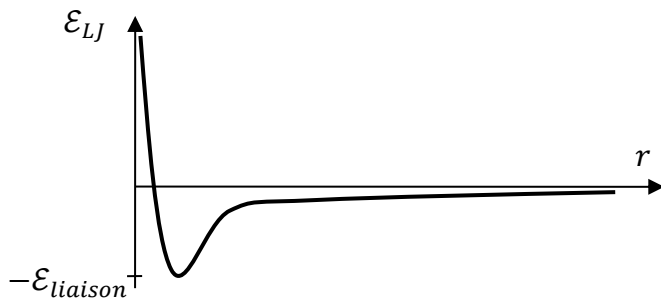


I.A.1) La liaison **intra moléculaire covalente** dont l'énergie est de l'ordre de $100 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ est une liaison plus forte que celle de van der Waals (liaison **inter moléculaire** dont l'énergie vaut $1 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ environ)

I.A.2) Le terme **positif** $\frac{\alpha}{r^{12}}$ correspond à une force **répulsive** à courte portée ($\vec{F} = -\frac{d\varepsilon_p}{dr} \vec{e}_r = \frac{12\alpha}{r^{13}} \vec{e}_r$) alors que le terme **néгатif** $\frac{-\beta}{r^6}$ correspond lui à une force **attractive** à portée un peu plus longue.



Le travail W_{adh} est **proportionnel au nombre de moles liées** par la force de van der Waals donc à l'aire de la surface de contact.

I.A.3) $\vec{OI} = \vec{OL} + \vec{LI} = x_L(1 - \cos \theta) \vec{e}_x + x_L \sin \theta \vec{e}_y$ donc $d\vec{l}_I = dx_L(1 - \cos \theta) \vec{e}_x + dx_L \sin \theta \vec{e}_y$

$\vec{F}_p = F_p(-\cos \theta \vec{e}_x + \sin \theta \vec{e}_y)$ donc $\delta W_p = F_p(1 - \cos \theta) dx_L = \delta W_{adh} = \gamma b dx_L \rightarrow F_p = \frac{\gamma b}{(1 - \cos \theta)}$

On remarque que F_p varie de $\frac{\gamma b}{2}$ ($\theta = 180^\circ$) à l'infini ($\theta = 0^\circ$), ce qui est conforme à notre intuition.

I.A.4) L'angle de pelage étant constant et la tige étant fixe, le point L l'est tout autant : $x_L = V_0 t$

La vitesse d'enroulement doit correspondre à la vitesse de pelage : $V_0 = r_0 \Omega$

Pour $\theta \sim 90^\circ$ la force nécessaire n'est pas trop grande ($F_p = \gamma b$), on évite ainsi la rupture du ruban. Peut-être que la translation horizontale uniforme du support sera indépendante de \vec{F}_p si celle-ci est verticale ... ?

I.B.1 & 2) Le référentiel \mathcal{R} est **galiléen** car il est en **translation rectiligne uniforme** par rapport au référentiel du laboratoire.

$$l(t) = x_I(t) - x_L(t) = l_0 + V_p t - x_L(t)$$

I.B.3) La masse m est soumise à la force de rappel du ressort ($k(l(t) - l_0) \vec{e}_x$) et à la force de frottement.

La force de rappel est **nulle initialement** donc l'équilibre est possible tant que $|f| = k(l(t) - l_0) < F_p$

Cette phase se termine lorsque $t = t_0 = \frac{F_p}{kV_p}$.

