

${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ における2核子相関 と運動量分布

RIBF mini workshop

「核子交換反応で探る ${}^6\text{He}$ 核内2中性子の空間分布 II」

2007年7月28日

堀内 渉 (新潟大学)

鈴木 宜之 (新潟大学)

研究目的

- 価核子の相対運動量分布から何が見えるか
 - 構造の観点から
 - 3体模型による相対運動量分布の解析
 - ${}^6\text{He}$: $\alpha + n + n$
 - ${}^6\text{Li}$: $\alpha + n + p$
 - 重陽子との比較
 - 現実的核力と有効核力の違いはどう現れるか
 - 2核子相関と運動量分布の関係は？

目次

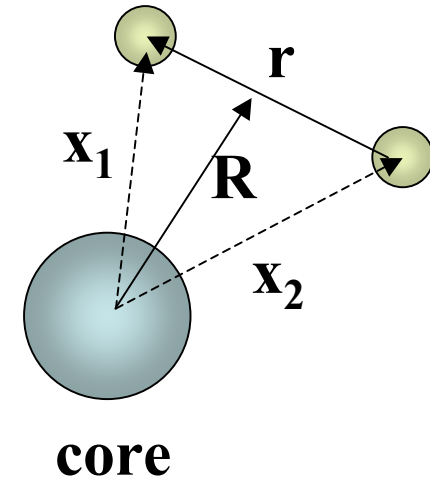
- 理論の枠組み 3体模型
- 波動関数の性質
- N-N間相対分布の比較(${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, d, 相互作用)
 - 密度分布
 - 運動量分布
- 核内2核子相関について
 - 相関がない場合
 - 空間分布の射影
- まとめ

3体模型

ハミルトニア
ン

$$H = T_R + T_r + U_1 + U_2 + v_{12}$$

N- α	KKNN: n- α の phase shift を再現
N-N	Minnesota: central
	G3RS: central, spin-orbit, tensor



相関Gauss基底(3体の相関を十分に扱う)

$$\Psi_{JM}(1, 2) = \sum_{i=1}^K C_i \Psi_{JM}(\lambda_i, A_i)$$

$$\Psi_{JM}(\lambda, A, \mathbf{v}) = (1 - P_{12}) \left\{ e^{-\frac{1}{2} \tilde{\mathbf{x}} A \mathbf{x}} [\mathcal{Y}_L(\mathbf{v}) \chi_S(1, 2)]_{JM} \eta_{TM_T}(1, 2) \right\}$$

$$L=1 \quad \Psi_{JM}(\lambda, A) = (1 - P_{12}) \left\{ e^{-\frac{1}{2} \tilde{\mathbf{x}} A \mathbf{x}} [[\mathcal{Y}_1(\mathbf{x}_1) \mathcal{Y}_1(\mathbf{x}_2)]_1 \chi_S(1, 2)]_{JM} \eta_{TM_T}(1, 2) \right\}$$

Pauli 原理

$$\langle 0s_{1/2}(i) | \Psi_{JM}(1, 2) \rangle = 0 \quad (i = 1, 2)$$

波動関数の成分

$\alpha + N + N$ 閾値からのエネルギー

N-N間の運動エネルギー

テンソル力

スピン1重項成分
スピン3重項成分

	${}^6\text{He} (0^+)$		${}^6\text{Li} (1^+)$		d (1^+)	
	Minnesota G3RS		Minnesota G3RS		Minnesota G3RS	
Energy (Exp.)	-0.975		-3.70		-2.22	
(Theo.)	-0.421	-0.460	-3.91	-3.31	-	-
(N-N)	7.10	7.03	4.14	3.32	-2.20	-2.28
$\langle T \rangle$	23.3	25.1	30.9	34.8	-	-
$\langle T_R \rangle$	12.5	12.5	13.3	11.5	-	-
$\langle T_r \rangle$	10.9	12.5	17.6	23.3	10.5	16.5
$\langle V_C^{N-N} \rangle$	-3.77	-5.62	-13.4	-7.71	-12.7	-7.29
$\langle V_T^{N-N} \rangle$	-	0.107	-	-12.3	-	-11.5
$\langle V_{LS}^{N-N} \rangle$	-	0.021	-	-	-	-
$\langle V_C^{C-N} \rangle$	-17.5	-17.7	-19.0	-16.4	-	-
$\langle V_{LS}^{C-N} \rangle$	-2.46	-2.32	-2.34	-1.69	-	-
$\langle S = 0 \rangle$	0.85	0.88	0.06	0.04	0.00	0.00
$\langle S = 1 \rangle$	0.15	0.12	0.94	0.96	1.00	1.00

