

# 分子動力学法における量子統計性

小野 章

東北大学

大西さん追悼研究会「クォーク・ハドロン・原子核物理の潮流と展望」

2024年3月2日～3日、京都大学基礎物理学研究所

大西さんとの研究上のご縁

- 1991年～1992年: 初期の反対称化分子動力学 (AMD) の構築と応用
- 1992年～2000年ごろ: 量子統計性に関わる議論
- 2014年以降: 重イオン衝突でのパイオン生成

1990 年度 京大核理論

P 玉垣さん

AP 堀内さん、松柳さん

A 巽さん、藤原さん

D3 名和さん、水鳥さん

D2 大西さん、菅沼さん、福井さん

D1 津江さん、丸山さん

M2 中務さん

M1 在田くん、石井くん、小野



研究室ハイキング（1990 年、京都）



## 1990 年ごろの重イオン衝突シミュレーション

### 標準的輸送模型 (欧米で進展していた)

- BUU/VUU ~ 平均場理論 (TDHF の半古典版+二核子衝突) — 大西さんの修論
- QMD (Aichelin) ~ 古典力学的多体相関、フラグメント生成 — 丸山敏毅さん、大西さんのD論

### 京都 (堀内さんのグループ) の特色

- クラスター  $\approx \Rightarrow$  フラグメント
- クラスター模型の微視的手法  $\approx \Rightarrow$  QMD の反対称化

### 標準的模型を超える試み

- Boltzmann Langevin (1990 ごろ) ~ BUU/VUU にゆらぎを導入  $\rightarrow$  フラグメント生成の記述を目指す (Ayik+Grégoire, Randrup+Remaud)
- Fermionic Molecular Dynamics (Feldmeier, 1990)



Résumé for cluster seminar '91.1.14

## Evolution of Collective Flow — from Deep Inelastic Collision to Bounce Off

A. Ohnishi

Department of Physics, Kyoto University, Kyoto 606, Japan

**abstract** : 重イオン衝突における Collective Flow は、重イオン反応機構、及び、核物質の状態方程式を決める重要な物理量である。ここでは、Quantum Molecular Dynamics をもちいて、低エネルギーでの深部非弾性散乱 (廻り込み) から、中高エネルギーでの Bounce Off への移り変わりを調べる。こうした広いエネルギー領域にわたる核反応機構の統一的理解はそれぞれの現象の理解とあわせて、有効核力の理解を可能にする。深部非弾性散乱においては、Wilczynski plot の種線及びその幅を定量的に議論する。また、中高エネルギーにおける Collective Flow の移り変わりとその消失についても報告する。

1. Introduction
2. Quantum Molecular Dynamics
3. Deep Inelastic Collision  
— Wilczynski plot, Internal Collective Kinetic Energy
4. Evolution of Collective Flow  
— Incident Energy and Impact Parameter Dependence
5. Summary

( collaboration with Toshiki Maruyama and H. Horiuchi )

## 2. Quantum Molecular Dynamics

### 2.1. Hamiltonian

coherent state

$$\phi_n(\vec{r}) = \left(\frac{2V}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\nu(\vec{r}-\vec{r}_n)^2 + i\vec{p}_n \cdot (\vec{r}-\vec{r}_n)/\hbar}$$

Wigner transformation of 1-body density matrix  $\rightarrow$  Wigner function

$$d_n(\vec{r}, \vec{p}) = 8 e^{-(\vec{r}-\vec{r}_n)^2/2\Delta r^2 - (\vec{p}-\vec{p}_n)^2/2\Delta p^2}$$

$$f_i(\vec{r}, \vec{p}) = \sum_{r_n=i} d_n(\vec{r}, \vec{p}) \quad \nu = \frac{1}{4\Delta r^2} = \frac{\Delta p^2}{\hbar^2}$$