I.B.4) La deuxième loi de Newton donne : $\ddot{x}_L(t) + \frac{k}{m} x(t) = \frac{k}{m} V_p t - \frac{F_p}{m} (1 - \varepsilon)$ On pose $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$

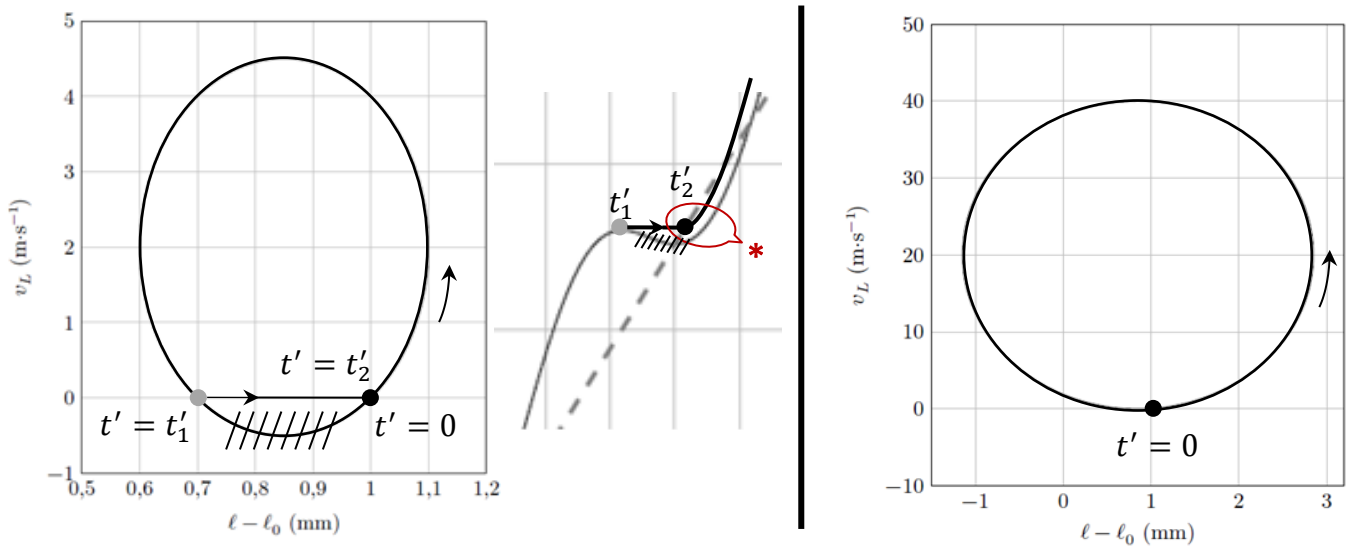
I.B.5) La solution particulière affine est $x_L^p(t) = V_p t - \frac{F_p}{k} (1 - \varepsilon) = V_p t' + V_p t_0 - \frac{F_p}{k} (1 - \varepsilon) = V_p t' + \frac{\varepsilon F_p}{k}$
donc $C_3 = \frac{\varepsilon F_p}{k}$

Grâce aux conditions initiales $x_L(t' = 0) = 0$ et $\dot{x}_L(t' = 0) = 0$, on en déduit $C_1 = -C_3$ et $C_2 = -\frac{V_p}{\omega_0}$

I.B.6) Il est intéressant d'écrire l'élongation du ressort sous la forme $l(t') - l_0 = \frac{F_p}{k} + V_p t' - x_L(t')$

En $t' = 0$, $l - l_0 = \frac{F_p}{k} = 1 \text{ mm}$ et v_L est nulle.

De plus, en début de glissement, $V_p t' > x_L(t')$ donc cela signifie que l'élongation **augmente**.



Sur les figures de gauche ($V_p = 2 \text{ m.s}^{-1}$), lorsque la vitesse s'annule, l'élongation est **inférieure** à $\frac{F_p}{k}$.

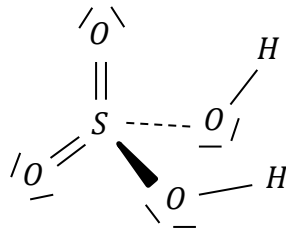
L'équilibre est possible et le système **s'immobilise** jusqu'à ce que $l(t') - l_0 = \frac{F_p}{k} = 1 \text{ mm}$.

