$$\frac{m_0}{\mu_B} - \frac{\mu_B B_0}{k_B T_c}\left(\frac{m_0}{\mu_B}\right)^2 \simeq \frac{\mu_B B_0}{k_B T_c} + \frac{m_0}{\mu_B} - \frac{1}{3}\left(\frac{m_0}{\mu_B}\right)^3$$

$$\boxed{m_0 \simeq \mu_B \left(\frac{3\mu_B}{k_B T_c}\right)^{1/3} B_0^{1/3}} \quad (\text{VIII}.138)$$

On retrouve une loi de puissance $m_0 \sim B_0^{1/\delta}$ avec un exposant critique $\delta = 3$.

| $m_0 \sim (T_c - T)^\beta$ | $\chi \sim \lvert T - T_c \rvert^{-\gamma}$ | $C \sim \lvert T - T_c \rvert^{-\alpha}$ | $m_0 \sim B_0^{1/\delta}$ |
|---|---|---|---|
| $\beta = 1/2$ | $\gamma = 1$ | $\alpha = 0$ | $\delta = 3$ |

Les valeurs des exposants, obtenus dans l'approximation du champ moyen où l'on néglige l'effet des fluctuations critiques, sont incorrects pour les systèmes de basse dimension où ces fluctuations sont importantes et peuvent même supprimer l'ordre à grande distance pour $T > 0$. Par exemple, la solution exacte du modèle d'Ising à deux dimensions, due à Onsager, conduit aux valeurs $\beta = \frac{1}{8}$, $\gamma = \frac{7}{4}$, $\alpha = 0$, $\delta = 15$, très différents de celles du champ moyen. Lorsque $d$ augmente, l'effet des fluctuations diminue et les exposants de champ moyen deviennent exacts pour $d \geq 4$.