相対分布の解析

Wigner 分布

$$W(\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_i; \mathbf{k}_1, \dots, \mathbf{k}_i) =$$

$$\frac{1}{(2\pi)^3} \int \cdots \int \Psi^*(\mathbf{x}_1 + \frac{\mathbf{s}_1}{2}, \dots, \mathbf{x}_i + \frac{\mathbf{s}_i}{2}) \Psi(\mathbf{x}_1 - \frac{\mathbf{s}_1}{2}, \dots, \mathbf{x}_i - \frac{\mathbf{s}_i}{2}) e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{s}_1 + \cdots + \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{s}_i)} d\mathbf{s}_1 \dots d\mathbf{s}_i$$

密度分布 $\rho(\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_i) = \int \cdots \int W(\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_i; \mathbf{k}_1, \dots, \mathbf{k}_i) d\mathbf{k}_1 \dots d\mathbf{k}_i$

運動量分布 $\rho(\mathbf{k}_1, \dots, \mathbf{k}_i) = \int \cdots \int W(\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_i; \mathbf{k}_1, \dots, \mathbf{k}_i) d\mathbf{x}_1 \dots d\mathbf{x}_i$

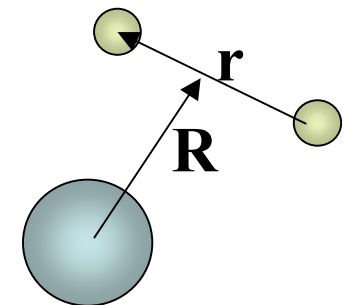
本模型では

密度行列

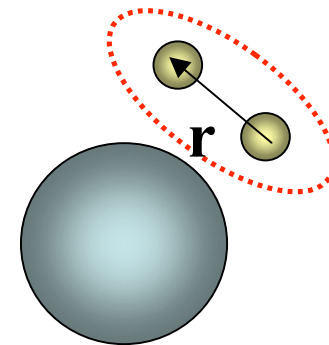
$$\varrho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{2J+1} \sum_M \int \langle \Psi_{JM} | \mathbf{r}' \mathbf{R} \rangle \langle \mathbf{r} \mathbf{R} | \Psi_{JM} \rangle_{ST} d\mathbf{R},$$

Wigner分布

$$W(\mathbf{r}, \mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \varrho\left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{s}}{2}, \mathbf{r} - \frac{\mathbf{s}}{2}\right) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{s}} d\mathbf{s}.$$



N-N間密度分布



${}^6\text{He} (0^+)$

${}^6\text{Li} (1^+)$

d (1^+)

Minnesota G3RS Minnesota G3RS Minnesota G3RS

$\sqrt{\langle r^2 \rangle}$

5.05

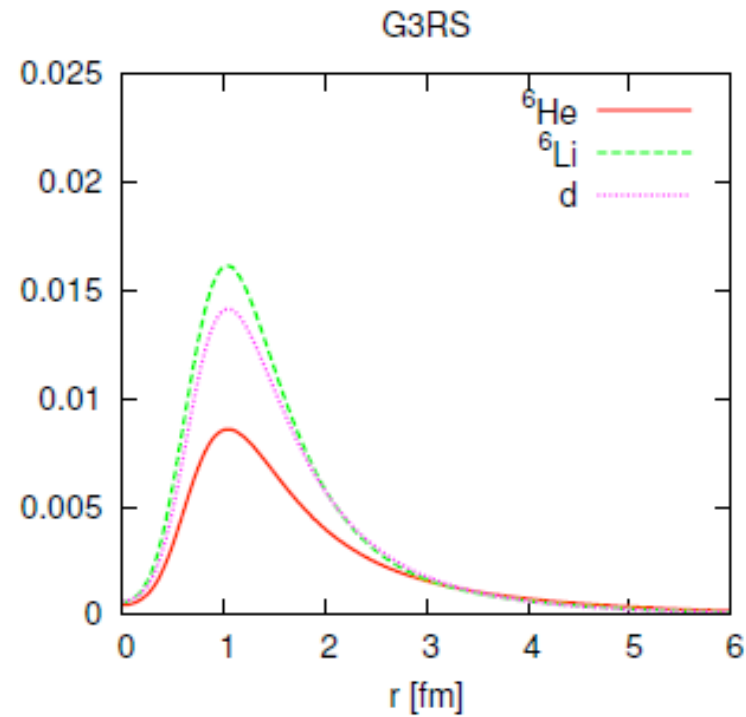
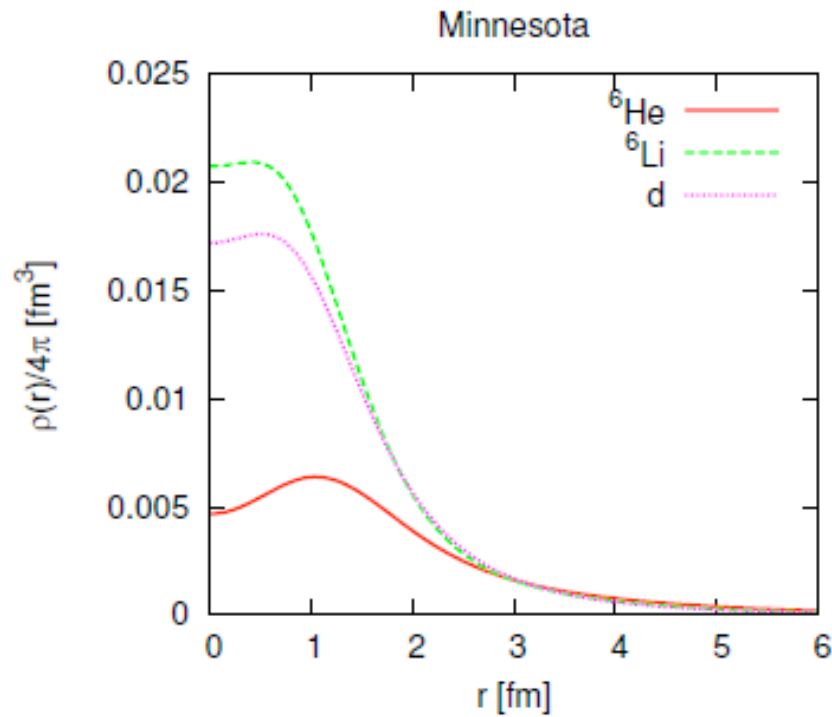
4.86

