

# DS 8 : Chimie & Électromagnétisme

## Éléments de correction

N°	Elts de rép.	Pts	Note
00-00	<b>Titre de l'exo</b>	0	0
0	éléments de réponse	0	0

01-20	<b>Étude de l'alliage 2024</b>		
01-09	<b>Analyse chimique de l'alliage</b>		
01-07	<b>Première phase : Séparation du cuivre et de l'aluminium</b>		
1	La réaction se passe à la surface de l'alliage ; avec un alliage en poudre, on augmente la surface de contact et donc la vitesse de réaction.	1	
2	On écrit les degrés d'oxydation et les réactions acido-basiques puis on place les espèces.	1	
3	A l'apparition du précipité solide, l'équilibre est vérifié donc on peut écrire le produit de solubilité $K_s = [Al^{3+}][HO^-]^3$ , or $K_s = 10^{-32}$ et $[Al^{3+}] = 10^{-2}$ mol/L donc $[HO^-] = 10^{-10}$ mol/L donc $pH = 4$ .	1	
4	Écrivons la demi-équation d'oxydo-réduction : $2Cu_{(aq)}^{2+} + H_2O_{(l)} + 2e^- = Cu_2O_{(s)} = Cu_2O_{(s)} + 2H^+$ La formule de Nernst associée : $E = E^\circ + \frac{0,06V}{2} \log \left( \frac{[Cu^{2+}]^2}{[H^+]^2} \right)$ donc la pente est de +0,06 V/pH	1	
5	En milieu très basique, l'élément aluminium se trouve dans un composé ionique en solution alors que le cuivre est sous forme solide. $Al_{(s)} + H_2O_{(l)} + HO_{(aq)}^- = \frac{3}{2}H_{2(g)} + AlO_{(aq)}^-$	1	
6	En milieu neutre, il se serait formé de l'hydroxyde d'aluminium solide qu'il aurait été difficile de séparer du cuivre solide.	1	
7	On peut ainsi espérer accélérer la réaction	1	

08-08	<b>Deuxième phase : Dissolution du cuivre</b>		
8	On écrit les demi-équations : $\text{Cu}_{(s)} = \text{Cu}_{(aq)}^{2+} + 2\text{e}^-$ et $\text{NO}_{3(aq)}^- + 4\text{H}^+ + 3\text{e}^- = \text{NO}_{(g)} + 2\text{H}_2\text{O}_{(l)}$ On équilibre avec $3\text{Cu}_{(s)} + 2\text{NO}_{3(aq)}^- + 8\text{H}^+ = 3\text{Cu}_{(aq)}^{2+} + 2\text{NO}_{(g)} + 4\text{H}_2\text{O}_{(l)}$	1	
09-10	<b>Troisième phase : Dosage du cuivre dans l'alliage</b>		
9	On a les potentiels pour les deux demi-couples $\text{S}_4\text{O}_{6(aq)}^{2-} + 2\text{e}^- = 2\text{S}_2\text{O}_{3(aq)}^{2-}, E_1$ et $\text{I}_{2(aq)} + 2\text{e}^- = 2\text{I}_{(aq)}^-, E_2$ à l'équilibre $E_1 = E_2$ donc en écrivant la formule de Nernst on a $\frac{RT}{2F} \ln K = E_2^\circ - E_1^\circ$ d'où $K = \exp\left(\frac{2F(E_2^\circ - E_1^\circ)}{RT}\right) = 2.10^{18}$	1	
10	$n(\text{S}_2\text{O}_3^{2-})_{\text{verse}} = 2n(\text{I}_2)_{\text{initial}}$ d'après un tableau d'avancement de la réaction de titrage quasi-totale de R3. De même d'après R2, on a $n(\text{Cu})_{\text{init}} = 2n(\text{I}_2)_{\text{formé}}$ donc $n(\text{Cu})_{\text{init}} = n(\text{S}_2\text{O}_3^{2-})_{\text{verse}} = C.V_{\text{eq}}$ donc $m_{\text{Cu}} = M_{\text{Cu}} C V_{\text{eq}} = 40 \text{ mg}$ donc un pourcentage massique de 4%	1	
11-26	<b>Modélisation de la corrosion</b>		
11-13	<b>État de surface des métaux</b>		
11	$\Delta_r H^\circ = -1700 \text{ kJ/mol}$ , la réaction est exothermique $\Delta_r S^\circ = 51 - 2 \times 27 - \frac{3}{2} \times 205 \text{ J/(K.mol)} = -310 \text{ J/(K.mol)}$ , le signe est négatif en effet les espèces gazeuses sont des réactifs. $\Delta_r G^\circ = -1700 + 298 \times 0,310 \text{ kJ/mol} = -1607 \text{ kJ/mol}$ , le signe est négatif, la constante d'équilibre est grande devant 1.	1	
12	La constante d'équilibre vaut $K^\circ = \exp\left(-\frac{\Delta_r G^\circ}{RT}\right) = e^{7.10^2} \gg 1$ Le quotient de réaction vaut $Q_r = \left(\frac{p^\circ}{p_{\text{O}_2}}\right)^{3/2} = 11$ Donc $Q_r < K^\circ$ la réaction se fait dans le sens direct, l'aluminium s'oxyde.	1	

