

Transition électronique et couleur - Corrigé

1. Modèle de Thomson

1.1 Calculons le travail élémentaire de $\vec{F}$ pour $r \leq R$:

$$\delta W = \vec{F} \cdot d\vec{r} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{r}{R^3} dr = -d\left(\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{r^2}{R^3}\right) = -d\mathcal{E}_p$$

Puis le travail élémentaire de $\vec{F}$ pour $r \geq R$:

$$\delta W = \vec{F} \cdot d\vec{r} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} dr = -d\left(-\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}\right) = -d\mathcal{E}_p$$

Dans les deux cas, la force s'écrit comme la différentielle d'une fonction énergie potentielle. La force électrostatique est donc conservative. On choisira les constantes d'intégration pour $\mathcal{E}_p(R^-) = \mathcal{E}_p(R^+)$.

1.2 La force $\vec{F}$ est centrale, donc son moment exprimé en O est nul :

$$\vec{\mathcal{M}}_{\vec{F}}(O) = r\vec{u}_r \wedge F(r)\vec{u}_r = \vec{0}$$

D'après le théorème du moment cinétique

$$\frac{d\vec{\sigma}}{dt} = \vec{0}$$

Donc le moment cinétique se conserve

$$\vec{\sigma} = cte$$

1.3 Par définition du moment cinétique de l'électron, exprimé en O

$$\vec{\sigma} = \overrightarrow{OM} \wedge m\vec{v}$$

Donc $\overrightarrow{OM} \cdot \vec{\sigma} = 0$ et $\vec{v} \cdot \vec{\sigma} = 0$. La trajectoire de l'électron appartient donc soit au plan de vecteur normal $\vec{\sigma}$ passant par O (contenant $\overrightarrow{OM}_0$ et $\vec{v}_0$), soit à la droite de vecteur directeur $\vec{v}_0$ passant par O (cas $\vec{\sigma} = \vec{0}$).

2.1 On pose $q^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}$, alors $\vec{F}(r \leq R) = -\frac{q^2 r}{R^3} \vec{u}_r$ et $\vec{F}(r \geq R) = -\frac{q^2}{r^2} \vec{u}_r$.

2.2 On a montré, en question 11.1, que pour $r \geq R$,

$$\delta W = \vec{F} \cdot d\vec{r} = -d\left(-\frac{q^2}{r}\right) = -d\mathcal{E}_p$$

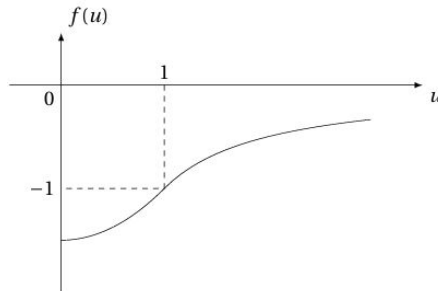
Donc $\mathcal{E}_p(r \geq R) = -\frac{q^2}{r} + cte$. On choisit $\lim_{r \rightarrow +\infty} = 0$, donc $cte = 0$. et pour $r \leq R$:

$$\delta W = -d\left(\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{r^2}{R^3}\right) = -d\mathcal{E}_p$$

Donc $\mathcal{E}_p(r \leq R) = \frac{q^2 r^2}{2R^3} + cte'$. Or, par continuité de l'énergie potentielle en $r = R$, $\mathcal{E}_p(R) = -\frac{q^2}{R}$, donc $cte' = -\frac{3q^2}{2R}$. D'où, en posant $H = q^2/R$,

$$\mathcal{E}_p(r \leq R) = H \left(\frac{r^2}{2R^2} - \frac{3}{2} \right) \quad \text{et} \quad \mathcal{E}_p(r \geq R) = -H \frac{R}{r}$$

