

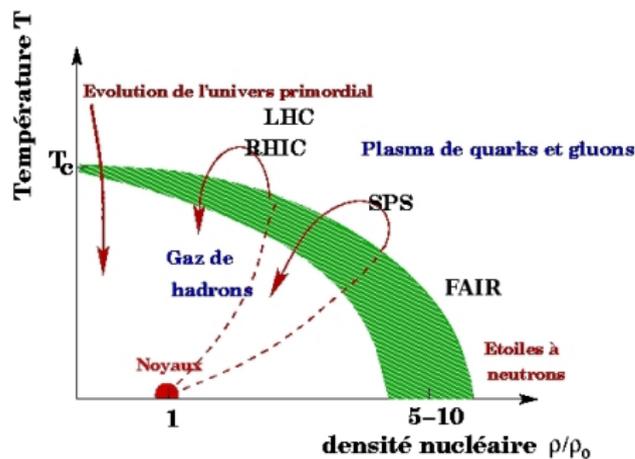
# Théorie relativiste chirale de la matière nucléaire incluant des effets de confinement du nucléon

Élisabeth Massot

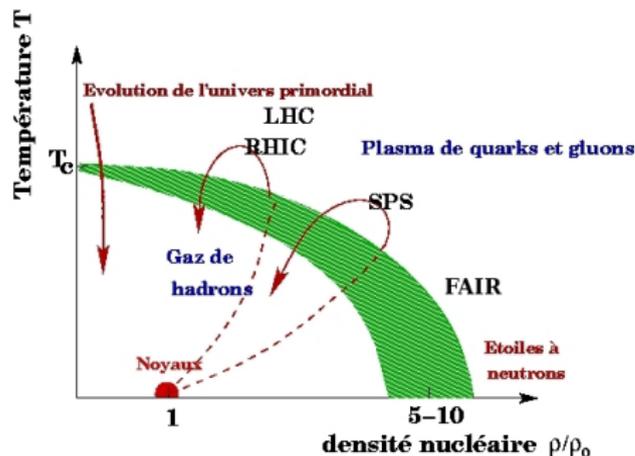
Institut de Physique Nucléaire d'Orsay

LPC, 22 janvier 2010

# Matière Nucléaire

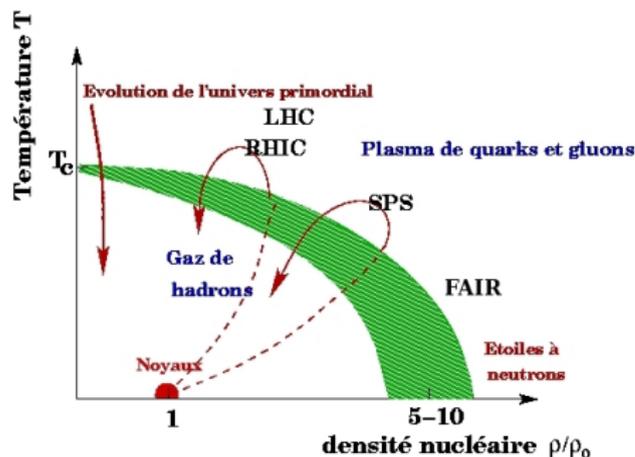


# Matière Nucléaire



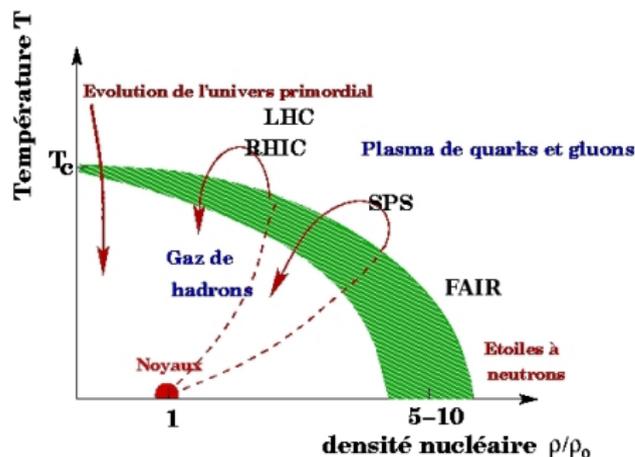
- Matière nucléaire froide :  
 $E/A = -15,96 \text{ MeV}$ ,  
 $\rho_0 = 0,16 \text{ fm}^{-3}$ ,  
 $K = 9\rho^2 \frac{\partial^2 E}{\partial \rho^2} \simeq 270 \text{ MeV}$ .

# Matière Nucléaire



- Matière nucléaire froide :  
 $E/A = -15,96 \text{ MeV}$ ,  
 $\rho_0 = 0,16 \text{ fm}^{-3}$ ,  
 $K = 9\rho^2 \frac{\partial^2 E}{\partial \rho^2} \simeq 270 \text{ MeV}$ .
- Contraintes de QCD :  
 symétrie chirale,  
 confinement ;

# Matière Nucléaire



- Matière nucléaire froide :  
 $E/A = -15,96 \text{ MeV}$ ,  
 $\rho_0 = 0,16 \text{ fm}^{-3}$ ,  
 $K = 9\rho^2 \frac{\partial^2 E}{\partial \rho^2} \simeq 270 \text{ MeV}$ .
- Contraintes de QCD :  
 symétrie chirale,  
 confinement ;
- Problème à N corps.

# Description Relativiste

$$\frac{v}{c} \sim \frac{p_F}{M} \sim 0,3$$

- Degrés de liberté = nucléons : p, n,  $\Delta$ ...  
Spinéur  $\psi = \psi_{p,n,\Delta}$ .
- Interaction due aux mésons :  $\sigma$ ,  $\omega$ , pions...