3.48

3.58

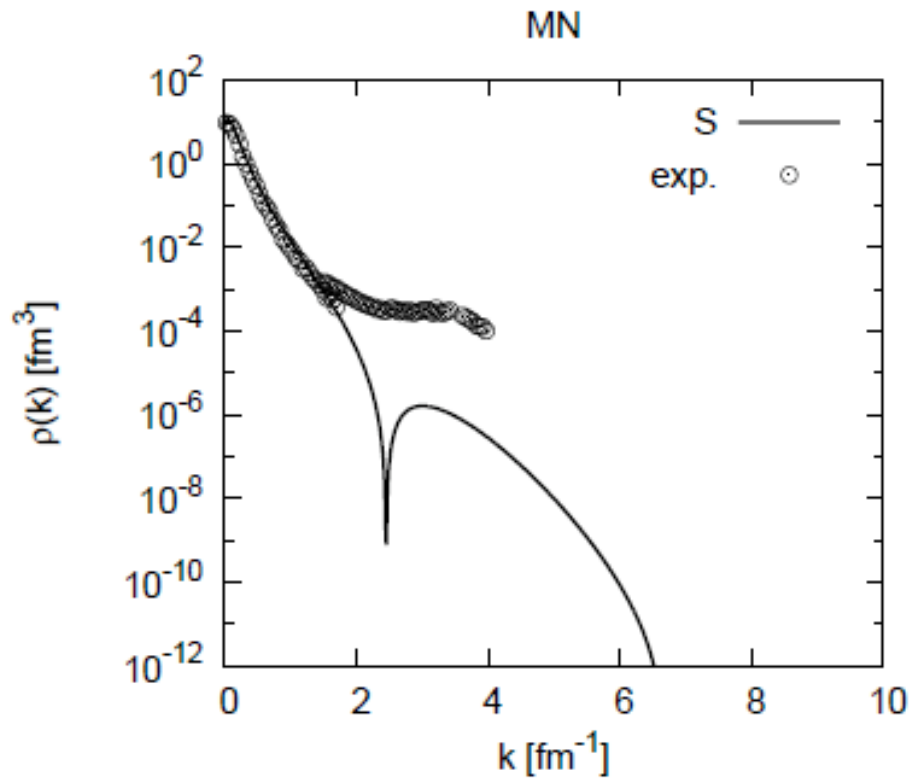
3.90

3.96



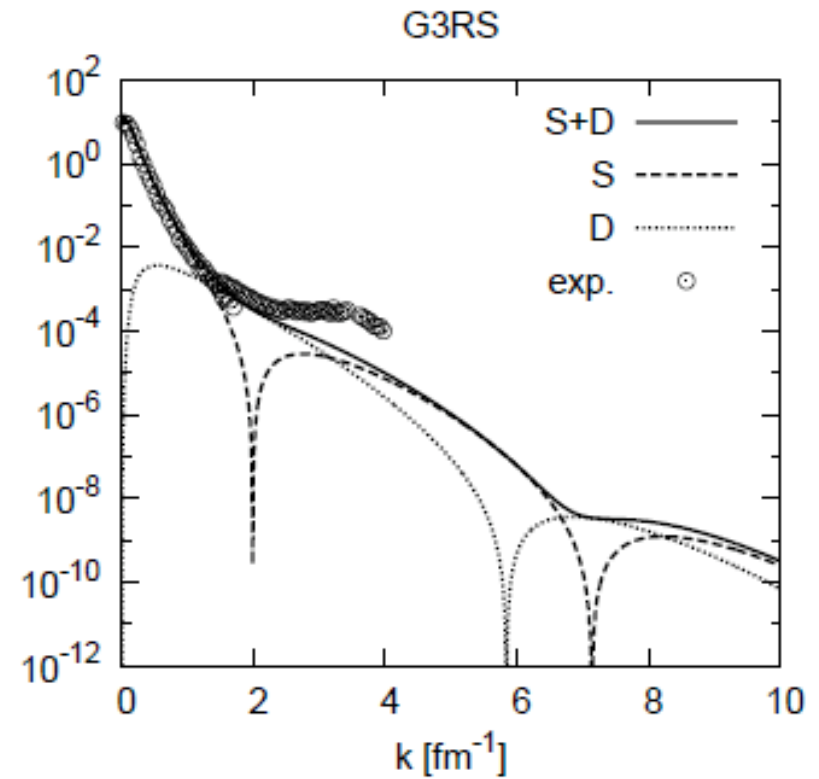
${}^6\text{Li}$ 内のp-nは重陽子より縮む

重陽子の運動量分布



実験データ:

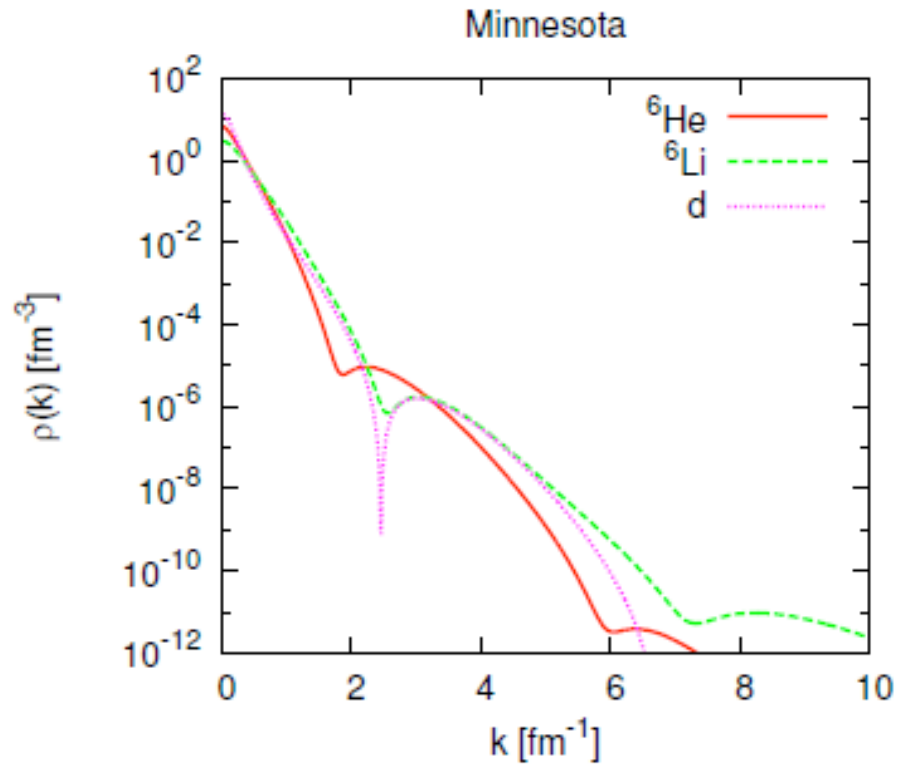
K. I. Blomqvist et al., Phys. Lett. B424, 33(1998).