Hamiltonian

$$\mathcal{H} = T + V$$

$$= \int \frac{d^3r d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\vec{p}^2}{2m} f(\vec{r}, \vec{p}) + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \int d^3r d^3r' \rho_i(\vec{r}) v_{ij}^{\text{W}}(\vec{r}-\vec{r}') \rho_j(\vec{r}')$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{i,j} \int \frac{d^3r d^3p d^3p'}{(2\pi\hbar)^3} f_i(\vec{r}, \vec{p}) v_{ij}^{\text{W}}(\vec{p}-\vec{p}') f_j(\vec{r}, \vec{p}') + \frac{t_3}{16} \int d^3r \rho(\vec{r})^2 + \dots$$

$$+ V_{\text{Pauli}}$$

Wada force ( 1-range Gaussian + 3-body )

$$v_d^{\text{W}}(\vec{r}) = \frac{3}{4} V_3 \exp(-\vec{r}^2/\mu^2) ,$$

$$v_d^{\text{W}} = 0 ,$$

$$V_3 = -624.46 \text{ MeV}, \quad \mu = 0.6791 \text{ fm}, \quad t_3 = 17270 \text{ MeV fm}^6, \quad \sigma = 1$$

Gogny force ( 2-range Gaussian + density dependent ( $\rho^{1/3}$ ) force )

$$v_d^{\text{W}}(\vec{r}) = \left( W_k + \frac{1}{2} B_k - \delta_{ij} (H_k + \frac{1}{2} M_k) \right) \exp(-\vec{r}^2/\mu^2) ,$$

$$v_d^{\text{W}}(\vec{p}) = (\sqrt{\pi} \mu_k)^3 \left( M_k + \frac{1}{2} H_k - \delta_{ij} (B_k + \frac{1}{2} W_k) \right) \exp(-\mu^2 \vec{p}^2 / (4\hbar^2)) ,$$

$$\sigma = 1/3$$

Pauli potential ( phenomenological )



## Preparation for Canonical Molecular Dynamics

A. Ohnishi

Department of Physics, Kyoto University, Kyoto 606, Japan

**abstract :** QMD and/or VUU に反対称化の効果を取り入れることを試みる。AMD に残留相互作用の効果を取り入れるのが理論的にはたいへん興味深いですが、ここでは、非常に重い重イオン衝突への応用を考え、2 核子間の反対称化の効果のみは厳密に取扱い、全反対称化の効果は現象論的に扱うことを考える。ここで問題になるのは、残留相互作用の効果も2 核子衝突の形で取り入れるときには、それらの座標が正準座標でなければならないが、反対称化の効果により、QMD and/or VUU で扱う Gaussian の中心自体は正準座標ではなくなる、という点である。

## 1. Antisymmetrized Molecular Dynamics

### Unit

$$c = \hbar = \nu(\text{広がり parameter}) = 1$$

### State

$$\Phi = A \prod_i \phi_i, \phi_i(\vec{r}) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-(\vec{r} - \vec{Z}_i)^2 + \frac{1}{2}\vec{Z}_i^2\right) \chi_i.$$

### Lagrangian

$$\mathcal{L} = \langle \Phi | i \frac{\partial}{\partial t} - \hat{H} | \Phi \rangle = \frac{i}{2} \sum_i \left( \dot{\vec{Z}}_i \frac{\partial}{\partial \vec{Z}_i} - \dot{\vec{Z}}_i^{\dagger} \frac{\partial}{\partial \vec{Z}_i^{\dagger}} \right) \log \mathcal{N} - \mathcal{H} \\ = \frac{i}{2} \sum_{i,j} \left( \dot{\vec{Z}}_i^{\dagger} \dot{\vec{Z}}_j - \dot{\vec{Z}}_i^{\dagger} \dot{\vec{Z}}_j \right) B_{ij} B_{ji}^{-1} - \mathcal{H}.$$