# Sommaire

- 1 Exemple d'un modèle de champ moyen
- 2 Modèle Chiral
- 3 Effets du confinement
- 4 Corrélations

# Sommaire

- 1 Exemple d'un modèle de champ moyen
- 2 Modèle Chiral
- 3 Effets du confinement
- 4 Corrélations

# Champ Moyen

$$H = \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{i,j \neq j} v_{ij}$$

# Champ Moyen

$$\begin{aligned} H &= \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{i,j \neq j} v_{ij} \\ &\approx \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_i (v_{moy})_i \end{aligned}$$

# Champ Moyen

$$\begin{aligned} H &= \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{i,j \neq j} v_{ij} \\ &\simeq \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_i (v_{moy})_i \end{aligned}$$

Équations une particule :

$$h_i \phi_i = \epsilon_i \phi_i \text{ où } h_i = \frac{p_i^2}{2m} + \frac{1}{2} (v_{moy})_i$$

# Champ Moyen

$$\begin{aligned} H &= \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{i,j \neq j} v_{ij} \\ &\simeq \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_i (v_{moy})_i \end{aligned}$$

Équations une particule :

$$h_i \phi_i = \epsilon_i \phi_i \text{ où } h_i = \frac{p_i^2}{2m} + \frac{1}{2} (v_{moy})_i$$

1 problème à N-corps  $\Rightarrow$  N problèmes à 1 corps.

# Méthodologie du Champ Moyen

- Calculer formellement l'énergie :  $E = \langle H \rangle$  ;
- Minimiser l'énergie  $\Rightarrow$  équation sur  $\psi$  :  $\frac{\partial}{\partial \psi} E = 0$  ;
- Résoudre l'équation sur  $\psi$  ;
- Calculer l'énergie.

# Hartree–Fock

État fondamental :

$$|\psi_0\rangle = \prod_{i \in \text{mer de Fermi}} a_i^\dagger |0\rangle .$$

# Hartree–Fock

État fondamental :

$$|\psi_0\rangle = \prod_{i \in \text{mer de Fermi}} a_i^\dagger |0\rangle.$$

Hamiltonien :

$$H = \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha | T | \beta \rangle a_\alpha^\dagger a_\beta + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \langle \alpha\beta | V | \delta\gamma \rangle a_\alpha^\dagger a_\beta^\dagger a_\gamma a_\delta.$$

# Hartree–Fock

État fondamental :

$$|\psi_0\rangle = \prod_{i \in \text{mer de Fermi}} a_i^\dagger |0\rangle.$$

Hamiltonien :

$$H = \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha | T | \beta \rangle a_\alpha^\dagger a_\beta + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \langle \alpha\beta | V | \delta\gamma \rangle a_\alpha^\dagger a_\beta^\dagger a_\gamma a_\delta.$$

Énergie :

$$\begin{aligned} \frac{E}{A} &= \frac{\langle \psi_0 | H | \psi_0 \rangle}{\langle \psi_0 | \psi_0 \rangle} - M \\ &= \sum_{\alpha} \langle \alpha | T - M | \alpha \rangle + \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha\beta | V | \alpha\beta \rangle - \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha\beta | V | \beta\alpha \rangle. \end{aligned}$$

# Hartree–Fock

État fondamental :

$$|\psi_0\rangle = \prod_{i \in \text{mer de Fermi}} a_i^\dagger |0\rangle.$$

Hamiltonien :

$$H = \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha | T | \beta \rangle a_\alpha^\dagger a_\beta + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \langle \alpha\beta | V | \delta\gamma \rangle a_\alpha^\dagger a_\beta^\dagger a_\gamma a_\delta.$$

Énergie :

$$\begin{aligned} \frac{E}{A} &= \frac{\langle \psi_0 | H | \psi_0 \rangle}{\langle \psi_0 | \psi_0 \rangle} - M \\ &= \sum_{\alpha} \langle \alpha | T - M | \alpha \rangle + \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha\beta | V | \alpha\beta \rangle - \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha\beta | V | \beta\alpha \rangle. \end{aligned}$$

# Hartree–Fock

État fondamental :

$$|\psi_0\rangle = \prod_{i \in \text{mer de Fermi}} a_i^\dagger |0\rangle.$$

Hamiltonien :

$$H = \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha | T | \beta \rangle a_\alpha^\dagger a_\beta + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \langle \alpha\beta | V | \delta\gamma \rangle a_\alpha^\dagger a_\beta^\dagger a_\gamma a_\delta.$$

Énergie :

$$\begin{aligned} \frac{E}{A} &= \frac{\langle \psi_0 | H | \psi_0 \rangle}{\langle \psi_0 | \psi_0 \rangle} - M \\ &= \sum_{\alpha} \langle \alpha | T - M | \alpha \rangle + \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha\beta | V | \alpha\beta \rangle - \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha\beta | V | \beta\alpha \rangle. \end{aligned}$$

# Équation de Dirac (I)

Minimisation  $\Rightarrow$  équation de Hartree–Fock (matière infinie) :

$$\frac{\delta}{\delta \bar{\psi}_i} \left( \langle \psi_0 | H | \psi_0 \rangle - \sum_j E_j \psi_j^\dagger \psi_j \right) = 0$$

# Équation de Dirac (I)

Minimisation  $\Rightarrow$  équation de Hartree–Fock (matière infinie) :

$$\frac{\delta}{\delta\bar{\psi}_i} \left( \langle \psi_0 | H | \psi_0 \rangle - \sum_j E_j \psi_j^\dagger \psi_j \right) = 0$$

$\Rightarrow$  Équation de Dirac :