2.3 On pose $u = r/R$ et $f(u \leq 1) = \frac{1}{2}u^2 - \frac{3}{2}$ et $f(u \geq 1) = -\frac{1}{u}$:



3.1 Par définition de l'énergie cinétique

$$\mathcal{E}_c = \frac{1}{2}mv^2$$

Or, en coordonnées polaire, la vitesse s'exprime

$$\vec{v} = \dot{r}\vec{u}_r + r\dot{\theta}\vec{u}_\theta$$

Rappelons qu'en coordonnées cylindriques, le moment cinétique s'exprime

$$\vec{\sigma} = \sigma_0 \vec{u}_z = m_e r^2 \dot{\theta} \vec{u}_z$$

D'où

$$\vec{v} = \dot{r}\vec{u}_r + \frac{\sigma_0}{m_e r} \vec{u}_\theta$$

Il vient

$$\mathcal{E}_c = \frac{1}{2}m \left(\dot{r}^2 + \frac{\sigma_0^2}{m_e^2 r^2} \right) = \frac{1}{2}m\dot{r}^2 + \frac{\sigma_0^2}{2m_e R^2} \frac{R^2}{r^2}$$

En posant $A \triangleq \frac{\sigma_0^2}{2m_e R^2}$

$$\mathcal{E}_c = \frac{1}{2}m\dot{r}^2 + A \frac{R^2}{r^2}$$

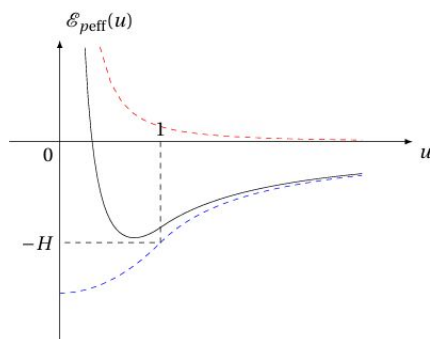
3.2 Par définition de l'énergie mécanique

$$\mathcal{E}_m = \mathcal{E}_c(r, \dot{r}) + \mathcal{E}_p(r) = \underbrace{\frac{1}{2}m\dot{r}^2}_{\mathcal{E}_{\text{ceff}}} + \underbrace{A \frac{R^2}{r^2} + \mathcal{E}_p(r)}_{\mathcal{E}_{\text{peff}}}$$

3.3 On en déduit que l'énergie potentielle effective s'écrit

$$\mathcal{E}_{\text{peff}}(u \leq 1) = \frac{H}{2}(u^2 - 3) + \frac{A}{u^2} \quad \text{et} \quad \mathcal{E}_{\text{peff}}(1 \geq u) = -\frac{H}{u} + \frac{A}{u^2}$$

3.4 Cette énergie potentielle effective permet de déterminer si le mouvement de l'électron est libre ou lié, en donnant accès aux domaines de rayon r accessibles.

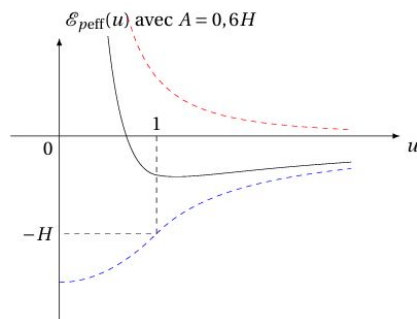


On observe la présence d'un minimum d'énergie potentielle effective. Il existe donc une orbite circulaire accessible. En fonction du paramètre A (donc du moment cinétique initiale), cette orbite est à l'intérieur du pudding ($r < R$) ou à l'extérieur ($r > R$).

3.5 Ce n'est cependant pas une énergie potentielle, car elle dépend des conditions initiales (du moment cinétique) et ne permet pas de déterminer des positions d'équilibre (tout au plus un rayon d'orbite circulaire en cas de présence de minimum).

4.1 On suppose l'électron lié, donc $\mathcal{E}_m < 0$. Il existe nécessairement une portion de trajectoire hors du pudding si le minimum d'énergie potentielle effective est en dehors de celui-ci, c'est-à-dire $\left(\frac{d\mathcal{E}_{\text{peff}}}{du} \right)_{u=1} < 0$.

