

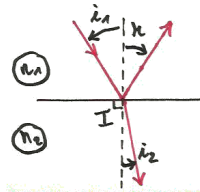
ONDES ET MÉCANIQUE

I. Couche anti-reflet

I.1. Réflexion et transmission

1. Lois de Descartes :

- Le rayon réfléchi et le rayon transmis (réfracté) appartiennent au plan d'incidence, défini par le rayon incident et la normale au dioptre au point d'incidence.
- Réfraction : les angles d'incidence i_1 et i_2 des rayons incident et réfracté vérifient $n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$.
- Réflexion : les angles d'incidence i_1 et r des rayons incident et réfléchi vérifient $i_1 = -r$.



En incidence normale, on a $i_1 = 0$ donc $i_2 = r = 0$. Les supports des rayons sont confondus.

2. La couleur perçue par l'œil est fonction de la fréquence. Celle-ci n'est pas modifiée à la traversée du dioptre car les milieux sont linéaires. Par contre la longueur d'onde dépend de la célérité des ondes donc de l'indice de réfraction : $\lambda_i = \lambda_r = \frac{c}{n_1 f}$ et $\lambda_t = \frac{c}{n_2 f}$ où c représente la célérité des ondes dans le vide. Ainsi les

nombre d'onde angulaires valent $k_i = k_r = \frac{2\pi}{\lambda_i} = n_1 \frac{2\pi f}{c}$ et $k_t = \frac{2\pi}{\lambda_t} = n_2 \frac{2\pi f}{c}$.

3. L'onde incidente s'écrit $s_i(x, t) = A_i \cos(\omega t - k_i x + \varphi_i)$ en notant $\omega = 2\pi f$.
4. D'après le 2., l'onde réfléchie s'écrit $s_r(x, t) = A_r \cos(\omega t + k_i x + \varphi_r)$. Comme pour tout t , on a $s_r(0, t) = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} A_i s_i(0, t) \Leftrightarrow A_r \cos(\omega t + \varphi_r) = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \cos(\omega t + \varphi_i)$, et que $A_r > 0$ par définition, ceci implique

$$A_r = \frac{|n_1 - n_2|}{n_1 + n_2} A_i \quad \text{et} \quad \varphi_r = \varphi_i \quad \text{si} \quad n_1 > n_2 \quad \text{ou} \quad \varphi_r = \varphi_i + \pi \quad \text{si} \quad n_1 < n_2.$$

La réflexion induit donc un déphasage de π si $n_2 > n_1$.

5. Notons K la constante de proportionnalité telle que $\mathcal{P} = K \langle s^2 \rangle$. On a donc en $x = 0^+$:

$$R = \frac{\mathcal{P}_r}{\mathcal{P}_i} = \frac{K \langle s_r(0, t)^2 \rangle}{K \langle s_i(0, t)^2 \rangle} \quad \text{d'où} \quad R = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2}.$$

6. ...!

7. $R + T = \frac{n_1^2 + n_2^2 - 2n_1 n_2 + 4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2}$ d'où $R + T = 1$.
Cela peut se ré-exprimer ainsi : $\mathcal{P}_r + \mathcal{P}_t = \mathcal{P}_i$. Ainsi il y a conservation du flux d'énergie à la traversée du dioptre.

8. Dans le cas du dioptre air-verre, on obtient $R = 0,043$ et $T = 0,957$.

9. L'éclairement en provenance du paysage traverse deux dioptre et T ne dépend pas de l'ordre des milieux 1 et 2, donc l'œil reçoit du paysage $T^2 \mathcal{P}$.
L'éclairement en provenance du soleil donne une contribution prédominante via la réflexion sur le premier dioptre, d'éclairement $R10\mathcal{P}$.

Le rapport des deux vaut $r = \frac{10R}{T^2} = 0,46$. Ainsi, le reflet du soleil est à peu près moitié moindre que la lumière provenant du paysage, ce qui est très gênant pour la vue.