13	<p>Loi de Van't Hoff, la réaction est exothermique donc une baisse de la température déplace l'équilibre dans le sens direct.</p> <p>Principe de Le Chatelier une augmentation de la pression déplace l'équilibre dans le sens direct de consommation des espèces gazeuses.</p> <p>Bonus 1 : en calculant la constante d'équilibre les valeurs de pression et de température demandée pour observer une variation significative de l'état final sont inatteignables.</p> <p>Bonus 2 : la variance est ici de 1 (2 facteurs d'équilibre p,T et 1 équilibre chimique <math>K = Q_r</math>) donc si on change p et T on a alors une rupture d'équilibre et non un déplacement d'équilibre.</p>	1	
14-14	<b>Corrosion galvanique</b>		
14	<p>On obtient sur la première courbe i-E l'existence d'un potentiel mixte avec courant de corrosion non nul (faire un schéma), pour : l'oxydation de l'aluminium sur l'aluminium solide jouant le rôle d'anode,</p> <p>et la réduction du <math>O_2</math> sur le cuivre solide jouant le rôle de cathode.</p>	1	
15-16	<b>Dissolution de l'oxyde de cuivre(I)</b>		
15	$2Cu_{(aq)}^{2+} + H_2O_{(l)} + 2e^- = Cu_2O_{(s)} + 2H^+$ et $O_{2(g)} + 4H^+ + 4e^- = 2H_2O_{(l)}$ On équilibre pour $2Cu_2O_{(s)} + 8H^+ + O_{2(g)} = 4Cu_{(aq)}^{2+} + 4H_2O_{(l)}$	1	
16	<p>Plus le milieu est acide, plus la concentration en ion <math>H^+</math> est grande, or c'est un réactif donc par loi de modération l'équilibre est déplacé dans le sens direct donc les ions <math>Cu_{(aq)}^{2+}</math> sont formés.</p>	1	
17-17	<b>Redéposition du cuivre</b>		
17	<p>À partir des courbes fournies, on peut définir un potentiel mixte et l'existence d'un courant de corrosion et d'un dépôt de cuivre solide à la surface de l'aluminium.</p>	1	
18-20	<b>Protection contre la corrosion</b>		
18	<p>Phase a : on observe tout d'abord l'oxydation de l'aluminium en ions aluminium <math>Al_{aq}^{3+}</math> et un courant anodique important.</p> <p>Phase b : on observe un phénomène de passivation ; une fois l'ion aluminium formé en quantité suffisante, le précipité de <math>Al_2O_{3(s)}</math> se forme et passive la plaque d'aluminium ce qui entraîne une chute brutale de l'intensité de corrosion.</p> <p>Phase c : l'intensité résiduelle s'explique peut-être par une passivation imparfaite avec une couche d'alumine légèrement perméable.</p>	1	

