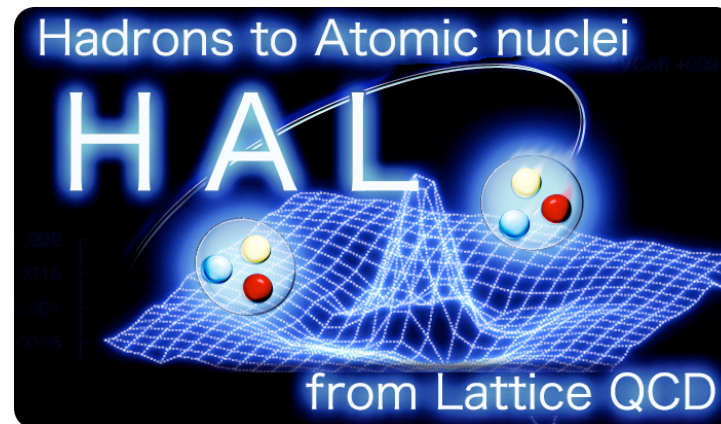


# 物理点ゲージ配位による $S=-3$ セクタのバリオン間力

石井理修(阪大RCNP)

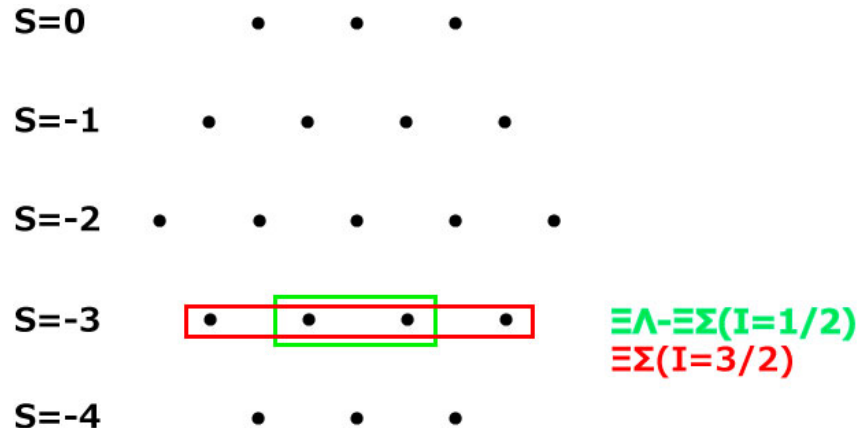
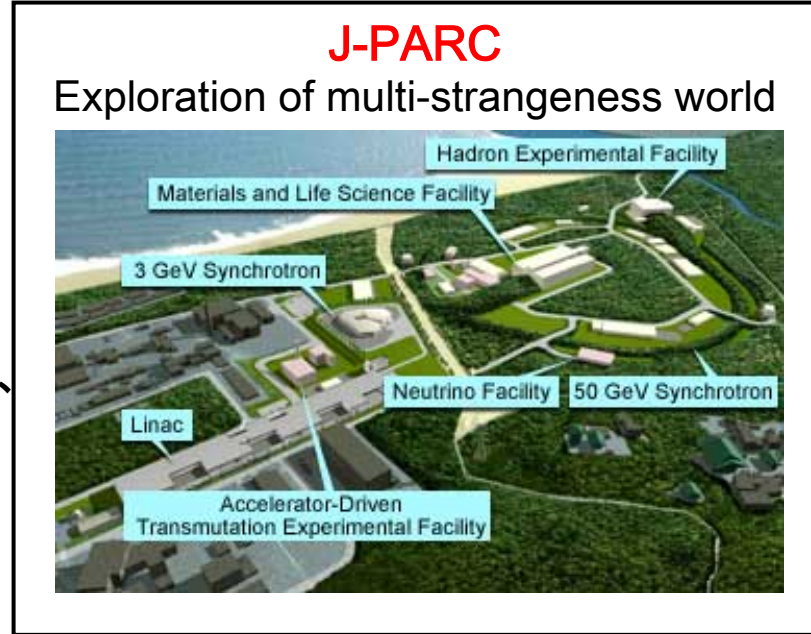
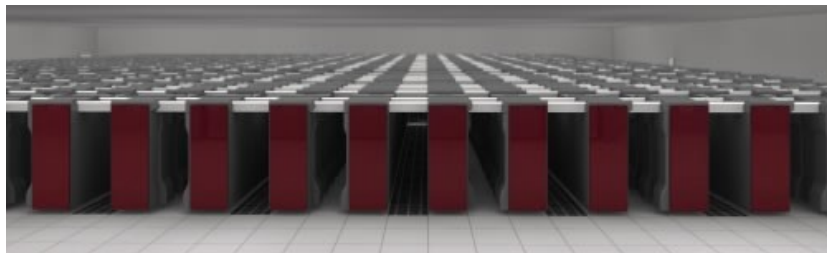


# 背景

- ◆ ハイペロン間力の実験的決定は、J-PARC(大強度陽子加速器施設)における核物理の最重要課題の一つ。
- ◆ 主として、 $S=-1$  and  $-2$  セクタ(strangeクォークを1個、または2個伴うシステム)が狙われている。(strangeクォークの数が増える程、実験は困難に)
- ◆ 格子QCDでは、strangeクォークの数が増える程、計算が楽になる。(統計ノイズが減るため)
- ◆ ここでは、HPCI 分野5 課題1で生成された物理点ゲージ配位を用いて、

## $S=-3$ セクタのハイペロン間力

を格子QCDにて理論的に決定する。



## Setup

次のsetupで格子QCD計算を行う

- ◆  $96^4$  格子上生成された“物理点”ゲージ配位(K computerで生成)
- ◆  $1/a = 2.3 \text{ GeV}$ ,  $L = 8.2 \text{ fm}$
- ◆ ゲージ配位数 : 200
- ◆  $20(\text{source points}) * 4(\text{rotation})$
- ◆ bin size = 10

◆ ハドロン質量:

$$m(\text{pion}) = 145 \text{ MeV},$$

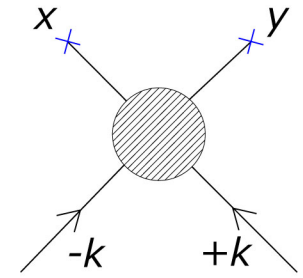
$$m(\text{N}) = 950 \text{ MeV},$$

$$m(\text{Lambda}) = 1125 \text{ MeV}$$

$$m(\text{Sigma}) = 1207 \text{ MeV}$$

$$m(\text{Xi}) = 1337 \text{ MeV}$$

## 復習: HAL QCDのポテンシャル法とその利点



## HALQCD 法

### ◆ Nambu-Bethe-Salpeter (NBS) 波動関数

$$\langle 0 | T [ N(x) N(y) ] | N(+k) N(-k), in \rangle$$

### ◆ S-matrixとの関係 (by LSZ reduction formula)

$$\begin{aligned} & \langle N(p_1) N(p_2), out | N(+k) N(-k), in \rangle_{\text{connected}} \\ &= (iZ_N^{-1/2})^2 \int d^4 x_1 d^4 x_2 e^{ip_1 x_1} (\square_1 + m_N^2) e^{ip_2 x_2} (\square_2 + m_N^2) \langle 0 | T [ N(x_1) N(x_2) ] | N(+k) N(-k), in \rangle \end{aligned}$$

### ◆ 同時刻NBS 波動関数

$$\begin{aligned} \psi_k(\vec{x} - \vec{y}) &\equiv Z_N^{-1} \langle 0 | N(\vec{x}, 0) N(\vec{y}, 0) | N(+k) N(-k), in \rangle \\ &\simeq e^{i\delta(k)} \frac{\sin(kr + \delta(k))}{kr} + \dots \quad \text{as } r \equiv |\vec{x} - \vec{y}| \rightarrow \text{large} \quad (\text{for S-wave}) \end{aligned}$$

- ❖ non-rela. 量子力学の散乱波動関数と全く同じ関数形
- ❖ 同時刻NBS波動関数を生成するように定義した核力は、散乱位相差に忠実な核力となる。

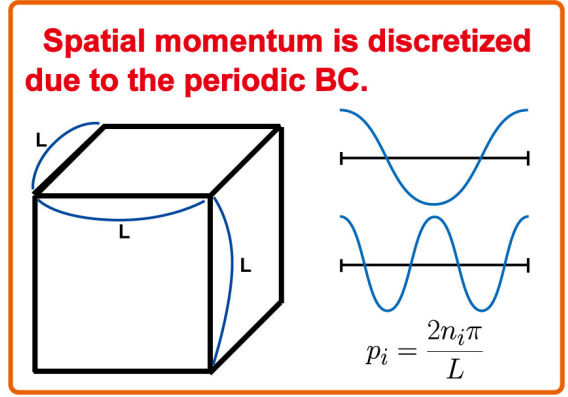
$$(k^2 / m_N - H_0) \psi_k(\vec{r}) = \int d^3 r' U(\vec{r}, \vec{r}') \psi_k(\vec{r}')$$

# 通常の方法では、ground state saturationを厳密に行う必要あり

## ground state saturation

$$C(t) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \exp[-E_n t] \sim c_0 \exp[-E_0 t]$$

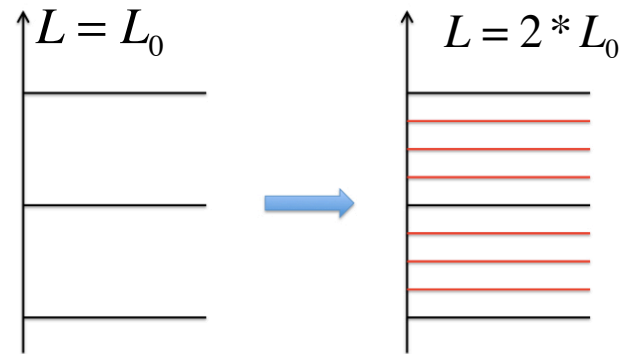
$t \rightarrow \text{大}$



一般に、空間体積が大きくなると**困難**になる  
(必ず、励起状態が混じる)

$$\Delta E = E_{n+1} - E_n \sim \frac{1}{m_N} \left( \frac{2\pi}{L} \right)^2$$

$$= O(1/L^2)$$



	L=3 fm	L=6 fm	L=9 fm	L=12 fm
$\Delta E$	181.5 MeV	45.3 MeV	20.2 MeV	11.3 MeV

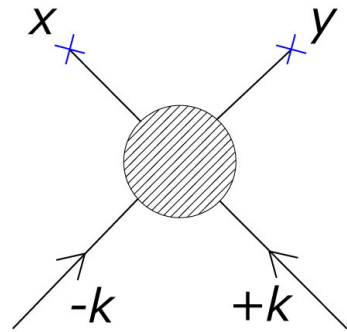
# HALQCD法では、励起状態が混じってもポテンシャルを正しく決められる

[Ishii et al., PLB712(2012)437]

