

Corrigé DS4

Exercice 1 : Chocs entre deux masses

1. Commençons par décrire l'évolution de la masse m . Après le premier choc elle est éjectée vers les x croissants. Elle "rebondit" sur la paroi puis revient en direction de M et la percute à nouveau. Chaque choc entre les deux masses contribue à repousser M vers les x décroissants. On s'attend donc à ce que la vitesse de M diminue dans un premier temps. Étant donné que $m \ll M$ chaque choc entre les deux masses modifie peu la vitesse de M . Dans une première phase du mouvement M se rapproche du mur en ralentissant tandis que la masse m effectue des aller-retours de plus en plus rapides entre M et la paroi.

La fréquence des chocs augmentant la masse M finit par être repoussée suffisamment pour s'arrêter. À partir de ce moment la masse m est toujours en mouvement (par conservation de l'énergie cinétique totale des deux masses) et elle continue à repousser M vers les x décroissants. La masse M va donc entamer un mouvement en sens inverse, de plus en plus rapide à mesure qu'elle est repoussée par m , qui elle continue de voyager par aller-retours, de plus en plus lentement par conservation de l'énergie cinétique totale.

Les chocs s'arrêtent à partir du moment où la vitesse de m ne lui permet plus de rattraper M . Dans cet état final où les deux vitesses deviennent stationnaires l'énergie cinétique totale finale est quasiment égale à $\frac{1}{2}MV_\infty^2$ (on peut négliger l'énergie cinétique de m car $m \ll M$ et les vitesses sont du même ordre de grandeur). Sachant qu'au départ $E_{c,0} = \frac{1}{2}Mv_0^2$ et que l'énergie cinétique totale des deux masses se conserve au cours du temps on en déduit qu'après le dernier choc $\boxed{\vec{V}_\infty \simeq -V_0\vec{u}_x}$.

2. On s'intéresse au $n+1$ ^{ème} choc. Les vitesses des deux masses avant le choc sont $V_n\vec{u}_x$ et $-v_n\vec{u}_x$ (car m a rebondi contre la paroi). Les vitesses après le choc sont $V_{n+1}\vec{u}_x$ et $v_{n+1}\vec{u}_x$. La conservation de la quantité de mouvement totale (projetée sur \vec{u}_x) et de l'énergie cinétique totale se traduit par les équations ci-dessous :

$$\begin{cases} MV_{n+1} + mv_{n+1} = MV_n - mv_n & (1) \\ MV_{n+1}^2 + mv_{n+1}^2 = MV_n^2 + mv_n^2 & (2) \end{cases}$$

À partir de l'équation (1) on écrit $V_{n+1} = V_n - \varepsilon(v_{n+1} + v_n)$. On injecte cette expression dans (2) pour isoler v_{n+1} :

$$\begin{aligned} M[V_n - \varepsilon(v_{n+1} + v_n)]^2 + mv_{n+1}^2 &= MV_n^2 + mv_n^2 \\ \Leftrightarrow [V_n - \varepsilon(v_{n+1} + v_n)]^2 + \varepsilon v_{n+1}^2 &= V_n^2 + \varepsilon v_n^2 \\ \Leftrightarrow \cancel{V_n^2} - 2\varepsilon V_n(v_{n+1} + v_n) + \varepsilon^2(v_{n+1} + v_n)^2 + \varepsilon v_{n+1}^2 &= \cancel{V_n^2} + \varepsilon v_n^2 \\ \Leftrightarrow 2V_n(v_{n+1} + v_n) - \varepsilon(v_{n+1} + v_n)^2 &= \varepsilon(v_{n+1}^2 - v_n^2) \end{aligned}$$