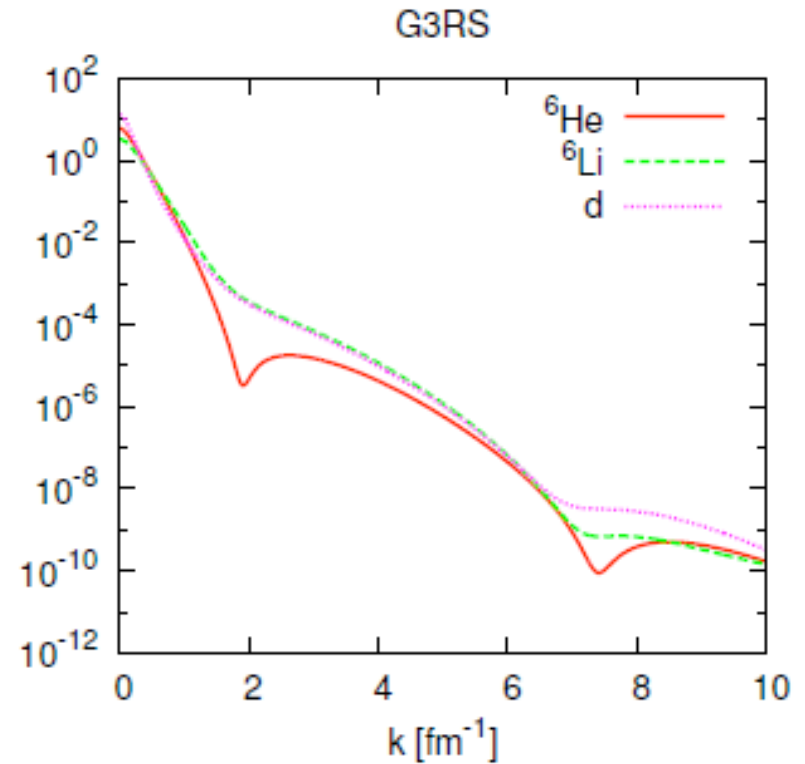
短距離斥力の効果

D波がS波のdipを埋める

N-N間相対運動量分布



Minnesota力ではdipが埋まらない



${}^6\text{Li}$ 内のp-nとdは類似

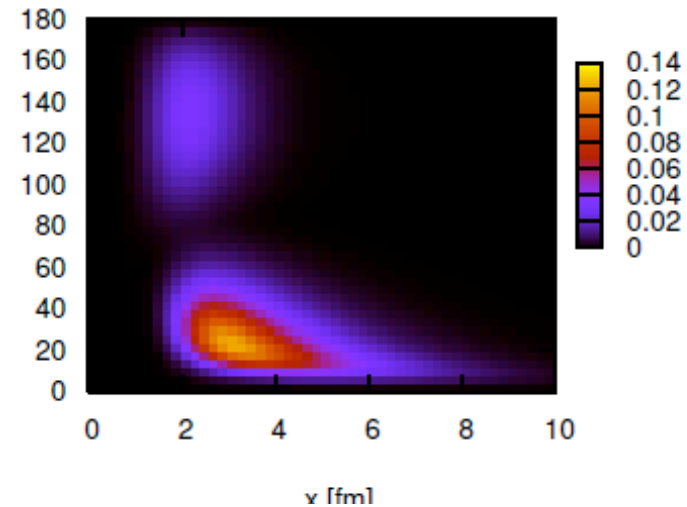
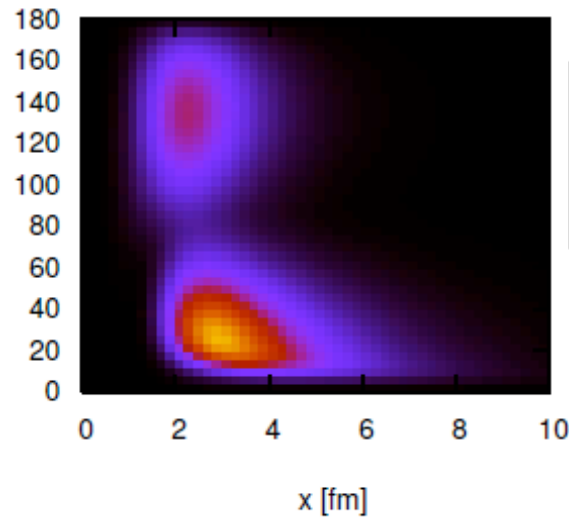
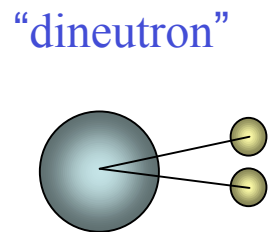
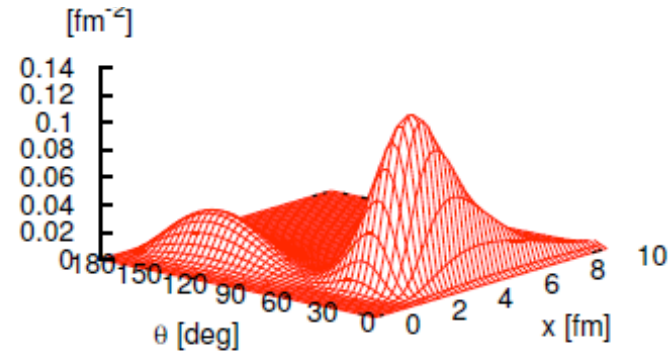
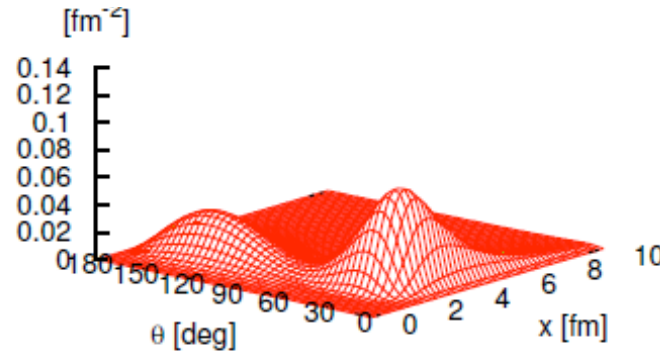
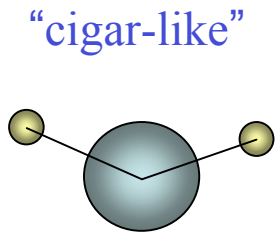
$k \sim 2 \text{ fm}^{-1}$ 付近のdipが埋まる