## Equation of motion

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\vec{Z}}_{i\sigma}} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \vec{Z}_{i\sigma}}, \quad i \sum_{i\sigma} C_{i\sigma, j\tau} \dot{\vec{Z}}_{j\tau} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \vec{Z}_{i\sigma}}, \\ C_{i\sigma, j\tau} = \frac{\partial^2 \log \mathcal{N}}{\partial \vec{Z}_{i\sigma}^{\dagger} \partial \vec{Z}_{j\tau}} \\ = (\delta_{\sigma\tau} + \vec{Z}_{i\sigma}^{\dagger} \vec{Z}_{j\tau}) B_{ij} B_{ji}^{-1} - \sum_{k,l} \vec{Z}_{k\tau}^{\dagger} \vec{Z}_{l\sigma} B_{kl} B_{lk}^{-1} B_{kj} B_{ji}^{-1}.$$

3A \* 3A の matrix で、各成分に A<sup>2</sup> の項がある。

## Canonical transformation

$$\sum_{ij} \left( \vec{Z}_i^{\dagger} \dot{\vec{Z}}_j - \dot{\vec{Z}}_i^{\dagger} \vec{Z}_j \right) B_{ij} B_{ji}^{-1} = \sum_i \left( \vec{\omega}_i^{\dagger} \dot{\vec{\omega}}_i - \dot{\vec{\omega}}_i^{\dagger} \vec{\omega}_i \right)$$

となる  $\vec{\omega}_i$  を捜す必要がある。これは同種2 粒子の場合は後で述べるように簡単であるが、同種3 粒子以上の場合には具体的な方法は見つかっていない。(存在証明はある。)

## Hamiltonian

$$\mathcal{H} = \frac{3A}{2m} - \sum_{ij} \frac{(\vec{Z}_i^{\dagger} - \vec{Z}_j)^2}{2m} B_{ij} B_{ji}^{-1} + \frac{1}{2} \sum_{ijkl} v_{ij,kl} \left( B_{ki}^{-1} B_{lj}^{-1} - B_{kj}^{-1} B_{li}^{-1} \right), \\ v_{ij,kl} = \langle \phi_i \phi_j | \hat{v} | \phi_k \phi_l \rangle \bar{B}_{ik} \bar{B}_{jl} \\ = X_{ij,kl} \left( \frac{\lambda^2}{\lambda^2 + 1} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\vec{Z}_i^{\dagger} \vec{Z}_k + \vec{Z}_j^{\dagger} \vec{Z}_l\right) \exp\left(-\frac{(\vec{Z}_i^{\dagger} + \vec{Z}_k - \vec{Z}_j^{\dagger} - \vec{Z}_l)^2}{4(\lambda^2 + 1)}\right), \\ \hat{v} = (W + B P_{\sigma} - H P_{\tau} - M P_{\sigma} P_{\tau}) \exp(-\vec{r}^2 / \lambda^2), \\ X_{ij,kl} = \langle \chi_i \chi_j | W + B P_{\sigma} - H P_{\tau} - M P_{\sigma} P_{\tau} | \chi_k \chi_l \rangle,$$



with equal momenta  $\mathbf{p}$  from space-time points  $\mathbf{r}_1 t_1$ ,  $(r_2 t_2)$ , where  $t_2 \geq t_1$ . The joint probability of observing protons with momenta  $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$  (both approximately equal to  $\mathbf{p}$ ) is then given by the square of the overlap between the single-particle wave packets centered at  $\mathbf{r}'_1 = \mathbf{r}_1 + \mathbf{V}(t_2 - t_1), \mathbf{r}_2$  and the final state wavefunction. Here,  $\mathbf{V} = \mathbf{p}/m = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)/2m$  is the laboratory velocity of the p-p center-of-mass. After similarly considering the case  $t_1 > t_2$ , the double differential two-proton inclusive cross-section may be approximated as

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2} = \int_{-\infty}^{\infty} d t_1 d t_2 \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 D(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{p}) D(\mathbf{r}_2 t_2, \mathbf{p}) \times \left\{ \frac{1}{4} |^1\Psi_{\mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2}(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}_2)|^2 + \frac{3}{4} |^3\Psi_{\mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2}(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}_2)|^2 \right\}. \quad (1)$$

The singlet and triplet p-p scattering wavefunctions for protons of momenta  $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$  are respectively  $^1\Psi$  and  $^3\Psi$ . They are respectively symmetric and anti-symmetric under the interchange of their spatial or momentum arguments and satisfy the two-body p-p Schroedinger

