1. Dans le plan orthogonal à la direction de propagation, la valeur du champ n'est pas la même en tout point à un instant donné. Ce plan n'est donc pas une surface d'onde. L'onde n'est pas plane. Par contre, le champ $\overrightarrow{B}$ est bien orthogonal à la direction de propagation. L'onde est donc transverse pour le champ $\overrightarrow{B}$.

2. $\overrightarrow{rot}\overrightarrow{B} = \mu_0\epsilon_0\dfrac{\partial E}{\partial t}$ donc $\underline{\overrightarrow{E}}\begin{cases}\dfrac{kc^2}{\omega}\underline{B}(x)e^{j(kz-\omega t)}\\ 0\\ \dfrac{c^2}{\omega}\dfrac{d\underline{B}(x)}{dx}e^{j(kz-\omega t)}\end{cases}$

3. Dans le vide : $\Delta\overrightarrow{\underline{B}} - \dfrac{1}{c^2}\dfrac{\partial\overrightarrow{\underline{B}}}{\partial t} = \overrightarrow{0}$ que l'on peut projeter selon Oy.
   Comme $\Delta B = \dfrac{\partial^2\underline{B}}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2\underline{B}}{\partial y^2}$, on obtient
   $$\frac{d^2B(x)}{dx^2} = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right)B(x)$$
   On a alors
   - Si $k > \dfrac{\omega}{c}$: $\underline{B}(x) = \underline{A}.e^{\sqrt{k^2-\frac{\omega^2}{c^2}x}} + \underline{B}.e^{-\sqrt{k^2-\frac{\omega^2}{c^2}x}}$
   - Si $k = \dfrac{\omega}{c}$: $\underline{B}(x) = \underline{A}.x + \underline{B}$
   - Si $k < \dfrac{\omega}{c}$: $\underline{B}(x) = \underline{A}.e^{j\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}-k^2x}} + \underline{B}.e^{-j\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}-k^2x}}$

4. On ne connait pas ici les courants surfaciques et densités surfaciques de charges qui apparaîtrons en fonction du champ électromagnétique se propageant dans le guide d'onde. On peut par contre exploiter les continuités des composantes tangentielle du champ $\overrightarrow{E}$ et normale du champ $\overrightarrow{B}$, sachant que le champ dans le métal est nul :
   $$\underline{E}_y\left(x = \mp\frac{d}{2}\right) = 0 \rightarrow \frac{d\underline{B}(x)}{dx}\left(x = \mp\frac{d}{2}\right) = 0$$
   On reprend alors les différentes solutions possibles :
   - Si $k > \dfrac{\omega}{c}$: On arrive à une impossibilité de vérifier les conditions aux limites
   - Si $k = \dfrac{\omega}{c}$: $\underline{A} = 0$ donc $\underline{B}(x) = C^{te}$ (OPPH)
   - Si $k < \dfrac{\omega}{c}$: $\begin{cases}\underline{A}e^{j\frac{d}{2}\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}-k^2}} + \underline{B}.e^{-j\frac{d}{2}\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}-k^2}} = 0\\ \underline{A}e^{j\frac{-d}{2}\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}-k^2}} + \underline{B}.e^{-j\frac{-d}{2}\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}-k^2}} = 0\end{cases}$ soit $e^{jd\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}-k^2}} - e^{-jd\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}-k^2}} = 0$

     On reconnait alors $2.j.sin\left(d\sqrt{\dfrac{\omega^2}{c^2} - k^2}\right) = 0$. Donc $k = \sqrt{\dfrac{\omega^2}{c^2} - \left(\dfrac{n\pi}{d}\right)^2}$ avec $n \in \mathcal{N}$

   On s'aperçoit donc qu'il existe un nombre fini de valeurs du nombre d'onde correspondant à une propagation

5. $v_\varphi = \dfrac{\omega}{k} = \dfrac{c}{\sqrt{1 - \left(\dfrac{n\pi c}{\omega d}\right)^2}}$

6. On considère une onde de pulsation donnée telle qu'un seul mode de propagation existe. Déterminer alors les valeurs moyennes du vecteur de Poynting ainsi que de la densité volumique d'énergie électromagnétique.

7. En déduire l'expression de la vitesse de propagation de l'énergie dans ce guide d'onde. Conclure.