

**Partie PHYSIQUE.**

1) Soit un point M de l'espace. Les plans  $(M, \vec{u}_r, \vec{u}_\theta)$  et  $(M, \vec{u}_r, \vec{u}_z)$  sont des plans de symétries pour le système de charge, donc le champ électrique en M est selon l'intersection de ces deux plans donc radial, qu'on peut écrire  $\vec{E}(M) = E(r, \theta, z)\vec{u}_r$ .

D'autre part, le système de charge est invariant par rapport une rotation d'axe Oz et par rapport à une translation d'axe Oz (on néglige les effets de bords), donc  $E(r, \theta, z) = E(r)$ .

2) Théorème de Gauss sur le cylindre, d'axe Oz, de rayon r, et de longueur  $\ell$ .

On obtient :  $E(r) = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0\ell r}$ .

3) En statique, la relation liant le champ électrique et le potentiel électrique est

$dV = -\vec{E} \cdot d\vec{OM} = -E(r)dr$ . On intègre cette relation entre  $(R_1, V_1)$  et  $(R_2, V_2)$ ,

ce qui donne :  $V_1 - V_2 = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0\ell} \text{Ln}\left(\frac{R_2}{R_1}\right)$

4) On obtient :  $C_\ell = \frac{2\pi\epsilon_0\ell}{\text{Ln}\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}$  puis  $C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\text{Ln}\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}$ . 5)  $C \approx$

6)  $j_{s2}$  est en  $A.m^{-1}$ .

7) Soit un point M de l'espace, le plan  $(M, \text{axe Oz})$  est un plan de symétrie physique pour le système de courants, donc le champ magnétique en M lui est orthogonal. Donc le champ magnétique s'écrit  $\vec{B}(M) = B(r, \theta, z)\vec{u}_\theta$ .

Le système de courants invariant par translation selon Oz, ou par rotation d'axe Oz. Donc  $B(r, \theta, z) = B(r)$ .

8) On applique le théorème d'Ampère sur un cercle de rayon r et d'axe Oz, dans le sens trigonométrique. le courant enlacé est  $I_0$ . On obtient :  $B(r) = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi r}$ .

9) En coordonnées cylindriques, l'élément de volume est  $d\tau = r dr d\theta dz$ . r varie de  $R_1$  à  $R_2$ , z varie de 0 à  $\ell$ ,  $\theta$  varie de 0 à  $2\pi$ . L'intégrale triple donne alors :  $W_m = \left[\frac{\mu_0}{4\pi} \text{Ln}\left(\frac{R_2}{R_1}\right)\right] \ell I_0^2$ .

10) On sort maintenant :  $L_\ell = \left[\frac{\mu_0}{2\pi} \text{Ln}\left(\frac{R_2}{R_1}\right)\right] \ell$ .

11)  $L = \left[\frac{\mu_0}{2\pi} \text{Ln}\left(\frac{R_2}{R_1}\right)\right]$ . AN :

Pour les questions 12 à 24, l'énoncé suppose implicitement que les constantes  $\omega$  et k sont positives.

12) L'onde est progressive et se propage selon les z croissant. Mais elle n'est pas plane.

13) L'amplitude du champ est maximale en  $r=R_1$ . On peut donc remplacer  $\alpha$  par  $E_0 R_1$ .

14) Cf cours.

15) Idem, aucun pb particulier. On retombe ici sur  $k=\omega/c$  et le milieu n'est pas dispersif.

16) On utilise ici l'équation de Maxwell-Faraday, qu'on intègre par rapport au temps. Il apparaît alors une fonction quelconque de l'espace, soit donc un champ magnétostatique. Ce champ n'est absolument pas lié à l'onde et on peut donc l'ignorer compte tenu de la linéarité des équations de Maxwell.

On obtient :  $\vec{B} = \frac{k}{\omega} \cdot \frac{E_0 R_1}{r} \cdot e^{j(\omega t - kz)} \vec{u}_\theta$ . On aurait pu remplacer  $k/\omega$  par  $1/c$ .