Le glissement réapparaît donc en t'_2 tel que $l(t'_2) - l_0 = \frac{F_p}{k} \Leftrightarrow V_p t'_2 = x_L(t'_1)$

On retrouve les mêmes conditions qu'en $t' = 0$, le glissement reprend à l'identique (Voir le petit décalage *)

Tout ceci n'est pas possible sur la figure B ($V_p = 20 \text{ m.s}^{-1}$), le glissement ne s'annule que ponctuellement.

II.A.1) $H \text{ ——— } \overline{Cl} |$



II.A.2) Il faut **oxyder** le cuivre donc ce n'est pas le caractère acide mais le caractère **oxydant** de ces acides qui nous intéresse. Deux candidats sont possibles, H^+ et NO_3^- . Seul le deuxième peut oxyder le cuivre. On choisit donc **l'acide nitrique**.

II.B.1) Une température relativement faible et une pression élevée favorise la conversion.

En effet la réaction est exothermique ($\Delta_r H^0 = -99,0 \text{ kJ.mol}^{-1}$) et $\sum_j \bar{v}_{gaz,j} = -\frac{1}{2} < 0$

Il semblerait qu'un **excès de dioxygène favorise le taux de conversion**.

(Pas l'avancement ! Lui, serait optimisé par des conditions stœchiométriques !)

II.B.2) $\ln K(T) = -\frac{\Delta_r G^0(T)}{RT} = \frac{\Delta_r S^0}{R} - \frac{\Delta_r H^0}{RT} = -11,3 + \frac{11,9.10^3}{T}$ C'est bien une fonction **décroissante** de T .

$$\text{II.B.3)} \quad SO_{2g} + \frac{1}{2} O_{2g} \rightleftharpoons SO_{3g} \quad K(T) = \frac{x_{SO_3} P^{0.5}}{x_{SO_2} P_{O_2}^{1/2}} = \frac{\alpha P^{0.5}}{(1-\alpha) P_{O_2}^{1/2}} \Leftrightarrow \alpha = \frac{K(T) P_{O_2}^{1/2}}{P^{0.5} + K(T) P_{O_2}^{1/2}}$$

a b 0 A $K(T)$ fixée, le taux de conversion croît avec $P_{O_2} \rightarrow O_2$ en excès

$a(1-\alpha)$ $b - \frac{a\alpha}{2}$ $a\alpha$ C'est confirmé par les résultats donnés sur la figure 5.

II.B.4) $Q = \frac{n_{SO_3} (n_{SO_3} + n_{SO_2} + n_{O_2} + dn_{N_2})^{1/2} P^{0.5}}{n_{SO_2} n_{O_2}^{1/2} P^{1/2}} > K(T)$: le système évolue dans le sens \leftarrow , la conversion est défavorisée. C'est confirmé par les résultats donnés sur la figure 6.

La source de dioxygène **la plus économique et la plus pratique est l'air** (c'est pour cela que la proportion de diazote est voisine de 79 %). Il est coûteux d'obtenir du dioxygène pur.

III.A.1) Les interféromètres de **Michelson (à 2 ondes vers 1880)** et de **Perot-Fabry (à N ondes vers 1910)** sont deux interféromètres à division d'amplitude.

III.A.2) Contrairement au Michelson, la présence de **2 lames** (séparatrice et combinatrice) permet d'**égaliser** le nombre de traversées de lame par chaque faisceau.

III.A.3-5) $\delta = e\Delta n \rightarrow I = 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi e\Delta n}{\lambda}\right)$ Eclairage **uniforme** (maximal pour $\lambda_{max} = \frac{e\Delta n}{p}$ $p \in \mathbb{N}^*$)

III.A.6) On utilise une source de **lumière blanche et un spectromètre** afin d'analyser le spectre de la lumière projetée sur l'écran et d'y repérer des cannelures correspondant à $\lambda_{min} = \frac{2e\Delta n}{2m+1}$ $m \in \mathbb{N}$.

