Corrigé de l'épreuve de physique et chimie toutes filières du concours des mines d'Albi, Alès, Douai et Nantes 2002.

Physique I : étude d'un ressort dans deux référentiels.

A. Étude dans le référentiel du laboratoire.

A-1 Le mobile est soumis au poids, à la réaction du plan horizontal et à la tension du ressort. La projection de la loi fondamentale de la dynamique sur la verticale montre que les deux premières forces se neutralisent. La force totale est donc la tension du ressort, dont le support passe par O et dont le moment en O est nul, ce qui montre que le moment cinétique en O reste constant au cours du mouvement.

A-2-1 Calculé à l'instant 0, le moment cinétique est nul ; donc $mr^2\dot{\theta} = 0$, ce qui montre que θ est constant et que le mouvement a lieu sur l'axe Ox.

A-2-2 La loi fondamentale de la dynamique s'écrit $m\ddot{l} = -k(l - l_0)$. La solution, compte tenu des conditions initiales $l(0) = 1{,}2l_0, \dot{l}(0) = 0$, est $l = l_0(1 + 0{,}2\cos(t\sqrt{k/m})$. l évolue entre $0{,}8l_0$ et $1{,}2l_0$.

A-3-1 $\vec{L}_0 = mr^2\dot{\theta}\vec{k} = ml_1^2\omega\vec{k}$.

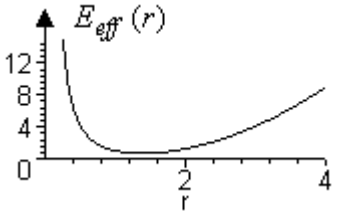
A-3-2 $E_p = \frac{1}{2}k(r - l_0)^2$.

Le mouvement étant horizontal, il ne faut pas tenir compte des forces verticales comme le poids.

Comme il existe une énergie potentielle associée à la force totale, il y a conservation de l'énergie :

$d(\frac{1}{2}mv^2) = \vec{F}\cdot\overrightarrow{dr} = -dE_p \Rightarrow E_m = \frac{1}{2}mv^2 + E_p$ est constant au cours du temps.

$E_m = \frac{1}{2}ml_1^2\omega^2 + \frac{1}{2}k(l_1 - l_0)^2 = \frac{1}{2}m(\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2) + \frac{1}{2}k(r - l_0)^2$.



A-3-3 D'après A-3-1, $\dot{\theta} = \frac{\omega l_1^2}{r^2}$, donc $E_m = \frac{1}{2}m\dot{r}^2 + E_{eff}(r)$ où $E_{eff}(r) = \frac{ml_1^2\omega^2}{2r^2} + \frac{1}{2}k(r - l_0)^2$ dont le graphe est tracé ci-contre.

A-3-4 $\frac{1}{2}m\dot{r}^2$ étant positif ou nul, seule est accessible la région où $E_{eff}(r) \le E_m$. Le mobile ne peut s'éloigner indéfiniment, car $\lim_{r\to\infty} E_{eff}(r) = \infty$.

A-3-5 D'après $\dot{\theta} = \frac{\omega l_1^2}{r^2}$, la vitesse ne peut s'annuler au cours du mouvement si $\omega \neq 0$.

A-3-6 Le mobile ne peut passer par O, car $\lim_{r\to 0} E_{eff}(r) = \infty$.

A-4-1 D'après $\dot{\theta} = \frac{\omega l_1^2}{r^2}$, $\dot{\theta} = \omega$: le mouvement est uniforme.

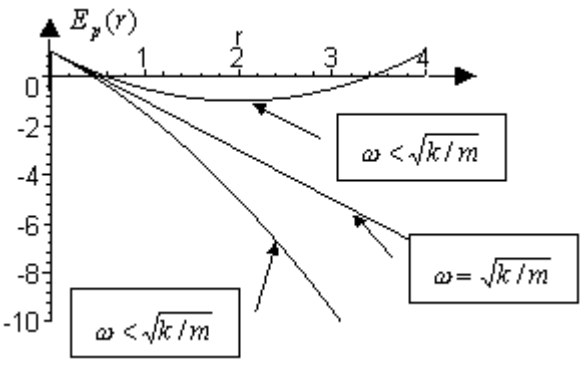
A-4-2 $m\ddot{r} = -\frac{dE_{eff}}{dr}(r = l_1) = 0$. D'où $-\frac{ml_1^4\omega^2}{r^3} + k(r - l_0) = 0$, soit $r = l_1 = \frac{l_0}{1 - \frac{m\omega^2}{k}}$, qui exige $l_1 > 0$, soit $\omega < \sqrt{k/m}$.