On simplifie en utilisant l'identité remarquable $v_{n+1}^2 - v_n^2 = (v_{n+1} + v_n)(v_{n+1} - v_n)$:

$$\begin{aligned} 2V_n - \varepsilon(v_{n+1} + v_n) &= \varepsilon(v_{n+1} - v_n) \\ \Leftrightarrow (1 + \varepsilon)v_{n+1} &= (1 - \varepsilon)v_n + 2V_n \\ \Leftrightarrow \boxed{v_{n+1} = \frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon}v_n + \frac{2}{1 + \varepsilon}V_n} \end{aligned}$$

On a alors :

$$V_{n+1} = V_n - \varepsilon \left(\frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon}v_n + \frac{2}{1 + \varepsilon}V_n + v_n \right) \Leftrightarrow \boxed{V_{n+1} = -\frac{2\varepsilon}{1 + \varepsilon}v_n + \frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon}V_n}$$

3. Quand elle entre en contact avec la masse m , la masse M est toujours repoussée vers les x décroissants, ce qui signifie que la vitesse V_n est nécessairement **décroissante**. Au regard de l'expression proposée pour V_n on comprend que la phase $2n \arctan(\sqrt{\varepsilon})$ ne peut pas dépasser la valeur π , donc que le nombre de chocs entre les deux masses doit obligatoirement s'arrêter à une valeur finie. On a vu à la question 1 que la vitesse finale de la masse M est quasiment égale à $-V_0$. On en déduit que :

$$2n_\infty \arctan(\sqrt{\varepsilon}) \simeq \pi$$

En utilisant le développement de $\arctan(\sqrt{\varepsilon})$ sachant que $m \ll M$ donc $\varepsilon \ll 1$, on obtient $\boxed{n_\infty \simeq \frac{\pi}{2\sqrt{\varepsilon}}}$.

4. Chaque choc entre les deux masses est suivi d'une collision de m contre la paroi, sauf éventuellement le dernier choc après lequel il est possible d'avoir une vitesse v négative. On a donc $N_\infty = 2n_\infty$ ou bien $N_\infty = 2n_\infty - 1$. Étant donné que n_∞ est élevé (car $\sqrt{\varepsilon} \ll 1$), on peut considérer que dans tous les cas de figure $N_\infty \simeq 2n_\infty$. Considérons alors le cas où la masse M est 10^{2k} fois plus lourde que m , avec k un entier naturel, autrement dit $\varepsilon = 10^{-2k}$:

$$N_\infty \simeq \frac{\pi}{10^{-k}} \simeq 10^k \pi$$

Sachant que N_∞ est forcément un entier on peut considérer que $N_\infty \simeq E(10^k \pi)$, ce qui correspond effectivement à un entier écrit avec les k premières décimales de π !

5. On s'intéresse au déplacement des deux masses entre le choc n et le choc $n+1$. Pendant la durée $t_{n+1} - t_n$:

- la masse M s'est déplacée à la vitesse constante V_n et son déplacement algébrique le long de l'axe est $\Delta x = d_n - d_{n+1}$;
- la masse m s'est déplacée à la vitesse constante (en norme) v_n sur la distance $d_n + d_{n+1}$.

Par conséquent :

$$\boxed{t_{n+1} - t_n = \frac{d_n - d_{n+1}}{V_n} = \frac{d_n + d_{n+1}}{v_n}}$$

On en déduit que :

$$(v_n + V_n)d_{n+1} = (v_n - V_n)d_n \Leftrightarrow \boxed{d_{n+1} = \frac{v_n - V_n}{v_n + V_n}d_n}$$

La fonction recherchée est $\boxed{f(v_n, V_n) = \frac{v_n - V_n}{v_n + V_n}}$.