I.2. Mise au point de la couche anti-reflet

10. Toutes les ondes sont synchrones. Plaçons-nous au niveau du dioptre air-milieu n , du côté de l'air, en $x = 0^-$. En comparaison de l'onde réfléchie 1, l'onde réfléchie 2 a du traverser le premier dioptre (ce qui n'occasionne aucun déphasage), puis parcourir deux fois l'épaisseur e à une vitesse $\frac{c}{n}$ donc en un temps $\frac{2ne}{c}$. Elle a aussi subi une réflexion avec $N > n$ donc un déphasage de π supplémentaire, mais l'onde

réfléchie 1 aussi donc il est compensé. Donc $\tau = \frac{2ne}{c}$, ce qui correspond à un retard de phase de l'onde

1 par rapport à l'onde 2 de $\Delta\varphi = -\omega\tau = -\frac{4\pi ne}{\lambda}$.

11. L'onde réfléchie totale sera d'amplitude minimale si les ondes 1 et 2 sont en opposition de phase. Cela se produit si $\Delta\varphi = -(2p + 1)\pi$, donc si $e_p = \frac{(2p + 1)\lambda}{4n}$, avec $p \in \mathbb{N}$.

La plus petite épaisseur permettant cela est obtenue pour $p = 0$, donc $e_0 = \frac{\lambda}{4n} = 90,6 \text{ nm}$.

12. La condition d'interférence destructive dépend de la longueur d'onde, donc elle ne sera approximativement réalisée que pour le milieu du spectre visible.
On parvient au mieux à diviser par trois le flux énergétique réfléchi.

II. Trajectoire d'un volant de badminton (d'après X PC 2015)

1. a) Le Principe Fondamental de la Dynamique (PDF) appliqué à $M(m)$ dans le référentiel terrestre considéré galiléen s'écrit : $\ddot{x}\vec{u}_x + \ddot{y}\vec{u}_y + \ddot{z}\vec{u}_z = -g\vec{u}_z$. On projette et on intègre :

$$\boxed{x(t) = U_0 \cos(\theta_0) t} \quad , \quad \boxed{y(t) = 0} \quad \text{et} \quad \boxed{z(t) = U_0 \sin(\theta_0) t - \frac{1}{2} g t^2} .$$

- b) On réinjecte $t = \frac{x}{U_0 \cos \theta_0}$ dans l'équation de z , ce qui conduit à l'équation intrinsèque

$$\boxed{z = \tan \theta_0 x - \frac{g}{2U_0^2 \cos^2 \theta_0} x^2} .$$

- c) On résout $z(x) = 0$ ce qui donne $x = 0$ ou $x = L_0$ avec $\boxed{L_0 = \frac{U_0^2}{g} \sin(2\theta_0)}$.

- d) $\boxed{L_0 = \frac{U_0^2}{g}} = \frac{L^2 T^{-2}}{L T^{-2}} = L$. Il s'agit bien d'une longueur.
On retrouve les résultats attendus : $L_0 = 0$ pour $\theta_0 = 0$ ou $\frac{\pi}{2}$.

- e) On maximise L_0 en prenant $\boxed{\theta_0 = \frac{\pi}{4}}$, ce qui donne $\boxed{L_0 = \frac{U_0^2}{g}}$.

- f) On obtient $L_0 = 3,3 \times 10^2 \text{ m}$.

