

## I. Principe de l'absorption vibrationnelle

**I.1.** L'atome 1 est soumis à la force de rappel exercée par l'atome 2 :  $\vec{f}_1 = -k (l - l_v) \vec{u}$  où  $l_v$  est la longueur à vide du ressort et  $\vec{u}$  est le vecteur unitaire de la direction du ressort orienté dans le sens de son allongement, soit  $\vec{u} = -\vec{u}_x$  où  $\vec{u}_x$  désigne le vecteur unitaire de l'axe (Ox).

De plus, la longueur à l'équilibre du ressort est  $l_e = l_v$  donc  $\vec{f} = k (l - l_e) \vec{u}_x$ .

L'équation fondamentale de la dynamique projetée sur l'axe (Ox) s'écrit donc :

$$k (l - l_e) = m_1 \frac{d^2 x_1}{dt^2} \quad (1)$$

**I.2.** De la même façon, on a pour l'atome 2 :  $\vec{f}_2 = -k (l - l_e) \vec{u}_x$  et

$$-k (l - l_e) = m_2 \frac{d^2 x_2}{dt^2} \quad (2)$$

**I.3.**  $l$  est définie par  $l = x_2 - x_1$  et on déduit par combinaison linéaire :  $-m_2*(1) + m_1*(2)$  :

$$-(m_2 k + m_1 k)(l - l_e) = m_1 m_2 \frac{d^2 l}{dt^2} \quad \text{ou, conformément à l'énoncé en introduisant la masse réduite } \mu$$

$$\mu \frac{d^2 l}{dt^2} = -k (l - l_e) \quad (3)$$

**I.4.** Il s'agit de l'équation différentielle caractéristique d'un oscillateur harmonique, dont la solution

générale est :  $l - l_e = A \cos(\omega_{vib} t + \phi)$  où  $\omega_{vib} = \sqrt{\frac{k}{\mu}}$  est la pulsation et  $f_{vib} = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{\mu}}$  est la fréquence (**en s<sup>-1</sup> ou Hertz**) ;  $A$  et  $\phi$  sont des constantes d'intégration.

On constate donc que la fréquence de vibration est d'autant plus élevée que la constante de force est grande.

**I.5.** *Les candidats n'ont pas à savoir ce qu'est un angström, ce qui n'a aucune incidence sur la question.*

On s'intéresse au système des deux masses de masse réduite  $\mu$  caractérisé par la variable  $l$  et par l'équation (3) qui fait apparaître, par analogie avec l'expression du principe fondamental de la dynamique

une « force équivalente »  $\vec{f} = -k (l - l_e) \vec{u}_x$ . L'énergie potentielle correspondante  $V(l)$  dont dérive cette

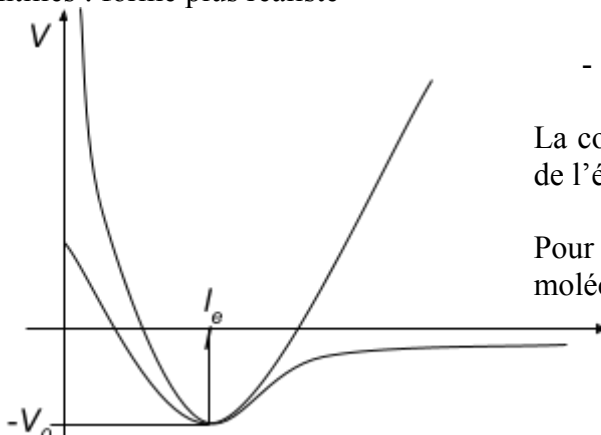
force est définie par :  $\vec{f} = -\overrightarrow{\text{grad}} V(l) = -\frac{dV}{dl} \vec{u}_x$ , soit après intégration entre  $(l_e, -V_0)$  et  $(l, V(l))$  :

$$V(l) = \frac{1}{2} k (l - l_e)^2 - V_0 \quad (4)$$

Courbe  $V(l)$  :

Traits pleins : équation (4)

Traits pointillés : forme plus réaliste



La courbe ci-contre en traits pleins représente le modèle établi ci-dessus qui présente donc :

- une limite finie en  $l = 0$  incohérente avec la répulsion à courte distance
- une limite infinie pour  $l \rightarrow \infty$  incohérente avec la dissociation de la molécule

La courbe en traits pointillés donne l'aspect classique de l'énergie potentielle d'une molécule diatomique.