Localement, l'onde a la même structure que l'onde plane.

17)  $\vec{\pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} = \frac{k}{\mu_0 \omega} \left(\frac{E_0 R_1}{r}\right)^2 \cdot \cos^2(\omega t - kz) \vec{u}_z$  après être revenu en notation réelle.

18) La puissance moyenne transportée est la valeur moyenne du flux du vecteur de Poynting à travers une section droite du câble entre  $r=R_1$  et  $r=R_2$ . L'élément de surface élémentaire est  $d\vec{S} = 2\pi r dr \vec{u}_z$ , on intègre de  $r=R_1$  à  $r=R_2$  et on fait la moyenne temporelle.

On obtient :  $P = \frac{\pi R_1^2 E_0^2}{\mu_0 c} \text{Ln}\left(\frac{R_2}{R_1}\right)$ . Pour  $P=10W$ , on calcule  $E_0=109 \text{ kV.m}^{-1}$ .

19) Soit une surface chargée orientée par le vecteur unitaire  $\vec{n}$ , alors la relation de passage pour le champ électrique s'écrit :  $\vec{E}(+) - \vec{E}(-) = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{n}$ . En appliquant cette relation à la surface du conducteur (1), on a :

$$\vec{n} = \vec{e}_r, \vec{E}(-) = \vec{0}, \vec{E}(+) = E_0 \cdot \cos(\omega t - kz) \vec{e}_r, \text{ et on obtient : } \sigma = \epsilon_0 E_0 \cdot \cos(\omega t - kz).$$

20) Soit une surface chargée orientée par le vecteur unitaire  $\vec{n}$ , alors la relation de passage pour le champ magnétique s'écrit :  $\vec{B}(+) - \vec{B}(-) = \mu_0 \vec{j}_s \wedge \vec{n}$ .

On applique cette relation à la surface du conducteur (1) et en adoptant la notation complexe.

$$\vec{n} = \vec{e}_r, \vec{B}(-) = \vec{0}, \vec{B}(+) = \frac{kE_0}{\omega} \cdot e^{j(\omega t - kz)} \vec{e}_\theta$$

$$\text{On fait le produit vectoriel de cette relation avec } \vec{n} = \vec{e}_r \text{ et on sort : } \underline{j}_{S1} = \frac{kE_0}{\mu_0 \omega} e^{j(\omega t - kz)} \vec{u}_z.$$

21) On part de  $\vec{E} = -\overrightarrow{grad}(V) - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ . Pour éliminer l'influence du potentiel vecteur, on fait la circulation de la relation précédente de  $r=R_1$  à  $r=R_2$  à  $z=cte$  et  $\theta=cte$ .

$$\text{On obtient : } \underline{u}(z, t) = R_1 E_0 \cdot \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) \cdot e^{j(\omega t - kz)}.$$

$$22) \text{ De la question 20, on obtient le courant complexe par } \underline{i} = 2\pi R_1 \underline{j}_{S1} = 2\pi R_1 \frac{kE_0}{\mu_0 \omega} e^{j(\omega t - kz)}.$$

$$23) \text{ On fait le rapport des deux résultats précédents et on obtient : } Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

$$24) \text{ AN : } Z_c \approx 55 \Omega.$$

25) On a négligé l'aspect résistif des matériaux. Dans la réalité, l'amplitude de l'onde va décroître au cours de la propagation.

26) Loi des mailles et loi des noeuds.

$$\text{On obtient le système habituel : } L \frac{\partial i}{\partial t} = -\frac{\partial V}{\partial z} \quad C \frac{\partial V}{\partial t} = -\frac{\partial i}{\partial z}.$$

27) En utilisant le théorème de Schwartz, on obtient que  $i$  et  $V$  vérifient l'équation de d'Alembert avec la vitesse de propagation  $c = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ .

La forme la plus générale de  $V(z, t)$  peut s'écrire  $V_i(t-z/c) + V_r(t+z/c)$ .  $V_i$  décrit une onde qui se propage sans déformation selon les  $z$  croissants,  $V_r$  décrit une onde qui se propage sans déformation selon les  $z$  décroissants. Ce qu'on peut d'ailleurs vérifier dans la forme proposée ensuite.