2. $\boxed{[C_x] = \frac{[F]}{[\rho] \cdot [S] \cdot [U]^2} = \frac{M \cdot L \cdot T^{-2}}{M \cdot L^{-3} \cdot L^2 \cdot T^{-2}} = 1}$ d'où $\boxed{[C_x] = 1}$. Ce coefficient est **sans dimension**.
3. On obtient $Re_0 = 2,3 \times 10^5$ et $Re_{inf} = 2,7 \times 10^4$. On a bien $Re > 2000$ dans les deux cas.
4. • L'intervalle de temps entre deux positions successives est $\Delta t = 50 \text{ ms}$. Il y a 46 positions donc la durée totale est $\boxed{T = 45 * \Delta t = 2,25 \text{ s}}$.
- Le volant atteint son apogée entre les points numérotés 16 et 17, donc au bout d'une durée $\boxed{T_a = 16,5 \Delta t \pm \Delta t = 0,83 \pm 0,05 \text{ s}}$.
- Sur le schéma, la base (\vec{u}_x, \vec{u}_y) est orthonormée, donc on peut appliquer la même échelle à la verticale qu'à l'horizontale. On mesure la hauteur h et la portée x_0 de la courbe au double décimètre, ce qui donne $h = 7,3 \text{ cm}$ et $x_0 = 10,7 \text{ cm}$. Comme la portée correspond à 9 m, on en déduit $\boxed{H_{max} = \frac{h}{x_0} \times 9 = 6,1 \text{ m}}$.
- La distance entre les points 16 et 17 est de $d = 0,2 \text{ cm}$ ce qui conduit à une vitesse à l'apogée $\boxed{v_A = \frac{d}{x_0} \times 9 \times \frac{1}{\Delta t} = 3,4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}}$.
- On en déduit $Re_A = 1,3 \times 10^4$.

5. Le Principe Fondamental de la Dynamique (PDF) appliqué au système volant dans le référentiel terrestre \mathcal{R} supposé galiléen s'écrit :

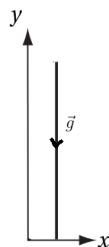
$$m \frac{d\vec{U}}{dt} \Big|_{\mathcal{R}} = m\vec{g} - \frac{1}{2} \rho S C_x U \vec{U} \Leftrightarrow \boxed{\frac{d\vec{U}}{dt} \Big|_{\mathcal{R}} = \vec{g} - \frac{\rho S C_x}{2m} U \vec{U}} .$$

- 6.

On cherche une solution stationnaire : $\vec{U} = c\vec{t}e = \vec{U}_\infty$ donc $\frac{d\vec{U}}{dt} \Big|_{\mathcal{R}} = \vec{0}$. Ceci conduit à

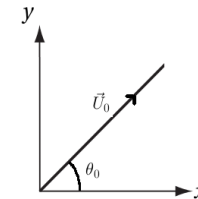
$$\boxed{\vec{U}_\infty = -\sqrt{\frac{2mg}{\rho S C_x}} \vec{u}_y} .$$

Il s'agit donc d'un mouvement rectiligne uniforme vertical descendant, comme le champ de pesanteur.



7. Le PFD s'écrit donc approximativement : $\frac{d\vec{U}}{dt} \Big|_{\mathcal{R}} = -\frac{\rho S C_x}{2m} U \vec{U}$.

La force est toujours alignée avec la vitesse, donc on peut montrer que le mouvement va être rectiligne. En effet notons $\vec{U} = U \vec{u}$ avec \vec{u} un vecteur unitaire aligné avec la vitesse. Le PFD s'écrit : $\dot{U} \vec{u} + U \frac{d\vec{u}}{dt} \Big|_{\mathcal{R}} = -\frac{\rho S C_x}{2m} U^2 \vec{u}$. Comme \vec{u} est de norme constante, $\frac{d\vec{u}}{dt} \Big|_{\mathcal{R}}$ est orthogonal à \vec{u} . En projetant selon \vec{u} , on obtient $\dot{U} = -\frac{\rho S C_x}{2m} U^2$ donc $\frac{d\vec{U}}{dt} \Big|_{\mathcal{R}} = \vec{0}$. Le mouvement est de direction constante donc **rectiligne**. Sa direction est celle de la vitesse initiale.



8. On peut approximativement localiser le régime limite à partir du point N°40.

9. a) On a montré que les régimes i) et iii) sont rectilignes, cf figure ci-contre.