## ◆定義: R-correlator

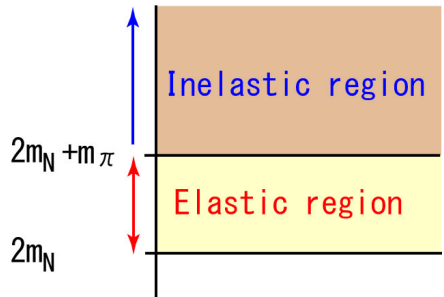
$$R(\vec{x} - \vec{y}, t) \equiv e^{2mt} \left\langle 0 \left| T \left[ B(\vec{x}, t) B(\vec{y}, t) \cdot \overline{BB}(t=0) \right] \right| 0 \right\rangle$$

$$= \sum_n \psi_{k_n}(\vec{x} - \vec{y}) \cdot \exp(-(E_n - 2m)t) \cdot a_n$$



◆ポテンシャルが、状態によらない事を利用して、  
時間発展からポテンシャルを決めることができる。

→ **時間依存型 Schroedinger-like eq.**



$$\left( -H_0 + \frac{1}{4m} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial t} \right) R(\vec{r}, t) = \int d^3 r' V(\vec{r}, \vec{r}') R(\vec{r}', t)$$

◆Elastic saturation だけが、必要となる。  
(Ground saturationの必要はない！)

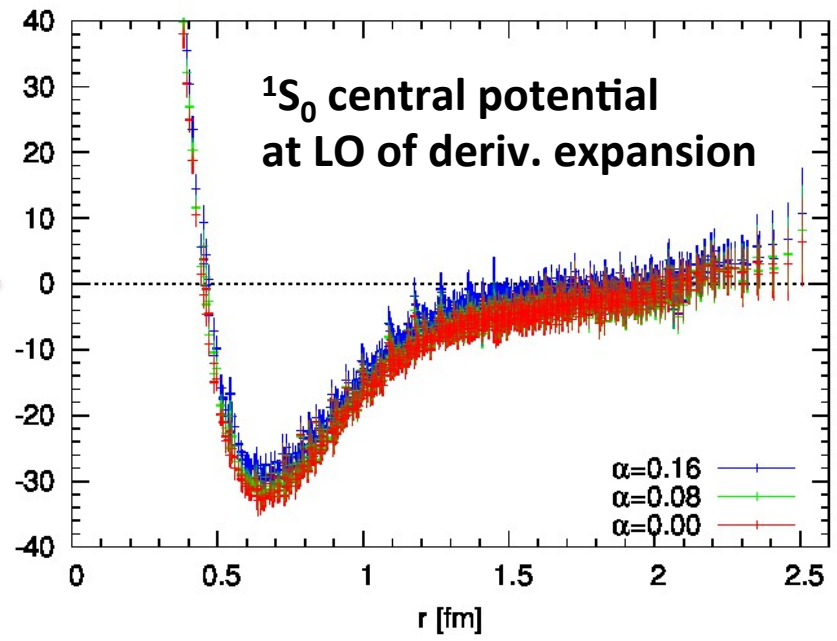
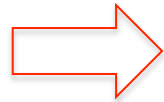
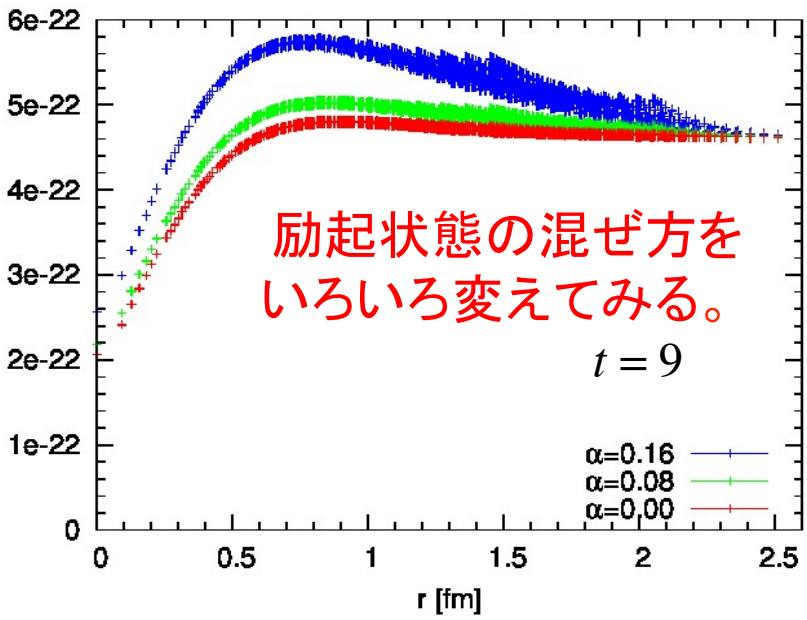
◆Elastic saturation は、ground state saturation.より遥かに楽。

# 実例：励起状態が混じっていてもポテンシャルはuniqueに決まる！

$$\langle 0 | T[N(\vec{x}, t)N(\vec{y}, t) \cdot \overline{NN}(t=0; \alpha)] | 0 \rangle$$

$$= \sum_n \psi_n(\vec{x} - \vec{y}) \cdot a_n(\alpha) \cdot \exp(-E_n t)$$

$$V_C(\vec{x}) = -\frac{H_0 R(t, \vec{x})}{R(t, \vec{x})} - \frac{(\partial/\partial t)R(t, \vec{x})}{R(t, \vec{x})} + \frac{1}{4m_N} \frac{(\partial/\partial t)^2 R(t, \vec{x})}{R(t, \vec{x})}$$



source 関数:

$$f(x, y, z) = 1 + \alpha (\cos(2\pi x / L) + \cos(2\pi y / L) + \cos(2\pi z / L))$$

Good agreement !  
→ Our method works !



$$\underline{\Xi\Sigma (I=3/2)}$$

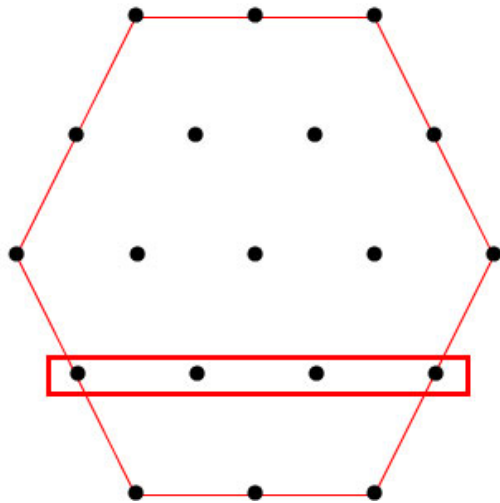
◆ Total spin singlet

◆ フレーバ SU(3) 極限

27 表現

(NNと同じ。

dineutronと同じチャンネル)



$\Xi\Sigma(I=3/2)$

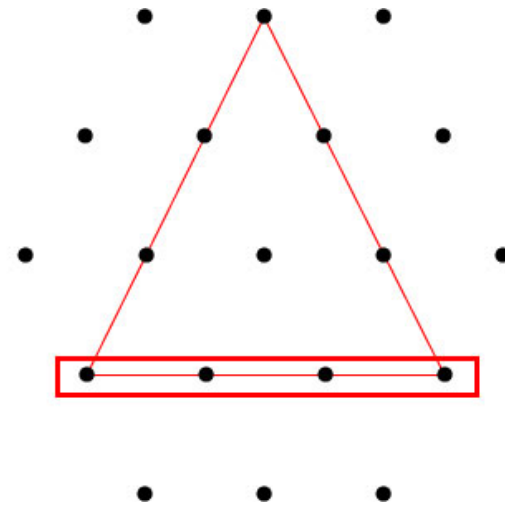
◆ Total spin triplet

◆ フレーバ SU(3) 極限

10\* 表現

(NNと同じ。

deuteronと同じチャンネル)



$\Xi\Sigma(I=3/2)$

# Time-dependent Schrödinger-like eq. (質量が違う系)

## ◆ R-correlator

$$R(\vec{x} - \vec{y}, t) \equiv e^{(m_{\Xi} + m_{\Sigma})t} \left\langle 0 \left| T \left[ \Xi(\vec{x}, t) \Sigma(\vec{y}, t) \cdot \overline{\Xi \Sigma}(t=0) \right] \right| 0 \right\rangle$$

$$= \sum_n \psi_{k_n}(\vec{x} - \vec{y}) \cdot \exp(-(E_n - m_{\Xi} - m_{\Sigma})t) \cdot a_n$$

where  $\psi_{k_n}(\vec{x} - \vec{y}) \equiv \langle 0 | \Xi(\vec{x}) \Sigma(\vec{y}) | n \rangle$

## ◆ 重心系の2粒子エネルギーが満たす恒等式

$$k^2 E^2 = \frac{1}{4} \left( E^2 - (m_{\Xi} + m_{\Sigma})^2 \right) \left( E^2 - (m_{\Xi} - m_{\Sigma})^2 \right)$$

where  $E \equiv \sqrt{m_{\Xi}^2 + k^2} + \sqrt{m_{\Sigma}^2 + k^2}$

## ◆ E-非依存 HAL QCD ポテンシャルが満たす Schrödinger eq.

$$\left( \frac{\nabla^2}{2\mu} - \frac{k_n^2}{2\mu} \right) \psi_{k_n}(\vec{r}) = \int d^3 r' V(\vec{r}, \vec{r}') \psi_{k_n}(\vec{r}') \quad \text{with } \mu \equiv \frac{m_{\Xi} m_{\Sigma}}{m_{\Xi} + m_{\Sigma}}$$

→ R-correlator は、**time-dependent Schrödinger-like eq.** を満たす

$$\left( \frac{\nabla^2}{2\mu} D_t^2 + \frac{1}{8\mu} \left( D_t^2 - (m_{\Xi} + m_{\Sigma})^2 \right) \left( D_t^2 - (m_{\Xi} - m_{\Sigma})^2 \right) \right) R(\vec{r}, t) = \int d^3 r' V(\vec{r}, \vec{r}') D_t^2 R(\vec{r}', t)$$

$$D_t \equiv \partial_t - m_{\Xi} - m_{\Sigma}$$

これにより、ground state saturationの必要なく、ポテンシャルを正確に計算できる

## Time-dependent Schrödinger-like eq.

時間に関する4階微分の数値計算が、未だ不安定なため、ここでは、非相対論近似版を用いた結果を紹介する。

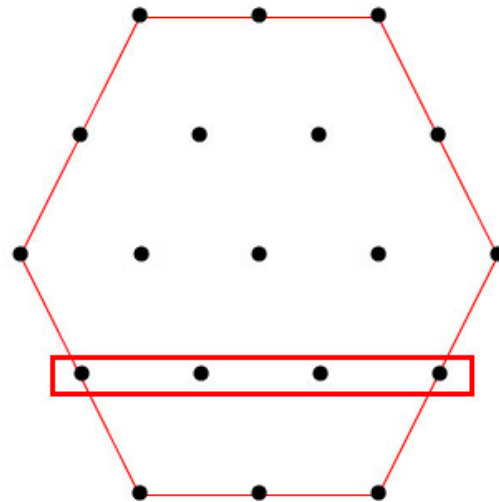
$$\left( \frac{\nabla^2}{2\mu} - \frac{\partial}{\partial t} \right) R(\vec{r}, t) \simeq \int d^3 r' V(\vec{r}, \vec{r}') R(\vec{r}', t)$$