28) Les conditions aux limites s'écrivent :  $\underline{V}(0, t) = V_0$  et  $\underline{V}(\ell, t) = 0$  (court-circuit)

$$\text{On obtient le système d'équations : } \underline{V}_{im} + \underline{V}_{rm} = V_0 \quad \underline{V}_{im} e^{-jk\ell} + \underline{V}_{rm} e^{jk\ell} = 0$$

$$\text{On résout alors en : } \underline{V}_{im} = \frac{V_0 e^{jk\ell}}{e^{jk\ell} - e^{-jk\ell}} \quad \underline{V}_{rm} = \frac{-V_0 e^{-jk\ell}}{e^{jk\ell} - e^{-jk\ell}}.$$

$$29) \text{ On calcule maintenant : } r = \frac{\underline{V}_{rm} e^{jk\ell}}{\underline{V}_{im} e^{-jk\ell}} = -1$$

30) Dans le cas d'une sortie ouverte, la condition limite demandée est :  $\underline{i}(\ell, t) = 0$ .

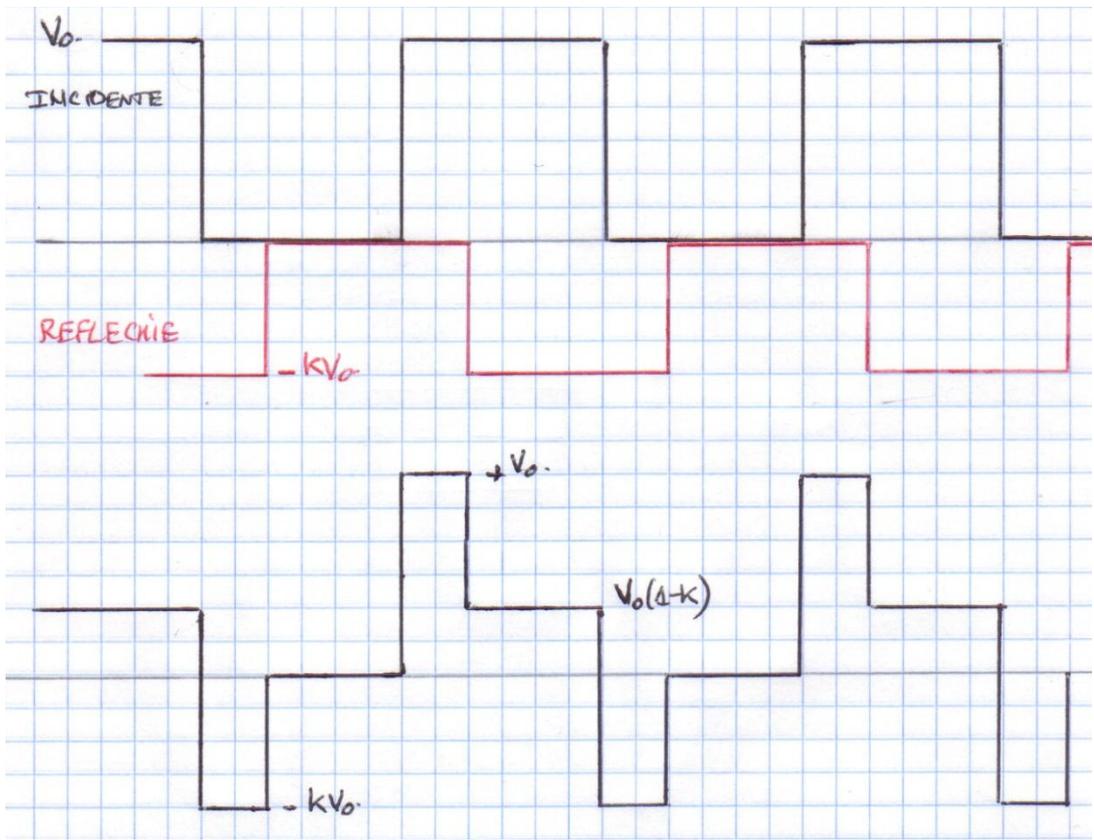
31) On considère que  $r=r(R)$  comme une fonction réelle continue de  $R$  réelle positive ;

$$r(0) = -1 \text{ et } r(R \rightarrow +\infty) = 1$$

donc il existe au moins une valeur  $R_c$  positive de  $R$  pour laquelle  $r=0$ . On a alors réalisé l'adaptation d'impédance.