Pour  $l_e$  du même ordre de grandeur pour les molécules diatomiques,  $k$  est reliée à l'« ouverture »

de la parabole. Une liaison forte correspond à une grande valeur de  $V_0$  et présente donc une cuvette de potentiel « profonde » cohérente avec une grande valeur de  $k$ .

**I.6.** Analyse dimensionnelle : on suppose que  $\sigma$  s'écrit :  $\sigma = f^\alpha c^\beta$  où  $\alpha$  et  $\beta$  sont des constantes à déterminer. On a :  $[\sigma] = \text{L}^{-1}$  et  $[f^\alpha c^\beta] = \text{T}^{-\alpha} \text{L}^\beta \text{T}^{-\beta}$  dont on déduit  $\beta = -1$  et  $\alpha + \beta = 0$  soit  $\alpha = 1$ .

$$\frac{f}{c}$$

On a donc :  $\sigma = \frac{f}{c}$

**AN : Pour  $\sigma = 1 \text{ cm}^{-1}$  on a  $f = 3.10^{10} \text{ Hz}$**

**I.7.** Pour les deux molécules BrRb (molécule a) et KrRb (molécule b), on calcule les masses réduites :

$$\mu_a = 40,95 \text{ uma} \text{ et } \mu_b = 42,25 \text{ uma}$$

Si seule la différence des deux masses jouait un rôle sur les fréquences de vibration, on devrait avoir un

rapport  $\frac{f_a}{f_b} = \sqrt{\frac{\mu_b}{\mu_a}} \approx 1$  ; ce n'est pas le cas puisque  $\frac{f_a}{f_b} = \frac{181}{13} \approx 14$  et il faut tenir compte des différences entre les valeurs des constantes de force.

Le krypton est un gaz rare qui ne forme pas de liaisons fortes ; la liaison Br Rb est au contraire très forte puisque les deux atomes combinent leurs tendances naturelles respectives à gagner ou perdre un électron. Il est donc cohérent d'observer une fréquence de vibration plus importante pour la molécule dont la liaison est la plus forte (cf. conclusion du I.4).

**I.8.** Pour étudier le mouvement de l'atome H par rapport au reste de la molécule, on doit prendre :

$$m_1 = \text{masse d'un atome H} = \frac{M(\text{H})}{N_a}$$

$$m_2 = \text{masse du groupe d'atomes } \text{CH}_3\text{CH}_2\text{O} = \frac{2M(\text{C}) + 5M(\text{H}) + M(\text{O})}{N_a}$$

$$\text{et la masse réduite sera donc : } \mu = \frac{(2M(\text{C}) + 5M(\text{H}) + M(\text{O})) M(\text{H})}{(2M(\text{C}) + 6M(\text{H}) + M(\text{O})) N_a} = \frac{M(\text{H})}{N_a} \times \frac{45}{46} \approx \frac{M(\text{H})}{N_a} = m_1$$

Compte tenu de la différence des masses  $m_1$  et  $m_2$  tout se passe comme si l'atome H était attaché à un point fixe (de « masse infinie »).

**AN :  $\mu = 1,6.10^{-24} \text{ g}$**

$$\text{D'après I.4. et I.6. } \sigma = \frac{f}{c} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{\mu}} \text{ donc } k = \mu (2\pi c \sigma)^2 \quad \text{AN : } k = 7,6.10^5 \text{ N.m}^{-1}$$

**I.9.** En supposant la force  $\vec{F}$  due à l'onde électromagnétique orientée selon l'axe (Ox), sa composante  $F$  selon cet axe s'écrit, en choisissant une phase à l'origine nulle :  $F = F_0 \cos(2\pi f t)$  (pulsation  $\omega = 2\pi f$ ).