Une méthode basée sur une régression linéaire est impossible tant que les entiers m sont inconnus. Mais, dès deux cannelures $(m_1; \lambda_{min,1})$ et $(m_1 - 1; \lambda_{min,2})$ on peut obtenir m_1 en résolvant l'équation $\lambda_{min,1}(2m_1 + 1) = \lambda_{min,2}(2m_1 - 1)$ et en reconnaissant l'entier le plus proche de $\frac{\lambda_{min,1} + \lambda_{min,2}}{2(\lambda_{min,2} - \lambda_{min,1})}$

On peut alors déterminer Δn par **régression linéaire de la fonction** $\lambda_{min} \left(\frac{1}{2m+1}\right)$.

[Traitons un exemple avec $e = 100 \mu m$ et 6 cannelures $\{401; 443; 495; 561; 648; 766\}$ (λ_{min} en nm)
On obtient $m \in [5; 10]$ et la régression linéaire (excellente !) donne $\Delta n = 4,2 \cdot 10^{-2}$]

III.B.1) $\vec{k} = \frac{\omega}{c} \vec{u}_z$ $div \vec{E} = 0 \rightarrow E_{0z} e^{j(\omega t - kz)}$ indépendant de $z \rightarrow E_{0z} = 0$

III.B.2) $\vec{E}(e, t) = E_{0x} \vec{u}_x e^{j(\omega t - n_0 k e)}$ $\vec{E}(z > e, t) = E_{0x} \vec{u}_x e^{j(\omega t - n_0 k e - k(z-e))}$

III.B.3) $\vec{E}(z > e, t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{j(\omega t - k(z-e))} (e^{-jn_0 k e} \vec{u}_x + e^{-jn_e k e} \vec{u}_y)$

Le déphasage ($ke\Delta n$) entre les deux composantes de \vec{E} n'est a priori ni nul, ni un multiple de π .
Il est simplement constant donc la polarisation est **elliptique**.

Si $e\Delta n = p\lambda$ alors le déphasage est un multiple de 2π , les deux composantes sont **en phase**.

III.C.1) Si on envoie un faisceau à travers un polariseur/analyseur croisés, **aucune lumière ne ressort**.

On intercale le ruban entre le polariseur/analyseur croisés. Si on exclut la situation du B.3.c, en sortie du scotch l'onde est polarisée elliptiquement puis traverse l'analyseur en se polarisant rectilignement.

Si on oriente le polariseur/analyseur suivant les lignes neutres du ruban, la polarisation rectiligne se sera pas modifiée par le scotch et il y aura extinction du faisceau à travers l'analyseur.

On recherche donc cette configuration, puis on tourne de 45° l'ensemble polariseur/analyseur.

III.C.2) A l'ordre 1 et en incidence normale, $\lambda = a \sin i \rightarrow a = 1,71 \mu m$ (par régression linéaire)

Les principales sources d'incertitude sont sur l'angle i (**pointé** surtout puis **résolution** ou lecture).

III.C.3) Les raies d'absorption correspondent aux longueurs d'onde vérifiant la relation $\lambda = \frac{e\Delta n}{p}$ $p \in \mathbb{N}^*$ car alors, la traversée du ruban **ne modifie pas** la polarisation rectiligne.

Première réponse intuitive aux questions b & c : Les longueurs d'onde $\lambda_{1,1} = e\Delta n$ et $\lambda_{2,1} = 2e\Delta n$ ne sont pas assez grandes pour appartenir au domaine visible ($380 nm$; $780 nm$), la première longueur d'onde responsable d'une absorption est $\lambda_{3,1} = 3e\Delta n$ (ce qui n'est pas le cas de $\lambda_{3,2} = \frac{3e\Delta n}{2}$ trop petite).