32) La résistance « usuelle » d'un GBF est de  $50 \Omega$ .

33)

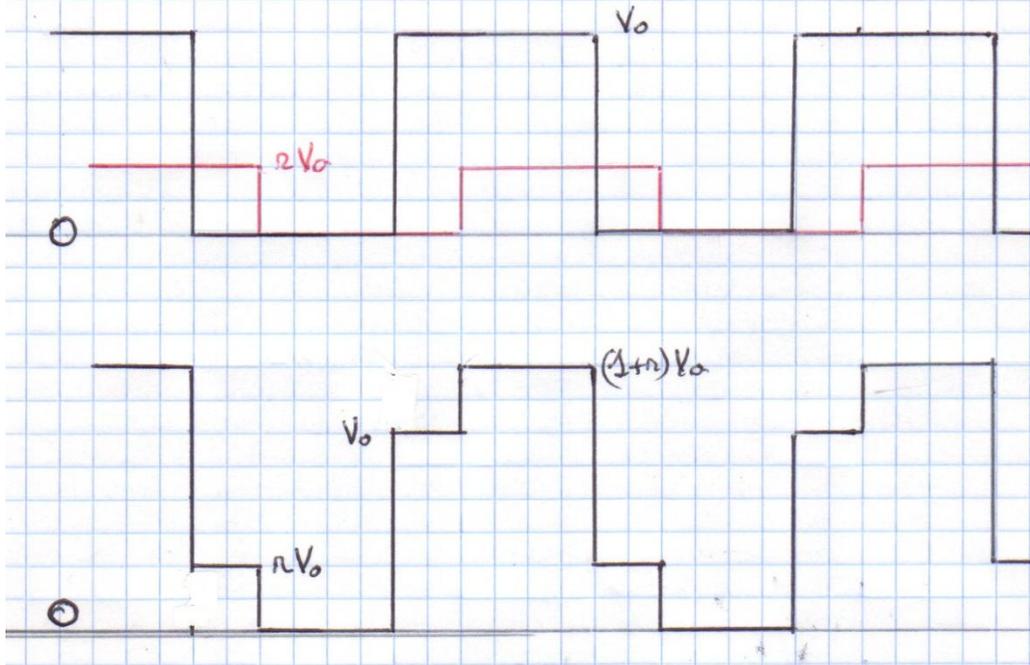


On obtient globalement la forme expérimentale proposée.

34) L'aller-retour fait 200m et provoque un retard d'environ  $1,2\mu\text{s}$ , ce qui correspond à une vitesse de propagation de  $1,7 \cdot 10^8 \text{m.s}^{-1}$  dont la valeur numérique correspond bien à  $c/\sqrt{\epsilon_r}$ .

35) L'acquisition semble faite en AC, donc il faut un peu ruser. On ne peut pas dire que les graduations soient pratiques à utiliser. Par mesure directe sur l'oscillogramme, on peut voir que  $V_0$  correspond à 2cm et  $KV_0$  à 1,8cm donc  $K \approx 0,9$ .

36) Le dessin précédent permet de calculer  $r$  pour  $20\Omega$  et  $40\Omega$ , on trouve  $-0,4$  et  $-0,1$ . Pour les deux valeurs suivantes, il faut refaire le chronogramme avec  $r$  positif :



formes qui correspondent bien aux oscillogramme fournis. On mesure alors successivement  $r \approx 0,1$  et  $r \approx 0,25$ .