Considérant le système de la molécule maintenant soumis à la force  $\vec{F}$  et à la force de rappel  $\vec{f} = -k(l - l_e)\vec{u}_x$ , le principe fondamental de la dynamique, projeté sur l'axe (Ox) s'écrit bien :

$$\mu \frac{d^2 l}{dt^2} = -k(l - l_e) + F_0 \cos(2\pi f t)$$

**I.10.** *Petite imprécision d'énoncé (une annexe précisait la notation le jour du concours) : la grandeur complexe  $l$  est associée à la grandeur réelle  $(l - l_e)$  et non à la longueur instantanée du ressort.*

On passe en notation complexe ; la dérivation par rapport au temps devient une multiplication par  $j\omega$  et

on obtient :  $-\mu\omega^2 \underline{l} = -k \underline{l} + \underline{F}$ . On en déduit  $\underline{l} = \frac{\underline{F}}{k - \mu\omega^2}$  et  $\underline{v} = j\omega \underline{l} = j\omega \frac{\underline{F}}{k - \mu\omega^2}$

$$\underline{T} = \frac{j\omega}{k - \mu\omega^2} = \frac{1}{j\left(\mu\omega - \frac{k}{\omega}\right)}$$

La fonction de transfert s'écrit donc :

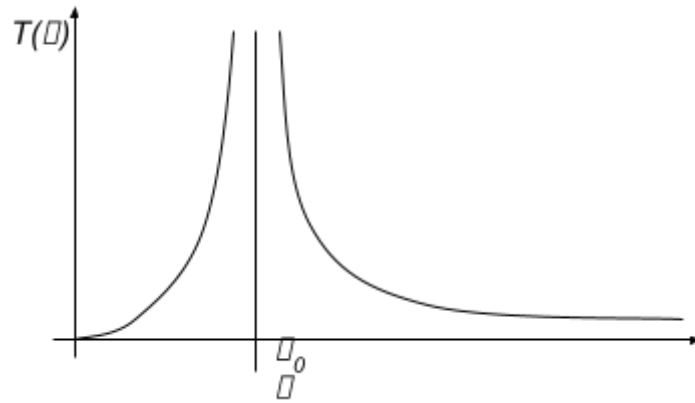
**I.11.** Le module de la fonction de transfert

$$|T| = \frac{1}{\left|\mu\omega - \frac{k}{\omega}\right|}$$

est :  $T(\omega) =$

La droite  $\omega = \omega_0 = \sqrt{\frac{k}{\mu}}$  est une asymptote et  $T(\omega)$  a pour limite 0 pour  $\omega$  tendant vers 0 et vers  $+\infty$ .

On a donc la représentation ci-contre :



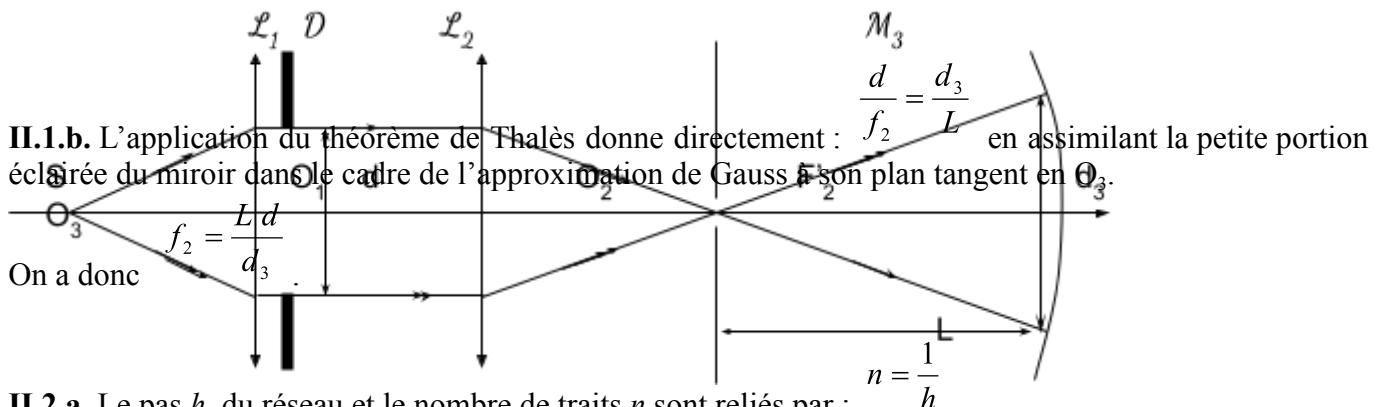
La valeur maximale de  $T(\omega)$  est atteinte pour  $\omega \rightarrow \omega_0$  et vaut  $+\infty$ , ce qui n'est pas réaliste.