6. On obtient rapidement l'expression du terme général de la suite d_n par simplification des fractions successives :

$$d_n = \frac{\cancel{2n-3} \cancel{2n-5} \dots \cancel{3} 1}{2n-1 \cancel{2n-3} \dots \cancel{3} \cancel{3}} d_1 \Leftrightarrow \boxed{d_n = \frac{L}{2n-1}, n \geq 1}$$

Cette expression montre que d_n est décroissante, ce qui est logique puisque l'approximation concernant $f(v_n, V_n)$ n'est valable que pendant la phase où M se rapproche de la paroi. La valeur minimale

de d_n correspond au choc n pour lequel la vitesse V_n s'annule. D'après l'expression de V_n fournie cela correspond à :

$$2n \arctan(\sqrt{\varepsilon}) = \frac{\pi}{2} \iff n = \frac{\pi}{4 \arctan(\sqrt{\varepsilon})} \simeq \frac{\pi}{4\sqrt{\varepsilon}}$$

On conclut enfin que :

$$d_{\min} \simeq \frac{L}{\frac{\pi}{2\sqrt{\varepsilon}} - 1} \simeq \frac{2\sqrt{\varepsilon}}{\pi} L$$

Exercice 2 : Mouvement d'un électron dans un champ stationnaire et uniforme

1. Poids de l'électron : $P = mg \sim 10^{-29}$ N.

Force magnétique : $F_m \sim evB_0 \sim 10^{-14}$ N. On a $F_m/P \sim 10^{15}$; **le poids de l'électron est négligeable devant la force magnétique.**

2. Avec une vitesse initiale colinéaire à \vec{u}_z donc à \vec{B} la force magnétique **est nulle**. L'électron a un mouvement **rectiligne uniforme parallèlement au champ magnétique.**

3. On applique le principe fondamental de la dynamique à l'électron dans le référentiel terrestre supposé galiléen :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{v} \wedge \vec{B}$$

La projection du PFD dans la base cartésienne conduit aux équations différentielles suivantes :

$$\begin{cases} \frac{dv_x}{dt} = -\frac{eB_0}{m} v_y & (1) \\ \frac{dv_y}{dt} = \frac{eB_0}{m} v_x & (2) \\ \frac{dv_z}{dt} = 0 & (3) \end{cases}$$

En intégrant deux fois l'équation (3) avec les conditions initiales $v_z(0) = 0$ et $z(0) = 0$ on trouve $z(t) = 0 \forall t$. **La trajectoire est située dans le plan (Oxy).**

Pour intégrer les deux autres équations on utilise une petite astuce pour gagner du temps. On pose la variable complexe $V(t) = v_x(t) + iv_y(t)$. En écrivant (1) + i(2) on obtient :

$$\frac{dV}{dt} = i \frac{eB_0}{m} V$$

La solution générale de cette équation différentielle est $V(t) = Ae^{i \frac{eB_0}{m} t}$. Avec la condition initiale $V(0) = v_x(0) + iv_y(0) = v_{0x}$ on conclut que :

$$V(t) = v_{0x} e^{i \frac{eB_0}{m} t} \iff \begin{cases} v_x(t) = \text{Re}[V] = v_{0x} \cos\left(\frac{eB_0}{m} t\right) \\ v_y(t) = \text{Im}[V] = v_{0x} \sin\left(\frac{eB_0}{m} t\right) \end{cases}$$

On intègre à nouveau pour obtenir $x(t)$ et $y(t)$, avec les conditions initiales $x(0) = 0$ et $y(0) = 0$. On trouve :

$$x(t) = \frac{mv_{0x}}{eB_0} \sin\left(\frac{eB_0}{m} t\right) \quad \text{et} \quad y(t) = \frac{mv_{0x}}{eB_0} \left(1 - \cos\left(\frac{eB_0}{m} t\right)\right)$$

On obtient l'équation cartésienne de la trajectoire en éliminant le temps grâce à $\cos^2\left(\frac{eB_0}{m} t\right) + \sin^2\left(\frac{eB_0}{m} t\right) = 1$:

$$x^2 + \left(y - \frac{mv_{0x}}{eB_0}\right)^2 = \left(\frac{mv_{0x}}{eB_0}\right)^2$$