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - M - \Sigma)\psi = E\psi$$

# Équation de Dirac (I)

Minimisation  $\Rightarrow$  équation de Hartree–Fock (matière infinie) :

$$\frac{\delta}{\delta\bar{\psi}_i} \left( \langle \psi_0 | H | \psi_0 \rangle - \sum_j E_j \psi_j^\dagger \psi_j \right) = 0$$

$\Rightarrow$  Équation de Dirac :

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - M - \Sigma)\psi = E\psi$$

$$\Sigma(\mathbf{p}, s) = \Sigma_S(\mathbf{p}, s) + \beta \Sigma_0(\mathbf{p}, s) + \frac{\boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{p}}{p} \Sigma_V(\mathbf{p}, s);$$

$$(\boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{p}^* + M^*(\mathbf{p}, s)) u(\mathbf{p}, s) = \beta E^*(\mathbf{p}, s) u(\mathbf{p}, s)$$

# Équation de Dirac (II)

Énergies effectives :

$$M^*(\mathbf{p}, s) = M + \Sigma_S(\mathbf{p}, s);$$

$$E^*(\mathbf{p}, s) = E(\mathbf{p}, s) - \Sigma_0(\mathbf{p}, s);$$

$$\mathbf{p}^* = \mathbf{p} + \frac{\mathbf{p}}{\rho} \Sigma_V(\mathbf{p}, s);$$

Spineur :

$$u(\mathbf{p}, s) = \sqrt{\frac{E^* + M^*}{2E^*}} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\sigma \mathbf{p}^*}{E^* + M^*} \end{pmatrix} \chi_s.$$

# Lagrangien de Type Walecka

Lagrangien de Walecka :

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & \bar{\psi}(i\partial_{\mu}\gamma^{\mu} - M)\psi + \frac{1}{2}\partial_{\mu}\sigma\partial^{\mu}\sigma - \frac{1}{2}m_{\sigma}^2\sigma^2 - g_{\sigma}\bar{\psi}\sigma\psi \\ & - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\omega}^2\omega_{\mu}\omega^{\mu} - g_{\omega}\bar{\psi}\gamma_{\mu}\omega^{\mu}\psi\end{aligned}$$

où  $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = (\partial_{\mu}\omega_{\nu} - \partial_{\nu}\omega_{\mu})(\partial^{\mu}\omega^{\nu} - \partial^{\nu}\omega^{\mu})$ .

[Walecka 1973]

# Lagrangien de Type Walecka

Lagrangien de Walecka :

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & \bar{\psi}(i\partial_\mu\gamma^\mu - M)\psi + \frac{1}{2}\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - \frac{1}{2}m_\sigma^2\sigma^2 - g_\sigma\bar{\psi}\sigma\psi \\ & - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_\mu\omega^\mu - g_\omega\bar{\psi}\gamma_\mu\omega^\mu\psi\end{aligned}$$

où  $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = (\partial_\mu\omega_\nu - \partial_\nu\omega_\mu)(\partial^\mu\omega^\nu - \partial^\nu\omega^\mu)$ .

[Walecka 1973]

# Lagrangien de Type Walecka

Lagrangien de Walecka :

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & \bar{\psi}(i\partial_{\mu}\gamma^{\mu} - M)\psi + \frac{1}{2}\partial_{\mu}\sigma\partial^{\mu}\sigma - \frac{1}{2}m_{\sigma}^2\sigma^2 - g_{\sigma}\bar{\psi}\sigma\psi \\ & - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\omega}^2\omega_{\mu}\omega^{\mu} - g_{\omega}\bar{\psi}\gamma_{\mu}\omega^{\mu}\psi\end{aligned}$$

où  $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = (\partial_{\mu}\omega_{\nu} - \partial_{\nu}\omega_{\mu})(\partial^{\mu}\omega^{\nu} - \partial^{\nu}\omega^{\mu})$ .

[Walecka 1973]

# Lagrangien de Type Walecka

Lagrangien de Walecka :

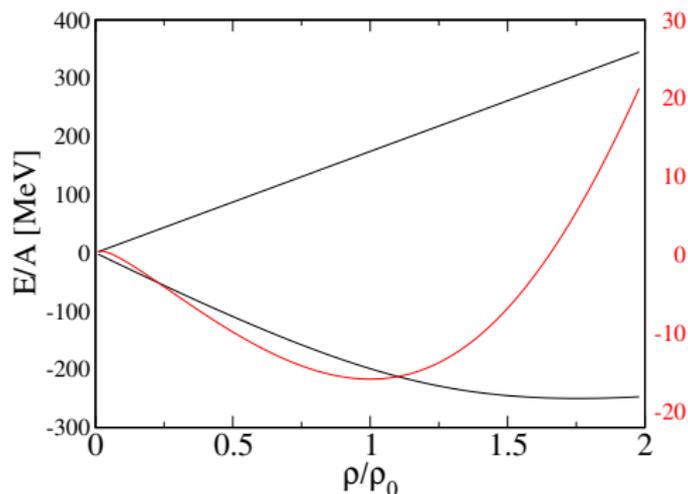
$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & \bar{\psi}(i\partial_{\mu}\gamma^{\mu} - M)\psi + \frac{1}{2}\partial_{\mu}\sigma\partial^{\mu}\sigma - \frac{1}{2}m_{\sigma}^2\sigma^2 - g_{\sigma}\bar{\psi}\sigma\psi \\ & - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\omega}^2\omega_{\mu}\omega^{\mu} - g_{\omega}\bar{\psi}\gamma_{\mu}\omega^{\mu}\psi\end{aligned}$$

où  $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = (\partial_{\mu}\omega_{\nu} - \partial_{\nu}\omega_{\mu})(\partial^{\mu}\omega^{\nu} - \partial^{\nu}\omega^{\mu})$ .