◆ Total spin singlet

◆ フレーバー SU(3) 極限

27 表現

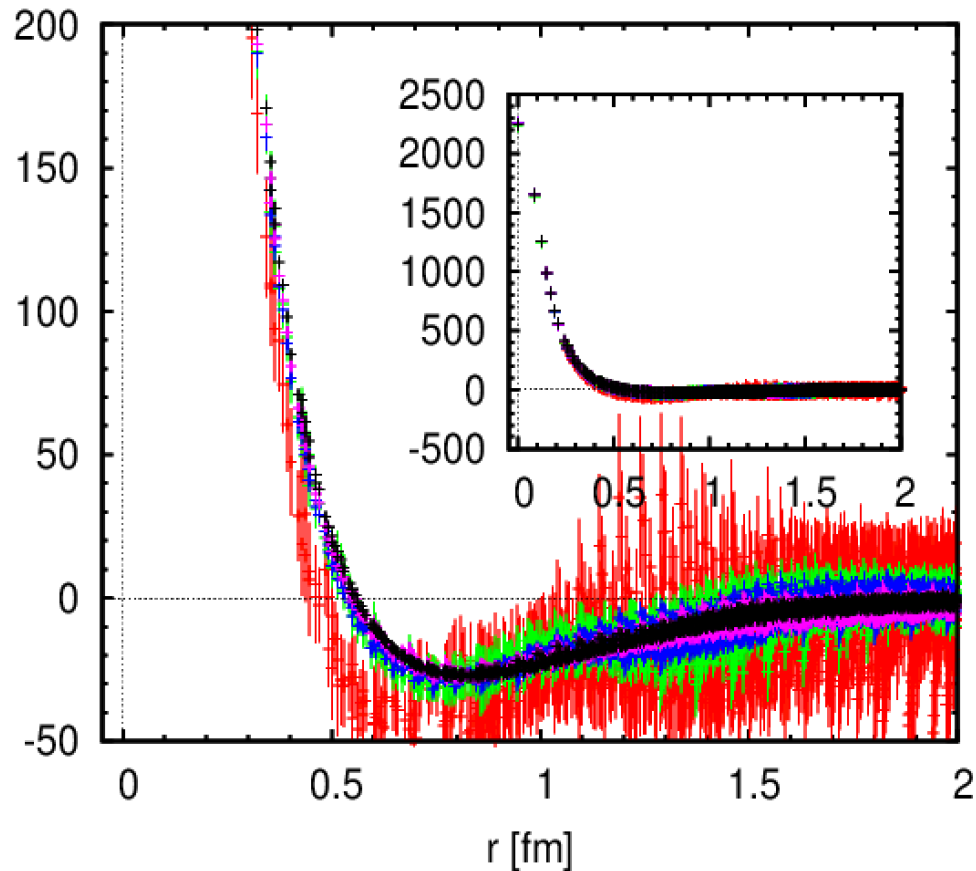
(NNと同じ。dineutronと同じチャンネル)



$\Xi\Sigma(I=3/2)$

# $\Xi\Sigma(I=3/2, \text{spin singlet})$

$V_C(r)$  [MeV] ( $\Xi\Sigma$  spin-singlet)



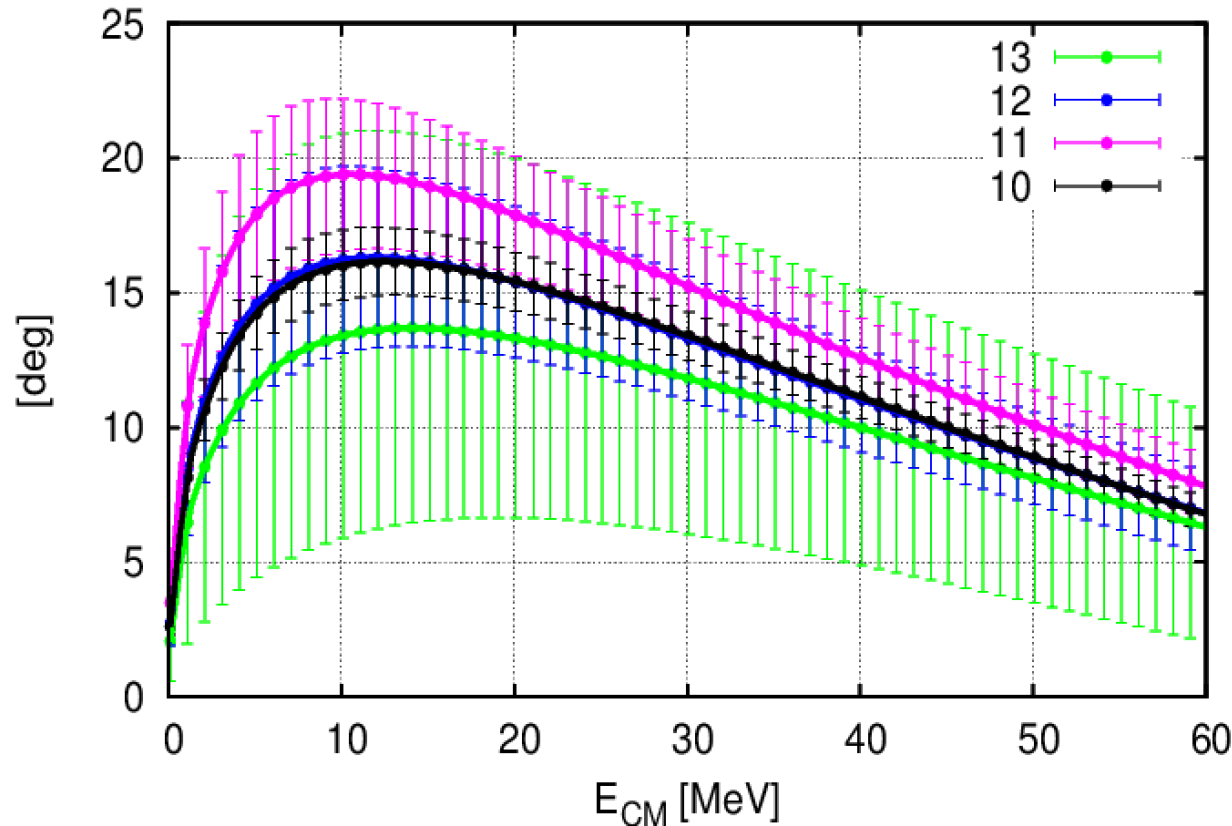
- ◆  $1/a \sim 2300$  MeV,  $L \sim 8.2$  fm
- ◆  $m_{\text{pion}} \sim 145$  MeV
- ◆ 200 gauge confs. are used.
- ◆ Binsize = 10
- ◆ 20 source points \* 4 rotations
- ◆ Point sink and wall source

◆ 近距離の斥力芯と、周辺の引力

◆ 定性的振舞は、NNと同じ。  
(フレーバーSU(3)極限: 27 表現)

# $\Xi\Sigma$ ( $I=3/2$ , spin singlet) 散乱位相差

$\Xi\Sigma$  spin singlet



- ◆ 引力的
- ◆ 束縛状態なし

◆ 定性的振舞は、NNと同じ。

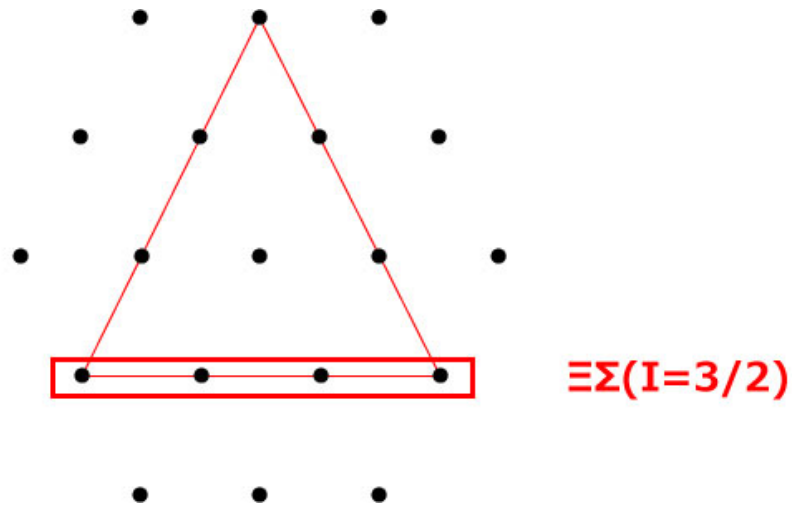
(フレーバーSU(3) 極限: 27 表現。dineutronと同じ)

◆ Total spin triplet

◆ フレーバーSU(3) 極限

10\* 表現

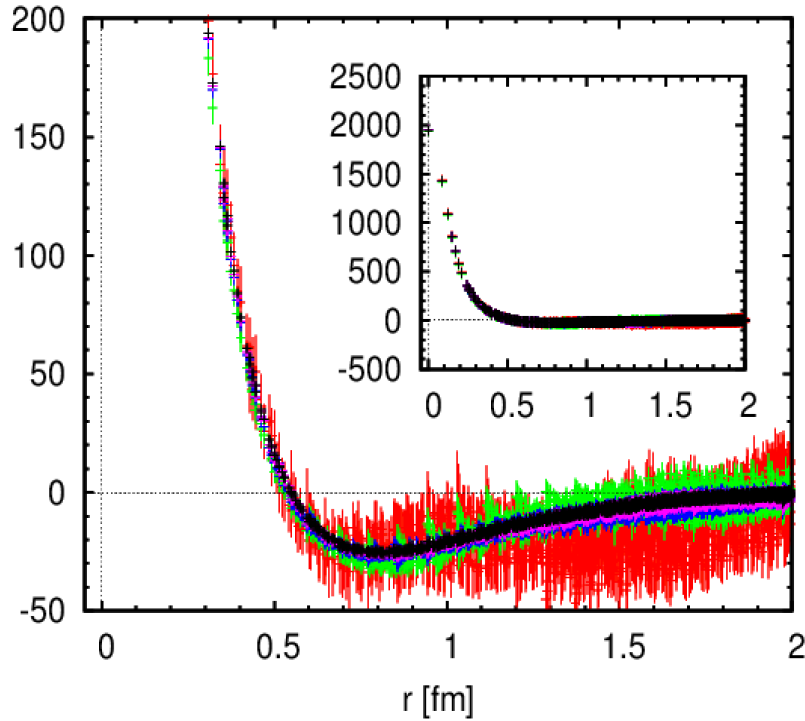
(NNと同じ, deuteronと同じチャンネル)



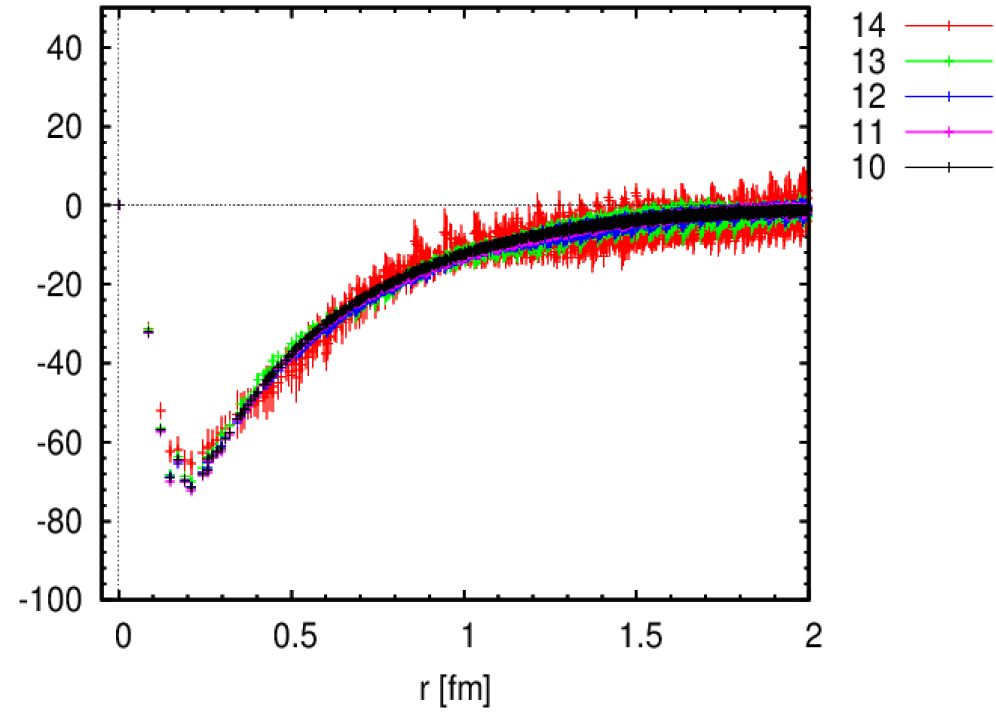


# $\Xi\Sigma(I=3/2, \text{spin triplet})$

$V_C(r)$  [MeV] ( $\Xi\Sigma$  spin-triplet)