Il s'agit de l'équation cartésienne d'un **cercle** de rayon $R_c = \frac{mv_{0x}}{eB_0}$ et de centre $C(0, R_c)$. D'après les expressions de $x(t)$ et $y(t)$ la pulsation du mouvement est $\omega_c = eB_0/m$ donc la période vaut

$$T_c = \frac{2\pi m}{eB_0}$$

4. On exprime l'énergie cinétique en fonction du rayon de la trajectoire :

$$E_{\text{cin}} = \frac{1}{2} mv^2 = \frac{e^2 B_0^2}{2m} R_c^2$$

On dérive cette expression :

$$\frac{dE_{\text{cin}}}{dR_c} = \frac{e^2 B_0^2}{m} R_c \iff dE_{\text{cin}} = \frac{e^2 B_0^2}{m} R_c dR_c$$

On applique ensuite le théorème de la puissance cinétique à l'électron :

$$\frac{dE_{\text{cin}}}{dt} = -\mathcal{P} \iff \frac{e^2 B_0^2}{m} R_c \frac{dR_c}{dt} = -\frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \left\| \frac{d\vec{v}}{dt} \right\|^2$$

L'accélération de l'électron vaut :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{eB_0}{m} v_y \vec{u}_x + \frac{eB_0}{m} v_x \vec{u}_y$$

et sa norme vaut :

$$\left\| \frac{d\vec{v}}{dt} \right\| = \sqrt{\left(\frac{eB_0}{m}\right)^2 (v_x^2 + v_y^2)} = \frac{eB_0 v}{m} = \frac{e^2 B_0^2}{m^2} R_c$$

On poursuit le calcul :

$$\frac{e^2 B_0^2}{m} R_c \frac{dR_c}{dt} = -\frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \times \frac{e^4 B_0^4}{m^4} R_c^2 \iff \frac{dR_c}{dt} = -\frac{e^4 B_0^2}{6\pi\epsilon_0 m^3 c^3} R_c$$

$$\iff \frac{dR_c}{dt} + \frac{e^4 B_0^2}{6\pi\epsilon_0 m^3 c^3} R_c = 0$$

Le rayon suit une loi de décroissance exponentielle avec le temps caractéristique $\tau = \frac{6\pi\epsilon_0 m^3 c^3}{e^4 B_0^2}$. Sa-

chant que $m = eB_0/\omega_c$ on trouve que $\tau = \frac{6\pi\epsilon_0 c^3 B_0}{e\omega_c^3}$, comme indiqué dans l'énoncé. On résout cette

équation différentielle avec la condition initiale $R_c(0) = \frac{mv_{0x}}{eB_0}$:

$$R_c(t) = \frac{mv_{0x}}{eB_0} e^{-t/\tau}$$

À cause de l'énergie perdue par le rayonnement qu'il produit l'électron suit une trajectoire en forme de **spirale convergente** et finit par s'arrêter en O dans la limite $t \rightarrow +\infty$.

5. On reprend les équations du mouvement de la question (3). Le mouvement projeté dans le plan (Oxy) est identique (cercle de rayon $R_c = \frac{mv_{0x}}{eB_0}$ avec une période T_c). En revanche cette fois-ci il y a en même temps un déplacement à vitesse constante parallèlement au champ magnétique ($v_z(t) = v_{0z} = \text{Cste}$). Cela signifie que la trajectoire a une forme d'hélice centrée sur l'axe colinéaire à \vec{u}_z passant par le point C(0, R_c). Le pas de l'hélice est égal à la distance parcourue selon \vec{u}_z pendant la durée T_c d'un tour complet :

$$h = v_{0z} T_c = \frac{2\pi m v_{0z}}{e B_0}$$

Exercice 3 : Vibration d'une corde de piano fixée à ses deux extrémités

1. Une onde stationnaire est une vibration sans transport d'énergie dans l'espace. L'expression générale est $y(x, t) = y_0 \sin(\omega t + \varphi) \sin(kx + \psi)$. La valeur de φ dépend du choix de l'origine des temps. Comme ce choix est arbitraire cela revient à dire que l'on peut décider arbitrairement de la valeur de φ , par exemple égale à zéro. Dans un milieu non dispersif sans atténuation de célérité c , $k = \omega/c$.