B. Étude dans un référentiel R' en rotation uniforme autour d'un axe fixe.

B-1 $\vec{f}_{ie} = m\omega^2 r\vec{e}_r$; $\vec{f}_{iC} = -2m\omega\dot{r}\vec{e}_\theta$.

B-2 Une force $\vec{F}$ appliquée à un mobile ponctuel dérive d'une énergie potentielle E_p si E_p est un champ tel que $\vec{F} = -\overrightarrow{\text{grad}}E_p$; on peut associer une énergie potentielle E_p à une telle force $\vec{F}$ si E_p est un champ tel que pour tout déplacement $dE_p = -\vec{F}\cdot\overrightarrow{dr}$.

La force d'inertie d'entraînement $\vec{f}_{ie}$ dérive de l'énergie potentielle $E_{pf_{ie}} = -\frac{1}{2}m\omega^2 r^2$, car $\vec{f}_{ie} = m\omega^2 r\vec{e}_r = -\overrightarrow{\text{grad}}E_{pf_{ie}}$.



B-3 La force de Coriolis ne dérive pas d'une énergie potentielle, car il n'existe pas de fonction de la position dont elle soit le gradient, étant donné qu'elle dépend de la vitesse. Par contre on peut associer à cette force une énergie

potentielle nulle, car le travail de cette force est toujours nul, donc égal à la variation de cette énergie potentielle nulle.

B-4 La force totale est la somme des quatre forces suivantes : la tension du ressort, la force d'inertie d'entraînement, la force d'inertie de Coriolis et la réaction de l'axe $(O,\vec{e}_r)$. Les deux premières forces dérivent d'une énergie potentielle et les deux dernières ont un travail nul. On peut donc associer à la force totale l'énergie potentielle $E_p(r) = \frac{1}{2}k(r-l_0)^2 - \frac{1}{2}m\omega^2 r^2$. Les différentes formes possibles du graphe de $E_p(r)$, qui sont des paraboles d'axe vertical, sont représentées ci-dessus.

B-5 $F = -\dfrac{dE_p}{dr} = -k(r-l_0) + m\omega^2 r = 0$ si : $r = l_2 = \dfrac{l_0}{1-\dfrac{m\omega^2}{k}}$, qui existe si $\omega < \sqrt{k/m}$.

B-6 $l_2 = l_1$; la condition d'existence est la même. La liaison sur l'axe $(O,\vec{e}_r)$ est inutile pour le mouvement circulaire.

Physique II : transitoires thermiques et électriques.

C. Transitoire électrique.

C-1 $u_C(0^+) = 0$, car l'énergie d'un condensateur est en général continue ; elle l'est ici puisqu'une résistance est en série avec le condensateur.

$i(0^+) = \dfrac{E}{R + R_g}$, en appliquant la loi des mailles immédiatement après la fermeture de K.

C-2 $i = C\dfrac{du_C}{dt} \quad u_C + (R + R_g)C\dfrac{du_C}{dt} = E$

C-3 La constante de temps est $\tau = (R + R_g)C$; c'est l'ordre de grandeur du temps d'évolution du circuit.

C-4 La solution générale de l'équation différentielle est $u_C = A\exp(-t/\tau) + E$. La condition initiale est $u_C(0^+) = 0$, d'où $A + E = 0$. D'où : $u_C = E[1 - \exp(-t/\tau)]$.

C-5 $1 - \exp(-t/\tau) = 0{,}9 \quad t = t_1 = -\tau \ln 0{,}1 = \tau \ln 10$

C-6 (1) représente la voie B, qui est continue et a la plus grande ampleur de variation entre les instants 0^+ et l'infini. (2) est la voie A.

C-7 A priori, il vaut mieux mettre les entrées en couplage continu, car, en couplage alternatif, le signal risque d'être déformé. Toutefois, en l'occurrence, le couplage alternatif donne peut-être aussi un bon résultat, car le signal se situe dans les fréquences moyennes, puisque le calibre horizontal est 0,1 ms par carreau. La déformation due au couplage alternatif n'est sensible que sur un temps plus long.