On a négligé l'amortissement du mouvement par l'environnement (dissipation d'énergie par interaction d'une molécule avec ses voisines) dont on pourrait envisager de rendre compte par une force de type frottement fluide par exemple.

## II. Etude des principaux composants d'un spectromètre

**II.1.a.** L'énoncé note  $f_i$  les distances focales images alors que cette notation est habituellement réservée aux distances focales objet...

Le tracé des rayons demandés est représenté ci-dessous :



**II.1.b.** L'application du théorème de Thalès donne directement :  $\frac{d}{f_2} = \frac{d_3}{L}$  en assimilant la petite portion éclairée du miroir dans le cadre de l'approximation de Gauss et son plan tangent en  $\Theta_3$ .

On a donc

**II.2.a.** Le pas  $h$  du réseau et le nombre de traits  $n$  sont reliés par :

$$n = \frac{1}{h}$$

**II.2.b.** Après réflexion sur le miroir  $M_3$ , on obtient une onde plane dont les plans d'onde sont des plans perpendiculaires à la direction de propagation.

Le schéma ci-après montre le trajet de deux rayons (1) et (2) frappant deux traits successifs ( $IJ = h$ ), incidents selon l'angle  $i$  et observés selon la direction  $\theta$ ; on observe donc après diffraction une onde plane. Les plans  $IH$  et  $IK$  constituent donc des plans d'onde des ondes incidente et diffractée ( $IH$  et  $IK$  perpendiculaires aux rayons (1) et (2) respectivement) et la différence de marche  $\delta$  = différence de marche entre les rayons (1) et (2) se réduit à  $\delta = (HJ) + (JK) = HJ + JK$  (propagation dans l'air d'indice 1)

Or :  $\sin i = \frac{HJ}{h}$  et  $\sin \theta = \frac{JK}{h}$ . On a donc finalement  $\delta = h (\sin i + \sin \theta)$

**II.2.c.** La direction  $\theta_k$  correspondant au  $k^{\text{ième}}$  maximum pour la longueur d'onde  $\lambda$  correspond à une différence de marche permettant d'obtenir un maximum d'intensité lumineuse, ce que l'on obtient lorsque les ondes issues des différents traits permettent des interférences constructives c'est-à-dire lorsque  $\delta$  est

un multiple entier de la longueur d'onde :  $\delta = k \lambda$ . On a donc bien :  $(\sin i + \sin \theta_k) = \frac{k \lambda}{h}$   
 Le maximum d'ordre 0 correspond à  $k=0$  et à  $\theta_0 = -i$  c'est-à-dire une simple réflexion indépendamment de la longueur d'onde. On observera donc une raie blanche sans dispersion

**II.3.a.** Pour une incidence donnée, l'angle  $\phi$  étant fixé par construction, seuls les rayons diffractés dans la direction  $\theta_k = i - \phi$  seront collectés à la sortie du spectromètre. Compte tenu de la relation du réseau établie ci-dessus, seules les longueurs d'onde vérifiant simultanément les deux relations suivantes seront

sélectionnées :  $\lambda = \frac{h}{k} (\sin i + \sin(i - \phi))$  et  $400 < \lambda \text{ (nm)} < 2000$

**AN : On obtient  $\lambda = 425 / k$  (en nm) ce qui permet de sélectionner une unique longueur d'onde (ordre 1) :  $\lambda = 425 \text{ nm}$**

**II.3.b.** Pour  $k=1$  et  $20^\circ < i < 60^\circ$  alors  $0^\circ < i - \phi < 40^\circ$  et

$284,9 < \frac{h}{k} (\sin i + \sin(i - \phi)) < 1256,8$  (en nm) c'est-à-dire :