→ D波の寄与

与

2核子相関分布

$$\rho(x_1, x_2, \theta) = \sum_M \frac{1}{2J+1} \langle \Psi_{JM}(1, 2) | \Psi_{JM}(1, 2) \rangle_{ST}$$



$\rho(x, x, \theta)$ weighted by $8\pi^2 x^4 \sin \theta$

相関がない場合

‘Uncorrelated’ 波動関数 $\Phi = \sqrt{1 - C^2}\Phi_0 + C\Phi_1,$

$$\Phi_0 = \mathcal{N}_0 e^{-\frac{1}{2}a_0(x_1^2 + x_2^2)} \\ \times [[\mathcal{Y}_1(x_1)\mathcal{Y}_1(x_2)]_0 \chi_0(1, 2)]_{00} \eta_{11}(1, 2),$$

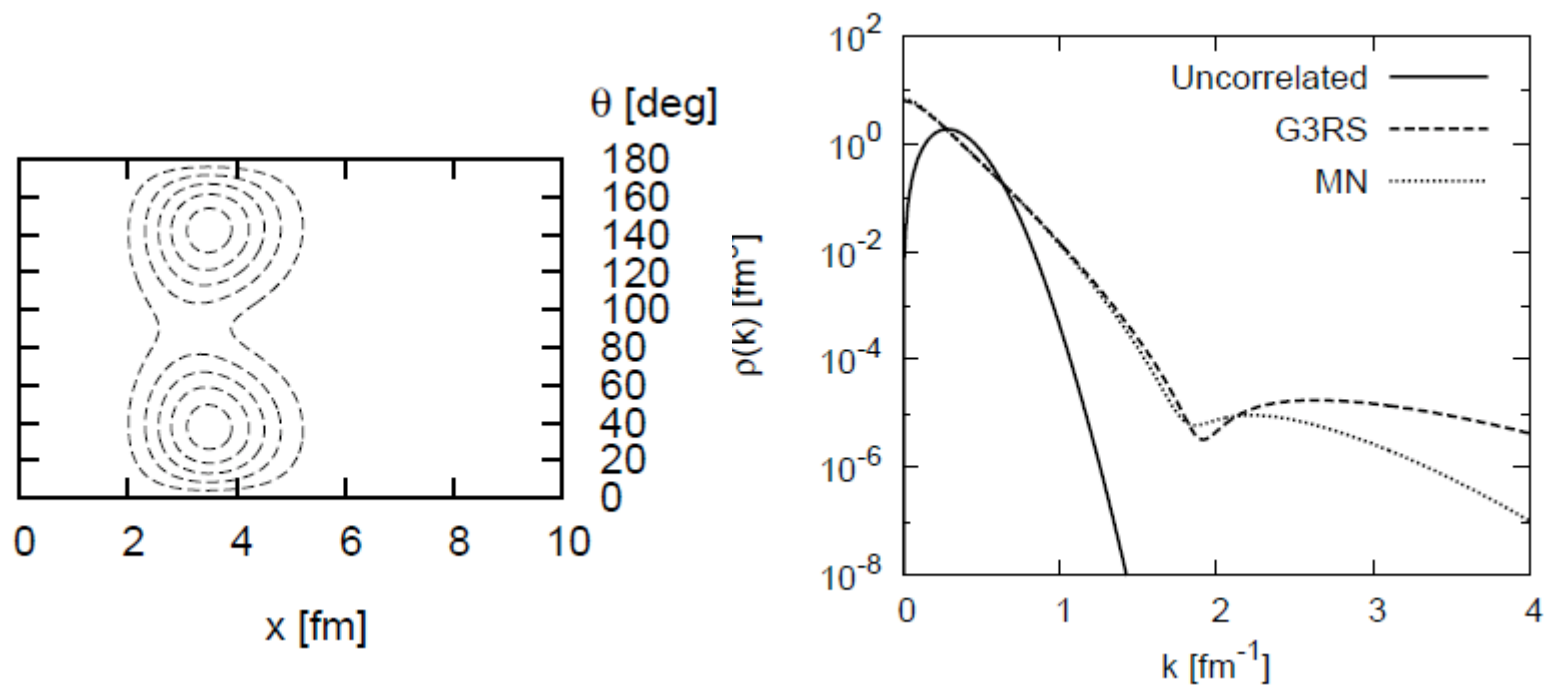
$$\Phi_1 = \mathcal{N}_1 e^{-\frac{1}{2}a_1(x_1^2 + x_2^2)} \\ \times [[\mathcal{Y}_1(x_1)\mathcal{Y}_1(x_2)]_1 \chi_1(1, 2)]_{00} \eta_{11}(1, 2),$$