[Walecka 1973]

# Mécanisme de Saturation

$$\frac{E}{A} = E_{kin} + V_s + V_v$$



Matière nucléaire froide :

- $\rho_0 = 0,16 \text{ fm}^{-3}$
- $E/A = -15,96 \text{ MeV}$
- $K \simeq 550 \text{ MeV}$

# Sommaire

- 1 Exemple d'un modèle de champ moyen
- 2 Modèle Chiral**
- 3 Effets du confinement
- 4 Corrélations

# Lagrangien de QCD

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_{i=u,d} (i\bar{\psi}_i \gamma^\mu \partial_\mu \psi_i - m\bar{\psi}_i \psi_i)$$

# Lagrangien de QCD

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{QCD} &= \sum_{i=u,d} (i\bar{\psi}_i \gamma^\mu \partial_\mu \psi_i - m\bar{\psi}_i \psi_i) \\ &= i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - \frac{m_u + m_d}{2} \bar{\psi} \psi - \frac{m_u - m_d}{2} \bar{\psi} \tau_3 \psi\end{aligned}$$

$$\text{où } \psi = \begin{pmatrix} \psi_u \\ \psi_d \end{pmatrix}$$

# Lagrangien de QCD

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{QCD} &= \sum_{i=u,d} (i\bar{\psi}_i \gamma^\mu \partial_\mu \psi_i - m\bar{\psi}_i \psi_i) \\ &= i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - \frac{m_u + m_d}{2} \bar{\psi} \psi - \frac{m_u - m_d}{2} \bar{\psi} \tau_3 \psi\end{aligned}$$

$$\text{où } \psi = \begin{pmatrix} \psi_u \\ \psi_d \end{pmatrix}$$

# Lagrangien de QCD

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{QCD} &= \sum_{i=u,d} (i\bar{\psi}_i \gamma^\mu \partial_\mu \psi_i - m\bar{\psi}_i \psi_i) \\ &= \underbrace{i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - \frac{m_u + m_d}{2} \bar{\psi} \psi}_{\text{invariant si } \psi \rightarrow e^{i\alpha_k \frac{\tau_k}{2}} \psi} - \frac{m_u - m_d}{2} \bar{\psi} \tau_3 \psi\end{aligned}$$

$$\text{où } \psi = \begin{pmatrix} \psi_u \\ \psi_d \end{pmatrix}$$

# Symétries de QCD

- Symétrie vectorielle :

$$\textit{Transformation de } SU(2) : \psi \rightarrow e^{i\alpha_k \frac{\tau_k}{2}} \psi$$

$-\frac{m_u - m_d}{2} \bar{\psi} \tau_3 \psi$  brise explicitement la symétrie ;  
on choisit  $m_u \simeq m_d$  : la brisure est négligée ;

# Symétries de QCD

- Symétrie vectorielle :

$$\text{Transformation de } SU(2) : \psi \rightarrow e^{i\alpha_k \frac{\tau_k}{2}} \psi$$

–  $\frac{m_u - m_d}{2} \bar{\psi} \tau_3 \psi$  brise explicitement la symétrie ;  
on choisit  $m_u \simeq m_d$  : la brisure est négligée ;

- Symétrie axiale :

$$\text{Transformation de } SU(2) : \psi \rightarrow e^{i\alpha_k \frac{\tau_k}{2} \gamma^5} \psi$$

–  $\frac{m_u + m_d}{2} \bar{\psi} \psi$  brise explicitement la symétrie ;  
 $m_u \simeq m_d \neq 0$  mais petit : la symétrie est légèrement brisée explicitement.

# Symétrie Chirale

$SU(2)_L \times SU(2)_R$

$$P_L : \psi \rightarrow \frac{(1 - \gamma^5)}{2} \psi, \quad P_R : \psi \rightarrow \frac{(1 + \gamma^5)}{2} \psi$$

$$SU(2)_L : \psi_L \rightarrow e^{i\alpha_k \frac{\tau_k}{2}} \psi_L, \quad \psi_R \rightarrow \psi_R$$

$$SU(2)_R : \psi_L \rightarrow \psi_L, \quad \psi_R \rightarrow e^{i\alpha_k \frac{\tau_k}{2}} \psi_R$$

# Symétrie Chirale

$SU(2)_L \times SU(2)_R$

$$P_L : \psi \rightarrow \frac{(1 - \gamma^5)}{2} \psi, \quad P_R : \psi \rightarrow \frac{(1 + \gamma^5)}{2} \psi$$

$$SU(2)_L : \psi_L \rightarrow e^{i\alpha_k \frac{\tau_k}{2}} \psi_L, \quad \psi_R \rightarrow \psi_R$$

$$SU(2)_R : \psi_L \rightarrow \psi_L, \quad \psi_R \rightarrow e^{i\alpha_k \frac{\tau_k}{2}} \psi_R$$

Lagrangien chirale :

$$\mathcal{L}_{QCD} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \psi_L + i\bar{\psi}_R \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R - m(\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L)$$

# Symétrie Chirale

$SU(2)_L \times SU(2)_R$

$$P_L : \psi \rightarrow \frac{(1 - \gamma^5)}{2} \psi, \quad P_R : \psi \rightarrow \frac{(1 + \gamma^5)}{2} \psi$$

$$SU(2)_L : \psi_L \rightarrow e^{i\alpha_k \frac{\tau_k}{2}} \psi_L, \quad \psi_R \rightarrow \psi_R$$

$$SU(2)_R : \psi_L \rightarrow \psi_L, \quad \psi_R \rightarrow e^{i\alpha_k \frac{\tau_k}{2}} \psi_R$$

Lagrangien chirale :

$$\mathcal{L}_{QCD} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \psi_L + i\bar{\psi}_R \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R - m(\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L)$$

Bosons de Goldstone = pions.