$V_T(r)$  [MeV] ( $\Xi\Sigma$ )



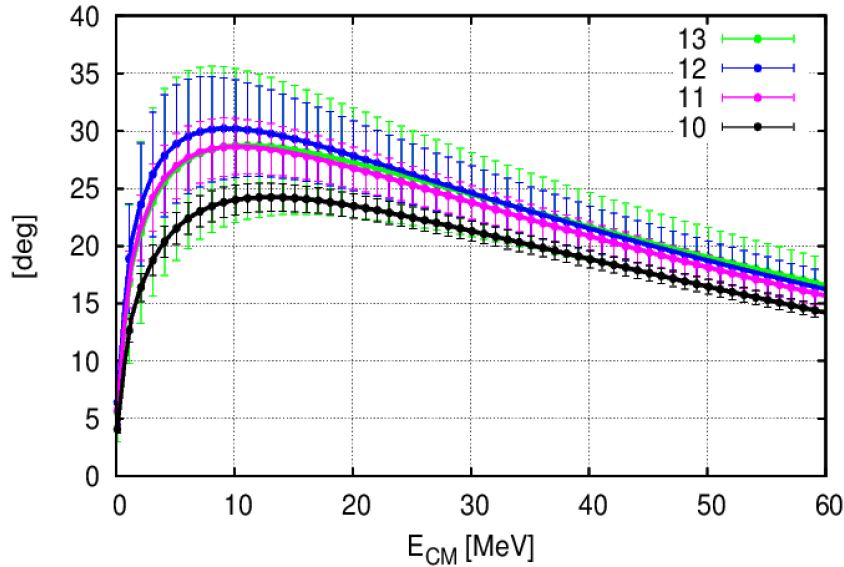
◆ 中心力もテンソル力も、  
定性的振舞は、NNと同じ。

◆ フレーバー SU(3) 極限:  $10^*$  表現  
(deuteronチャンネル)

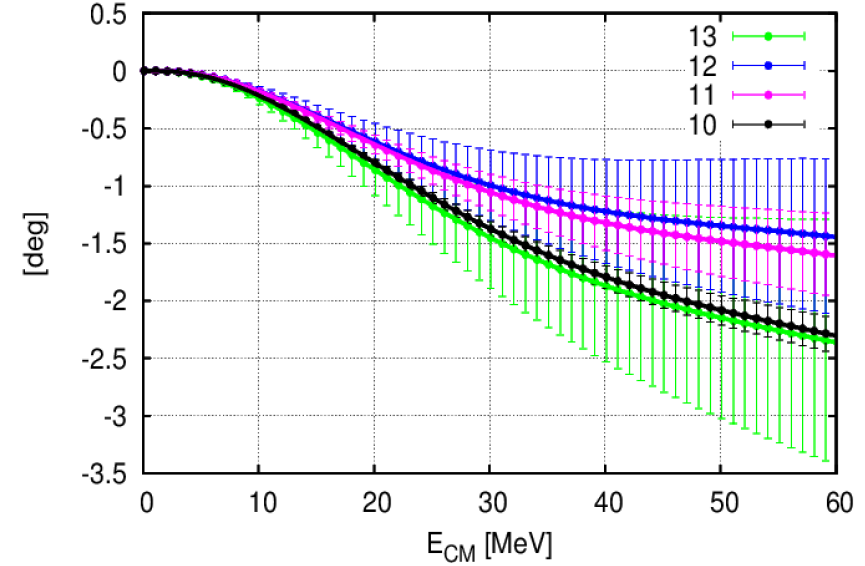
- ◆  $1/a \sim 2300$  MeV,  $L \sim 8.2$  fm
- ◆  $m_{\text{pion}} \sim 145$  MeV
- ◆ 200 gauge confs. are used.
- ◆ Binsize = 10
- ◆ 20 source points \* 4 rotations
- ◆ Point sink and wall source

# $\Xi\Sigma(I=3/2, \text{spin triplet})$ 位相差

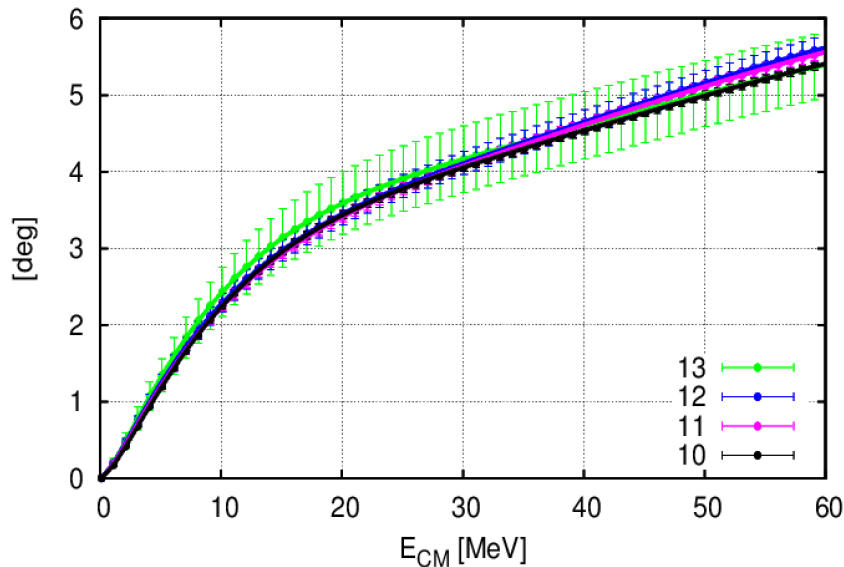
$\Xi\Sigma$  spin triplet ( $\delta_0^{\text{BAR}}$ )



$\Xi\Sigma$  spin triplet ( $\delta_2^{\text{BAR}}$ )



$\Xi\Sigma$  spin triplet ( $\epsilon_1^{\text{BAR}}$ )



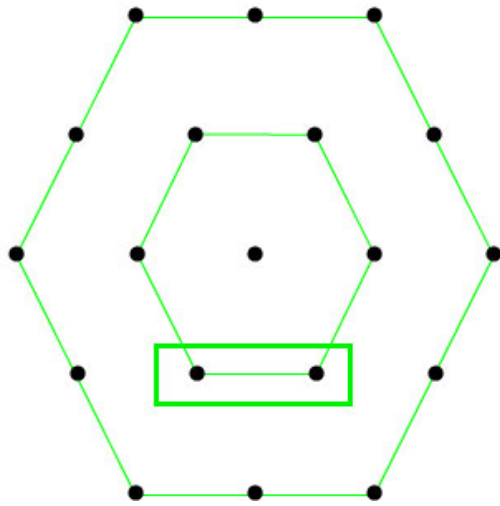
- ◆ 引力的相互作用
- ◆ 束縛状態なし
- ◆ 定性的振舞は、NNと同じ  
(束縛状態の有無を除いて)
- ◆ フレーバーSU(3)極限: **10\*** 表現  
(deuteronチャンネル)

$\Xi\Lambda$ - $\Xi\Sigma$  結合チャンネル ( $I=1/2$ )

# $\Xi\Lambda$ - $\Xi\Sigma$ 結合チャンネル ( $I=1/2$ )

◆ spin singlet

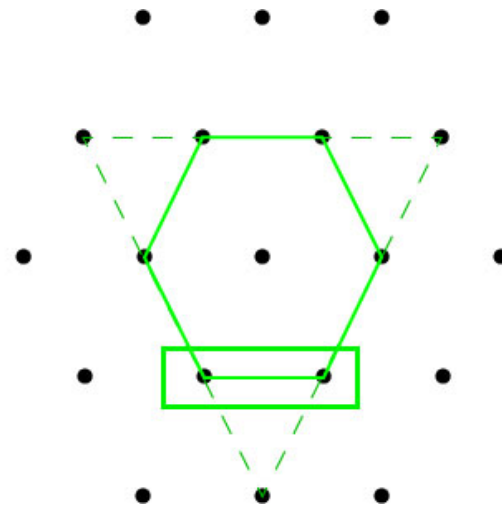
◆ フレーバーSU(3) 極限:  
27 と 8s 表現の線形結合  
(cf. 27 表現は、NNを含む)



$\Xi\Lambda$ - $\Xi\Sigma(I=1/2)$

◆ spin triplet

◆ フレーバーSU(3) 極限:  
10 と 8a 表現の線形結合  
(NNと一切関係なし)



$\Xi\Lambda$ - $\Xi\Sigma(I=1/2)$

# 結合チャンネルに一般化された time-dep. Schrödinger-like eq.

◆ **coupled channel generalization** of the **time-dep. Schrödinger-like eq.**

$$\begin{bmatrix} \mathcal{D}_{\Xi\Lambda} R_{\Xi\Lambda}(\vec{r}, t; \mathcal{J}) \\ \mathcal{D}_{\Xi\Sigma} R_{\Xi\Sigma}(\vec{r}, t; \mathcal{J}) \end{bmatrix} = \int d^3 r' \begin{bmatrix} V_{\Xi\Lambda; \Xi\Lambda}(\vec{r}, \vec{r}') & \zeta^t V_{\Xi\Lambda; \Xi\Sigma}(\vec{r}, \vec{r}') \\ \zeta^{-t} V_{\Xi\Sigma; \Xi\Lambda}(\vec{r}, \vec{r}') & V_{\Xi\Sigma; \Xi\Sigma}(\vec{r}, \vec{r}') \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} D_{t; \Xi\Lambda}^2 R_{\Xi\Lambda}(\vec{r}', t; \mathcal{J}) \\ D_{t; \Xi\Sigma}^2 R_{\Xi\Sigma}(\vec{r}', t; \mathcal{J}) \end{bmatrix}$$

where

(非常に複雑である！)

$$R_{\Xi\Lambda}(\vec{x} - \vec{y}, t; \mathcal{J}) \equiv Z_{\Xi}^{-1/2} Z_{\Lambda}^{-1/2} e^{(m_{\Xi} + m_{\Lambda})t} \langle 0 | T [\Xi(\vec{x}, t) \Lambda(\vec{y}, t) \cdot \mathcal{J}(t=0)] | 0 \rangle$$

$$R_{\Xi\Sigma}(\vec{x} - \vec{y}, t; \mathcal{J}) \equiv Z_{\Xi}^{-1/2} Z_{\Sigma}^{-1/2} e^{(m_{\Xi} + m_{\Sigma})t} \langle 0 | T [\Xi(\vec{x}, t) \Sigma(\vec{y}, t) \cdot \mathcal{J}(t=0)] | 0 \rangle$$