パラメータ： ${}^6\text{He}$ の3体波動関数との重なりを最大化

～75%

エネルギー 8.77MeV

2核子相関関数と運動量分布



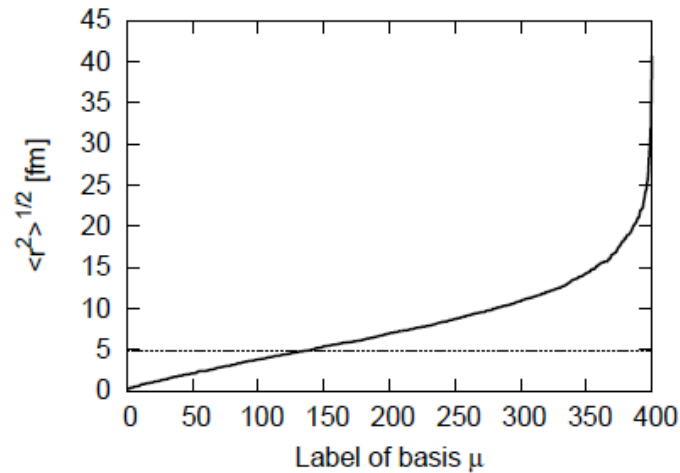
分布は90度対称

高運動量成分なし

2核子相関→相関関数の非対称と高運動量成分を運ぶ

空間分布の射影

$$\Xi_{JM}(\mu) = \sum_{i=1}^K W_{\mu i} \Psi_{JM}(\Lambda_i, A_i, u_i),$$



$$\langle \Xi_{JM}(\mu) | \Xi_{JM}(\mu') \rangle = \delta_{\mu, \mu'}$$