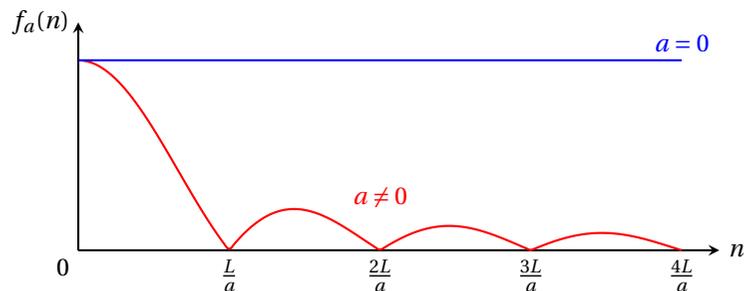
2. Un mode propre est une vibration sinusoïdale qu'il est possible d'observer sur la corde. Pour respecter les conditions limites la fréquence doit prendre des valeurs bien particulières, quantifiées, appelées fréquences propres. Dans le cas présent les fréquences propres valent $f_n = n \frac{c}{2L}$ (voir cours pour la démo et les schémas). On a également les vecteurs d'ondes $k_n = n \frac{\pi}{L}$. On en déduit l'expression de la

vibration :
$$y_n(x, t) = y_0 \sin\left(n \frac{ct}{2L}\right) \sin\left(n \frac{\pi x}{L}\right)$$

3. D'après l'expression fournie tous les coefficients a_n sont nuls. Les coefficients b_n correspondent alors (en valeur absolue) à l'amplitude du mode propre numéro n .

$$|b_n| = \frac{4u_0 a x_0}{cL} \left| \frac{\sin\left(n \frac{\pi a}{L}\right)}{n \frac{\pi a}{L}} \right| \left| \frac{\sin\left(n \frac{\pi x_0}{L}\right)}{n \frac{\pi x_0}{L}} \right|$$

L'effet de la largeur du marteau se manifeste par la fonction $f_a(n) = \left| \text{sinc}\left(n \frac{\pi a}{L}\right) \right|$. On trace son allure dans le cas où le marteau est ponctuel ($a = 0$) et dans le cas où il est épais ($a \neq 0$).



Si l'on s'intéresse uniquement à l'effet de la largeur du marteau on voit que celle-ci produit une décroissance de l'amplitude des harmoniques qui devient sensible dès que le rang est de l'ordre de L/a . Dans la limite $a \rightarrow 0$ la première annulation a lieu pour $n = L/a \rightarrow +\infty$, ce qui revient à dire que l'amplitude ne varie plus avec n . L'effet est donc sensible pour les fréquences propres telles que :

$$n \gtrsim \frac{L}{a} \iff f \gtrsim \frac{L}{a} f_1 = 17 \text{ kHz}$$

Le domaine audible est compris entre 20 Hz et 20 kHz donc cet effet est **quasiment insensible** pour un auditeur écoutant le son du piano.

4. Pour supprimer l'harmonique de rang n il faut choisir le point d'attaque x_0 de sorte que :

$$n \frac{\pi x_0}{L} = k\pi, k \in \mathbb{N}^* \iff x_0 = \frac{kL}{n}, k \in \mathbb{N}^*$$

Puisque par ailleurs on a $0 < x_0 < L$ les valeurs possibles pour k sont comprises entre 1 et $n-1$.