- b) Dans la première phase, on a montré que

$$\dot{U} \vec{u} = -\frac{\rho S C_x}{2m} U^2 \vec{u} \quad \text{donc} \quad \dot{U} = -g \frac{U^2}{U_\infty^2} .$$

On peut intégrer cette équation entre $t = 0$ et t :

$$\frac{1}{U} - \frac{1}{U_0} = \frac{g}{U_\infty^2} t \quad \text{d'où} \quad U(t) = U_0 \left(1 + \frac{g U_0}{U_\infty^2} t \right)^{-1} .$$

On cherche maintenant l'abscisse x qui vérifie $\dot{x} = U \cos \theta_0$.

En intégrant entre $t = 0$ et t on obtient :

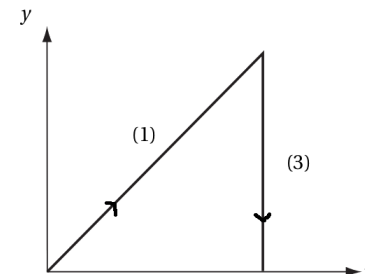
$$x(t) = \cos \theta_0 \frac{U_\infty^2}{g} \ln \left(1 + \frac{g U_0}{U_\infty^2} t \right) .$$

On peut éliminer le temps en injectant l'expression de $U(t)$, ce qui conduit à $\boxed{x = \cos \theta_0 \frac{U_\infty^2}{g} \ln \frac{U_0}{U}}$.

Le premier régime cesse lorsque $g = \frac{\rho S C_x}{2m} U^2 \sin \theta_0 = g \frac{U^2}{U_\infty^2} \sin \theta_0$ donc lorsque $U = \frac{U_\infty}{\sqrt{\sin \theta_0}}$.

Ceci conduit à une portée $\boxed{L = \cos \theta_0 \frac{U_\infty^2}{g} \ln \frac{U_0 \sqrt{\sin \theta_0}}{U_\infty}}$.

- c) On obtient numériquement $L = 5,8 \text{ m}$, ce qui est nettement inférieur à la valeur observée de 9 m. Les approximations faites en négligeant le régime intermédiaire conduisent naturellement à sous-estimer la portée.



III. Mesure de frottements

Étude théorique

- Le principe fondamental de la dynamique appliqué au palet supposé ponctuel (ou théorème de la résultante cinétique) s'écrit, dans le référentiel du laboratoire \mathcal{R} supposé galiléen :

$$m \left. \frac{d\vec{v}}{dt} \right|_{\mathcal{R}} = \vec{R}_T + \vec{R}_N + m\vec{g} = \vec{R}_T,$$

la dernière égalité étant vérifiée car le mouvement s'effectue par hypothèse sur le plan horizontal, donc par projection selon la verticale : $\vec{R}_N + m\vec{g} = \vec{0}$.

On peut écrire la vitesse dans \mathcal{R} ainsi : $\vec{v} = v \vec{u}$ avec $v = \|\vec{v}\| > 0$, \vec{u} étant donc unitaire. On a alors

$$\left. \frac{d\vec{v}}{dt} \right|_{\mathcal{R}} = \dot{v} \vec{u} + v \left. \frac{d\vec{u}}{dt} \right|_{\mathcal{R}} = \frac{1}{m} \vec{R}_T,$$

avec $\vec{u} \cdot \left. \frac{d\vec{u}}{dt} \right|_{\mathcal{R}} = 0$ car \vec{u} est de norme constante. Or la force de frottement \vec{R}_T est par définition alignée

avec la vitesse \vec{v} donc avec \vec{u} . Donc par projection du PFD on obtient $\left. \frac{d\vec{u}}{dt} \right|_{\mathcal{R}} = \vec{0}$. Ainsi le mouvement a une direction fixée \vec{u} , il est donc **rectiligne**.