## Viewing the liquid-gas phase transition by measuring proton correlations

Scott Pratt

*Department of Physics, University of Tennessee, Knoxville, Tennessee 37966*

M. B. Tsang

*National Superconducting Cyclotron Laboratory, Michigan State University, East Lansing, Michigan 48824*

(Received 15 June 1987)

A formalism is developed for predicting two-particle correlations in terms of the final single-particle phase-space distributions which can be calculated from theoretical models. The ability to determine the phase-space distributions from experiment is discussed. It is shown that evaporation which characterizes the liquid phase and expansion which characterizes the gaseous phase have clear experimental signatures. An abrupt change in the behavior of the experimentally inferred lifetime is predicted near the threshold for the liquid-gas phase transition.

method to extract these lifetimes.

Particles which are otherwise randomly emitted will interfere with each other due to final state interactions or exchange effects. The interference will be stronger for spatially smaller sources and is quantified through measuring the two-particle correlation function. The correlation function  $C(\mathbf{p}_\alpha, \mathbf{p}_\beta)$  is the ratio of the probability of detecting two particles with momenta  $\mathbf{p}_\alpha$  and  $\mathbf{p}_\beta$  in the same event to the product of the probabilities of detecting them in different events. It is unity for random emission:

$$C(\mathbf{p}_\alpha, \mathbf{p}_\beta) = \frac{P(\mathbf{p}_\alpha, \mathbf{p}_\beta)}{P(\mathbf{p}_\alpha)P(\mathbf{p}_\beta)}. \quad (1)$$

In Sec. II we develop a formalism where the correlation function is uniquely determined by the final phase-space distribution of the collision  $f(\mathbf{p}, \mathbf{r})$ . The spatial shape of  $f(\mathbf{p}, \mathbf{r})$  for a specific momentum  $\mathbf{p}$  gives interesting information about the lifetime. For instance, a long lived source will stretch the final distribution  $f(\mathbf{p}, \mathbf{r})$  along the direction of  $\mathbf{p}$ . The phase-space distribution is readily extracted from a plethora of theoretical models: Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU),<sup>4</sup> cascade,<sup>5</sup> thermodynamic<sup>6</sup> fireball,<sup>7</sup> time dependent

## PROTON PICTURES OF HIGH-ENERGY NUCLEAR COLLISIONS

Steven E. KOONIN<sup>1</sup>

*The Niels Bohr Institute, Copenhagen, Denmark*

Received 9 June 1977

Correlations between protons emitted with nearly equal momenta are shown to be sensitive to the space-time



AMD 波動関数：波束のスレーター行列式

$$|\Phi(Z)\rangle = \det_{ij} \left[ \exp \left\{ -v \left( \mathbf{r}_j - \frac{\mathbf{z}_i}{\sqrt{v}} \right)^2 \right\} \chi_{\alpha_i}(j) \right]$$

$$\mathbf{z}_i = \sqrt{v} \mathbf{D}_i + \frac{i}{2\hbar\sqrt{v}} \mathbf{K}_i$$

$v$  : Width parameter = (2.5 fm)<sup>-2</sup>

$\chi_{\alpha_i}$  : Spin-isospin states =  $p \uparrow, p \downarrow, n \uparrow, n \downarrow$

波束中心  $Z$  に対する運動方程式

$$\frac{d}{dt} \mathbf{z}_i = \{ \mathbf{z}_i, \mathcal{H} \}_{\text{PB}} + (\text{二核子衝突})$$

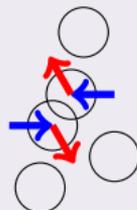
$\{ \mathbf{z}_i, \mathcal{H} \}_{\text{PB}}$  : 平均場中の波束中心の運動

$$\mathcal{H} = \frac{\langle \Phi(Z) | H | \Phi(Z) \rangle}{\langle \Phi(Z) | \Phi(Z) \rangle} + (\text{重心の補正})$$