C-8 $u(P) = Ri(0^+) = \dfrac{RE}{R + R_g} \Rightarrow R_g = R[E/u(P) - 1] = 100[6/2 - 1] = 200\,\Omega$.

C-9 $E = 6\,\text{carreaux} \times 1\,\text{V/ carreau} = 6\,\text{volts}$.

Pour $t = t_1 = 0{,}42\,\text{ms}$, $u_C = 0{,}9E$, donc $\tau = 0{,}42/\ln 10 = 0{,}182\,\text{ms} \quad \text{C} = \tau/(\text{R} + \text{R}_\text{g}) = 1{,}82.10^{-3}/300 = 0{,}61\,\mu\text{F}$.

C-10 La demi période est plus grande que $0{,}8\,\text{ms}$, donc la fréquence est inférieure à $\dfrac{1}{1{,}6.10^{-3}}$, soit $625\,\text{Hz}$.

C-11 Pour observer l'intensité, il faut former à l'aide de l'oscilloscope $u_A - u_B$ ou intervertir résistance et condensateur.

D. Transitoire thermique.

D-1 Comme la résistance n'est pas incluse dans le système, le premier principe s'écrit $dH = \delta Q$.

D-2 Si on suppose la capacité thermique de la résistance négligeable, le premier principe s'écrit $(\Gamma + mc)dT = \dfrac{U^2}{R}dt - k(T - T_{ext})dt$ qui est de la forme $\tau\dfrac{dT}{dt} + T = T_M$ si $\tau = \dfrac{\Gamma + mc}{k}$ et si $T_M = T_{ext} + \dfrac{U^2}{kR}$, qui est la température en régime permanent dans le calorimètre.

D-3 L'équation s'obtient en remplaçant U par 0 dans l'équation précédente : $(\Gamma + mc)dT = -k(T - T_{ext})dt$. Sa solution générale est $T = A\exp(-t/\tau) + T_{ext}$. La condition initiale est $T_0 = A + T_{ext}$. D'où $T = (T_0 - T_{ext})\exp(-t/\tau) + T_{ext}$.

D-4 $T_{ext} = \lim_{t\to\infty} T = 20°\,\text{C}$.

$\tau = \dfrac{t}{\ln\dfrac{T_0 - T_{ext}}{T - T_{ext}}} = \dfrac{0{,}19.10^3}{\ln\dfrac{25}{5}} = 118\,\text{s}$.

$k = \dfrac{\Gamma + mc}{\tau} = \dfrac{50 + 200 \times 4{,}18}{118} = 7{,}5\,\text{W/K}$.

D-5 $\Delta S_{calorimètre} = \Gamma \ln\dfrac{T_{ext}}{T_0} = 50\ln\dfrac{273 + 20}{273 + 45} = -4{,}09\,\text{J/K}$.

$\Delta S_{eau} = mc\ln\dfrac{T_{ext}}{T_0} = 200 \times 4{,}18\ln\dfrac{273 + 20}{273 + 45} = -68{,}45\,\text{J/K}$.

L'entropie échangée est $S_e = \int \frac{\delta Q}{T_{ext}} = \frac{(\Gamma + mc)(T_{ext} - T_0)}{T_{ext}} = -\frac{886 \times 25}{293} = -75{,}60\,\text{J/K}$.

L'entropie créée est $S_c = \Delta S_{calorimètre} + \Delta S_{eau} - S_e = -4{,}09 - 68{,}45 + 75{,}60 = +3{,}06\,\text{J/K}$.

Elle est positive, car la transformation est irréversible, à cause du transfert de chaleur entre le calorimètre et le milieu extérieur, dont les températures sont différentes.

Physique III : les champs électrostatiques et magnétostatiques.

E. Champ électrostatique créé par une spire.

E-1-1 Oz est un axe de symétrie (ou de révolution) de la distribution de charge, donc aussi du champ électrique, donc, en un point de cet axe, le champ électrique a la direction de cet axe.

E-1-2 O est un centre de symétrie de la distribution de charge, donc est aussi un centre de symétrie du champ électrique, donc $E(-z) = -E(z)$.

Autre justification : le plan passant par O perpendiculaire à Oz est un plan de symétrie de la distribution de charge, donc est aussi un plan de symétrie du champ électrique, donc $E(-z) = -E(z)$.