- En cas de glissement, la loi de Coulomb impose $\|\vec{R}_T\| = f \|\vec{R}_N\|$. Or $\vec{R}_N = -m\vec{g}$ donc $\|\vec{R}_T\| = fmg$, en notant $g = \|\vec{g}\|$.
- Le mouvement a lieu selon l'axe Ox dans le sens croissant, donc la force de frottement qui s'y oppose vérifie $\vec{R}_T = -fmg\vec{u}_x$. Le PFD projeté s'écrit donc

$$m\ddot{x} = -fmg \Rightarrow \boxed{\dot{x} = -fgt + v_0} \quad \text{et} \quad \boxed{x(t) = -\frac{1}{2}fgt^2 + v_0t},$$

en appliquant les conditions initiales.

- L'instant de l'arrêt t_f vérifie $\dot{x}(t_f) = 0 \Leftrightarrow t_f = \frac{v_0}{fg}$, que l'on réinjecte dans $x(t)$. On obtient la distance

parcourue $D = \frac{v_0^2}{2fg}$.

Étude expérimentale

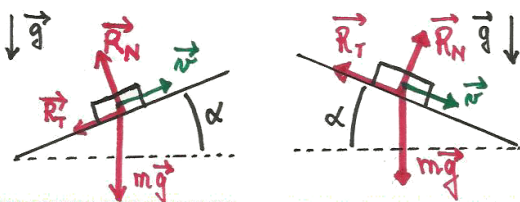
- D'après 3., on a théoriquement $\frac{x}{t} = -at + b$ avec $a = \frac{1}{2}fg$ et $b = v_0$.
On détermine a et b par régression linéaire à la calculatrice (ou avec moins de précision graphiquement) :
 $a = 3,84 \text{ m.s}^{-2}$ et $b = 2,95 \text{ m.s}^{-1}$ (coefficient de corrélation de 0,99995).

On en déduit $v_0 = 2,95 \text{ m.s}^{-1}$ et $f = \frac{2a}{g} = 0,78$.

- On obtient alors $D = \frac{v_0^2}{4a} = 0,57 \text{ m}$, ce qui correspond bien à la valeur mesurée.

Inclinaison

- L'énoncé n'est pas clair quant à savoir si le palet est lancé vers le haut ou le bas de la pente.



Quoi qu'il en soit, on a par projection du PFD selon l'axe perpendiculaire à la pente : $\|\vec{R}_N\| = mg \cos \alpha$ donc $\|\vec{R}_T\| = fmg \cos \alpha$ en situation de glissement. Selon l'axe Ox du mouvement (incliné cette fois) on obtient donc : $m\ddot{x} = \varepsilon mg \sin \alpha - fmg \cos \alpha$ en prenant $\varepsilon = \pm 1$ selon que la pente est descendante ou montante. Finalement on obtient $\ddot{x} = -(f \cos \alpha - \varepsilon \sin \alpha)g$ au lieu de $\ddot{x} = -fg$ dans le cas horizontal.

Ceci conduit à $\boxed{\frac{x}{t} = -\frac{1}{2}(f \cos \alpha - \varepsilon \sin \alpha)gt + v_0}$.

- On se place dans le cas d'une pente descendante donc $\varepsilon = 1$. La condition pour que le palet se mette spontanément en mouvement est

$$\ddot{x} > 0 \Leftrightarrow -(f \cos \alpha - \sin \alpha)g > 0 \Leftrightarrow \boxed{\tan \alpha > f \Leftrightarrow \alpha > \arctan f = \alpha_0} = 38^\circ.$$

La pente donc donc être supérieure à f pour ne pas avoir à lancer le palet. Par contre celui-ci ne s'arrêtera pas spontanément, donc il faudra étudier son mouvement pour mesurer f .

