1. On effectue un bilan de masse pour le système ouvert correspondant au parallélépipède $L.dx.h$:
   - ✓ Il entre par la face située en x une masse $\delta m_e = \rho(x,t).v(x,t).dt.L.h(x,t)$
   - ✓ Il sort par la face située en $x + dx$ une masse $\delta m_e = \rho(x + dx,t).v(x + dx,t).dt.L.h(x,t)$
   - ✓ $m(x,t) = \rho.L.dx.h(x,t)$ $m(x,t + dt) = \rho.L.dx.h(x,t + dt)$
   - ✓ Le bilan de masse s'écrit $m(x,t + dt) = m(x,t) + \delta m_e - \delta m_s$

   Soit, le fluide étant incompressible : $\dfrac{\partial(h)}{\partial t} = -\dfrac{\partial(v)}{\partial x}$
2. D'après la statique des fluides : $p(x,y,t) = p_0 + \rho.g.(h(x,t) - y)$
3. On applique l'équation d'Euler pour une particule de fluide :
   $\left(\overrightarrow{v} \cdot \overrightarrow{grad}\right)\overrightarrow{v} = v(x,t).\dfrac{\partial v(x,t)}{\partial x} \simeq \overrightarrow{0}$ car c'est un terme quadratique

   Donc $\dfrac{D\overrightarrow{v}}{dt} \simeq \dfrac{\partial\overrightarrow{v}}{\partial t}$

   L'équation d'Euler s'écrit alors, selon $\overrightarrow{e_x}$: $\rho.\dfrac{\partial\overrightarrow{v}}{\partial t} = -\dfrac{\partial p}{\partial x}$

   On remarque que cette équation donne également une composante selon $\overrightarrow{e_y}$ non nulle. La vitesse aura donc une composante verticale, mais que l'on a négligée.

   Ne pas oublier que h dépend de x, par conséquent $\dfrac{\partial p}{\partial x} = \rho.g.\dfrac{\partial h}{\partial x}$, ce qui donne
   $\dfrac{\partial v}{\partial t} = -g.\dfrac{\partial h}{\partial x}$
4. Par découplage des équation, on obtient $c = \sqrt{g.h_0}$
5. SI $k.h_0 \ll 1$, alors $tanh(k.h_0) \simeq 1$, ce qui donne $\omega^2 = h_0.\left(g.k^2 + \dfrac{\gamma}{\rho}.k^4\right)$.

   En ne conservant que le terme de plus bas degré, on obtient $\omega^2 \simeq h_0.g.k^2$, ce qui correspond bien à la relation de dispersion obtenue précédemment.