**$284,9 < \lambda \text{ (nm)} < 1256,8$  ce qui couvre presque la largeur spectrale de la lampe**

**II.4.** A partir de la relation du réseau :  $\sin \theta_k = \frac{k \lambda}{h} - \sin i$  on obtient par différenciation,  $i$  et  $k$  étant

fixés  $\cos(\theta_k) d\theta_k = \frac{k}{h} d\lambda$  soit, compte tenu de la définition de l'efficacité dispersive :

$$e_k = \left( \frac{\partial \theta_k}{\partial \lambda} \right)_{i,k} = \frac{k}{h \cos \theta_k} = \frac{k}{h \sqrt{1 - \sin^2 \theta_k}} \quad \text{soit finalement } e_k = \frac{k}{h \sqrt{1 - \left( \frac{k \lambda}{h} - \sin i \right)^2}}$$

Lorsque le pas du réseau augmente, l'efficacité dispersive diminue.

**II.5.** Pour les trois réseaux proposés, on fait le même calcul qu'au II.3.b.:

300 traits par mm  $\Rightarrow h = 3333 \text{ nm}$  et  $1140 < \lambda \text{ (nm)} < 5027$

600 traits par mm  $\Rightarrow h = 1667 \text{ nm}$  et  **$570 < \lambda \text{ (nm)} < 2513$**

1200 traits par mm  $\Rightarrow h = 833 \text{ nm}$  et  $400 < \lambda \text{ (nm)} < 1257$

Le dernier réseau ne couvre pas la gamme requise ; les deux premiers conviennent mais le 2<sup>ème</sup> est le plus dispersif et permettra plus de précision dans la mesure ; on choisira donc le réseau de 600 traits par mm.

### III. Détection synchrone

**III.1.a.** A basse fréquence, le condensateur est un coupe-circuit avec  $i = 0$  donc  $u_s = u_e$

A haute fréquence le condensateur est un court-circuit donc  $u_s = 0$

Il s'agit donc d'un filtre passe-bas

**III.1.b.** On reconnaît un diviseur de tension ; on a donc :  $\frac{u_s}{u_e} = \frac{Z_c}{Z_c + Z_R}$  c'est-à-dire  $\underline{H} = \frac{1}{1 + jRC\omega}$

Ou encore avec  $H_0 = 1$  et  $f_0 = \frac{1}{2\pi RC}$

$$\underline{H} = \frac{H_0}{1 + j \frac{f}{f_0}}$$

$$|\underline{H}| = \frac{H_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_0}\right)^2}} = \frac{H_0}{\sqrt{2}}$$

**III.1.c.** La pulsation de coupure vérifie c'est-à-dire  $f_c = f_0$

$$|\underline{H}| = \frac{H_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_0}\right)^2}}$$

**III.1.d.** On a . Le dénominateur est croissant donc le module de  $\underline{H}$  est décroissant admettant pour limites 1 pour  $f \rightarrow 0$  et 0 pour  $f \rightarrow \infty$  (ce qui est cohérent avec un filtre passe-bas !)

Le graphe ci-dessous donne le gain en fonction de  $f$

**III.1.e.** On reprend la forme complexe de  $\underline{H}$  :  $\underline{H} = \frac{1}{1 + jRC\omega}$  dont on déduit  $\psi$  par l'intermédiaire de sa tangente :  $\tan \psi = - \frac{f}{f_0} = - \omega RC$  avec  $\cos \psi > 0$  donc  $-\pi/2 < \psi < \pi/2$

**III.2.a.** On a  $v_e(t) * v_{réf}(t) = V_{réf} \cos(2\pi f t) * (V_e \cos(2\pi f t) + V_b \cos(2\pi f_b t))$

On a donc :  $v_e(t) * v_{réf}(t) = V_{réf} V_e \cos^2(2\pi f t) + V_{réf} V_b \cos(2\pi f t) \cos(2\pi f_b t)$

$$\begin{aligned} &= \frac{V_{réf} V_e}{2} (1 + \cos(4\pi f t)) + \frac{V_{réf} V_b}{2} (\cos(2\pi(f+f_b)t) + \cos(2\pi(f_b-f)t)) \\ &= \frac{V_{réf} V_e}{2} + \frac{V_{réf} V_e}{2} \cos(4\pi f t) + \frac{V_{réf} V_b}{2} \cos(2\pi(f+f_b)t) + \frac{V_{réf} V_b}{2} \cos(2\pi(f_b-f)t) \end{aligned}$$

$$\text{On a donc : } A = B = \frac{V_{réf} V_e}{2} \text{ (dépendant de } V_{réf} \text{ et } V_e \text{) et } C = \frac{V_{réf} V_b}{2}$$

