L'intérêt principal de telles séquences est donc de compenser les déphasages cohérents apparus entre deux impulsions π. Si les spins sont immobiles, alors la totalité des hétérogénéités de champ sont compensées. La constante de la décroissance est alors $T_{2cpmg} = T_2^0$. Cependant, lorsque la diffusion intervient, le comportement est plus complexe.

I.2.4.2. Influence de la diffusion sur T_{2cpmg}

Tout comme T_2*, T_{2cpmg} est sensible à la diffusion des spins en présence d'un gradient de champ magnétique. L'atténuation du signal d'un train d'échos de spins due à la diffusion dans un gradient uniforme et constant de champ magnétique G a été décrite par Carr Purcell [12]. T_{2cpmg} est alors de la forme :

$$\frac{1}{T_{2cpmg}} = \frac{1}{T_2^0} + \frac{\gamma^2 D G^2 t_{cp}^{\ 2}}{12} \qquad \text{(I.14)},$$

où T_2^0 est le temps de relaxation transversale spin-spin intrinsèque.

Le cas de particules confinées entre deux plaques dans un gradient uniforme G et pour un coefficient de diffusion rapide ($a < \sqrt{Dt_{cp}}$) a aussi été décrit théoriquement [13]. Pour des plaques espacées d'une distance a, il peut être démontré que T_{2cpmg} devient indépendant de t_{cp}, et de la forme:

$$\frac{1}{T_{2cpmg}} = \frac{1}{T_2^0} + \frac{a^4 \gamma^2 G^2}{120\, D} \qquad \text{(I.15)}$$

Des expressions similaires ont été calculées dans le cas de diffusion restreinte par une sphère ou par un cylindre [14] :

pour la sphère : $$\frac{1}{T_{2cpmg}} = \frac{1}{T_2} + \frac{8 R^4 \gamma^2 G^2}{175 D} \qquad \text{(I.16)}$$

pour le cylindre : $$\frac{1}{T_{2cpmg}} = \frac{1}{T_2} + \frac{7 R^4 \gamma^2 G^2}{296 D} \qquad \text{(I.17)}$$

avec R rayon de la sphère ou du cylindre.

Un troisième régime pour le cas simple de la diffusion rapide de particules confinées avec un gradient uniforme G a été distingué dans le cas où G est fort, l'aimantation est alors spatialement non uniformément distribuée. Ce régime est appelé le régime localisé [15]. T_{2cpmg} est alors de la forme :