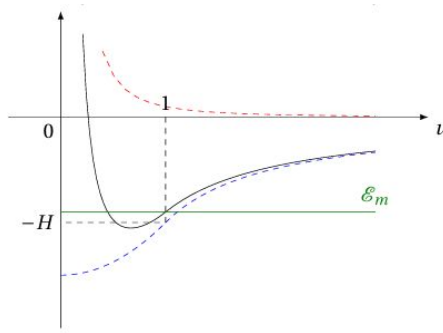
$$\begin{aligned} \left(\frac{d\mathcal{E}_{\text{peff}}}{du} \right)_{u=1} < 0 &\Leftrightarrow H - 2A < 0 \\ &\Leftrightarrow \frac{A}{H} > \frac{1}{2} \end{aligned}$$



4.2 L'électron reste confiné dans le pudding si et seulement si $A/H < \frac{1}{2}$ et

$$\mathcal{E}_m \leq \mathcal{E}_{\text{peff}}(1) \Leftrightarrow \mathcal{E}_m \leq A - H$$

$$\mathcal{E}_{\text{peff}}(u) \text{ avec } H/A = 0,1 \text{ et } \mathcal{E}_m = \mathcal{E}_{\text{peff}}(u = 1)$$



2. Trajectoire des électrons.

5. On a montré, au paragraphe précédent, que la force subit par l'électron s'écrit

$$\vec{F}(r \leq R) = -\frac{q^2 r}{R^3} \vec{u}_r$$

On reconnaît une force de rappel élastique de la forme

$$\vec{F}(r \leq R) = -K(r - r_0) \vec{u}_r \quad \text{avec} \quad K = \frac{q^2}{R^3} \text{ (raideur) et } r_0 = 0 \text{ (longueur à vide)}$$

On lui associe l'énergie potentielle élastique

$$\mathcal{E}_p = \frac{1}{2} K r^2 + cte$$

6. D'après le principe fondamental de la dynamique projeté sur $\vec{u}_r$ (on peut aussi dériver l'intégrale première du mouvement $\mathcal{E}_m = cte$).

$$\begin{aligned} m_e (\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) &= -Kr \Leftrightarrow \ddot{r} + \frac{K}{m_e} r = \frac{r\dot{\theta}^2}{m_e} \\ \Leftrightarrow \ddot{r} + \omega^2 r &= \frac{\sigma_0^2}{r^3 m_e^2} \quad \text{avec} \quad \sigma_0 = m_e r^2 \dot{\theta} \quad \text{et} \quad \omega = \sqrt{\frac{K}{m_e}} \text{ la pulsation propre} \\ \Leftrightarrow \ddot{r} + \omega^2 r &= \frac{2AR^2}{r^3 m_e} \quad \text{avec} \quad A = \frac{\sigma_0^2}{2m_e R^2} \end{aligned}$$

7. Dans le cas particulier où le moment cinétique est nulle (trajectoire rectiligne, vitesse orthoradiale nulle), donc $A = 0$, cette équation différentielle se simplifie et on reconnaît une équation différentielle linéaire de type oscillateur harmonique.

Pour $A = 0$ $\ddot{r} + \omega^2 r = 0$ avec $\omega = \sqrt{\frac{K}{m_e}}$ la pulsation propre

8. Revenons à la base cartésienne. On projette le principe fondamental de la dynamique sur $\vec{u}_x$ et $\vec{u}_y$

$$\begin{cases} m_e \ddot{x} = -Kx \\ m_e \ddot{y} = -Ky \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} \ddot{x} + \omega^2 x = 0 \\ \ddot{y} + \omega^2 y = 0 \end{cases}$$

On reconnaît deux équation différentielle linéaire de type oscillateur harmonique...

9. dont les solutions sont de la forme

$$\begin{cases} x(t) = A \cos(\omega t) + B \sin(\omega t) \\ y(t) = C \cos(\omega t) + D \sin(\omega t) \end{cases}$$

10 Application numérique avec $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$, $C, \varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \mathcal{F} \cdot \text{m}^{-1}$, $m_e = 9,11 \cdot 10^{-30}$ kg, donc

$$q^2 = 2,31 \cdot 10^{-28} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \text{ et } K = 2,31 \cdot 10^2, \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$$

Les pulsation et fréquence propre valent donc

$$\omega = \sqrt{\frac{K}{m_e}} = 5,04 \cdot 10^{15} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1} \text{ et } f_e = \frac{\omega}{2\pi} = 8,01 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$$

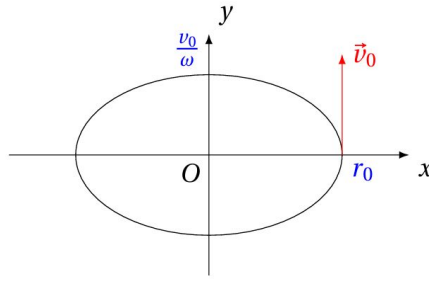
Cette fréquence, élevée, correspond à la fréquence de radiation dans l'UV ($\lambda \lesssim 4 \cdot 10^2$ nm).