E-1-3 Si on remarque que toutes les charges sont à la même distance du point de l'axe considéré,

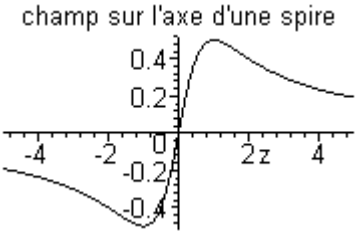
$$E = -\frac{dV}{dz} = -\frac{d}{dz}\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{\sqrt{R^2+z^2}}\right) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Qz}{(R^2+z^2)^{3/2}}$$

.

On peut aussi obtenir le champ par sommation des projections sur l'axe des champs élémentaires :

$$E = \oint \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{dq}{r^2}\cos\theta = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\cos\theta = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Qz}{(R^2+z^2)^{3/2}}$$

.



On constate que l'expression obtenue est bien une fonction impaire de z.

E-1-4 Le graphe $E(z)$ est tracé ci-contre.

E-2-1 Le plan OMz est un plan de symétrie de la distribution de charge, donc contient le champ électrique en M.

E-2-2 Oz est un axe de révolution de la distribution de charge, donc les coordonnées cylindriques E_r et E_z du champ électrique ne dépendent pas de la coordonnée cylindrique θ du point M. C'est à tort que l'énoncé parle de la norme du champ électrique : la suite du raisonnement utilise les coordonnées du champ et non sa norme.

E-2-3 D'après le théorème de Gauss, comme il n'y a pas de charge au voisinage de l'axe, le flux du champ électrique à travers une surface fermée est nul.

Comme le champ électrique dérive d'un potentiel, sa circulation sur une courbe fermée est nulle.

E-2-4 Pour r petit, $\oiint \vec{E}\cdot\overrightarrow{dS} = \pi r^2[E_z(z+dz,0) - E_z(z,0)] + 2\pi r dz E_r(z,r)$, qui est nul d'après E-2-3.

Or $E_z(z+dz,0) - E_z(z,0) \approx dz\frac{dE_z(z,0)}{dz}$. D'où la formule demandée.

On peut en déduire que pour r petit :

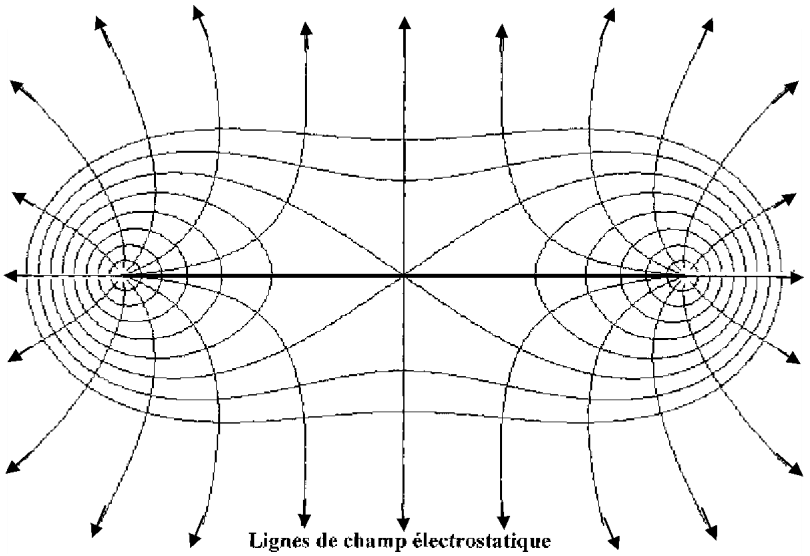
$$E_r(z,r) = -\frac{r}{2}\frac{d}{dz}\left(\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}z(R^2+z^2)^{-3/2}\right) = -\frac{Qr}{8\pi\varepsilon_0}[(R^2+z^2)^{-3/2} + z\times -\frac{3}{2}2z(R^2+z^2)^{-5/2}] = \frac{Qr(2z^2-R^2)}{8\pi\varepsilon_0(R^2+z^2)^{5/2}}$$

E-2-5-1 Voir ci-contre.

E-2-5-2 A grande distance, les lignes de champ sont semblables à celles d'une charge ponctuelle Q située en O : elles sont voisines des droites passant par O.

E-2-5-3 A grande distance, les équipotentielles sont semblables à celles d'une charge ponctuelle Q située en O : elles sont voisines de sphères centrées sur O.