# Modèle $\sigma$

$$\mathcal{L}_H = i\bar{\psi}_L\gamma^\mu\partial_\mu\psi_L + i\bar{\psi}_R\gamma^\mu\partial_\mu\psi_R - M(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$$

# Modèle $\sigma$

$$\mathcal{L}_H = i\bar{\psi}_L\gamma^\mu\partial_\mu\psi_L + i\bar{\psi}_R\gamma^\mu\partial_\mu\psi_R - M(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$$

$$M\bar{\psi}\psi = M(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \rightarrow g(\bar{\psi}_L W(x)\psi_R + \bar{\psi}_R W^\dagger(x)\psi_L)$$

avec  $W(x) = \sigma(x) + i\vec{\tau} \cdot \vec{\phi}(x)$

# Modèle $\sigma$

$$\mathcal{L}_H = i\bar{\psi}_L\gamma^\mu\partial_\mu\psi_L + i\bar{\psi}_R\gamma^\mu\partial_\mu\psi_R - M(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_H &= i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - g(\bar{\psi}_L W(x)\psi_R + \bar{\psi}_R W^\dagger(x)\psi_L) \\ &= i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - g\bar{\psi}(\sigma + i\vec{\tau} \cdot \vec{\phi}\gamma^5)\psi\end{aligned}$$

# Modèle $\sigma$

$$\mathcal{L}_H = i\bar{\psi}_L\gamma^\mu\partial_\mu\psi_L + i\bar{\psi}_R\gamma^\mu\partial_\mu\psi_R - M(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$$

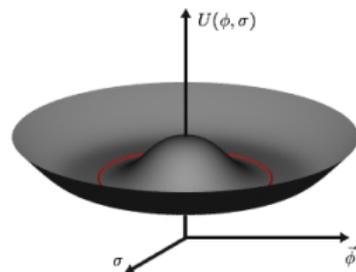
$$\begin{aligned}\mathcal{L}_H &= i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - g(\bar{\psi}_L W(x)\psi_R + \bar{\psi}_R W^\dagger(x)\psi_L) \\ &= i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - g\bar{\psi}(\sigma + i\vec{\tau} \cdot \vec{\phi}\gamma^5)\psi\end{aligned}$$

Partie dynamique :

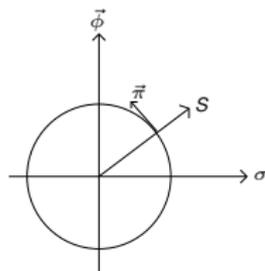
$$\frac{1}{2}\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma + \frac{1}{2}\partial_\mu\vec{\phi}\partial^\mu\vec{\phi} - V(\sigma, \vec{\phi}) + c\sigma$$

Condensat de quarks

$$\langle\bar{q}q\rangle_{vac} \sim -(240 \text{ MeV})^3$$



# Modèle $\sigma$ non linéaire

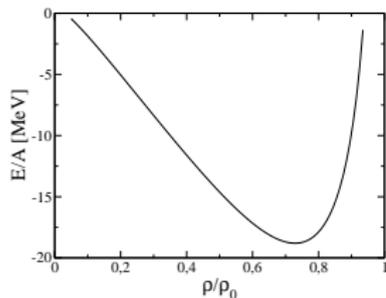
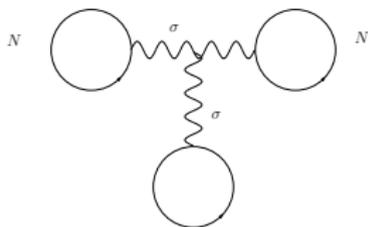


$S$  = champ scalaire de la matière nucléaire

$$\mathcal{L}_{S,\vec{\pi}} = \frac{1}{2} \partial_\mu \mathbf{s} \partial^\mu \mathbf{s} + \frac{1}{2} \partial_\mu \vec{\pi} \partial^\mu \vec{\pi} - g_s \mathbf{s} \bar{\psi} \psi - \frac{g_A}{2f_\pi} \vec{\pi} \bar{\psi} i \gamma^5 \vec{\tau} \psi - U(\mathbf{s}^2 + \vec{\pi}^2) + c\sigma.$$

[G. Chanfray, M. Ericson, P. A. M. Guichon, Phys. Rev. C **63**, 055202 (2001)]

# Limites du Modèle $\sigma$



Masse du méson sigma :

$$m_s^{*2} = \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \bar{S}^2} \simeq m_\sigma^2 - \frac{3g_s}{2f_\pi} \rho S$$

# Sommaire

- 1 Exemple d'un modèle de champ moyen
- 2 Modèle Chiral
- 3 Effets du confinement**
- 4 Corrélations

# Réponse Nucléonique

$$M_N(s) = M_N + g_s s + \frac{1}{2} \kappa_{NS} s^2 + \dots$$

[ P. A. M. Guichon (1988) ]

# Réponse Nucléonique

$$M_N(s) = M_N + g_s s + \frac{1}{2} \kappa_{NS} s^2 + \dots$$

[ P. A. M. Guichon (1988) ]

Extrapolation chirale :

$$M_N(m_\pi^2) = a_0 + a_2 m_\pi^2 + a_4 m_\pi^4 + \dots$$

[ D. B. Leinweber, A. W. Thomas, R. D. Young, Phys. Rev. Lett. **92**, 242002 (2004) ]

# Réponse Nucléonique

$$M_N(s) = M_N + g_s s + \frac{1}{2} \kappa_{NS} s^2 + \dots$$

[ P. A. M. Guichon (1988)]

Extrapolation chirale :

$$M_N(m_\pi^2) = a_0 + a_2 m_\pi^2 + a_4 m_\pi^4 + \Sigma_\pi$$

[ D. B. Leinweber, A. W. Thomas, R. D. Young, Phys. Rev. Lett. **92**, 242002 (2004)]