**III. 2.b.** Le signal parasite en sortie contient les deux composantes de fréquences :  $f+f_b$  et  $(f_b-f)$

AN :  $f+f_b = 1100 \text{ Hz}$  et  $f-f_b = 100 \text{ Hz}$

**III.2.c.** Enoncé du théorème de superposition :

L'état électrique d'un circuit linéaire comportant des sources de courant ou tension quelconques (mais indépendantes) peut être considéré comme la superposition des états de ce même circuit correspondant à chaque source, supposée seule dans le circuit.

Le signal d'entrée étant la somme de 4 termes indépendants, on applique le théorème de superposition et on applique donc la fonction de transfert obtenue précédemment à chacun des états :

$$\text{On a donc pour } i = 1, 2, 3, 4 \quad \underline{s}_i = \underline{H} \underline{e}_i \quad \text{et} \quad s_i = \frac{|H(f_i)|}{\sqrt{1 + \left(\frac{f_i}{f_0}\right)^2}} e_i$$

Avec  $f_1 = 0$        $f_2 = 2f$        $f_3 = (f_b - f)$        $f_4 = (f_b + f)$

On aura donc en sortie :  $\underline{s} = \underline{s}_1 + \underline{s}_2 + \underline{s}_3 + \underline{s}_4$

**III.2.d.** On veut atténuer l'amplitude du signal  $s_3$  (de plus basse fréquence) d'un facteur 1000 ; on veut

$$\text{donc : } \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{f_b - f}{f_0}\right)^2}} = 10^{-3} \quad \text{soit} \quad 1 + \left(\frac{f_b - f}{f_0}\right)^2 = 10^6 \quad \text{dont on déduit : } f_0 = 0,1 \text{ Hz}$$

Le filtre a alors une fréquence de coupure telle que toutes les fréquences des composantes du signal

d'entrée sauf la composante continue  $\frac{V_{\text{réf}} V_e}{2}$  seront coupées ;  $V_{\text{réf}}$  étant connue on en déduira  $V_e$ .

## IV. Ecoulement à travers un milieu poreux

**IV.1.a.** Démonstration de la loi de profil des vitesses :

Le système étudié est le fluide contenu dans le volume de contrôle soumis :

- aux forces pressantes sur les parois latérales du volume cylindrique qui se compensent par raison de symétrie

- aux forces pressantes sur les parois verticales aux abscisses  $x$  :  $\pi r^2 P(x) \vec{u}_x$

et  $x + dx$  :  $-\pi r^2 P(x+dx) \vec{u}_x$

- aux forces visqueuses sur les parois latérales : la contrainte visqueuse est :  $\vec{\tau} = \eta \frac{dv}{dr} \vec{u}_x$  orientée

selon  $-\vec{u}_x$  puisque  $\frac{dv}{dr} < 0$  et la force correspondante est  $\vec{f}_{\text{visc}} = \eta \frac{dv}{dr} 2\pi r dx \vec{u}_x$ .

Le théorème d'Euler : la dérivée de la quantité de mouvement du fluide contenu dans le volume de contrôle est la somme de la résultante des forces extérieures et du débit de quantité de mouvement entrant à travers la totalité de la surface de contrôle :

$$\frac{d\vec{P}_V(t)}{dt} = \vec{F}_{\text{EXT}} + Dm_E \cdot \vec{v}_E - Dm_S \cdot \vec{v}_S$$

Appliqué à ce système, en régime permanent et le fluide étant incompressible, l'expression précédente se réduit à la nullité de la résultante des forces extérieures, ce qui conduit après projection sur  $(x'x)$  à :

$$\pi r^2 (P(x) - P(x+dx)) + \eta \frac{dv}{dr} 2\pi r dx = 0 \quad \text{ou} \quad -\pi r^2 \frac{dP}{dx} + \eta \frac{dv}{dr} 2\pi r = 0, \text{ soit compte tenu de la}$$

$$\text{définition et de la notation du gradient de vitesse : } \pi r^2 \frac{\Delta P}{L} + \eta \frac{dV}{dr} 2\pi r = 0$$