19	Pour augmenter le dépôt d'alumine, il faut oxyder l'aluminium solide (passage du degré d'oxydation 0 au degré d'oxydation III), les électrons doivent quitter la plaque d'aluminium solide. La plaque d'aluminium doit donc être reliée au pôle positif du générateur.	1	
20	Pour un potentiel de l'électrode d'aluminium à -0,25 V par rapport à l'électrode de référence, on mesure une densité de courant $j = 150 \mu\text{A.cm}^{-2}$ . Et la réaction d'oxydation échange 6 mole d'électron pour chaque mole d'alumine déposée ( $2\text{Al} + 3\text{H}_2\text{O} = \text{Al}_2\text{O}_3 + 6\text{H}^+ + 6\text{e}^-$ ) $d = \frac{m_{\text{Al}_2\text{O}_3}}{\rho_{\text{Al}_2\text{O}_3} S} = \frac{n_{\text{Al}_2\text{O}_3} M_{\text{Al}_2\text{O}_3}}{\rho_{\text{Al}_2\text{O}_3} S} = \frac{n M_{\text{Al}_2\text{O}_3}}{6 \rho_{\text{Al}_2\text{O}_3} S} = \frac{q M_{\text{Al}_2\text{O}_3}}{6 F \rho_{\text{Al}_2\text{O}_3} S} =$ $\frac{i \Delta t M_{\text{Al}_2\text{O}_3}}{6 \rho_{\text{Al}_2\text{O}_3} S} = \frac{j \Delta t M_{\text{Al}_2\text{O}_3}}{6 \rho_{\text{Al}_2\text{O}_3} S} = 0,24 \mu\text{m}$	1	
21-28	<b>Électromagnétisme et relativité</b>		
21	$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$	1	
22	$\vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}_e$	1	
23	$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) = q(\vec{E}' + \vec{v}' \wedge \vec{B}')$ $\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} = \vec{E}' + \vec{v}' \wedge \vec{B}' - \vec{v}_e \wedge \vec{B}'$ en choisissant $\vec{v} = \vec{0}$ on a la première relation, puis on en déduit la seconde.	1	
24	Dans $R'$ le fil est statique et il n'y a pas de courant. On en déduit $\vec{B}' = \vec{0}$ et donc $\vec{B} = \vec{0}$ d'après ce qui précède.	1	
25	La situation est invariante par translation selon $\vec{e}_z$ donc $E(M)$ ne dépend pas de $z$ et par rotation autour de $(Oz)$ donc $E(M)$ ne dépend pas de $\theta$ , ainsi que par symétrie par $(M, \vec{u}_r, \vec{u}_\theta)$ et $(M, \vec{u}_r, \vec{u}_z)$ le champ est dirigé selon $\vec{u}_r$ . On a donc un champ $\vec{E} = E(r)\vec{u}_r$ . On prend comme surface de Gauss un cylindre de rayon $r$ et de hauteur $h$ . La charge intérieure $Q_{int}$ vaut $Q_{int} = \pi a^2 \rho_f h$ , et le flux de $\vec{E}$ vaut $E(r).2\pi r h$ . L'application du théorème de Gauss $\oint \vec{E}.d\vec{S} = \frac{Q_{int}}{\epsilon_0}$ donne : $E(r) = \frac{a^2 \rho_f}{2r\epsilon_0}$ , soit : $\vec{E}' = \frac{a^2 \rho_f}{2r\epsilon_0} \vec{u}_r$ . On a par ailleurs $\vec{E}' = \vec{E}$ .	1	