11.1 À $t = 0$, $x(0) = r_0$ et $y_0 = 0$, donc $A = r_0$ et $C = 0$. De plus $\dot{x}(0) = 0$ et $\dot{y}(0) = v_0$, donc $B = 0$ et $D = \frac{v_0}{\omega}$, d'où

$$\begin{cases} x(t) = r_0 \cos(\omega t) \\ y(t) = \frac{v_0}{\omega} \sin(\omega t) \end{cases}$$

11.2 On reconnaît une trajectoire elliptique, de centre O et d'axes principaux Ox et Oy , dont l'équation cartésienne est

$$\frac{x^2}{r_0^2} + \frac{\omega^2 y^2}{v_0^2} = 1$$



11.3 L'électron reste dans le pudding si et seulement si le demi-grand axe de l'ellipse reste inférieur à R , c'est-à-dire

$$\max\left(r_0, \frac{v_0}{\omega}\right) \leq R$$

11.4 La trajectoire est circulaire si les demi-grand axe et demi-petit axe sont égaux

$$\text{trajectoire circulaire} \Leftrightarrow r_0 = \frac{v_0}{\omega}$$

12.1 On vient de montrer que, dans le pudding (entre A et B) la trajectoire était une ellipse de centre O .

Entre B et C , l'électron est soumis à une force newtonienne attractive. D'après les lois de Kepler, sa trajectoire est une ellipse de foyer O .

12.3 Il y a continuité de la position et du vecteur vitesse en D . Traçons l'ellipse de foyer O , passant par D et tangente à la courbe CD en D .

3. Influence du rayonnement

13. D'après le principe fondamental de la dynamique, projeté sur $\vec{u}_r$, dans le cas circulaire

$$-m_e \frac{v^2}{r} = -\frac{q^2}{R^3} r \Leftrightarrow v = \sqrt{\frac{q^2}{m_e R^3} r}$$

14. On en déduit que

$$\mathcal{E}_c = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{q^2}{2R^3} r^2 = \mathcal{E}_p + \frac{3q^2}{2R}$$

Par définition de l'énergie mécanique

$$\mathcal{E}_m = \mathcal{E}_c + \mathcal{E}_p = 2\mathcal{E}_p + \frac{3q^2}{2R}$$

15. À $t + dt$, l'énergie s'écrit

$$\mathcal{E}_m(t + dt) = 2\mathcal{E}_p(r + dr) + \frac{3q^2}{2R} = 2\frac{q^2}{2R^3}(r + dr)^2 + \frac{3q^2}{2R} \simeq \frac{q^2}{R^3} r^2 + \frac{2q^2}{R^3} r dr + \frac{3q^2}{2R} = \mathcal{E}_m(t) + \frac{2q^2}{R^3} r dr$$

On en déduit

$$\frac{d\mathcal{E}_m}{dt} = \frac{2q^2}{R^3} r \dot{r} = 2m_e v^2 \frac{\dot{r}}{r}$$

16. D'après le théorème de l'énergie mécanique

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{E}_m}{dt} &= -\frac{m_e}{\tau} v^2 \Leftrightarrow 2m_e v^2 \frac{\dot{r}}{r} = -\frac{m_e}{2\tau} v^2 \\ &\Leftrightarrow \dot{r} + \frac{1}{2\tau} r = 0 \end{aligned}$$