37) L'énoncé donne directement la solution, c'est sympa. Cette valeur est compatible avec les oscillogrammes, où  $r$  passe par 0 entre  $R=40\Omega$  et  $R=60\Omega$ .

Quand l'onde de retour revient sur le GBF, la résistance vue est la résistance interne du GBF, soit  $50\Omega$ , soit une valeur très proche de la résistance critique.

## Partie Chimie.

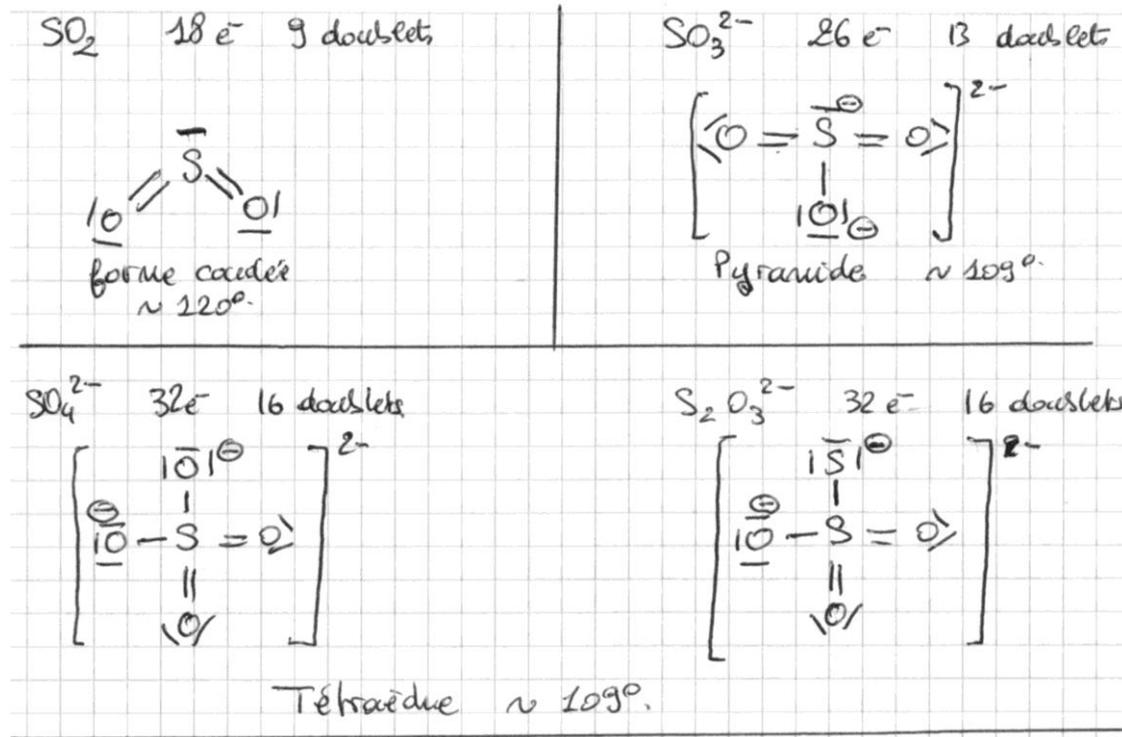
1.1)  $Z(S)=16$ , qu'on pouvait aussi voir à partir de sa masse molaire atomique.

1.2)  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^4$ .

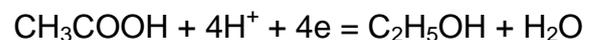
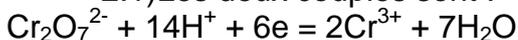
1.3) Les électrons de valence sur la troisième couche, correspondant à  $l=0$  (s) et  $l=1$  (p).

1.4) Question ambiguë. A priori, on attend 0 et -II. Compte-tenu de la suite et ignorant la règle de l'octet, on peut envisager que S forme jusqu'à 6 liaisons de covalence.

1.5) On peut alors construire les édifices proposés, en respectant la règle de l'octet pour O et pas pour S. C'est quand même un peu chaud, surtout pour le dernier.