$$\langle \Xi_{JM}(\mu) | r^2 | \Xi_{JM}(\mu') \rangle = \langle r^2 \rangle_{\mu} \delta_{\mu, \mu'}$$

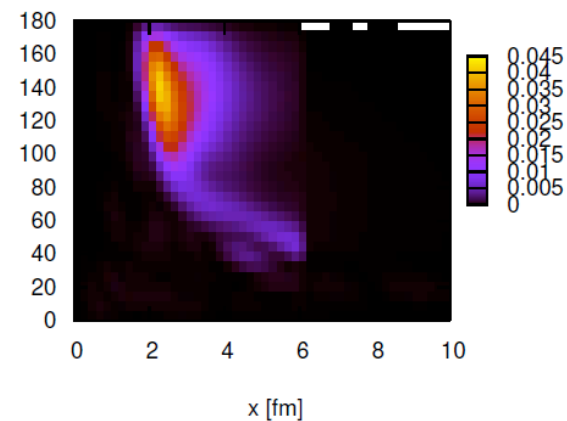
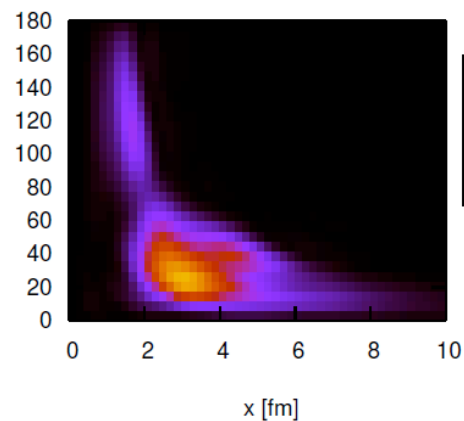
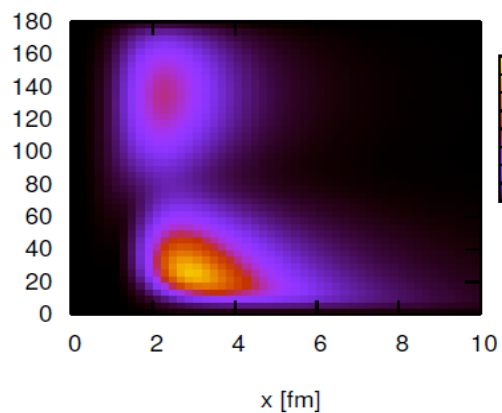
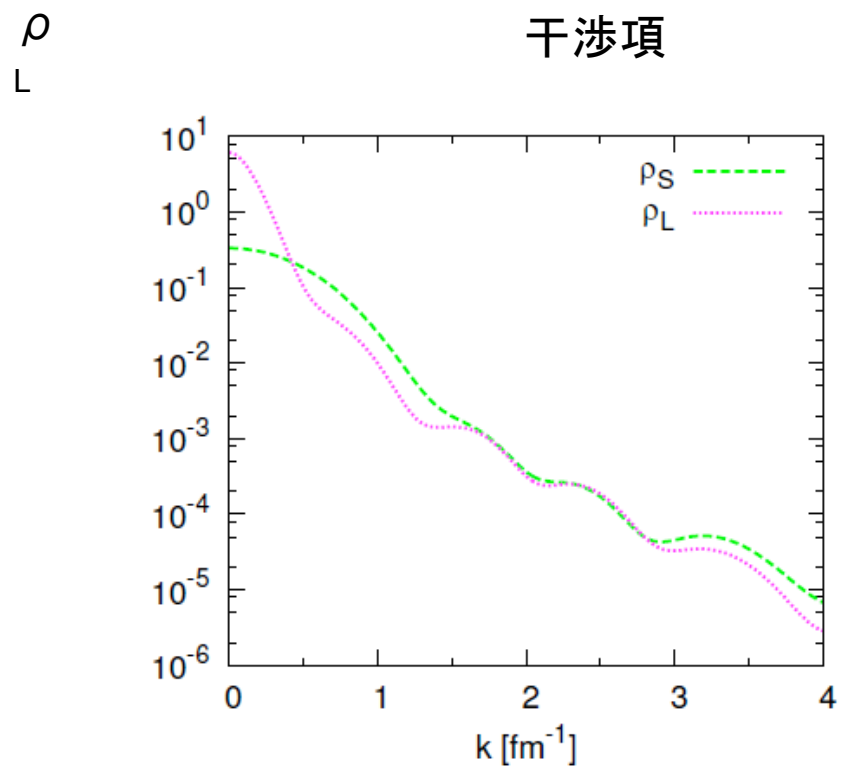
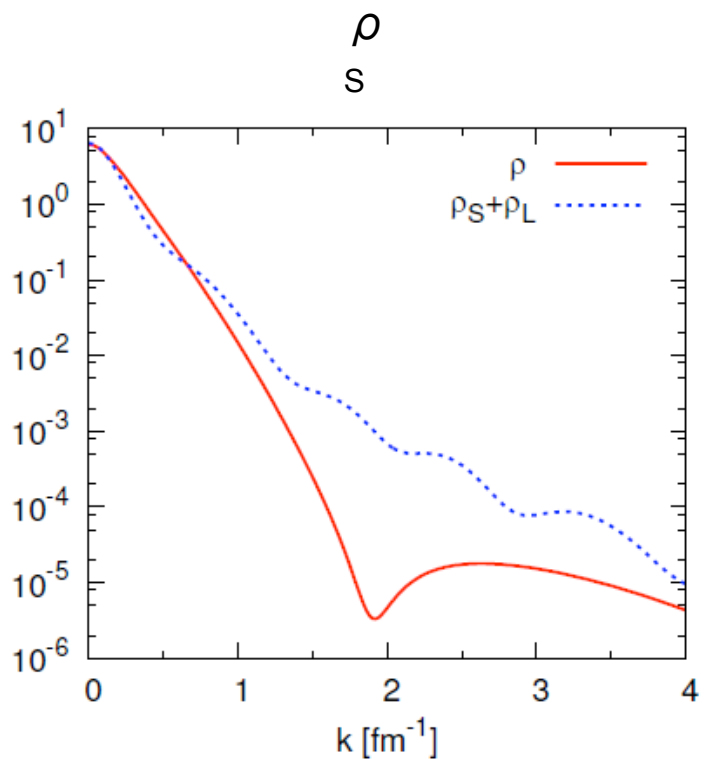
$$|\langle \Psi_{\text{small}} | \Psi_{JM} \rangle|^2 \sim 0.5$$