17.1 La solution de cette équation différentielle linéaire est

$$r(t) = R \exp\left(-\frac{t}{2\tau}\right)$$

17.2 La trajectoire est une spirale logarithmique

$$\theta = \frac{\nu t}{r} \simeq \frac{\nu t}{r_0}$$

d'où

$$r(t) = R \exp\left(-\frac{r_0 t}{2\tau v}\right)$$

17.3 Rappelons nous du lien entre facteur de qualité et temps caractéristique d'amortissement pour un système d'ordre 2

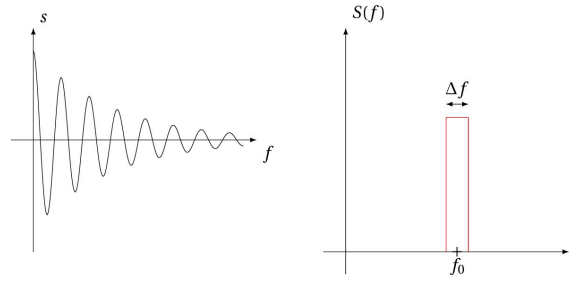
$$\begin{aligned} -\frac{w_0^2}{2Q} &= -2\tau \Leftrightarrow Q = \frac{\nu/R}{2\tau} \\ &\Leftrightarrow Q = \frac{1}{2R\tau} \sqrt{\frac{q^2}{m_e R^3}} \\ &\Leftrightarrow Q = \frac{1}{2R\tau} \sqrt{\frac{q^2}{m_e R^3}} \end{aligned}$$

Cette oscillateur est très peu amorti.

17.4 Le signal rayonné est de la forme

$$s(t) = S \cos\left(\frac{v}{R}t\right) \exp\left(-\frac{t}{2\tau}\right)$$

Le spectre est centré sur $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} \simeq \frac{v}{2\pi R}$ et sa largeur est $\Delta f = Qf_0$:



18. Le rayon décroît, l'électron tombe sur le proton. L'atome décrit ci-dessus n'est pas stable !

4. Modèles de Rutherford et Bohr

19. Rappelons la dimension des grandeurs utilisées : - $[q^2] = [F]L^2 = ML^3T^{-2}$; - $[m_e] = M$; - $[h] = [\mathcal{E}]T = ML^2T^{-1}$; - $[L_c] = L$ et $[T_c] = T$. Recherchons les réels α, β et γ tel que

$$L_c = (q^2)^\alpha \times m_e^\beta \times \hbar^\gamma$$

Deux grandeurs sont comparables ssi elles possèdent les mêmes dimensions

$$\begin{aligned} [L_c] &= [q^2]^\alpha \times [m_e]^\beta \times [\hbar]^\gamma \Leftrightarrow L = M^\alpha L^{3\alpha} T^{-2\alpha} \times M^\beta \times M^\gamma L^{2\gamma} T^{-\gamma} \\ &\Leftrightarrow \begin{cases} 0 = \alpha + \beta + \gamma & (1) \\ 1 = 3\alpha + 2\gamma & (2) \\ 0 = -2\alpha - \gamma & (3) \end{cases} \\ &\Leftrightarrow \begin{cases} \beta = -1 & (1) - (2) - (3) \\ \gamma = 2 & 2(2) + 3(3) \\ \alpha = -1 & -(2) - 2(3) \end{cases} \end{aligned}$$

D'où

$$L_c = \frac{\hbar^2}{m_e q^2}$$

Recherchons les réels λ, μ et v tel que

$$T_c = (q^2)^\lambda \times m_e^\mu \times \hbar^v$$

Deux grandeurs sont comparables ssi elles possèdent les mêmes dimensions

$$\begin{aligned} [T_c] &= [q^2]^\lambda \times [m_e]^\mu \times [\hbar]^v \Leftrightarrow T = M^\lambda L^{3\lambda} T^{-2\lambda} \times M^\mu \times M^v L^{2v} T^{-v} \\ &\Leftrightarrow \begin{cases} 0 = \lambda + \mu + v & (1) \\ 0 = 3\lambda + 2v & (2) \\ 1 = -2\lambda - v & (3) \end{cases} \\ &\Leftrightarrow \begin{cases} \mu = -1 & (1) - (2) - (3) \\ v = 3 & 2(2) + 3(3) \\ \lambda = -2 & -(2) - 2(3) \end{cases} \end{aligned}$$

D'où

$$T_c = \frac{\hbar^3}{m_e q^4}$$

20 On ne voit pas très bien la signification du premier terme, certes homogène à $\hbar$. Le second terme représente le moment cinétique du système, le troisième est homogène à une quantité de mouvement. Les deux derniers termes peuvent représenter le grandeur cinétique utile Ψ .