On a donc $2e\Delta n < \lambda_{UV} < 3e\Delta n < \lambda_{IR} \rightarrow 4,5 \cdot 10^{-3} < \Delta n < 6,8 \cdot 10^{-3}$

Pour dix épaisseurs de scotch, il y a quatre raies d'absorption à distinguer parmi $\lambda_{10,p} = \frac{10e\Delta n}{p}$ $p \in \mathbb{N}^*$

Mais seules les longueurs d'onde $\lambda_{10,2}$, $\lambda_{10,3}$, $\lambda_{10,4}$ sont de bons candidats.

En effet, $\lambda_{10,1} = 10e\Delta n > \lambda_{IR}$ et $\lambda_{10,5} = 2e\Delta n < \lambda_{UV}$. Ça ne colle pas, Il faut réagir !

Deuxième idée de réponse : $\lambda_{1,1}$ est trop petite et $\lambda_{2,1}$ trop grande pour appartenir au domaine visible, On a donc $e\Delta n < \lambda_{UV} < \lambda_{IR} < 2e\Delta n \rightarrow$ C'est impossible !

Troisième réponse plus critique envers l'énoncé : En fait, il se peut que les lycéens n'aient pas pu identifier l'une ou les deux raies d'absorption $\lambda_{1,1}$ et $\lambda_{2,1}$ si elles se trouvaient aux extrémités du spectre visible. Il est difficile de détecter une cannelure dans ces conditions. Par contre $\lambda_{3,2}$ étant plus centrée est repérée.

Quatre longueurs d'onde sont à présent de bons candidats : $\lambda_{10,6}$, $\lambda_{10,7}$, $\lambda_{10,8}$ et $\lambda_{10,9}$

Les longueurs d'onde $\lambda_{10,5} = \lambda_{2,1}$ et $\lambda_{10,10} = \lambda_{1,1}$ ne sont toujours pas détectées.

On peut alors déterminer Δn à partir d'un tableau analogue à celui proposé par les lycéens :

$\lambda (nm)$	p	$\Delta n = p\lambda/10e$
433,4	9	$1,39 \cdot 10^{-2}$
494,9	8	$1,41 \cdot 10^{-2}$
573,2	7	$1,43 \cdot 10^{-2}$
680,0	6	$1,46 \cdot 10^{-2}$

Les valeurs obtenues sont plus resserrées mais l'ordre de grandeur est le même.

Le scotch étant vraisemblablement dispersif, la différence d'indice peut dépendre de λ .

Il est donc raisonnable de ne donner Δn qu'à 10^{-3} près : $\Delta n = 1,4 \cdot 10^{-2}$

On peut vérifier à posteriori que les cannelures à $\lambda_{1,1} \sim 3,9 \cdot 10^{-7} m$ et $\lambda_{2,1} \sim 7,8 \cdot 10^{-7} m$ étaient en effet très difficiles à observer.

III.C.4) Les deux bras correspondent aux **deux états de polarisations** suivant Ox et Oy avec chacun leur indice différent. **Les projections** sur Ox et Oy se chargent de la division d'amplitude.

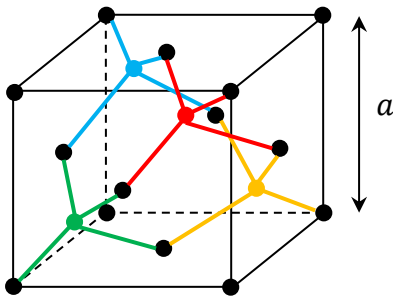
Cette disposition permet de superposer deux ondes **de même amplitude**, condition nécessaire pour obtenir un contraste maximal. Dans notre cas, les cannelures seront plus nettes, l'absorption plus franche.

Par ailleurs, j'ajoute que le fait de croiser le polariseur et l'analyseur permet de supprimer la lumière blanche qui ne passe pas par le ruban (interstice, lumière diffuse ...). En TP, nous avons en effet observé que les lumières étaient alors plus profondes.

IV.A) La forme stable du carbone est le **graphite**. Il peut se transformer en diamant à **très haute pression** ($P > 10^9 \text{ Pa}$) dans le manteau terrestre.