E-2-5-4 Tout petit déplacement dans le plan tangent à une équipotentielle satisfait à $dV = 0$, soit $-\vec{E}\cdot\overrightarrow{dr} = 0$, donc est perpendiculaire au champ électrique. Donc, le plan tangent à une équipotentielle est le plan perpendiculaire au champ électrique, c'est-à-dire le plan perpendiculaire à la ligne de champ passant par le point considéré. Ceci n'est valable que si le champ électrique n'est pas nul et n'est pas vérifié en O.


Lignes de champ électrostatique

E-2-5-5 Quand on s'éloigne de O, les lignes de champ voisines de l'axe s'en rapprochent si $E_r < 0 \Leftrightarrow |z| < R/\sqrt{2}$ et s'en écartent si $E_r > 0 \Leftrightarrow |z| > R/\sqrt{2}$.

Cela résulte en fait de la conservation du flux du champ électrique dans un tube de champ de petite section et de révolution autour de Oz : Les lignes de champ se rapprochent de l'axe quand le champ devient plus intense et s'en écartent quand le champ devient moins intense : voir donc le graphe $E(z)$.

F. Champ magnétostatique créé par une spire parcourue par un courant I.

F-1-1 Oz est un axe de symétrie (ou de révolution) du courant, donc aussi du champ magnétique, donc, en un point de Oz, le champ magnétique est parallèle à Oz.

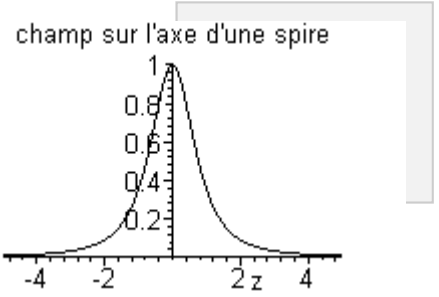
F-1-2 O est un centre de symétrie du courant, donc d'antisymétrie du champ magnétique, donc $B(z) = B(-z)$.

Autre justification : le plan passant par O et perpendiculaire à Oz est un plan de symétrie du courant, donc d'antisymétrie du champ magnétique, donc $B(z) = B(-z)$.

F-1-3 Ajoutons les projections sur Oz des champs créés par les éléments de courant. $\vec{B} = \oint \frac{\mu_0 I \overrightarrow{d\ell} \wedge \vec{u}}{4\pi r^2}$

$$B = \oint \frac{\mu_0 I d\ell \sin\theta}{4\pi r^2} = \frac{\mu_0 I \sin\theta}{4\pi r^2} \oint d\ell = \frac{\mu_0 IR \sin\theta}{2r^2} = \frac{\mu_0 I \sin^3\theta}{2R}$$

qui est de la forme $B(z) = B_0 f(z/R)$ où $B_0 = \frac{\mu_0 I}{2R}$ et $f(x) = (1+x^2)^{-3/2}$.



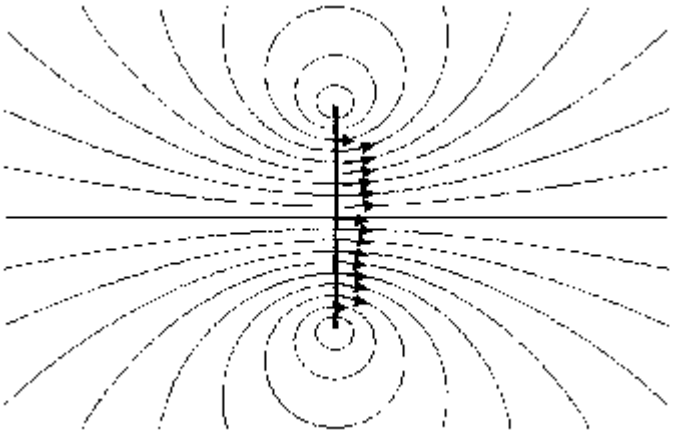
F-1-4 Voir le graphe ci-contre.

F-2-1 Le plan OMz est un plan d'antisymétrie du courant, donc de symétrie du champ magnétique, donc contient le champ magnétique en M. Oz est un axe de révolution du courant, donc du champ magnétique, donc les coordonnées cylindriques B_r et B_z du champ magnétique ne dépendent pas de la coordonnée cylindrique θ du point M.