26	<p>On a <math>I = \frac{dq}{dt} = \lambda \frac{dz}{dt} = \lambda V_e</math>.</p> <p>La situation magnétostatique présente les mêmes invariances par rotation et translation donc <math>B(M)</math> ne dépend que de <math>r</math>, ainsi qu'une invariance par symétrie par <math>(M, \vec{u}_r, \vec{u}_z)</math> donc <math>\vec{B}</math> est selon <math>\vec{u}_\theta</math>. On a donc <math>\vec{B} = B(r)\vec{u}_\theta</math>. On prend comme contour d'Ampère un cercle de rayon <math>r</math>, et le théorème D'Ampère <math>\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_e</math> donne :</p> <p><math>B(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}</math>.</p> <p>Soit <math>\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \vec{u}_\theta</math>.</p> <p>C'est incompatible avec le résultat précédent : les lois de la mécanique classique ne sont pas applicables.</p>	1	
27	<p><math>\vec{E}'_{\parallel} = \vec{0}</math>, donc <math>\vec{E} = \gamma \vec{E}' = \gamma \frac{a^2 \rho_f}{2r\epsilon_0} \vec{u}_r</math>. Par ailleurs</p> <p><math>\vec{B} = \gamma \frac{v_e}{c^2} \vec{u}_z \wedge \frac{a^2 \rho_f}{2h\epsilon_0} \vec{u}_r = \gamma \mu_0 v_e \frac{a^2 \rho_f}{2r} \vec{u}_\theta</math>. Le dernier terme correspondant à <math>\frac{\lambda_f}{2\pi}</math> on retrouve l'expression précédente à un facteur <math>\gamma</math> près.</p>	1	
28	Pour retrouver les résultats par calcul direct il faut une densité de charge $\lambda = \gamma \lambda_f$ . Comme $\gamma > 1$ , cela correspond à une contraction des longueurs.	1	
29-50	<b>Un modèle de l'indice de réfraction</b>		
29-36	<b>Champs électromagnétiques créés par une nappe plane de courant</b>		
29-32	<b>Champ statique</b>		
29	Pour un point M quelconque, le plan (Mxz) est un plan de symétrie : le champ $\vec{B}$ est donc perpendiculaire à ce plan et $\vec{B}(M) = B(M)\vec{e}_y$ . Par ailleurs, le système est invariant par translation selon Ox et selon Oy : le champ $B$ ne dépend que de z. Le plan $z = 0$ est également un plan de symétrie : sur ce plan le champ $\vec{B}$ doit donc être parallèle à $\vec{e}_z$ . Comme il doit aussi être parallèle à $\vec{e}_x$ , il est nul : $\vec{B}(z = 0) = \vec{0}$	1	
30	<p>Analyse des invariances par translation selon <math>\vec{e}_x</math> et <math>\vec{e}_y</math> donc <math>\vec{B}(M) = B(z)\vec{e}_y</math>. Puis on applique le théorème d'Ampère sur un rectangle dans le plan horizontal (Myz) avec un côté de coordonnée <math>z = 0</math> et deux côté perpendiculaire à <math>\vec{e}_y</math>.</p> <p>pour <math> z  &lt; a/2</math> le courant enlacé dépend linéairement avec <math>z</math>, on trouve <math>\vec{B} = -\mu_0 J_0 z \vec{e}_y</math> et pour <math> z  &gt; a/2</math> le courant enlacé ne varie plus donc le champ <math>\vec{B}</math> non plus.</p>	1	