21 Mais seul le moment cinétique mrv est homogène à $\hbar$. D'où $\Psi = m_e r v = n\hbar$.

22 D'après le PFD projeté sur l'axe $\vec{u}_r$

$$-m_e \frac{v^2}{r} = -\frac{q^2}{r^2} \Leftrightarrow v = \sqrt{\frac{q^2}{m_e r}}$$

23 D'après la relation de Bohr

$$m_e r v = n\hbar \Leftrightarrow r_n = n^2 \frac{\hbar^2}{m_e q^2} = n^2 L_c$$

24 Application numérique : $r_1 = \frac{\hbar^2}{m_e q^2} = 5,31 \cdot 10^{-11} \text{ m}$. Rayon habituel pour un atome dans son état fondamental.
 25.1 On a montré que l'énergie mécanique, sur une trajectoire circulaire, s'écrit

$$\mathcal{E}_n = \frac{1}{2} m_e v^2 - \frac{q^2}{r} = -\frac{1}{2} \frac{q^2}{r}$$

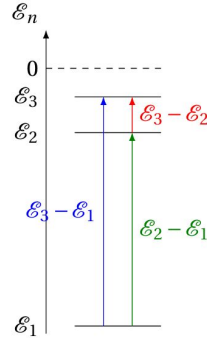
soit

$$\mathcal{E}_n = -\frac{m_e q^4}{2n^2 \hbar^2} = -\frac{\mathcal{E}^*}{n^2} \quad \text{avec} \quad \mathcal{E}^* = \frac{m_e q^4}{2\hbar^2}$$

25.2 Application numérique $\mathcal{E}^* = 13,6 \text{ eV}$. On retrouve l'énergie de première ionisation de l'hydrogène.

5. Spectroscopie et absorption

26.1



26.2 La transition correspondant à la longueur d'onde la plus grande est la moins énergétique :

$$\Delta \mathcal{E}_{23} = \mathcal{E}_3 - \mathcal{E}_2 = 1,89 \text{ eV} \quad \lambda = \frac{hc}{\Delta \mathcal{E}_{23}} = 659 \text{ nm}$$

Cette transition se situe dans le rouge.

27. À l'instant où on bouscule l'électron, il ne possède plus une vitesse radiale nulle. Sa trajectoire n'est donc plus circulaire. D'après les lois de Kepler, elle est elliptique.

28.1 On a rajouté une composante radiale à la vitesse, sans modifier la composante orthoradiale. On n'a donc pas modifié le moment cinétique.

$$\vec{\sigma} = \overrightarrow{OM} \wedge (\vec{v}_n + \alpha \vec{v}_n \vec{u}_r) = \overrightarrow{OM} \wedge \vec{v}_n + \underbrace{\overrightarrow{OM} \wedge \alpha \vec{v}_n \vec{u}_r}_{=0}$$

On remarque qu'en ne modifiant pas σ_0 , on n'a pas modifié $\mathcal{E}_{\text{peff}}$. Mais en augmentant la vitesse, on a augmenté l'énergie mécanique du système, qui n'est plus égale à $\mathcal{E}_{\text{peff,min}}$. La trajectoire n'est plus circulaire, ce qui confirme la réponse précédente.

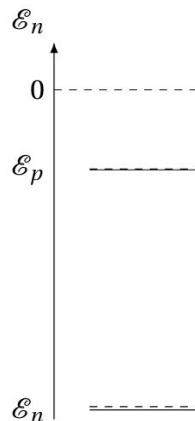
28.2 La règle de quantification précédente ne change pas, en prenant soin de remplacer v par la vitesse orthoradiale uniquement.

29 Déterminons la nouvelle énergie mécanique. À $t = 0$, $\mathcal{E}'_n = \mathcal{E}'_c + \mathcal{E}'_p(r_n)$ et $\mathcal{E}_n = \mathcal{E}_c + \mathcal{E}_p(r_n)$. Par définition de la variation relative d'énergie

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{E}'_n - \mathcal{E}_n}{\mathcal{E}_n} &= \frac{\mathcal{E}'_c - \mathcal{E}_c}{\mathcal{E}_n} \\ &= \frac{\frac{1}{2} m (v_n \vec{u}_\theta + \alpha v_n \vec{u}_r)^2 - \mathcal{E}_c}{\mathcal{E}_n} \\ &= \frac{\frac{1}{2} m v_n^2 (1 + \alpha^2) - \mathcal{E}_c}{\mathcal{E}_n} \\ &= \frac{\alpha^2 \mathcal{E}_c}{\mathcal{E}_n} \\ &= -\alpha^2 \end{aligned}$$

La variation relative d'énergie mécanique vaut $\frac{\mathcal{E}'_n - \mathcal{E}_n}{\mathcal{E}_n} = -\alpha^2$, ce qui est négatif car $\mathcal{E}_n < 0$ et $\Delta \mathcal{E} > 0$.

