1. On observe les propriétés de symétrie du champ : en tout point $M(r,\theta,z)$, le champ est orthogonal au plan contenant l'axe Oz et passant par M. Ces plans sont donc des plans de symétrie pour la distribution des courants : $\overrightarrow{j}(r,\theta,z) = \overrightarrow{j}(r,z)$.

   D'autre part, les ligne de champ magnétique "s'enroulent " autour des courants. On peut donc supposer que $\overrightarrow{j}(r,z) = j(r,z).\overrightarrow{e_z}$

2. On peut alors choisir un contour d'Ampère : un cercle de centre sur l'axe Oz et de rayon r. On a alors $\oint \overrightarrow{B} \cdot \overrightarrow{dl} = \oint B(r,z).dl = 2.\pi.r.B(r,z)$

   Ce contour encercle un courant $I_{int} = \iint_S \overrightarrow{j} \cdot \cdot .\overrightarrow{dS}$, ce qui donne :

   pour $r < a$: $\mu_0. \iint_0^r \overrightarrow{j}.2.\pi.r.dr = 2.\pi.r.B_1 \dfrac{r^2}{a^2}$, donc $r.j(r) = \dfrac{B_1}{\mu_0.a^2}\dfrac{d(r^3)}{dr} = \dfrac{3.B_1.r^2}{\mu_0.a^2}$

   On obtient alors pour $r < a$: $j(r) = \dfrac{3.B_1.r}{\mu_0.a^2}$

   De même, pour $r > a$ on obtient $j(r) = 0$.