F-2-2 Voir ci-contre

F-2-3 A grande distance, on obtient les lignes de champ du dipôle.

F-2-4 Il y a beaucoup plus de différences que de ressemblances. Ici, les lignes de champ électrique partent des charges positives et aboutissent à l'infini, alors que les lignes de champ magnétique tournent autour du courant.


Lignes de champ magnétostatique

F-2-5 Le flux du champ magnétique à travers une surface fermée est toujours nul, donc il l'est en particulier au voisinage de l'axe. Les propriétés de symétrie du champ magnétique étant les mêmes que celles du champ électrique de la partie E-2, on peut transposer la formule de E-2-4 :

$$B_r(z,r) = -\frac{r}{2}\frac{dB_z(z,0)}{dz}$$.

F-2-6

$$B_r(z,r) = -\frac{r}{2}\frac{d}{dz}[B_0 R^3 (R^2+z^2)^{-3/2}] = -\frac{r}{2} B_0 R^3 \times -\frac{3}{2} 2z(R^2+z^2)^{-5/2} = \frac{3\mu_0 IR^2 zr}{4(R^2+z^2)^{5/2}}$$.

Chimie : autour de l'ammoniac.

I. Structure.

I-1 $1s^2\ 2s^2\ 2p^3$.

I-2



I-3 NH_3 : les trois hydrogènes forment un triangle équilatéral ; l'azote est sur l'axe d'ordre 3 de ce triangle, hors de son plan ; les angles H-N-H sont de 107,5°.

NO_2H : l'angle O-N-O est de l'ordre de 120°, l'angle N-O-H devrait être un peu inférieur à 109° ; il y a probablement libre rotation autour de la liaison centrale.

NO_3H : les trois oxygènes forment un triangle isocèle dont le sommet est l'oxygène qui porte l'hydrogène ; l'azote est sur l'axe de ce triangle, au voisinage de son centre de gravité ; les angles O-N-O sont de l'ordre de 120° ; l'angle N-O-H est devrait être un peu inférieur à 109°; il y a probablement libre rotation autour de la liaison centrale.

I-4 La couche de valence de l'azote ($n = 2$) ne peut accueillir plus de quatre doublets électroniques.

II. Propriétés acido-basiques de NH_3.

II-1 La réaction de dosage $NH_3 + H^+ \rightarrow NH_4^+$ a une constante d'équilibre $1/K_a = 10^{9,2}$ très grande, donc elle est complète.

II-2 En augmentant v_a, on ajoute :

- avant l'équivalence NH_4^+ et Cl^- ;
- après l'équivalence H^+ et Cl^- .

Donc $\sigma'(v_a)$ est croissante ; comme $\lambda(H^+) >> \lambda(NH_4^+)$, la fonction croît davantage après l'équivalence.

II-3 L'échelle horizontale est 10 mL pour 6,45 cm. Donc l'équivalence a lieu pour $v_a = \frac{5,7 \times 10}{6,45} = 8,8\,mL$ et $c_b = \frac{c_a v_a}{v_b} = \frac{0,1 \times 8,8}{10} = 0,088\,mol.L^{-1}$.

III. Les propriétés complexantes de NH_3 avec les ions cuivre (II).

III-1 L'expression de la loi d'action de masse en fonction de β_n est $\beta_n = \frac{[Cu(NH_3)_n^{2+}]}{[Cu^{2+}][NH_3]^n}$.

Son expression en fonction de K_{dj} est $K_{dj} = \frac{[Cu(NH_3)_{j-1}^{2+}][NH_3]}{[Cu(NH_3)_j^{2+}]} = \frac{\beta_{j-1}}{\beta_j}$.

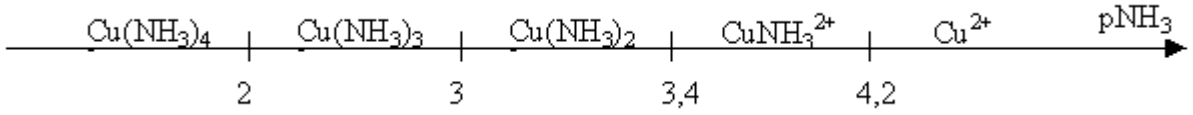
$pK_{d1} = \log\beta_1 - \log\beta_0 = 4,2 - 0 = 4,2$