$$\zeta \equiv \exp(m_{\Sigma} - m_{\Lambda})$$

$$\mathcal{D}_{\Xi\Lambda} \equiv \frac{\nabla^2}{2\mu_{\Xi\Lambda}} D_{t; \Xi\Lambda}^2 + \frac{1}{8\mu_{\Xi\Lambda}} \left( D_{t; \Xi\Lambda}^2 - (m_{\Xi} + m_{\Lambda})^2 \right) \left( D_{t; \Xi\Lambda}^2 - (m_{\Xi} - m_{\Lambda})^2 \right)$$

$$\mathcal{D}_{\Xi\Sigma} \equiv \frac{\nabla^2}{2\mu_{\Xi\Sigma}} D_{t; \Xi\Sigma}^2 + \frac{1}{8\mu_{\Xi\Sigma}} \left( D_{t; \Xi\Sigma}^2 - (m_{\Xi} + m_{\Sigma})^2 \right) \left( D_{t; \Xi\Sigma}^2 - (m_{\Xi} - m_{\Sigma})^2 \right)$$

$$D_{t; \Xi\Lambda} \equiv \partial_t - m_{\Xi} - m_{\Lambda}$$

$$D_{t; \Xi\Sigma} \equiv \partial_t - m_{\Xi} - m_{\Sigma}$$

$$\mu_{\Xi\Lambda} \equiv \frac{1}{1/m_{\Xi} + 1/m_{\Lambda}}$$

$$\mu_{\Xi\Sigma} \equiv \frac{1}{1/m_{\Xi} + 1/m_{\Sigma}}$$

single state saturationが保証されなくても、  
正しくポテンシャルを求められる。

## However

時間に関する4階微分の数値計算が、未だ不安定なため、ここでは、非相対論近似版を用いた結果を紹介する。

$$\left( \frac{\nabla^2}{2\mu_{\Xi\Lambda}} - \frac{\partial}{\partial t} \right) R_{\Xi\Lambda}(\vec{r}, t; \mathcal{J}) \simeq V_{\Xi\Lambda; \Xi\Lambda}(\vec{r}) R_{\Xi\Lambda}(\vec{r}', t; \mathcal{J}) + e^{+(m_\Sigma - m_\Lambda)t} V_{\Xi\Lambda; \Xi\Sigma}(\vec{r}) R_{\Xi\Sigma}(\vec{r}', t; \mathcal{J})$$

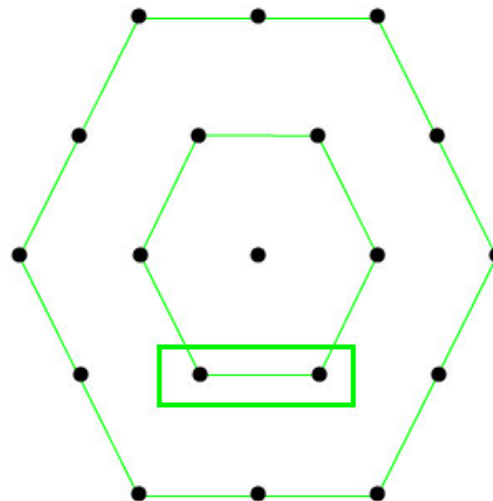
$$\left( \frac{\nabla^2}{2\mu_{\Xi\Sigma}} - \frac{\partial}{\partial t} \right) R_{\Xi\Sigma}(\vec{r}, t; \mathcal{J}) \simeq e^{-(m_\Sigma - m_\Lambda)t} V_{\Xi\Sigma; \Xi\Lambda}(\vec{r}) R_{\Xi\Lambda}(\vec{r}', t; \mathcal{J}) + V_{\Xi\Sigma; \Xi\Sigma}(\vec{r}) R_{\Xi\Sigma}(\vec{r}', t; \mathcal{J})$$

さらに、次の近似を用いる

$$Z_\Lambda \simeq Z_\Sigma$$

◆ spin singlet

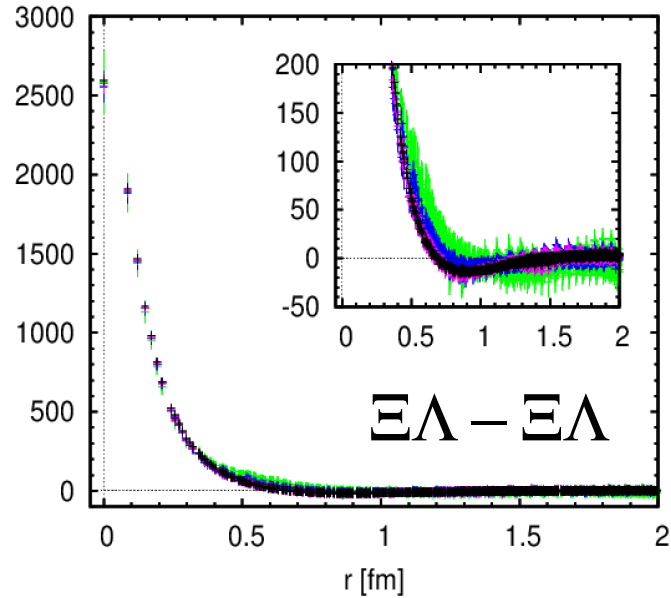
- ◆ flavor SU(3) limit:  
mixture of **27** & **8s** irreps.  
(cf. 27 irrep. contains NN)



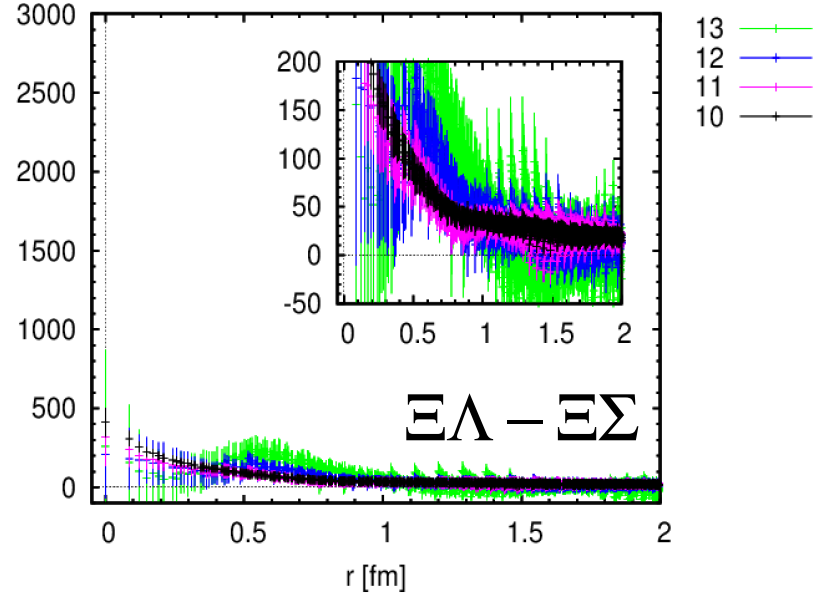
$\Xi\Lambda$ - $\Xi\Sigma(I=1/2)$

# $\Xi\Lambda$ - $\Xi\Sigma$ 結合チャンネル( $I=1/2$ ) spin singlet

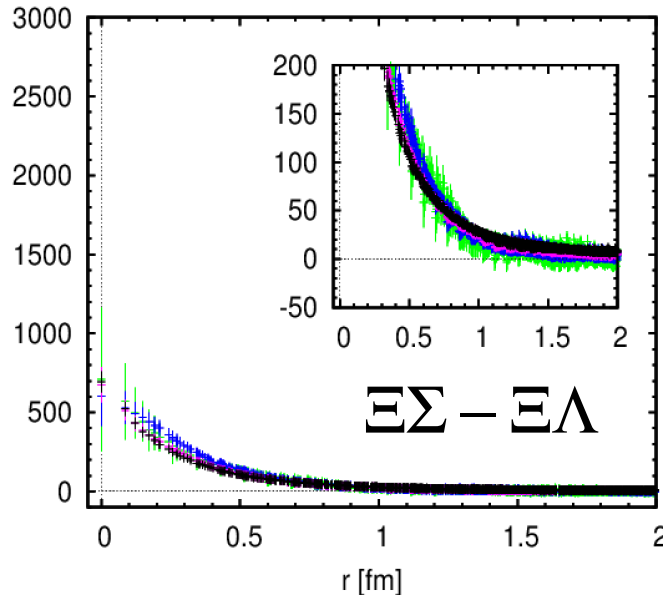
$V_C(r)$  [MeV] ( $\Xi\Lambda$ - $\Xi\Lambda$  spin-singlet)



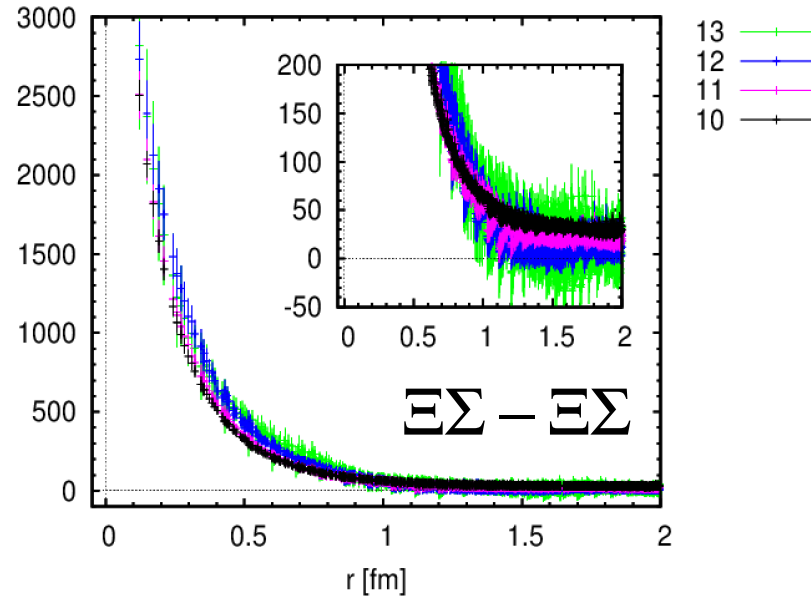
$V_C(r)$  [MeV] ( $\Xi\Lambda$ - $\Xi\Sigma$  spin-singlet)



$V_C(r)$  [MeV] ( $\Xi\Sigma$ - $\Xi\Lambda$  spin-singlet)



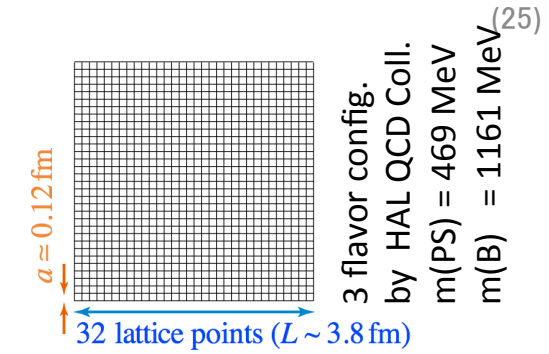
$V_C(r)$  [MeV] ( $\Xi\Sigma$ - $\Xi\Sigma$  spin-singlet)





