1. On utilise l'une des équations de couplage, par exemple l'équation d'Euler $:= \mu_0.\dfrac{\partial v_1}{\partial t}.\overrightarrow{e_r} = -\overrightarrow{grad p_1}$ en considérant l'approximation acoustique.

On en déduit que $\dfrac{\partial \underline{\underline{v_1}}}{\partial t} = -\dfrac{1}{\mu_0}.\left[-\dfrac{p_0}{r^2}.e^{i(\omega t-k.r)} - \dfrac{i.p_0.k}{r}.e^{i(\omega t-k.r)}\right]$

Soit $\underline{v_1} = \dfrac{p_0}{i.\omega\mu_0}.\left[\dfrac{1}{r^2}.e^{i(\omega t-k.r)} + \dfrac{i.k}{r}.e^{i(\omega t-k.r)}\right]$

2. On n'oublie pas de repasser en grandeurs réelles :

$v_1 = \dfrac{p_0}{\omega\mu_0}.\left[\dfrac{1}{r^2}.sin(\omega t - k.r) + \dfrac{k}{r}.cos(\omega t - k.r)\right]$ et $p_1 = \dfrac{p_0}{r}cos(\omega t - kr)$

Alors $\Pi = \dfrac{p_0}{\mu_0.\omega.r^2}\left[\dfrac{1}{r}.cos(\omega t - k.r).sin(\omega t - k.r) + k.cos^2(\omega t - k.r)\right]$

$r << \lambda \longrightarrow \dfrac{1}{r} >> \dfrac{1}{\lambda}$ soit $\dfrac{1}{r} >> \dfrac{k}{2.\pi}$

Pour $r << \lambda$, $\Pi \equiv \dfrac{p_0}{\mu_0.\omega.r^2}\dfrac{1}{r}.cos(\omega t - k.r).sin(\omega t - k.r)$ et $\langle \Pi \rangle = 0$

Pour $r >> \lambda$, $\Pi \equiv \dfrac{p_0}{\mu_0.\omega.r^2}.k.cos^2(\omega t - k.r)$ et $\langle \Pi \rangle = \dfrac{p_0}{2.\mu_0.\omega.r^2}.k$

L'intensité sonore sera donc non nulle pour $r >> \lambda$

3. On a $\mathcal{P} = \iint \left\langle \overrightarrow{Pi} \right\rangle \cdot \overrightarrow{dS} = \dfrac{p_0}{2.\mu_0.\omega.r^2}.k.4.\pi.r^2 = C^{te}$

4. A l'interface avec la sphère, les couches de fluide auront nécessairement une vitesse $v(r_0) = \dot{r} = -a.\omega.sin(\omega t + \varphi_0)$ or $v(r_0) = \dfrac{p_0}{\mu_0.\omega.r_0^2}.sin(\omega t - k.r_0)$ soit $p_0 = a.\omega^2.\mu_0.r_0^2$

5. Il suffit de remplacer p_0 dans l'expression obtenue. On s'aperçoit que pour obtenir une puissance constante, on doit diminuer la tailler de la source si la pulsation augmente.