Susceptibilité scalaire :

$$\chi_{NS} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 M_N}{\partial m_q^2} \simeq \frac{\langle \bar{q}q \rangle^2}{f_\pi^4} 4a_4$$

# Réponse Nucléonique

$$M_N(s) = M_N + g_s s + \frac{1}{2} \kappa_{NS} s^2 + \dots$$

[ P. A. M. Guichon (1988)]

Extrapolation chirale :

$$M_N(m_\pi^2) = a_0 + a_2 m_\pi^2 + a_4 m_\pi^4 + \Sigma_\pi$$

[ D. B. Leinweber, A. W. Thomas, R. D. Young, Phys. Rev. Lett. **92**, 242002 (2004)]

Susceptibilité scalaire :

$$\chi_{NS} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 M_N}{\partial m_\sigma^2} \simeq \frac{\langle \bar{q}q \rangle^2}{f_\pi^4} 4a_4 = -2 \frac{\langle \bar{q}q \rangle^2}{f_\pi^2} \frac{1}{m_\sigma^4} \left( \frac{3g_s}{f_\pi} - \kappa_{NS} \right)$$

# Réponse Nucléonique

$$M_N(s) = M_N + g_s s + \frac{1}{2} \kappa_{NS} s^2 + \dots$$

[ P. A. M. Guichon (1988) ]

Extrapolation chirale :

$$M_N(m_\pi^2) = a_0 + a_2 m_\pi^2 + a_4 m_\pi^4 + \Sigma_\pi$$

[ D. B. Leinweber, A. W. Thomas, R. D. Young, Phys. Rev. Lett. **92**, 242002 (2004) ]

Susceptibilité scalaire :

$$\chi_{NS} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 M_N}{\partial m_\sigma^2} \simeq \frac{\langle \bar{q}q \rangle^2}{f_\pi^4} 4a_4 = -2 \frac{\langle \bar{q}q \rangle^2}{f_\pi^2} \frac{1}{m_\sigma^4} \left( \frac{3g_s}{f_\pi} - \kappa_{NS} \right)$$

Réseaux :  $a_4 = -0,5 \text{ GeV}^{-3} \Rightarrow C = \frac{f_\pi^2}{2M_N} \kappa_{NS} = 1,25$

# Contribution de la Réponse Nucléonique

Modification du lagrangien :

$$\delta\mathcal{L} = -\frac{1}{2}\kappa_{NS}\bar{\psi}\mathbf{s}^2\psi$$

# Contribution de la Réponse Nucléonique

Modification du lagrangien :

$$\delta\mathcal{L} = -\frac{1}{2}\kappa_{NS}\bar{\psi}\mathbf{s}^2\psi$$

Modification de la constante de couplage et de la masse du champ scalaire :

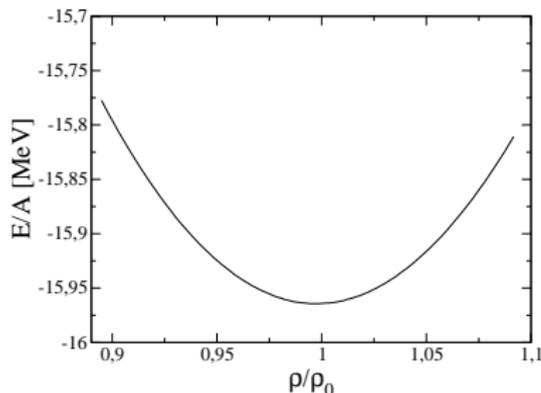
$$g_s^*(\bar{s}) = \frac{\partial M^*}{\partial \bar{s}} = g_s + \kappa_{NS}\bar{s}$$

$$m_s^{*2} = \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \bar{s}^2} \simeq m_\sigma^2 - \left( \frac{3g_s}{f_\pi} - \kappa_{NS} \right) \rho_S$$

# Résultats dans la Matière Symétrique

$m_s$	$g_s$	$C$	$g_\delta$	$g_\omega$	$g_\rho$	$\kappa_\rho$	$g_A$
800	10	1,25	1	8	2,65	3,7	1,25

$$\begin{aligned}
 g_\omega = 7.775 & \Rightarrow \rho/\rho_0 = 1,00 \\
 C = 1,33 & \Rightarrow E/A = -15,96 \text{ MeV}
 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
 K &= 315 \text{ MeV} \\
 m_s^* &= 841 \text{ MeV} \\
 g_s^* &= 6.01
 \end{aligned}$$

[É. M. and G. Chanfray, Phys. Rev. C **78**, 015204 (2008)]

# Résultats dans la Matière Asymétrique

- Matière presque symétrique :

$\kappa_\rho$	3,7	5	6,6
$a_s(\text{MeV})$	26,6	29,8	35,9

# Résultats dans la Matière Asymétrique

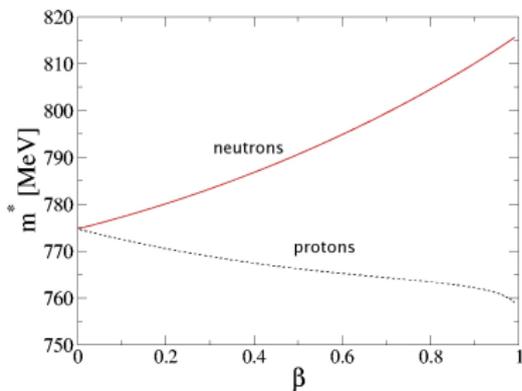
- Matière presque symétrique :