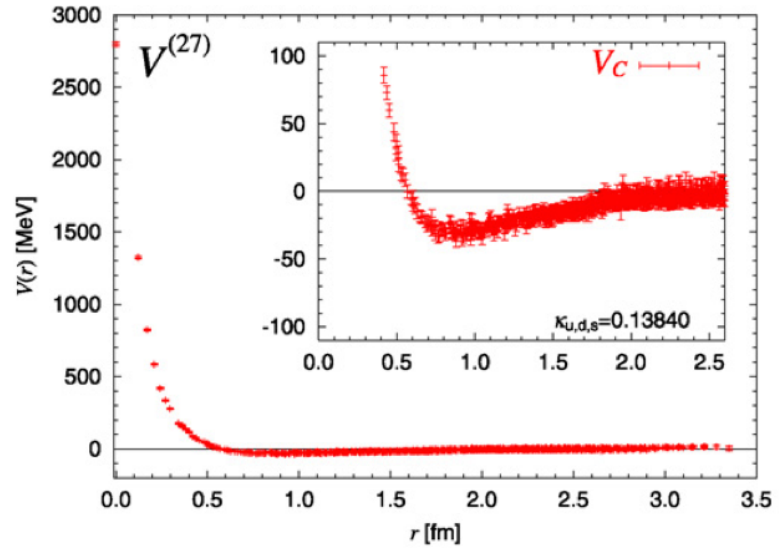
# $\Xi\Lambda$ - $\Xi\Sigma$ 結合チャンネル ( $I=1/2$ )

定性的振舞は、フレーバーSU(3)極限で理解可能

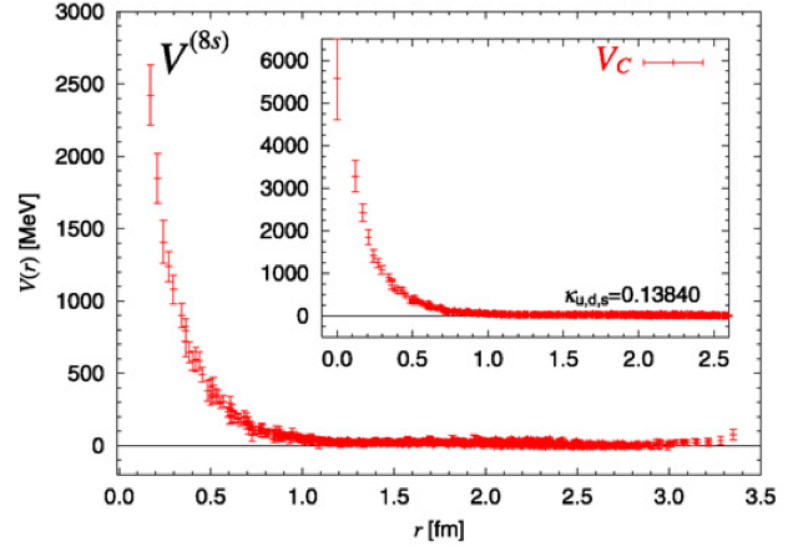


フレーバーSU(3)極限のポテンシャル  
(T.Inoue et al., NPA881(2012)28)

## 27 表現



## 8S 表現



フレーバーSU(3)極限では、これら二つの線形結合で書ける。

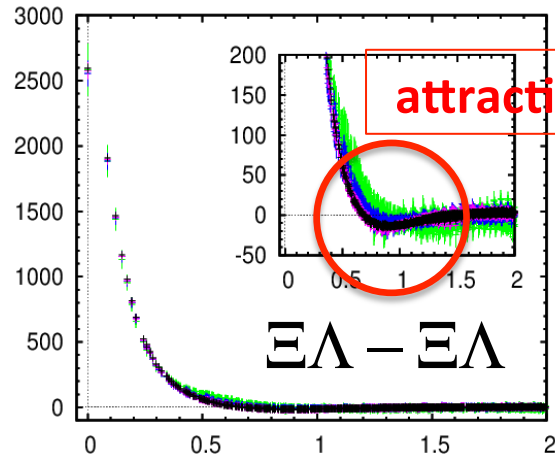
$$\begin{pmatrix} V_{\Xi\Lambda;\Xi\Lambda} & V_{\Xi\Lambda;\Xi\Sigma} \\ V_{\Xi\Sigma;\Xi\Lambda} & V_{\Xi\Sigma;\Xi\Sigma} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{9}{10} V^{(27)} + \frac{1}{10} V^{(8s)} & -\frac{3}{10} V^{(27)} + \frac{3}{10} V^{(8s)} \\ -\frac{3}{10} V^{(27)} + \frac{3}{10} V^{(8s)} & \frac{1}{10} V^{(27)} + \frac{9}{10} V^{(8s)} \end{pmatrix}$$

# $\Xi\Lambda$ - $\Xi\Sigma$ 結合チャンネル( $I=1/2$ ) spin singlet

物理点ポテンシャル

$$V_{\Xi\Lambda;\Xi\Lambda} \leftrightarrow \frac{9}{10} V^{(27)} + \frac{1}{10} V^{(8S)}$$

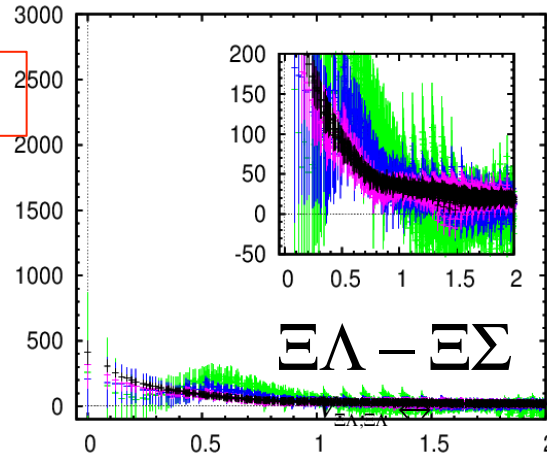
$V_C(r)$  [MeV] ( $\Xi\Lambda$ - $\Xi\Lambda$  spin-singlet)



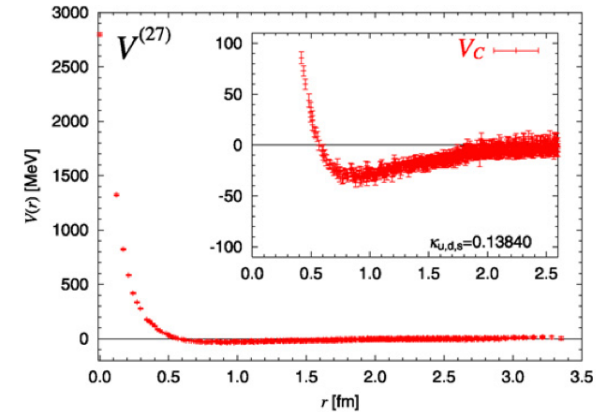
物理点ポテンシャル

$$V_{\Xi\Lambda;\Xi\Sigma} \leftrightarrow -\frac{3}{10} V^{(27)} + \frac{3}{10} V^{(8S)}$$

$V_C(r)$  [MeV] ( $\Xi\Lambda$ - $\Xi\Sigma$  spin-singlet)

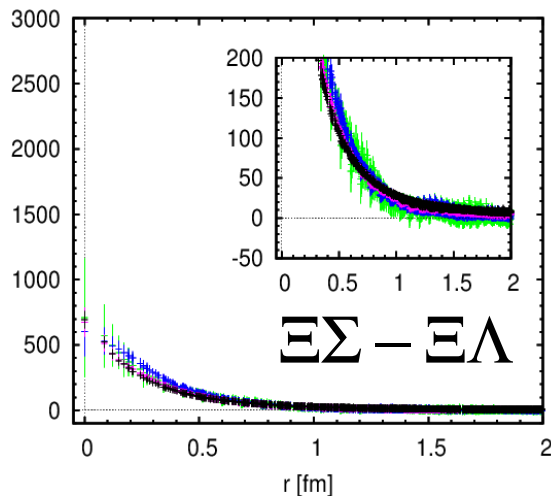


フレーバーSU(3)極限: 27 表現



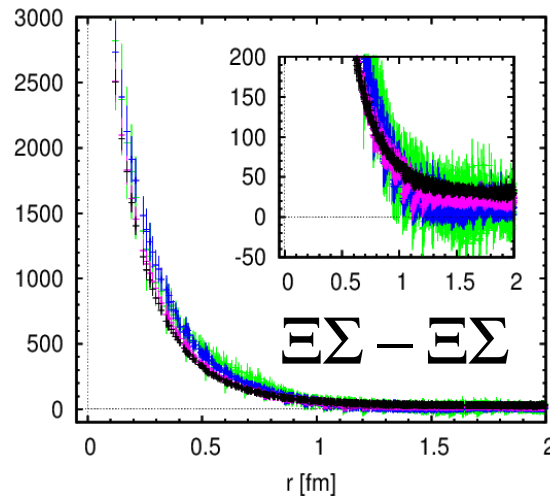
$$V_{\Xi\Sigma;\Xi\Lambda} \leftrightarrow -\frac{3}{10} V^{(27)} + \frac{3}{10} V^{(8S)}$$

$V_C(r)$  [MeV] ( $\Xi\Sigma$ - $\Xi\Lambda$  spin-singlet)

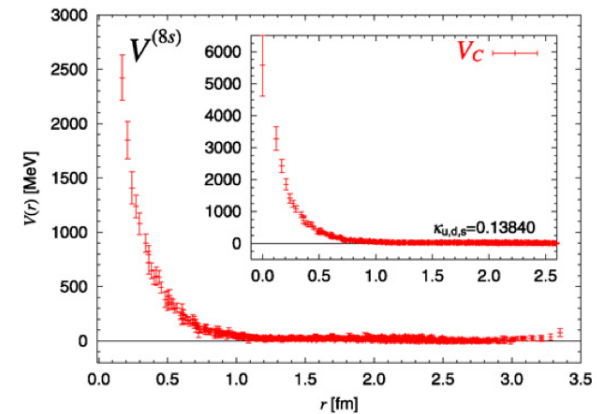


$$V_{\Xi\Sigma;\Xi\Sigma} \leftrightarrow \frac{1}{10} V^{(27)} + \frac{9}{10} V^{(8S)}$$

$V_C(r)$  [MeV] ( $\Xi\Sigma$ - $\Xi\Sigma$  spin-singlet)

