12} \text{ m}$

Q34. $\Delta x = \frac{m^D}{a} = \frac{2,46 \cdot 10^{-12} \cdot 1,25}{100 \cdot 10^{-9}} = 3,08 \cdot 10^{-5} m = 30,8 m$

Expérimentalement, on mesure $\Delta x = 35 m$. On observe un écart raisonnable par rapport à l'expérience (12 %) étant donné qu'on n'a pris en compte que la valeur moyenne de la vitesse.

Q35. On détermine les vitesses v_1 et v_2 les vitesses à mi-hauteur :

$$v_1 = 290 m \cdot s^{-1} \Rightarrow \lambda_1 = 1,92 \cdot 10^{-12} m$$

$$v_2 = 150 m \cdot s^{-1} \Rightarrow \lambda_2 = 3,71 \cdot 10^{-12} m$$

$$\Delta = 1,79 \cdot 10^{-12} m$$

L'élargissement spectral entrainera une perte de contraste pour les angles ϕ élevés (en valeur absolue) dans la figure 14 et on ne pourra plus discerner les différents pics (intensité uniforme).

Q36. l_c s'appelle la longueur de cohérence. Critère semi quantitatif : $|\Delta p| < \frac{1}{2}$ pour la moitié du spectre

$$= p \Rightarrow \text{pour un même chemin optique } d = 0 = p d + dp = -d + dp$$

La condition $|\Delta p| < \frac{1}{2}$ pour la moitié du spectre se réécrit :

$$\frac{1}{2} |d| < \frac{1}{2} \text{ pour } |d| = \frac{\Delta}{2} \Rightarrow \frac{1}{2} < \frac{\Delta}{\lambda} = l_c$$

Q37. $(M) = \left(\frac{ax}{D} \right) = \frac{ax}{D} \Rightarrow x < \frac{l_c D}{a}$

$$\frac{l_c D}{a} = \frac{m^2 D}{a \Delta} = (2,46 \cdot 10^{-12})^2 \frac{1,25}{100 \cdot 10^{-9} \cdot 1,79 \cdot 10^{-12}} = 42,3 m$$

On remarque sur la figure 12 qu'il n'y a plus d'interférences visibles pour $x > 50 \mu m$. On a 18 % d'écart mais l'ODG est bon compte-tenu de la précision de la figure.

Q38. Si on augmente la température, l'agitation thermique sera plus grande et donc l'indétermination sur la position plus grande également, ce qui augmente la zone de brouillage des interférences ; la largeur à mi-hauteur Δ augmente donc la longueur de cohérence l_c diminue.