$$P_{\text{small}} = \sum_{\mu=1}^{\kappa} |\langle \Xi_{JM}(\mu) \rangle \langle \Xi_{JM}(\mu) |,$$

$$P_{\text{large}} = \sum_{\mu=\kappa+1}^K |\langle \Xi_{JM}(\mu) \rangle \langle \Xi_{JM}(\mu) |,$$

$$\Psi_{JM} = P_{\text{small}} \Psi_{JM} + P_{\text{large}} \Psi_{JM} \equiv \Psi_{\text{small}} + \Psi_{\text{large}}.$$

$$\langle \Psi_{JM} | \mathcal{O} | \Psi_{JM} \rangle = \underbrace{\langle \Psi_{\text{small}} | \mathcal{O} | \Psi_{\text{small}} \rangle}_{\rho_S} + \underbrace{\langle \Psi_{\text{large}} | \mathcal{O} | \Psi_{\text{large}} \rangle}_{\rho_L} + \{ \langle \Psi_{\text{small}} | \mathcal{O} | \Psi_{\text{large}} \rangle + \langle \Psi_{\text{large}} | \mathcal{O} | \Psi_{\text{small}} \rangle \}.$$



まとめ

- $\alpha + N + N$ 3体模型による解析
- 有効核力と現実的核力の相違
 - 短距離斥力の効果
 - テンソル力の寄与
- 2核子相関 \rightarrow 2核子密度分布の非対称を作る
- N-N間相対運動量分布
 - ${}^6\text{He}$ は ${}^6\text{Li}$ と異なる運動量分布(${}^6\text{Li}$ は重陽子と類似)
 - $k \sim 2 \text{ fm}^{-1}$ 付近ではD波の効果(テンソル力)が見える

N-N間相対運動量分布 \rightarrow N-N相関の情報が得られる