31	On a une distribution volumique de courant donc $\vec{j}$ est définie et finie donc $\text{rot}\vec{B} = \mu_0\vec{j} + \dots$ est finie donc $\vec{B}$ est dérivable et donc continue. pour $z > a/2$ , $\vec{B} = -\mu_0 J_0 \frac{a}{2} \vec{e}_y$ pour $z < -a/2$ , $\vec{B} = \mu_0 J_0 \frac{a}{2} \vec{e}_y$	1	
32	On remplace $J_0 a$ par $J_s$ et on obtient pour $z > 0$ , $\vec{B} = -\mu_0 \frac{J_s}{2} \vec{e}_y$ pour $z < 0$ , $\vec{B} = \mu_0 \frac{J_s}{2} \vec{e}_y$ On a comme relation de passage $\vec{B}(z=0^+) - \vec{B}(z=0^-) = -\mu_0 J_s \vec{e}_y = \mu_0 J_s \vec{e}_x \wedge \vec{e}_z$	1	
33-36	<b>Champ créé par une nappe de courant harmonique.</b>		
33	L'approximation des régimes quasi stationnaires consiste à négliger tous la propagation, ce qui revient à ne pas tenir compte du courant de déplacement dans l'équation de Maxwell-Ampère. L'ARQS est vérifiée lorsque les temps de propagation sont très petits devant le temps caractéristique d'évolution des champs, par exemple la période $T$ avec $\tau = \frac{d}{c} \ll T$ La nappe a une dimension infinie : le critère d'ARQS ne peut donc pas être vérifié en tout point : l'ARQS est insuffisante	1	
34	$\text{div}\vec{E} = 0, \text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}, \text{div}\vec{B} = 0, \text{rot}\vec{B} = \epsilon_0\mu_0 \frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$ On calcule $\text{rot}\text{rot}\vec{B} = \text{grad}\text{div}\vec{B} - \Delta\vec{B} = -\Delta\vec{B}$ $= \epsilon_0\mu_0 \text{rot}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} = -\epsilon_0\mu_0 \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}$	1	
35	On trouve $\frac{d^2 f}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} f = 0$ . La forme générale est $f = A \exp(i\frac{\omega}{c}z) + B \exp(-i\frac{\omega}{c}z)$ Si on considère qu'il n'y a pas de source à l'infini, les ondes doivent s'éloigner du plan. Ceci correspond à une OPPH dans le sens des croissants pour et une OPPH dans le sens des décroissants pour . On a de part et d'autre des ondes planes progressives , pour lesquelles la relation de structure d'onde plane est valide : pour $z > 0$ , $\vec{E} = \vec{B} \wedge (c\vec{e}_z)$ , donc $\vec{E} = cA \exp(i\omega(t - \frac{z}{c}))\vec{e}_x$ pour $z < 0$ , $\vec{E} = \vec{B} \wedge (-c\vec{e}_z)$ , donc $\vec{E} = -cA' \exp(i\omega(t + \frac{z}{c}))\vec{e}_x$	1	

36	La composante tangentielle du champ électrique est continue à une interface, par conséquent $A = -A'$ , Par ailleurs $\vec{B}(z = 0^+, t) - \vec{B}(z = 0^-, t) = -\mu_0 J_s \vec{e}_y$ donc $A - A' = -\mu_0 J_{S_0}$ donc $A = -A' = -\frac{\mu_0 J_{S_0}}{2}$	1	
37-42	<b>Interaction d'une onde avec un plan d'atomes</b>		
37-38	<b>Mouvement de la charge élastiquement liée en régime forcé</b>		
37	La force de Lorentz s'exerçant sur la charge $-q$ est de la forme $\vec{F} = -q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$ . En ordre de grandeur : $B \sim \frac{E}{c}$ . Le rapport des ordres de grandeur de la force magnétique à la force électrique est donc de l'ordre de $\frac{v}{c}$ . Pour un électron non relativiste : $\frac{v}{c} \ll 1$ : la force magnétique peut être négligée. Le champ en O peut être confondu avec le champ en M si $r \ll \lambda$ , c'est à dire si la longueur d'onde du rayonnement est grande devant les dimensions de l'atome dans lequel se déplace l'électron.	1	
38	La relation fondamentale de la dynamique appliquée à la charge mobile donne : $-m\omega^2 \vec{r} = -q\vec{E} - m\omega_0^2 \vec{r}$ , d'où $r_0 = -\frac{qE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}$	1	
39-40	<b>Densité de courant surfacique induite</b>		
39	La densité de courant surfacique induite est $\vec{J}_s = -qN_S \vec{v} = -i\omega qN_S \vec{r} = i\omega N_S \frac{q^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \vec{E}_0$ donc $\alpha_0 = \frac{q^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}$	1	
40	Sur le plan de charges, le champ électrique créé par la distribution de charges elle-même est : $\vec{E}_{dist} = -\frac{\mu_0 c \vec{J}_S}{2}$ on a donc $\vec{J}_S = i\omega N_S \alpha_0 \vec{E}_{tot} = i\omega N_S \alpha_0 (\vec{E}_i - \frac{\mu_0 c \vec{J}_S}{2})$ , donc $\vec{J}_S = \frac{i\omega N_S \alpha_0}{1 + \frac{i\omega N_S \alpha_0 \mu_0 c}{2}} \vec{E}_i$ et $\alpha = \frac{i\omega N_S \alpha_0}{1 + \frac{i\omega N_S \alpha_0 \mu_0 c}{2}}$	1	
41-42	<b>Champ électromagnétique</b>		
41	$\vec{E} = \vec{E}_i - i\omega \frac{\mu_0 c \alpha N_S}{2} \vec{E}_i$ donc $\gamma = \frac{\mu_0 \alpha N_S}{2}$	1	
42	L'onde qui se propage dans le sens $z < 0$ est uniquement due à la distribution donc $\vec{E} = -i\omega \gamma E_{0i} \exp\left(\omega\left(t + \frac{z}{c}\right)\right) \vec{e}_x$	1	
43-50	<b>Modèle de propagation dans le milieu</b>		
43-45	<b>Interprétation qualitative de l'influence des plans sur la propagation</b>		
43	A chaque passage par un plan, le champ incident est multiplié par $1 - i\omega\gamma = \exp(i\omega\gamma)$ Entre les plans $z_l = la$ et $z_{l+1} = (l+1)a$ , l'onde a subi $l+1$ traversées de plan, donc $\vec{E} = \vec{E}_{0i} \exp(\omega(t - \frac{z}{c})) \exp(-(l+1)i\omega\gamma) = \vec{E}_{0i} \exp(\omega(t - \frac{z}{c} + (l+1)\gamma))$ , qui donne bien : .	1	