- $H$ : 有効相互作用 (当時は Volkov 力)
- フラグメント数  $N_F(Z)$  の導入による重心補正

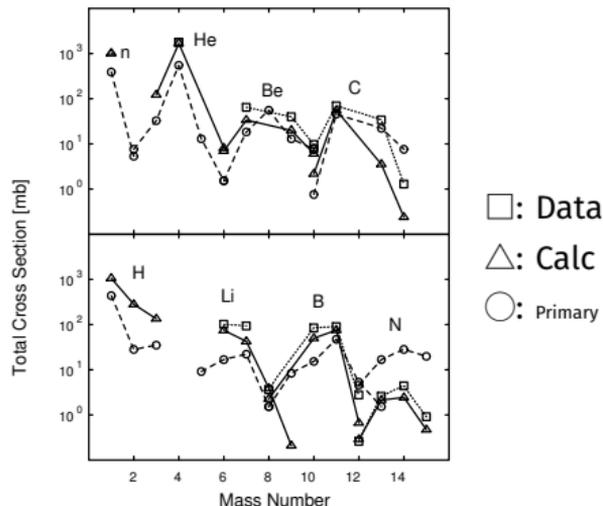
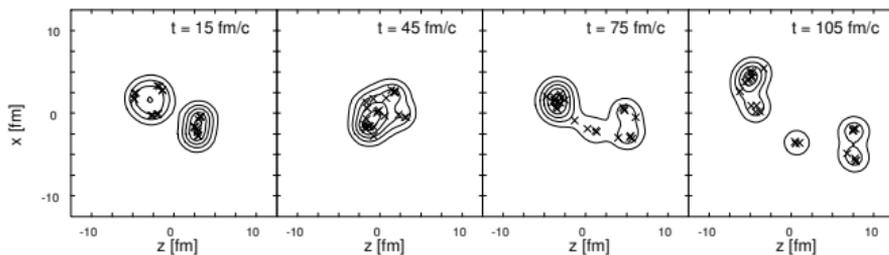
二核子衝突

- 「物理座標  $W$ 」による衝突
- パウリブロッッキング



# 初期のAMDによる破碎反応の計算

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$   
at 28.7 MeV/u



- “Fragment formation studied with antisymmetrized version of molecular dynamics with two-nucleon collisions,”  
小野, 堀内, 丸山, 大西, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 2898.
- “Antisymmetrized version of molecular dynamics with two-nucleon collisions and its application to heavy ion reactions,”  
小野, 堀内, 丸山, 大西, Prog. Theor. Phys. 82 (1992) 1185.  
(第1回日本物理学会論文賞受賞、1996年4月)

# クラスターセミナー：1992年度の反省会のメモ（大西さんがRCNPの頃）

DEPARTMENT OF PHYSICS  
KYOTO UNIVERSITY.

大西

① Projectile Fragmentation の 反心機構 (91.11~)

② Statistical properties of AMD (93.1~)

## 金田さんの字

何人の仕事

小野

11月

統計 decay

1月 Phys. Rev. Lett. AMD+ Stat. decay  
Frag. Mass分布  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  2'

density-dep. int Frag の Mom 分布

5月 AMD の simulation 12. Proj. Frag が合  
原子核の統計的性質と consistentか?

No. → どうアタマか ↓

8月 GNN を変えてのシミュ

12月 N-α の弾性散乱  
効果

Flow 全体的な M

GNN, GNA  
Volkov, (Gogny)

# クラスターセミナー：1992年度の反省会のメモ（大西さんがRCNPの頃）

金田さんの字

DEPARTMENT OF PHYSICS  
KYOTO UNIVERSITY.

大西

① Projectile Fragmentation の 反応機構 (1991.11~)

② Statistical properties of AMD (1993.1~)

15N + Nb → 13A + X

AMDによる計算

① 15N (200 MeV/u) + 15N → 13,14A + X

Formulation & Validity check → INPC, GSI (Feldmeier, Ra)

(4) Collision term の 問題点

① W-coll → Residual Nucleus が 必然的に 12C から 1-neutron を 作り出す

5 MeV

initial

final

PLF or spectator について

J.S. について

P (added)

何人の仕事

小野

11月

統計 decay

1月 Phys. Rev. Lett. AMD + Stat. decay

Prog. Mass 分布 12C + 12C 2

density-dep. int Frag の Mom 分布

5月 AMD の simulation 12

原子核の統計的性質と consistent か?