IV. Le son du violon

- Le ressort représente l'élasticité de la corde qui subit une déformation transversale ;
— la masse représente la masse de la corde ;
— le tapis représente le crin de l'archet ;
— la force exercée par le violoniste via l'archet est modélisée par la réaction \vec{R}_N^1 ;
- Le PFD appliqué dans le référentiel du laboratoire \mathcal{R} supposé galiléen s'écrit :

$$m\ddot{x} \vec{u}_x = \vec{R}_N + \vec{T} + m\vec{g} + \vec{R}_T + \vec{F}_r$$

où \vec{F}_r représente la force exercée par le ressort. Par projection selon la verticale on obtient $\vec{R}_N + \vec{T} + m\vec{g}$ donc $\|\vec{R}_N\| = \boxed{F_0 = mg + T}$. On en déduit dans le cas du glissement $\boxed{F_D = f_D F_0}$ et dans le cas statique

$$\boxed{\|\vec{R}_T\| < F_S = f_S F_0}.$$

- La force élastique s'écrit $\vec{F}_r = -k(\ell - \ell_0) \vec{u}_x$ en notant $\ell = AM$ la longueur du ressort. On a ici $\ell_0 = AO$ donc $\ell - \ell_0 = x$ d'où $\vec{F}_r = -kx \vec{u}_x$.

On se place en situation de glissement à partir de $t = 0$, avec le tapis avançant sous la masse de gauche à droite, donc $\vec{R}_T = F_D \vec{u}_x = f_D F_0 \vec{u}_x$ (la force de frottement entraîne la masse dans le sens du mouvement du tapis).

Le PFD selon \vec{u}_x s'écrit alors

$$m\ddot{x} = -kx + f_D F_0 \Leftrightarrow \boxed{\ddot{x} + \omega_0^2 x = \frac{f_D F_0}{m}} \quad \text{avec} \quad \boxed{\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}}.$$

- La solution générale de cette équation d'oscillateur harmonique avec second membre constant est $x(t) = \frac{f_D F_0}{k} + A \cos(\omega_0 t) + B \sin(\omega_0 t)$. Les conditions initiales conduisent à

$$\boxed{x(t) = \frac{f_D F_0}{k} (1 - \cos(\omega_0 t))} \quad \text{et} \quad \boxed{v(t) = \frac{f_D F_0 \omega_0}{k} \sin(\omega_0 t)}.$$

- Le glissement ne peut cesser si la vitesse de la masse n'atteint jamais celle du tapis, donc si

$$\boxed{u > u_0 = v_{\max} = \frac{f_D F_0 \omega_0}{k}}.$$

1. En toute rigueur la force \vec{R}_N appliquée par le violoniste via l'archet est dans le même sens que le poids de la corde contrairement à ce qui est proposé dans ce modèle...

6. Si $u < u_0$, l'adhérence commence lorsque la vitesse de la masse atteint celle du tapis. Alors $v(t) = u =$ constante, donc $\ddot{x} = 0$, et le PFD s'écrit maintenant

$$0 = -kx + R_T \Leftrightarrow \boxed{R_T = kx}.$$

Or on a alors $x(t) = x(t_1) + u(t - t_1)$ qui est croissant, donc R_T croît. Or la condition de frottement statique impose $R_T = ||\vec{R}_T|| < f_S F_0$. Elle est donc violée dès lors que $x \geq \boxed{x_1 = \frac{f_S F_0}{k}}$ date à laquelle le glissement recommence.

7. Pour $t > t_2$, on retrouve l'équation du mouvement trouvée en 3., mais les conditions initiales changent. La solution s'écrit donc, en prenant l'origine des temps en t_2 : $x(t) = \frac{f_D F_0}{k} + A' \cos(\omega_0(t - t_2)) + B' \sin(\omega_0(t - t_2))$.

- La position initiale est $x(t_2) = x_1 = \frac{f_S F_0}{k} = \frac{f_D F_0}{k} + A'$ donc $A' = \frac{(f_S - f_D)F_0}{k}$.
- La vitesse initiale est celle du tapis : $v(t_2) = u = B' \omega_0$ donc $B' = \frac{u}{\omega_0}$.