$pK_{d2} = \log\beta_2 - \log\beta_1 = 7,6 - 4,2 = 3,4$

$pK_{d3} = \log\beta_3 - \log\beta_2 = 10,6 - 7,6 = 3$

$pK_{d4} = \log\beta_4 - \log\beta_3 = 12,6 - 10,6 = 2$

III-2



III-3-1 Comme il y a un grand excès d'ammoniac, l'ammoniac est majoritairement hors des complexes. Comme l'ammoniac est une base faible, il se transforme peu en ammonium. Donc la concentration présente en ammoniac est voisine de la concentration mise : $[NH_3] \approx c(NH_3) = \frac{20 \times 1}{20 + 20} = 0,5\,mol.L^{-1}$.

Le diagramme de prédominance montre qu'alors $Cu(NH_3)_4^{2+}$ est nettement majoritaire. La réaction globale est alors :
$Cu^{2+} + 4NH_3 \rightarrow Cu(NH_3)_4^{2+}$

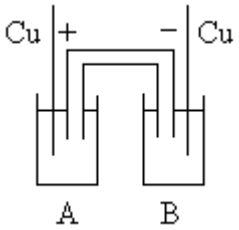
III-3-2 $[NH_3] \approx 0{,}5\,mol.L^{-1}$

$$[Cu(NH_3)_4^{2+}] \approx c(Cu^{2+}) = \frac{20 \times 0{,}01}{20+20} = 0{,}005\,mol.L^{-1}$$

$$[Cu^{2+}] = \frac{[Cu(NH_3)_4^{2+}]}{\beta_4 [NH_3]^4} = \frac{0{,}005}{10^{12{,}6} \times 0{,}5^4} = 2.10^{-14}\ mol.L^{-1}$$

III-4-1 $Cu^{2+} \underset{\leftarrow}{\rightarrow} Cu + 2e^- \quad E = E° + \frac{0{,}06}{2}\log[Cu^{2+}] \quad U_{AB} = V_A - V_B = 0{,}03 \log \frac{[Cu^{2+}]_A}{[Cu^{2+}]_B} = 0{,}33\,V$

III-4-2



III-4-3 Dans la majorité des cas, la pile fonctionne en générateur. Les électrons arrivant en A (pôle +) sont absorbés par la réaction $Cu^{2+} + 2e^- \rightarrow Cu$; il y a réduction, on dit que A est la cathode. Les électrons partant de B (pôle –) sont produits par la réaction $Cu + 4NH_3 \rightarrow Cu(NH_3)_4^{2+} + 2e^-$; il y a oxydation, on dit que B est l'anode.

Si la pile fonctionne en récepteur, les mêmes réactions se produisent en sens inverse. Alors A est l'anode et B la cathode.

III-4-4 Le pont salin ferme le circuit.

IV. De l'ammoniac à l'acide nitrique.

IV-1 $\Delta_r H° = 2\Delta_f H°(NH_3) = -92{,}42\,kJ.mol^{-1}$.

IV-2 $\frac{d\Delta_r H_T^0}{dT} = \Delta_r C_p = 2 \times 28{,}05 - 29{,}63 - 3 \times 28{,}91 = -60{,}26\,J.mol^{-1}.K^{-1}$

$\Delta_r H_{770K}^0 = \Delta_r H_{298K}^0 + \Delta_r C_p (770 - 298) = -92{,}42 - 60{,}26(770 - 298).10^{-3} = -120{,}86\,kJ.mol^{-1}$.

La réaction est exothermique. Habituellement, l'enthalpie de réaction dépend peu de la température. Ici, elle en dépend davantage. Cette dépendance est en partie due à une erreur sur la capacité thermique de l'ammoniac, qui a été sous-estimée par l'énoncé.

IV-3 $2NH_3 + \frac{5}{2}O_2 \rightarrow 2NO + 3H_2O$

IV-4-1 En phase gazeuse, une rencontre de trois molécules est improbable.

IV-4-2 C'est un mécanisme par stade. L'intermédiaire N_2O_2 n'est pas régénéré par le mécanisme.

IV-4-3 $v_1 \approx v_{-1} \quad k_1[NO]^2 \approx k_{-1}[N_2O_2] \quad v = v_3 = k_3[N_2O_2][O_2] = \frac{k_1 k_3}{k_{-1}}[NO]^2[O_2]$. L'ordre global est 3.