$\kappa_\rho$	3,7	5	6,6
$a_s(\text{MeV})$	26,6	29,8	35,9

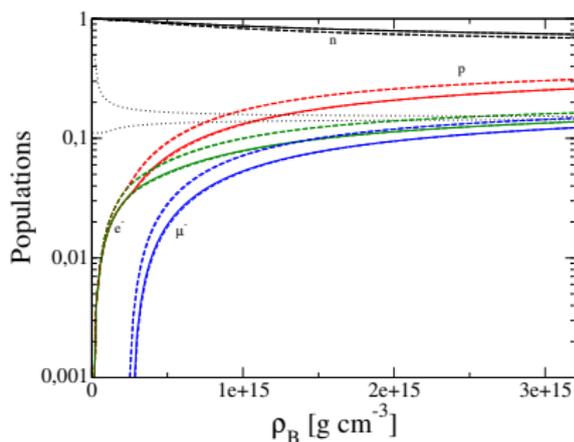
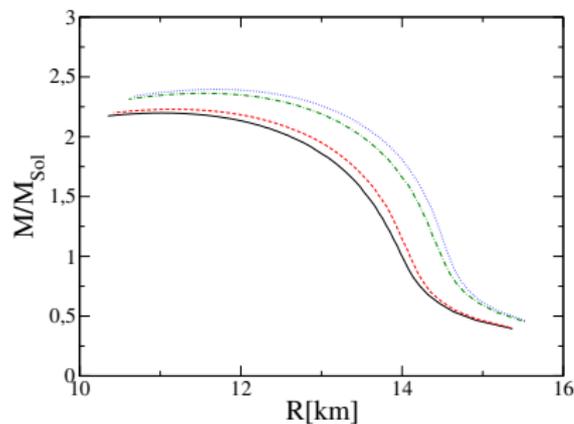
- Masses Effectives :

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{k} \frac{de}{dk}$$

$$m_{\text{Landau}}^* = m^*(p_F)$$



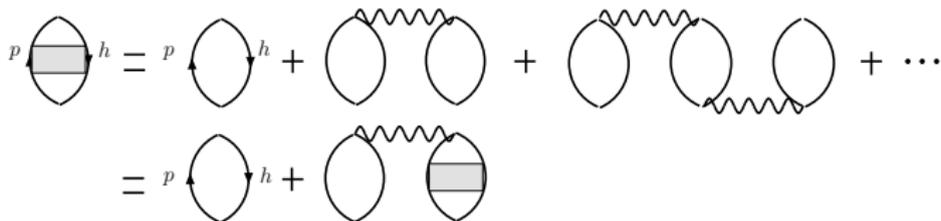
# Application aux Étoiles à Neutrons



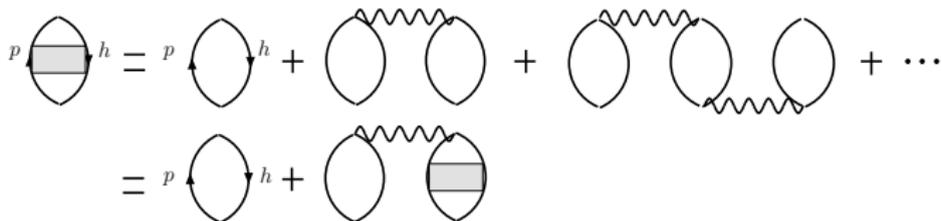
# Sommaire

- 1 Exemple d'un modèle de champ moyen
- 2 Modèle Chiral
- 3 Effets du confinement
- 4 Corrélations**

# Excitations Particule-Trou

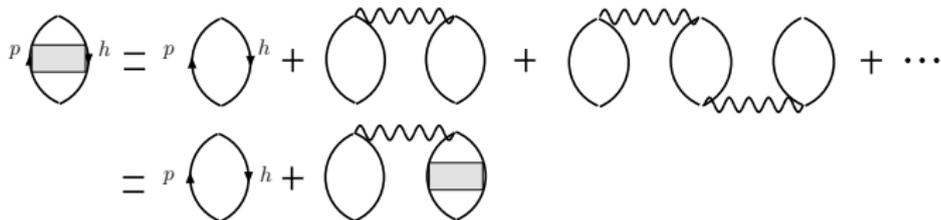


# Excitations Particule-Trou



$$\Pi = \Pi^0 + \Pi^0 V \Pi^0 + \Pi^0 V \Pi^0 V \Pi^0 + \dots = \frac{\Pi^0}{1 - \Pi^0 V}$$

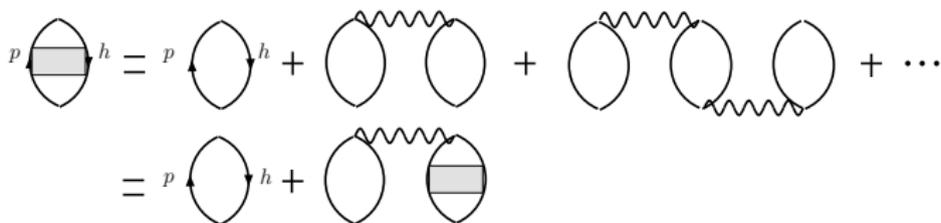
# Excitations Particule-Trou



$$\Pi = \Pi^0 + \Pi^0 V \Pi^0 + \Pi^0 V \Pi^0 V \Pi^0 + \dots = \frac{\Pi^0}{1 - \Pi^0 V}$$

$$\left(\frac{E}{A}\right)_{int} = \int \frac{id^4 q}{(2\pi)^4} V_{\mu\nu}(q) \Pi^{\mu\nu}(q)$$