44	Si la longueur d'onde est grande devant $a$ , on peut confondre $z$ et $(l+1)a$ dans l'expression du champ : on trouve alors $n = 1 + \frac{\gamma}{a}$	1	
45	On reconnaît la vitesse de phase en écrivant le champ comme une fonction de $\omega(t - \frac{z}{v_\phi})$ avec $v_\phi = \frac{c}{n}$ , avec $n$ l'indice de réfraction. minimum de déviation, compensation de la différence de marche dans un interféromètre de michelson réglé en lame d'air, décalage des franges dans fentes d'Young, décalage des franges dans michelson réglé en coin d'air, mise au point d'une image par une lame de verre, mesure de la relation $\sin r = n \sin i$	1	
46-50	<b>Utilisation du modèle : indice de réfraction de l'air</b>		
46	$N_V = \frac{N_{Ap}}{RT} = 3.10^{25} \text{ m}^{-3}$ . Si $d$ est la distance moyenne entre molécules, une molécule occupe un volume $d^3 = \frac{1}{N_V}$ , donc la distance moyenne entre molécules est, en ordre de grandeur : $d = N_V^{-1/3} = 3.10^{-9} \text{ m}$	1	
47	Si, dans le modèle le plus simple, les atomes occupaient un réseau cubique simple de pas $d$ , la distance entre plans serait bien $a = d$ et, sur un plan, une molécule occuperait un carré de côté $d^2$ , donc $N_S = \frac{1}{d^2}$ . Il est raisonnable d'utiliser ces relations dans le cas réel, en considérant que $d$ est la distance moyenne entre molécules examinée ci-dessus. Dans le domaine visible $\lambda > 0,5 \mu\text{m}$ . On a bien $\lambda \gg d = a$	1	
48	la relation $n = 1 + \frac{\gamma}{a} = 1 + \frac{N_V \mu_0 a^2 q^2}{2m(\omega_0^2 - \omega^2)}$ Dans l'hypothèse $\omega \ll \omega_0$ on fait un DL à l'ordre 2 pour trouver A et B. $A = \frac{N_V \mu_0 a^2 q^2}{2m\omega_0^2}$ et $B = \frac{N_V \mu_0 a^2 q^2 c^4}{m\omega_0^4}$	1	
49	$\frac{B}{A} = \frac{4q^2 c^2}{\omega_0^2}$ donc $\omega_0 = 2qc\sqrt{\frac{A}{B}}$ on a $\omega_0 \sim 7\omega$ , donc l'approximation est correcte.	1	
50	On trouve $A = 6.10^{-5}$ , on a un facteur 4 avec la valeur expérimentale. Donc le modèle prédit seulement un ordre de grandeur.	1	