30.1



30.2 Par définition de la longueur d'onde

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta\mathcal{E}}$$

Donc

$$\begin{aligned}\frac{|\delta\lambda|}{\lambda} &= \frac{\left|\delta \frac{hc}{\Delta\mathcal{E}}\right|}{\frac{hc}{\Delta\mathcal{E}}} \\ &= \left|\delta \left(\frac{1}{\Delta\mathcal{E}}\right)\right| \Delta\mathcal{E}\end{aligned}$$

or

$$\begin{aligned}\delta \left(\frac{1}{\Delta\mathcal{E}}\right) &= \frac{1}{\mathcal{E}_n(1-\alpha^2) - \mathcal{E}_p} - \frac{1}{\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_p(1-\alpha^2)} \\ &= \frac{1}{\Delta\mathcal{E}} \left(\frac{1}{\left(1 - \frac{\alpha^2\mathcal{E}_n}{\Delta\mathcal{E}}\right)} - \frac{1}{\left(1 + \frac{\alpha^2\mathcal{E}_np}{\Delta\mathcal{E}}\right)} \right) \\ &\simeq \frac{1}{\Delta\mathcal{E}} \left(\left(1 + \frac{\alpha^2\mathcal{E}_n}{\Delta\mathcal{E}}\right) - \left(1 - \frac{\alpha^2\mathcal{E}_np}{\Delta\mathcal{E}}\right) \right) \\ &= \frac{\alpha^2(\mathcal{E}_n + \mathcal{E}_p)}{\Delta\mathcal{E}^2}\end{aligned}$$

D'où

$$\frac{|\delta\lambda|}{\lambda} = \beta \left| \frac{\mathcal{E}_n + \mathcal{E}_p}{\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_p} \right| \quad \text{avec} \quad \beta = \alpha^2$$

30.3 Application numérique

$$\frac{|\delta\lambda|}{\lambda} = 0,01 \times \left| \frac{13,6/9 + 13,6/4}{13,6/9 - 13,6/4} \right| = \underline{2,6\%}$$

détectable avec les spectrogoniomètres du labo.

6. Absorption par des solutions

La structure électronique de l'atome d'hydrogène que nous avons étudié est simple. Celle des molécules est beaucoup plus complexe et leur confère ainsi des propriétés d'absorption plus riches (les indicateurs colorés en sont une illustration). Les molécules organiques peuvent ainsi absorber de larges gammes de longueurs d'onde et présenter des spectres d'absorption continus. La figure 3 présente des spectres d'absorption en transmission de quatre solutions aqueuses de pigments.

26. Pour tracer de telle spectre, on prépare une solution diluée de ces colorants, qu'on place dans la cuve d'un spectro-photomètre.

27. Le spectre visible se situe entre $\lambda = 800 \text{ nm}$ (rouge) et 400 nm (violet).

28. La solution (a) absorbe les courtes longueurs d'onde en dessous de 550 nm (vert-bleu), sa coloration est donc le complémentaire : orangé. La solution (b) absorbe les mêmes longueurs d'onde (sauf des longueur hors visible). Elle apparaît donc de la même couleur complémentaire : orangé.

29. La solution (d) absorbe les grandes longueurs d'onde au dessus de 500 nm (vert-jaune-orangerouge), sa coloration est donc le complémentaire : blue.

La solution (c) absorbe les mêmes longueurs d'onde que (c). Mais elle absorbe aussi en partie le blue. Elle paraît bleu plus sombre.

30. a) le vert de malachite laisse passer le vert, et absorbe le bleu et les couleurs au-dessus du jaune ;

b) le cristal violet laisse passer le violet et absorbe tout au dessus du bleu.