Ensuite on récrit la solution avec un seul cosinus déphasé :

$$\begin{aligned} A' \cos(\omega_0(t - t_2)) + B' \sin(\omega_0(t - t_2)) &= \sqrt{A'^2 + B'^2} \left(\frac{A'}{\sqrt{A'^2 + B'^2}} \cos(\omega_0(t - t_2)) + \frac{B'}{\sqrt{A'^2 + B'^2}} \sin(\omega_0(t - t_2)) \right) \\ &= A (\cos \varphi \cos(\omega_0(t - t_2)) - \sin \varphi \sin(\omega_0(t - t_2))) \\ &= A \cos(\omega_0(t - t_2) + \varphi) \\ \text{avec } A &= \sqrt{A'^2 + B'^2} \text{ et } \tan \varphi = -\frac{B'}{A'} . \end{aligned}$$

Ceci conduit à $\boxed{x(t) = \frac{f_D F_0}{k} + A \cos(\omega_0(t - t_2) + \varphi)}$ avec $\boxed{A = \sqrt{(f_S - f_D)^2 \frac{F_0^2}{k^2} + \frac{u^2}{\omega_0^2}}}$.

8. Les forces de frottement sont potentiellement plus grandes en l'absence de glissement car le glissement érode et lubrifie les surfaces en contact.
9. Le mobile se met à glisser et se rapprocher du point O . Il va effectuer un aller-retour et sa vitesse $v(t) = \dot{x} = -A\omega_0 \sin(\omega_0(t - t_2) + \varphi)$ va se remettre à croître. Le glissement va cesser si v atteint de nouveau la valeur u . Or l'amplitude est

$$A\omega_0 = \sqrt{(f_S - f_D)^2 \frac{F_0^2 \omega_0^2}{k^2} + u^2} \text{ donc } \boxed{A\omega_0 > u},$$

donc on atteint bien de nouveau l'adhérence.

Ensuite le mouvement suit le tapis comme précédemment : $v(t) = u$ donc x croît et $\ddot{x} = 0$ donc $R_T = kx$. L'adhérence va alors cesser lorsque x atteint la valeur x_1 comme expliqué en 6.. À cet instant qu'on peut noter t_3 , le mobile a exactement la même position x_1 et la même vitesse u qu'à l'instant t_2 fin du régime d'adhérence en 6.. Donc la suite du mouvement va se reproduire de façon exactement identique à ce qui s'est produit entre t_2 et t_3 . **Le mouvement est donc parfaitement périodique à partir de l'instant t_2 .**

10. cf ci-contre.

11. Les frottements fluides vont ajouter un terme d'amortissement dans l'équation obtenue en 3., donc le régime sera pseudo-périodique, donc l'amplitude du déplacement sera réduite, de même que l'amplitude de la vitesse. Ainsi, **la vitesse maximale du tapis u_0 devra être plus faible qu'en l'absence de frottements** de l'air pour qu'un régime d'adhérence prenne place.

12. La vitesse seuil (sans air) a été établie plus haut : $u_0 = \frac{f_D F_0 \omega_0}{k}$. De plus l'écart maximal de la corde est $x_1 = \frac{f_S F_0}{k}$. La colophane augmente les facteurs de frottement f_D et f_S , donc permet d'**augmenter la vitesse de l'archet et l'amplitude des mouvements de la corde.**

13. Quand la tension de la corde augmente, la force T et la raideur du ressort augmentent. Donc le seuil de glissement est plus difficile à atteindre, et ω_0 augmente donc les vibrations de l'excitation sont plus rapides.

L'influence sur le son dépend des modes propres (stationnaires) résonnant du violon en réponse à l'excitation. En considérant uniquement la corde, augmenter la tension augmente la vitesse de propagation c des ondes progressives sur la corde, donc la fréquence f_n des modes propres qui vérifie $\lambda_n = \frac{2L}{n} = \frac{c}{f_n} \Leftrightarrow f_n = n \frac{c}{2L}$, et donc la hauteur du son. Plus la corde est tendue, plus la note est aiguë.