No. → どうすれば

8月 GNN を 変えて 5 MeV

12月 N-α の 弾性 散乱 効果

Flow 全体的に M

GNN, GNA

Volkov, (Gogny)

輸送模型：高励起は得意、低励起は苦手（現在でも課題）

# クラスターセミナー：1992年度の反省会のメモ（大西さんがRCNPの頃）

DEPARTMENT OF PHYSICS  
KYOTO UNIVERSITY.

大西

- ① Projectile Fragmentation の 反論 提議 (1991.11~)
- ② Statistical properties of AMD (1993.1~)

② with J. Randrup

$$Z = \int d\Gamma e^{-\beta H} \quad \langle E^* \rangle = -\frac{\partial}{\partial \beta} \log Z$$

Results

本考は

$$Z_0 = \int d\Gamma' \langle e^{-\beta \hat{H}} \rangle \quad \int d\Gamma' |1\rangle \langle 1| = 1$$

Prerls - Bogoliubov 不等式

$$\langle e^x \rangle \geq e^{\langle x \rangle}$$

$$\int \langle e^{-\beta \hat{H}} \rangle \geq e^{-\beta \langle \hat{H} \rangle}$$

$$\langle \hat{A} e^{-\beta \hat{H}} \rangle \leq \langle \hat{A} \rangle e^{-\beta \langle \hat{H} \rangle}$$

金田さんの字

何人の仕事

小野

11月

統計 decay

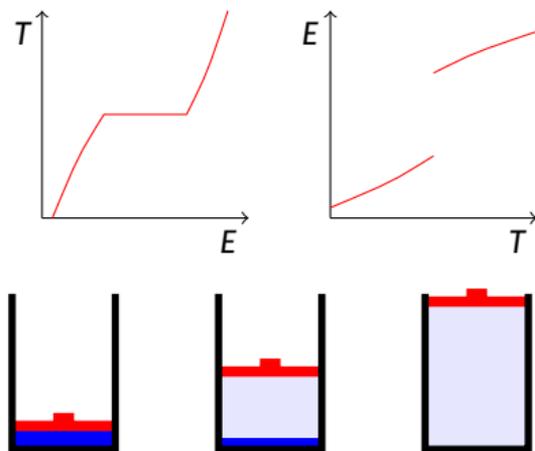
1月 Phys. Rev. Lett. AMD + Stat. decay  
Prog. Mass 分布  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

density-dep. int Frag の Mom 分布  
Proj. Frag が 合

5月 AMD の simulation 17.  
原子核の統計的性質と consistent か?  
No. → どうすれば  
↓  
GNH を変えて OK

8月  
12月 N-α の 弾性 散乱 効果  
Flow 全体的 J.M  
GNH, GNA  
Volkov, (Gogny)

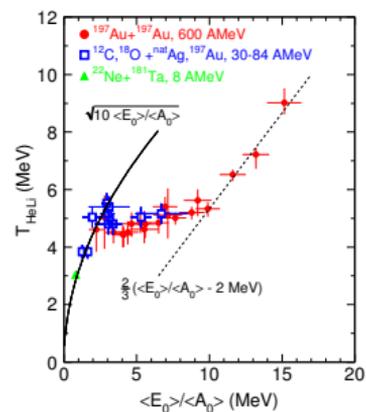
## 定圧下の相転移 (例えば 1 気圧のもとでの水)



## 原子核の場合 (フェルミ気体、低温の液相)

$$E = aT^2$$

## 実験データ



Pochodzalla, ..., Trautmann et al., PRL 75 (1995) 1040.

