

$$\frac{1}{T_{2\text{cpmg}}} = \frac{1}{T_2^0} + 0.51 (\gamma G)^2 D^{\frac{2}{3}} \quad (\text{I.18})$$

La figure I.8 indique les zones d'applications des différents régimes d'après Hürlimann et al [15].

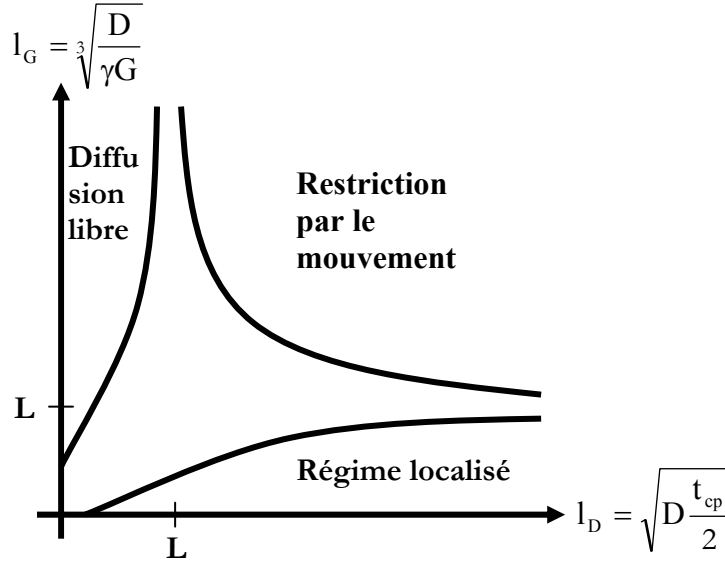


Figure I.8 : Domaines d'applications des différents régimes selon Hürlimann et al [15]. Les régions d'existence des trois régimes sont représentées en fonction des longueurs l_D , l_G , et L (la dimension de la cavité). La zone centrale correspond à une zone pour laquelle il n'a pas encore été possible de modéliser le comportement des spins.

I.3. Principe de l'imagerie RMN

I.3.1. Imagerie 2D

Comme cela a été mentionné plus haut, les spins soumis à un champ magnétique B_0 précessent à la fréquence de Larmor (Equation (I.5)) quelle que soit leur position. Le signal récupéré, considérant T_2 comme infiniment long, est de la forme :

$$S(t) = \iiint_{xyz} M(x, y, z) e^{i\omega_0 t} dx dy dz \quad (\text{I.19}),$$

où $M(x,y,z)$ est l'aimantation provenant de la position x,y,z .

Pour coder spatialement le signal, il suffit d'appliquer un gradient de champ magnétique dans différentes directions de l'espace. Ainsi si on applique, par exemple, un gradient G_x de champ selon la direction x , la pulsation de précession devient :

$$\omega(x) = \gamma(B_0 + G_x x) \quad (\text{I.20})$$