$$x_0 = \frac{kL}{n}, k \in \llbracket 1, n-1 \rrbracket$$

5. La longueur L est telle que $f = \frac{c}{2L} \iff L = \frac{c}{2f}$. On note respectivement (f_g, L_g) et (f_a, L_a) la fréquence et longueur de corde pour la note la plus grave et la plus aiguë. En supposant que la célérité est la même pour toutes les cordes on peut écrire :

$$Lf = L_g f_g = L_a f_a \iff \begin{cases} L_g = \frac{f}{f_g} L = 6,1 \text{ m} \\ L_a = \frac{f}{f_a} L = 4,1 \text{ cm} \end{cases}$$

6. la fréquence fondamentale s'écrit $f = \frac{c}{2L}$. Pour obtenir une note plus grave sans modifier la longueur de corde il faut **diminuer la célérité** c . On peut jouer sur la masse linéique de la corde en "l'épaississant" avec un fil de cuivre enroulé autour de la corde. À longueur L fixée si μ augmente alors c diminue et la fréquence fondamentale est plus faible (note plus grave). Cette solution a l'avantage d'être simple à mettre en œuvre.

En théorie il est tout à fait possible de jouer sur la tension des cordes, il suffirait de diminuer la tension pour réduire la célérité, ce qui aurait le même effet qu'augmenter la masse linéique. Toutefois cette solution peut poser problème car la tension doit être suffisamment importante pour pouvoir négliger l'effet du poids de la corde (corde quasi-horizontale à l'équilibre). Il est préférable de jouer plutôt sur la masse linéique.

7. On note $d = 1,6 \text{ mm}$ le diamètre du cœur d'acier et $e = 1 \text{ mm}$ l'épaisseur de la couche de cuivre. Dans le corde le volume total de l'acier et celui du cuivre valent :

$$V_{\text{acier}} = \frac{\pi}{4} d^2 L \quad \text{et} \quad V_{\text{cuivre}} = \frac{\pi}{4} \left((d+2e)^2 - d^2 \right) L = \pi e(e+d)L$$

On en déduit l'expression de la masse totale de la corde :

$$m_{\text{corde}} = \rho_{\text{acier}} V_{\text{acier}} + \rho_{\text{cuivre}} V_{\text{cuivre}} = \frac{\pi}{4} d^2 L \rho_{\text{acier}} + \pi e(e+d)L \rho_{\text{cuivre}}$$

puis de sa masse linéique :

$$\mu = \frac{m_{\text{corde}}}{L} = \frac{\pi}{4} \left[d^2 \rho_{\text{acier}} + 4e(e+d) \rho_{\text{cuivre}} \right] = 8,9 \cdot 10^{-2} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1}$$

On détermine ensuite la célérité : $c = \sqrt{T_0/\mu} = 98 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. On en déduit enfin la longueur de corde correspondant à la fréquence fondamentale $f = 28 \text{ Hz}$:

$$L = \frac{c}{2f} = 1,7 \text{ m}$$

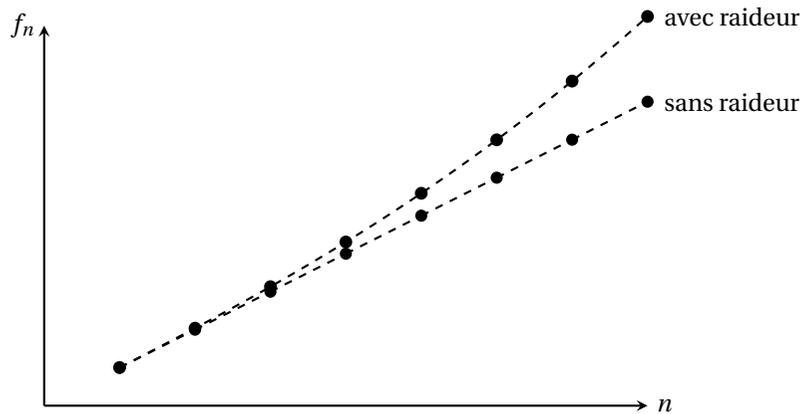
8. Le coefficient B est sans dimension, on en déduit que :

$$1 = \frac{[E] L^4}{[F] L^2} \iff [E] = \frac{[F]}{L^2}$$

Le module d'Young est homogène à une force surfacique, autrement dit à une pression. Le module d'Young s'exprime en **pascals**.