Le diamant est un état **métastable** (minimum **local** énergétique), sa transformation en graphite (minimum **absolu** énergétique) est **extrêmement lente**.

IV.B) Les sites tétraédriques sont au centre des huit petits cubes de côté $\frac{a}{2}$.



Condition de tangence sur une demi diagonale de petit cube :

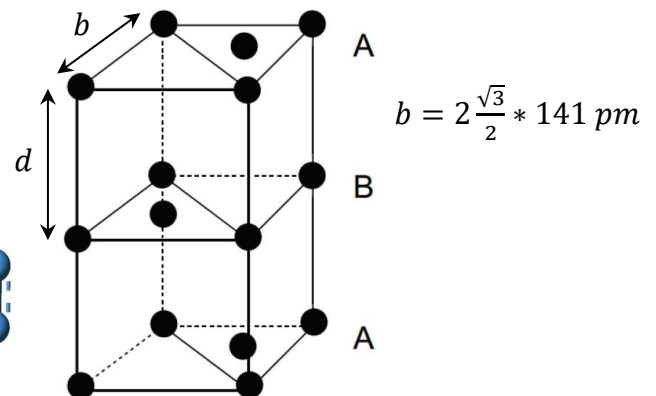
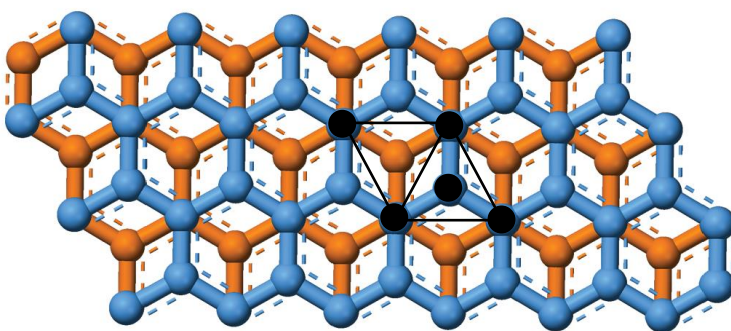
$$a \frac{\sqrt{3}}{4} = 2r_C \rightarrow c = \frac{32\pi r_C^3}{3a^3} = \frac{\pi\sqrt{3}}{16} = 0,34 \text{ (Peu compact)}$$

$$\mu = \frac{8M_C}{N_A a^3} = \frac{3\sqrt{3}M_C}{8N_A (2r_C)^3} \rightarrow 2r_C = 154 \text{ pm}$$

IV.C) Le nombre d'atomes en propre sur les deux couches A : $2 \left(4 * \frac{1}{8} + 1 * \frac{1}{2} \right) = 2$

Le nombre d'atomes en propre sur la couche B : $4 * \frac{1}{4} + 1 = 2$

Nombre total égal à 4



Le volume de la maille est $\frac{\sqrt{3}}{2} b^2 * 2d$. Or $\mu = \frac{4M_C}{\sqrt{3} N_A d b^2}$, on en déduit que **$346 \text{ pm} < d < 369 \text{ pm}$**

Les liaisons C-C dans le diamant et le graphite sont des liaisons **covalentes** alors que celles entre les feuillets du graphite sont des liaisons intermoléculaires type **Van der Waals**.

La longueur des liaisons C-C dans le **diamant est plus grande** car ce sont des liaisons **simples** (4 électrons de valence pour 4 liaisons), contrairement aux liaisons C-C dans le graphite (4 électrons de valence pour 3 liaisons – **1 électron délocalisé**).

IV.D) La liaison entre feuillets étant **faible**, l'exfoliation est possible du moment que l'énergie de liaison

"scotch-graphène" est plus grande : $\mathcal{E}_{\text{graphite}}^{\text{feuillets}} < \mathcal{E}_{\text{graphène}}^{\text{scotch}} < \mathcal{E}_{\text{graphène}}^{\text{substrat}}$

L'électron délocalisé précédemment mentionné est à l'origine du caractère conducteur du graphite.