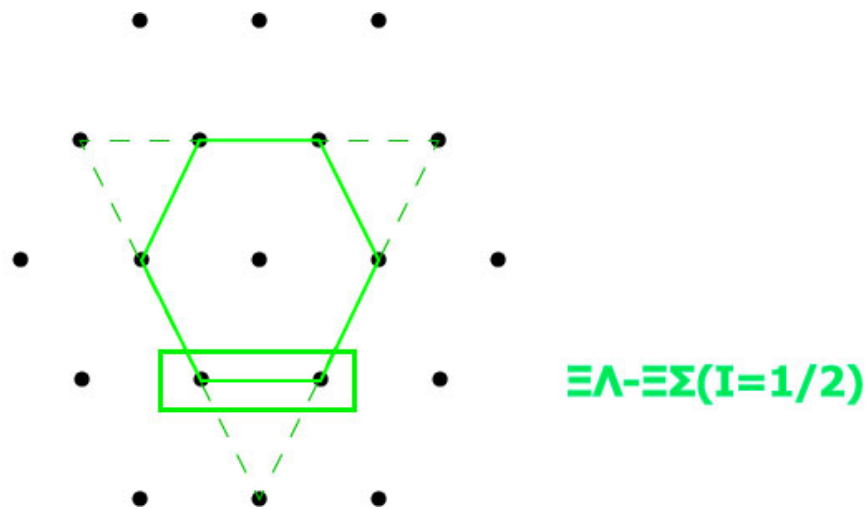


フレーバーSU(3)極限: 8S 表現



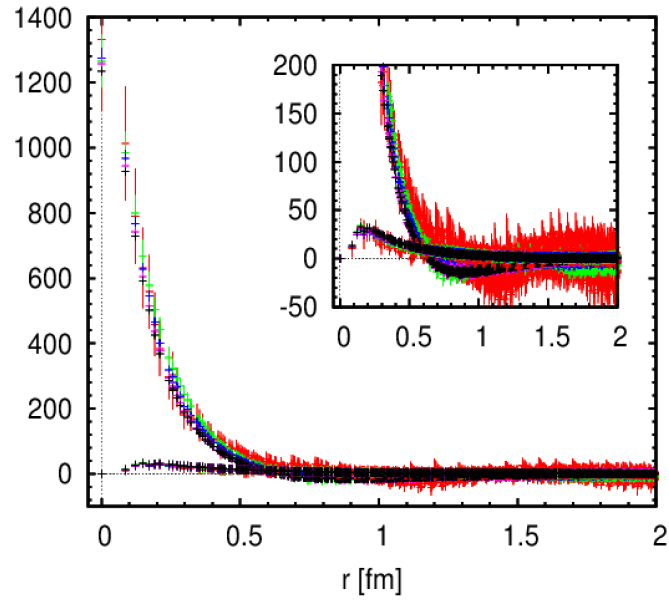
◆ spin triplet

- ◆ フレーバーSU(3)極限:  
10 と 8a 表現の線形結合  
(NNと一切関係なし)

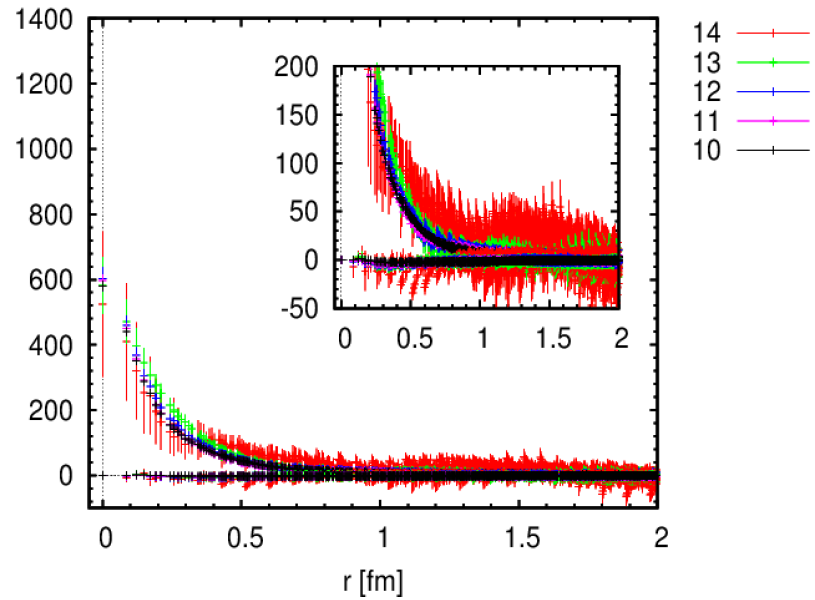


# $\Xi\Lambda$ - $\Xi\Sigma$ 結合チャンネル ( $I=1/2$ , spin triplet)

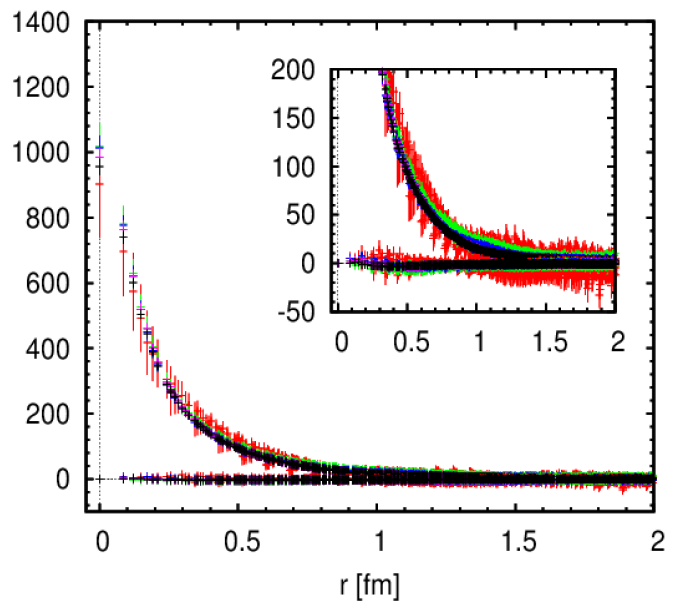
$V_C(r)$  and  $V_T(r)$  [MeV] ( $\Xi\Lambda$ - $\Xi\Lambda$  spin-triplet)



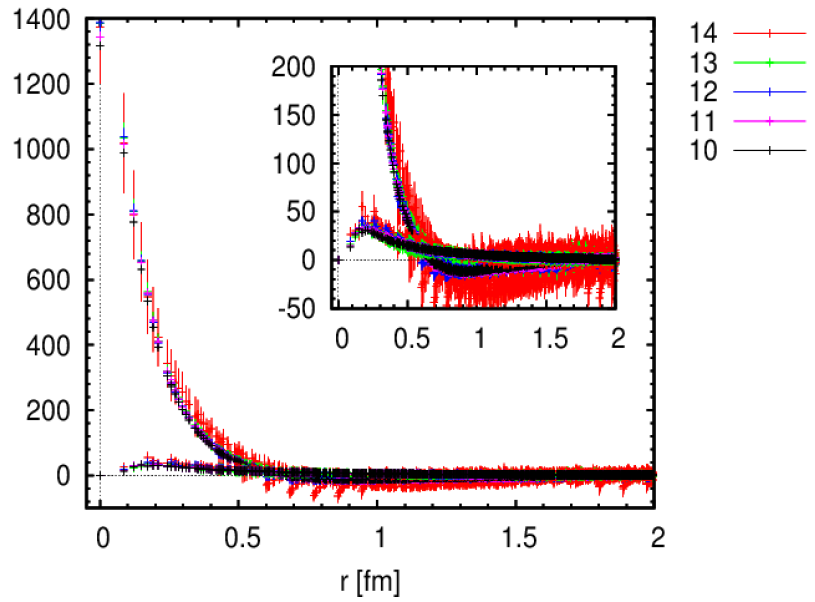
$V_C(r)$  and  $V_T(r)$  [MeV] ( $\Xi\Lambda$ - $\Xi\Sigma$  spin-triplet)



$V_C(r)$  and  $V_T(r)$  [MeV] ( $\Xi\Sigma$ - $\Xi\Lambda$  spin-triplet)



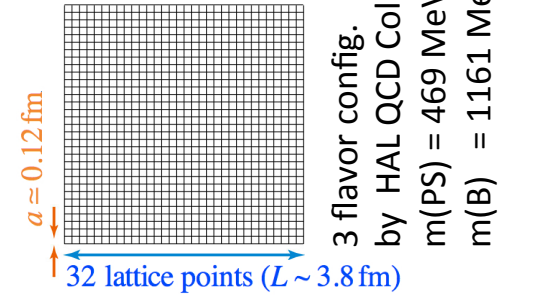
$V_C(r)$  and  $V_T(r)$  [MeV] ( $\Xi\Sigma$ - $\Xi\Sigma$  spin-triplet)



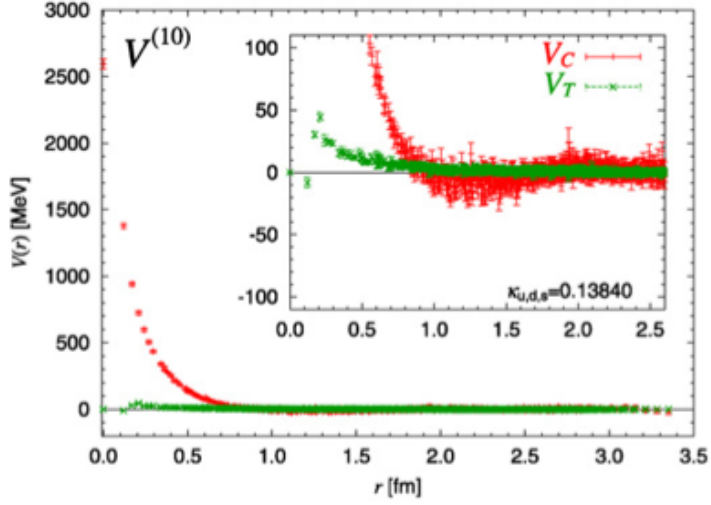
# $\Xi\Lambda$ - $\Xi\Sigma$ 結合チャンネル ( $I=1/2$ , spin triplet)

定性的振舞は、フレーバーSU(3)極限で理解可能

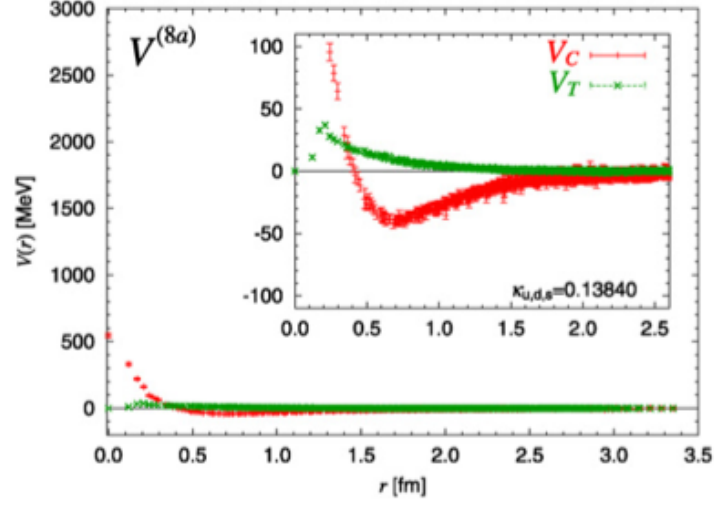
フレーバーSU(3)極限のポテンシャル  
(T.Inoue et al., NPA881(2012)28)



**10 irrep.**



**8A irrep.**



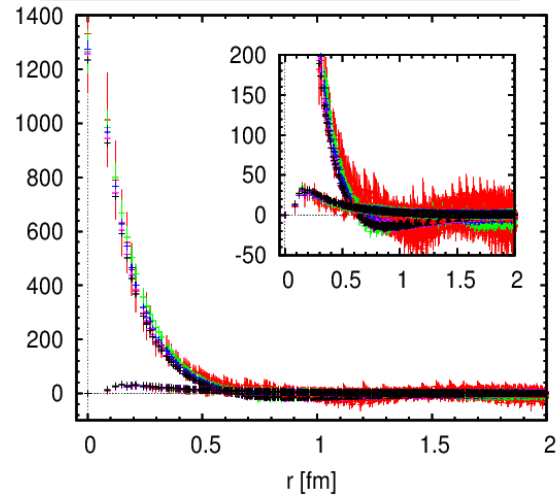
フレーバーSU(3)極限では、これら二つの線形結合になる

$$\begin{pmatrix} V_{\Xi\Lambda, \Xi\Lambda} & V_{\Xi\Lambda, \Xi\Sigma} \\ V_{\Xi\Sigma, \Xi\Lambda} & V_{\Xi\Sigma, \Xi\Sigma} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{V_{10} + V_{8A}}{2} & \frac{V_{10} - V_{8A}}{2} \\ \frac{V_{10} - V_{8A}}{2} & \frac{V_{10} + V_{8A}}{2} \end{pmatrix}$$