9. L'écart par rapport à un son harmonique est déterminé par la valeur de B . Comme B décroît avec L on conclut que le son produit par un piano à queue (L plus élevée) est plus proche d'un son harmonique que celui d'un piano droit, ce qui est un avantage du point de vue de l'écoute.

10. Avec une corde sans raideur les fréquences propres augmentent de manière linéaire avec n . Ce n'est plus le cas quand on tient compte de la raideur. On constate que plus le rang de l'harmonique est élevé et plus l'effet de la raideur est sensible.



11. Les fréquences propres s'écrivent approximativement : $f_n \approx n \frac{c}{2L} \left(1 + \frac{Bn^2}{2}\right) = f_n^0 \left(1 + \frac{Bn^2}{2}\right)$. Le taux d'inharmonicité vaut :

$$i_n = \frac{f_n}{f_n^0} - 1 \iff i_n = \frac{Bn^2}{2}$$

12. On cherche le rang n à partir duquel $f_n > 2^{1/12} f_n^0$:

$$\frac{f_n}{f_n^0} > 2^{1/12} \iff 1 + \frac{Bn^2}{2} > 2^{1/12} \iff n > \sqrt{\frac{2}{B} (2^{1/12} - 1)} = 17,7$$

La fréquence propre f_n avec raideur est plus élevée d'un demi-ton que sa valeur f_n^0 sans raideur à partir du rang $n = 18$.

Exercice 4 : Expérience de Fizeau

1. Les deux ondes lumineuses sont issues de la même source et, mis à part dans les tubes, les chemins optiques sont identiques. Cela signifie que le déphasage entre les deux ondes au niveau du détecteur est dû uniquement à la propagation dans les tubes.

On détermine le décalage temporel entre les deux ondes au niveau du détecteur. Tandis qu'une onde traverse une longueur $2L$ dans l'eau avec la célérité $v_1 = v' + u$, l'autre parcourt cette même distance avec une célérité $v_2 = v' - u$. Le décalage temporel s'écrit donc :

$$\Delta t_c = \frac{2L}{v' - u} - \frac{2L}{v' + u}$$

avec $v' = \frac{c}{n}$ la célérité d'une onde lumineuse dans l'eau au repos. Après simplification on obtient :

$$\Delta t_c = \frac{4n^2 u L}{c^2 - n^2 u^2} \approx \frac{4n^2 u L}{c^2}$$

On détermine alors l'ordre d'interférence :

$$p_c = \frac{\Delta t_c}{T} = \frac{c \Delta t_c}{\lambda} \iff p_c = \frac{4n^2 u L}{\lambda c} = 0,46$$

L'ordre d'interférence est presque égal à un demi-entier donc dans le modèle classique de composition des vitesses on s'attend à mesurer au niveau du détecteur **une intensité lumineuse sensiblement plus faible qu'en l'absence d'interférences** ($u = 0$).

2. On reprend les calculs avec la loi de composition relativiste des vitesses :

$$\Delta t_r = 2L \left(\frac{1 - \frac{v'u}{c^2}}{v' - u} - \frac{1 + \frac{v'u}{c^2}}{v' + u} \right)$$

Après simplification on obtient :

$$\Delta t_r = \frac{4(n^2 - 1) u L}{c^2 - n^2 u^2} \approx \frac{4(n^2 - 1) u L}{c^2}$$

On détermine alors l'ordre d'interférence :

$$p_r = \frac{4(n^2 - 1) u L}{\lambda c} = 0,20$$

La valeur obtenue est à peu près équidistante d'un entier et un demi-entier. Dans le modèle relativiste de composition des vitesses on s'attend à mesurer au niveau du détecteur **une intensité lumineuse proche de ce que l'on observerait en l'absence d'interférences**.