# Excitations Particule-Trou



$$\Pi = \Pi^0 + \Pi^0 V \Pi^0 + \Pi^0 V \Pi^0 V \Pi^0 + \dots = \frac{\Pi^0}{1 - \Pi^0 V}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{E}{A}\right)_{corr} &\equiv \left(\frac{E}{A}\right)_{tot} - \left(\frac{E}{A}\right)_{MF} \\ &= \int \frac{id^4 q}{(2\pi)^4} \int_0^1 \frac{d\lambda}{\lambda} \lambda^2 V_{\mu\nu}(q) \left[ \Pi^{\mu\nu}(q, \lambda) - \Pi^{0\mu\nu}(q, \lambda) \right] \end{aligned}$$

# Projections

$$\hat{\eta}^\mu = \eta^\mu - \frac{\eta \cdot q}{q^2} q^\mu$$

$$T_T^{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \frac{\hat{\eta}^\mu \hat{\eta}^\nu}{\hat{\eta}^2} - \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}$$

$$T_R^{\mu\nu} = \frac{\hat{\eta}^\mu \hat{\eta}^\nu}{\hat{\eta}^2}$$

$$T_L^{\mu\nu} = \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}$$

[L.S. Celenza, A. Pantziris and C.M. Shakin, Phys. Rev. C **45**, 205 (1992)]

# Projections

$$\hat{\eta}^\mu = \eta^\mu - \frac{\eta \cdot q}{q^2} q^\mu$$

$$T_T^{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \frac{\hat{\eta}^\mu \hat{\eta}^\nu}{\hat{\eta}^2} - \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}$$

$$T_R^{\mu\nu} = \frac{\hat{\eta}^\mu \hat{\eta}^\nu}{\hat{\eta}^2}$$

$$T_L^{\mu\nu} = \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}$$

[L.S. Celenza, A. Pantziris and C.M. Shakin, Phys. Rev. C **45**, 205 (1992)]

$$\Pi_i = \Pi_i^0 + \Pi_i^0 V_i \Pi_i, \quad i = T, R, L$$

## Résultats dans le Cas Axial

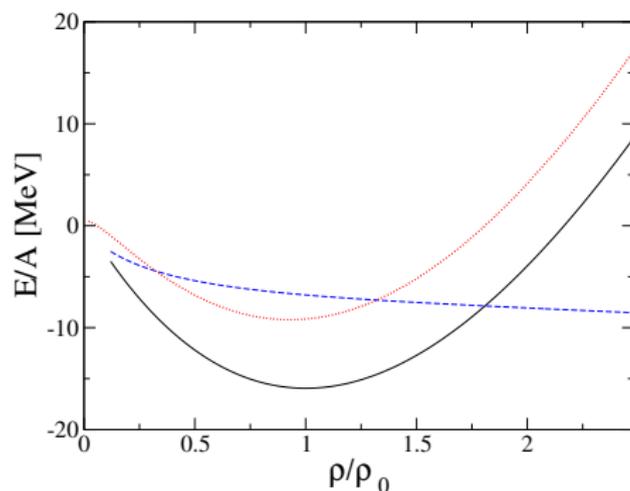
$$E_{corr} = -\frac{3V}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{id\omega}{(2\pi)} \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} \left[ 2 \ln \left( 1 - V_T \Pi_T^0 \right) + 2 V_T \Pi_T^0 \right. \\ \left. + \ln \left( 1 - V_R \Pi_R^0 \right) + V_R \Pi_R^0 + \ln \left( 1 - V_L \Pi_L^0 \right) + V_L \Pi_L^0 \right]$$

# Résultats dans le Cas Axial

$$E_{corr} = -\frac{3V}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{id\omega}{(2\pi)} \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} \left[ 2 \ln \left( 1 - V_T \Pi_T^0 \right) + 2V_T \Pi_T^0 \right. \\ \left. + \ln \left( 1 - V_R \Pi_R^0 \right) + V_R \Pi_R^0 + \ln \left( 1 - V_L \Pi_L^0 \right) + V_L \Pi_L^0 \right]$$

$g'$	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
$E_T$	0,0	-0,3	-1,1	-2,3	-4,0	-6,0	-8,5	-11,2
$E_R$	0,0	-0,0	-0,0	-0,01	-0,01	-0,02	-0,03	-0,04
$E_L$	×	-12,5	-8,8	-6,1	-4,0	-2,4	-1,3	-0,6

# Avec le Méson Rho



$$g_\omega = 7,6$$

$$C = 1,14$$

$$K = 250 \text{ MeV}$$

[É. M. and G. Chanfray, Phys. Rev. C **80**, 015202 (2009)]

# Résumé

- Matière nucléaire froide relativiste :
  - Problème à N-corps  $\Rightarrow$  champ moyen Hartree–Fock
  - Théories type Walecka : mécanisme de saturation

# Résumé

- Matière nucléaire froide relativiste :
  - Problème à N-corps  $\Rightarrow$  champ moyen Hartree–Fock
  - Théories type Walecka : mécanisme de saturation
- Modèle Chiral :
  - condensat chiral, champ scalaire
  - effondrement de la matière nucléaire

# Résumé

- Matière nucléaire froide relativiste :
  - Problème à N-corps  $\Rightarrow$  champ moyen Hartree–Fock
  - Théories type Walecka : mécanisme de saturation
- Modèle Chiral :
  - condensat chiral, champ scalaire
  - effondrement de la matière nucléaire
- Confinement :
  - effets de structure nucléonique
  - bonne description de la matière nucléaire
  - application aux étoiles à neutrons

# Résumé

- Matière nucléaire froide relativiste :
  - Problème à N-corps  $\Rightarrow$  champ moyen Hartree–Fock
  - Théories type Walecka : mécanisme de saturation
- Modèle Chiral :
  - condensat chiral, champ scalaire
  - effondrement de la matière nucléaire
- Confinement :
  - effets de structure nucléonique
  - bonne description de la matière nucléaire
  - application aux étoiles à neutrons
- Corrélations :
  - amélioration de K