# $\Xi\Lambda$ - $\Xi\Sigma$ 結合チャンネル ( $I=1/2$ , spin triplet)

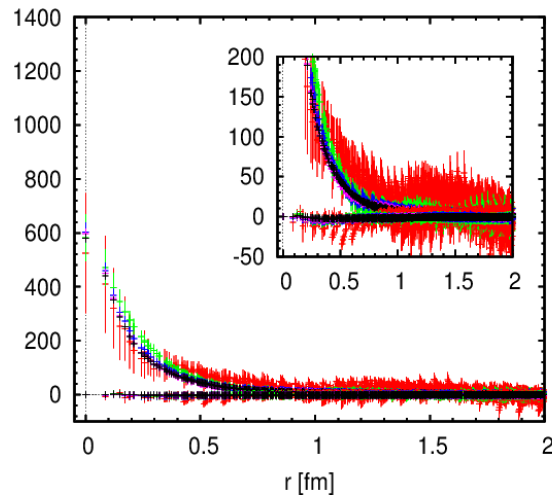
物理点ポテンシャル

$$V_{\Xi\Lambda;\Xi\Lambda} \leftrightarrow \frac{1}{2}V^{(10)} + \frac{1}{2}V^{(8a)}$$

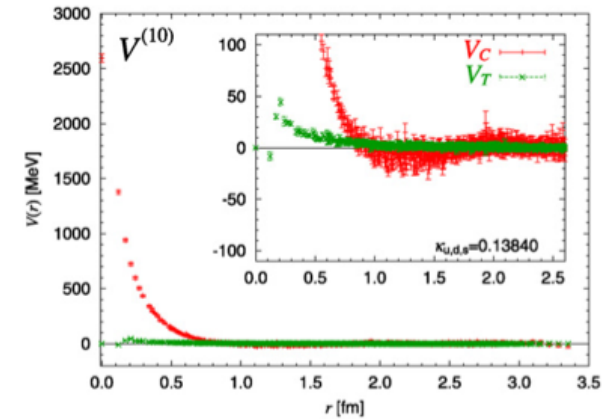


物理点ポテンシャル

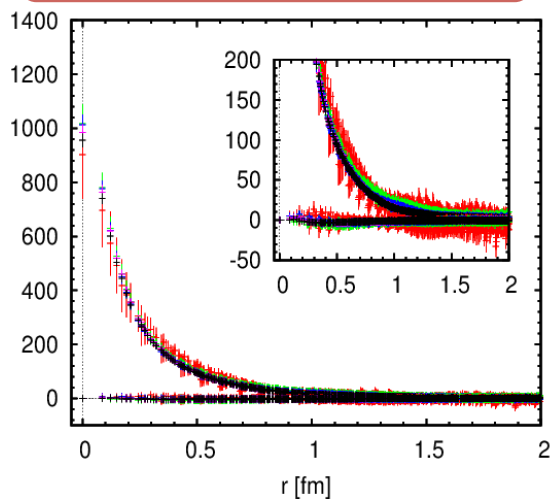
$$V_{\Xi\Lambda;\Xi\Sigma} \leftrightarrow \frac{1}{2}V^{(10)} - \frac{1}{2}V^{(8a)}$$



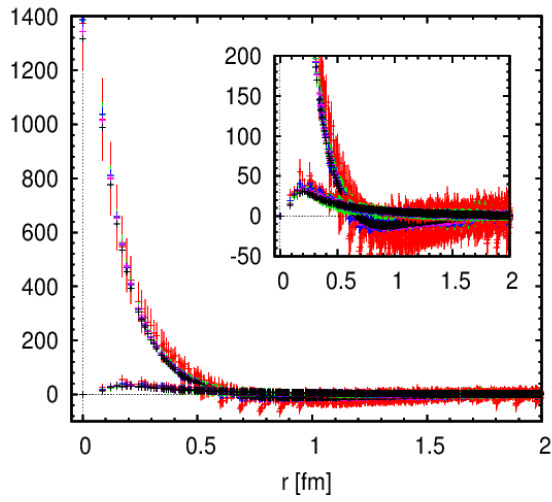
フレーバーSU(3)極限: 10表現



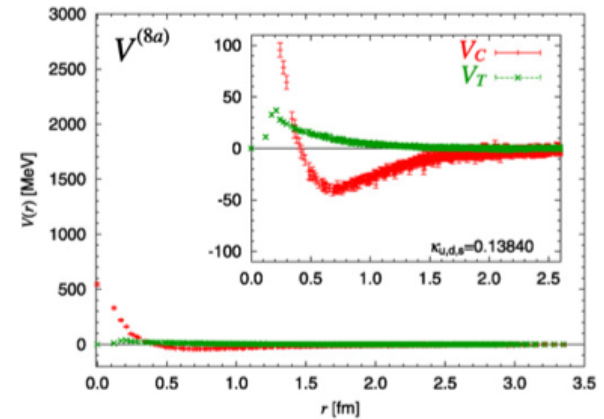
$$V_{\Xi\Lambda;\Xi\Lambda} \leftrightarrow \frac{1}{2}V^{(10)} - \frac{1}{2}V^{(8a)}$$



$$V_{\Xi\Lambda;\Xi\Lambda} \leftrightarrow \frac{1}{2}V^{(10)} + \frac{1}{2}V^{(8a)}$$



フレーバーSU(3)表現: 8A表現



# コメント

- ◆ time-dependent Schrodinger-like eq.

$$\left( \frac{\nabla^2}{2\mu} - \frac{\partial}{\partial t} \right) R(\vec{r}, t) \approx V(\vec{r}, \vec{r}') R(\vec{r}', t)$$

の導出において、R-corr.は次のように定義されていた。

$$R(\vec{r}, t) \equiv \frac{C_{BB}(\vec{r}, t)}{e^{-2m_B t}}$$

$$C_{BB}(\vec{x} - \vec{y}, t)$$

$$\equiv \langle 0 | T [ B(\vec{x}, t) B(\vec{y}, t) \cdot \overline{BB(t=0)} ] | 0 \rangle$$

- ◆ 実際の数値計算では、次で置き換えている。

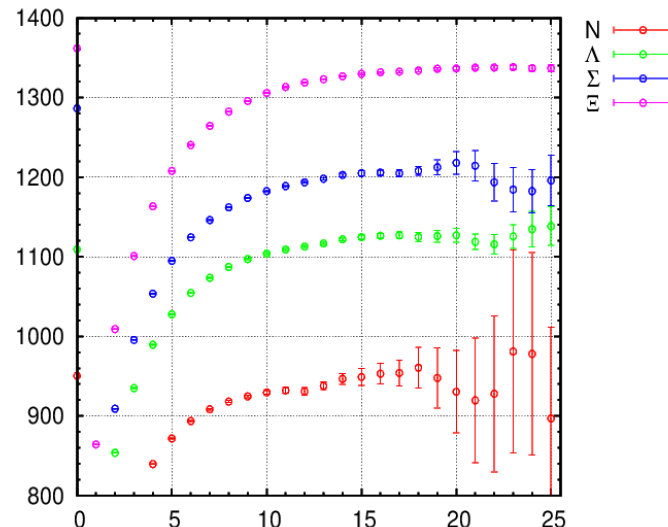
$$R(\vec{r}, t) \equiv \frac{C_{BB}(\vec{r}, t)}{C_B(t)^2}$$

$$\text{with } C_B(t) \equiv \langle 0 | T [ B(t) B(0) ] | 0 \rangle$$

(統計ノイズのキャンセルを期待)

→ single baryon corr.のground state saturationが必要である！

single baryon  
effective mass plot



- ◆ 我々が使った領域:  $t = 10-14$   
(統計的な理由)

- ◆ 将来的には、  
 $t = 15$ くらいまで行きたい  
(plan: 統計 4.8倍)

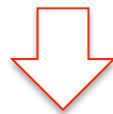
# まとめ

- ◆ 物理点ゲージ配位を用いた  $S=-3$  セクタのハイペロンポテンシャルと散乱位相差 ( $m(\text{pion})=145 \text{ MeV}$ )
  - ポテンシャル
    - ✓  $\Xi\Sigma(I=3/2)$ : spin singlet and triplet
    - ✓  $\Xi\Lambda-\Xi\Sigma(I=1/2)$ : spin singlet and triplet
  - 散乱位相差
    - ✓  $\Xi\Sigma(I=3/2)$ : spin singlet and triplet
  - 定性的な振舞は、フレーバーSU(3)極限で理解可能

## ◆ Todo

### ◆ 統計改善

Now: 200 conf x 4 rot x 20 src. pts.



x 4.8

Future: 400 conf x 4 rot x 48 src. pts.

- ◆ full time-dependent Schrödinger-like eq.  
(現状の非相対論近似を打破)



**backup**



# HALQCD method

## ◆ Proof of existence of E-indep. $U(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$

### ◆ Assumption:

Linear indep. of NBS wave func's for  $E < E_{th}$ .

→ Dual basis exists

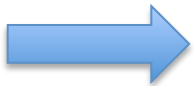
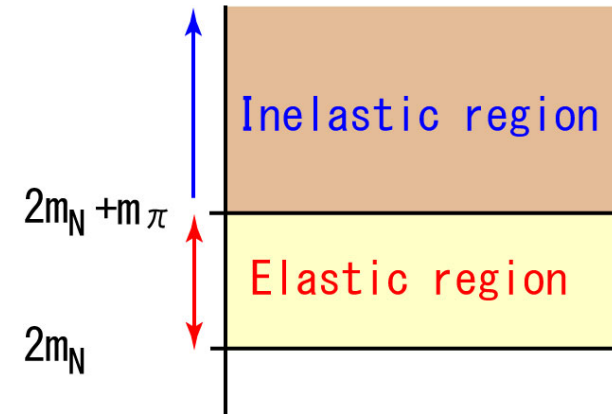
$$\int d^3 r \tilde{\psi}_{\vec{k}'}(\vec{r}) \psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k}' - \vec{k})$$

### ◆ Proof:

$$K_{\vec{k}}(\vec{r}) \equiv \left( k^2 / m_N - H_0 \right) \psi_{\vec{k}}(\vec{r})$$

$$K_{\vec{k}}(\vec{r}) = \int \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3} K_{\vec{k}'}(\vec{r}) \int d^3 r' \tilde{\psi}_{\vec{k}'}(\vec{r}') \psi_{\vec{k}}(\vec{r})$$

$$= \int d^3 r' \left\{ \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} K_{\vec{k}}(\vec{r}) \tilde{\psi}_{\vec{k}}(\vec{r}') \right\} \psi_{\vec{k}}(\vec{r}')$$



$$\left( k^2 / m_N - H_0 \right) \psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \int d^3 r' U(\vec{r}, \vec{r}') \psi_{\vec{k}}(\vec{r}')$$

$$U(\vec{r}, \vec{r}') \equiv \int \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3} K_{\vec{k}'}(\vec{r}) \tilde{\psi}_{\vec{k}'}(\vec{r}')$$

$U(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  does not depend on  $E$   
because of the integration of  $k'$ .