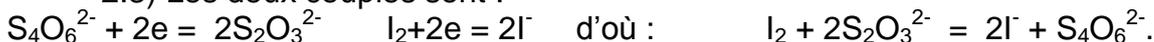
2.1) Les deux couples sont :



et la réaction est :  $2 Cr_2O_7^{2-} + 3 C_2H_5OH + 16H^+ = 4 Cr^{3+} + 3 CH_3COOH + 11 H_2O$

2.2)  $Cr_2O_7^{2-} + 6 I^- + 14H^+ = 2Cr^{3+} + 3I_2 + 7H_2O$

2.3) Les deux couples sont :



2.4.1)  $n_0(Cr_2O_7^{2-}) = 0,238 \text{ mmol}$ .

2.4.2) On utilise l'équivalence de la réaction 2.3,  $n(I_2 \text{ formé}) = 0,375 \text{ mmol}$ .

2.4.3) Le diiode précédemment dosé avait consommé  $0,375/3 = 0,125 \text{ mmol}$  de  $Cr_2O_7^{2-}$ . Donc la consommation de l'éthanol par 2.1 a consommé  $(0,238 - 0,125) = 0,113 \text{ mmol}$  de  $Cr_2O_7^{2-}$ , ce qui correspond à  $0,17 \text{ mmol}$  d'éthanol.

2.4.4) La concentration molaire d'éthanol dans le sang est donc de  $0,017 \text{ mol.L}^{-1}$ . La masse molaire de l'éthanol est  $M = 46 \text{ g.mol}^{-1}$ , ce qui fait une concentration massique de  $780 \text{ mg.L}^{-1}$  supérieur au taux légal.

3.1) A l'aide du cycle adéquat, sort :

$$\Delta_f H^\circ(SO_2) = [\Delta_f H^\circ(S) + 2 \Delta_f H^\circ(O) - \Delta_f H^\circ(O_2)] / 3 \approx -311,5 \text{ kJ.mol}^{-1}$$

3.2.1) La réaction consomme des moles gazeuses dans le sens direct, ce qui correspond à une diminution de l'entropie du système. Donc, l'entropie standard est négative.

3.2.2) Question peu claire. La référence est généralement prise à  $298 \text{ K}$ , ce qui correspond en fait à la première ligne du tableau. Pour les deux colonnes, l'erreur relative maximale est d'environ 5% dans le même sens, ce qui va limiter l'erreur commise  $\Delta_r G^\circ$  et donc  $K$ .

3.2.3 à 3.2.5) Numériquement, on obtient :

T ( en K)	$\Delta_r G^\circ$ (en J.mol <sup>-1</sup> )	K
300	-141400	$4.2 \cdot 10^{24}$
800	-45300	910
1000	-5800	2
1600	113700	$2 \cdot 10^{-4}$

On peut considérer la réaction comme totale pour T=300K.

4.1) Faire un beau dessin. La difficulté ici est de dessiner les gros ions dans les sites tétraédriques alors qu'on voudrait y placer les petits.

4.2) 4 de chaque.

4.3) Ce qui correspond à la formule ZnS.

4.4) En prenant un petit cube de côté  $a/2$ , occupé par un anion, on calcule  $d = \frac{a\sqrt{3}}{4}$ .

4.5) Pour les deux ions, la coordinence est de 4.

4.6) Question mal posée, et première partie carrément fautive (pb d'homogénéité).

4.7) Question problématique. Pour calculer la compacité, il faut utiliser les rayons ioniques fournis qui sont alors incompatibles avec la valeur fournie de  $a$ . Si on élimine les problèmes, on trouve une compacité de 0,69.

4.8)  $\rho = 4,1 \text{ g.cm}^{-3}$  en comptant 4 ions  $\text{Zn}^{2+}$  et 4 ions  $\text{S}^{2-}$  dans le volume  $a^3$ . Attention aux unités.

4.9) Il semble qu'il y ait interpénétration des nuages électroniques, donc que la liaison ait un certain caractère covalent.