Par intégration entre  $(r=a, v(a)=0)$  puisque le fluide est visqueux et sa vitesse nulle au contact d'une paroi fixe, et  $(r, v(r))$  il vient :

$$v(r) = \frac{1}{4\eta} \cdot \frac{\Delta P}{L} \cdot (a^2 - r^2)$$

#### IV.1.b. Cette démonstration est officiellement non exigible...

Le débit volumique ou flux du vecteur vitesse à travers la section  $S$  d'un pore s'obtient par intégration.

On calcule le débit volumique élémentaire à travers une portion de la section de symétrie cylindrique et telle que la vitesse soit la même en tous ses points : c'est un anneau de rayon compris entre  $r$  et  $r+dr$  de surface  $dS = 2\pi r dr$ .

$$D_v = \int_S v(r) \cdot dS = \int_{r=0}^a \frac{1}{4\eta} \cdot \left(\frac{\Delta P}{L}\right) \cdot (a^2 - r^2) \cdot 2\pi r \cdot dr = \frac{\pi}{2\eta} \cdot \left(\frac{\Delta P}{L}\right) \cdot \int_{r=0}^a (a^2 - r^2) \cdot r \cdot dr = \frac{\pi \cdot a^4}{8\eta} \cdot \left(\frac{\Delta P}{L}\right)$$

$$\text{ou encore : } D_v = \frac{\pi \cdot d^4}{128\eta} \cdot \left(\frac{\Delta P}{L}\right)$$

IV.2.a. D'après la définition de la porosité, on a :  
 $N$  est le nombre total de pores

$$\Phi = \frac{\text{Volume des pores}}{\text{Volume total}} = \frac{N \pi a^2 L}{SL} = n \pi a^2 = \frac{n \pi d^2}{4} \quad \text{où}$$

IV.2.b. D'après la loi de Poiseuille, le débit volumique à travers un pore s'écrit :  $D_v = \frac{\pi \cdot d^4}{128\eta} \cdot \left(\frac{\Delta P}{L}\right)$

Pour l'unité de surface de matériau  $\frac{D_v}{S} = n \cdot D_v = \frac{n \cdot \pi}{128\eta} \cdot \left(\frac{\Delta P}{L}\right) \cdot d^4$  d'où par analogie avec la formule

proposée : la perméabilité  $k$  s'écrit :  $k = \frac{n \cdot \pi}{128} \cdot d^4 = \frac{\Phi}{32} \cdot d^2$

IV.3.a. La loi fondamentale de la statique des fluides s'écrit :  $\overrightarrow{\text{grad}} P + \rho \vec{g} = \vec{0}$  soit avec l'axe vertical  $z$  ascendant :  $dP = -\rho g dz$

Pour le vin, fluide incompressible, après intégration entre  $(h, P_0)$  et  $(z, P(z))$  :  $P(z) = P_0 - \rho g (z - h)$

IV.3.b. On a calculé au IV.2.b le débit volumique s'écoulant par unité de surface du tonneau correspondant à un gradient de pression donné ; ceci reste valable ici à l'altitude  $z$  sous la forme :

$$\frac{dD_v}{dS} = \frac{k}{\eta} \left(\frac{\Delta P}{L}\right) = \frac{k}{\eta} \rho g \left(\frac{h-z}{L}\right) \quad \text{avec } dS = 2\pi R dz$$

Par intégration sur la totalité de la hauteur du tonneau, on obtient le débit volumique de vin s'écoulant à travers le tonneau :

$$D_{tot} = \frac{k}{\eta} \rho g \left(\frac{2\pi R}{L}\right) \int_0^h (h-z) dz = \pi \rho g \frac{k R}{\eta L} h^2$$

AN : Le volume de vin perdu par an est donc  $(T=1\text{an}) : T D_{tot}$ .

On obtient numériquement :  $D_{\text{tot}} = 3,93 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$  et  $T D_{\text{tot}} = 124 \text{ m}^3$  !!!

Cette « part des anges » est évidemment totalement irréaliste ! Il faut espérer que les pores se colmatent rapidement !

---