# 初期の AMD の問題 (1992 年ごろ～) : 古典統計?

## AMD は古典統計だ

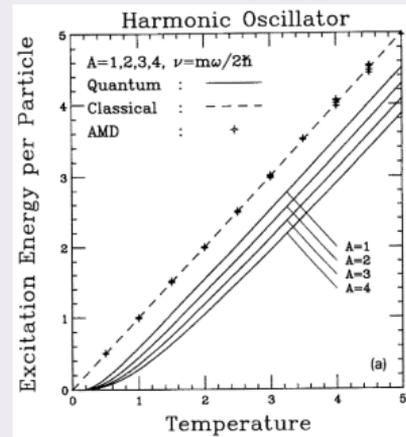
運動方程式が  $\frac{d}{dt}Z = \{Z, \mathcal{H}\}_{PB}$  のように古典だから、

$$E(T) = \frac{1}{Z} \int \mathcal{H}(Z) e^{-\mathcal{H}(Z)/T} d\Gamma, \quad \mathcal{H}(Z) = \frac{\langle \Phi(Z) | \hat{H} | \Phi(Z) \rangle}{\langle \Phi(Z) | \Phi(Z) \rangle}$$

$$\neq \frac{1}{Z_Q} \int \frac{\langle \Phi(Z) | \hat{H} e^{-\hat{H}/T} | \Phi(Z) \rangle}{\langle \Phi(Z) | \Phi(Z) \rangle} d\Gamma$$

Ohnishi and Randrup, Nucl. Phys. A565 (1993) 474.

AMD では  $E(T) \propto T$  (全く古典的) となる。調和振動子でも。



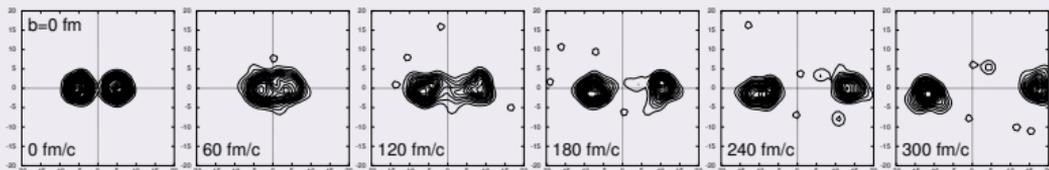
## 多重破砕が起こりづらい

$^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  at 35 MeV/nucleon

⇒多重破砕のはずが、ならない。

丸山敏毅さんのD論の QMD 計算でも同様 (のように見える)。

## 初期の AMD の結果



# 初期のAMDの問題 (1992年ごろ～) : 古典統計?

## AMD は古典統計だ

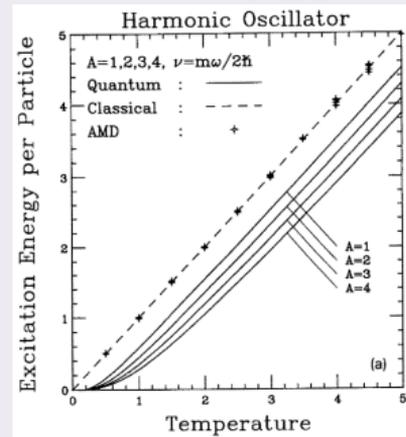
運動方程式が  $\frac{d}{dt}Z = \{Z, \mathcal{H}\}_{PB}$  のように古典だから、

$$E(T) = \frac{1}{Z} \int \mathcal{H}(Z) e^{-\mathcal{H}(Z)/T} d\Gamma, \quad \mathcal{H}(Z) = \frac{\langle \Phi(Z) | \hat{H} | \Phi(Z) \rangle}{\langle \Phi(Z) | \Phi(Z) \rangle}$$

$$\neq \frac{1}{Z_Q} \int \frac{\langle \Phi(Z) | \hat{H} e^{-\hat{H}/T} | \Phi(Z) \rangle}{\langle \Phi(Z) | \Phi(Z) \rangle} d\Gamma$$

Ohnishi and Randrup, Nucl. Phys. A565 (1993) 474.

AMD では  $E(T) \propto T$  (全く古典的) となる。調和振動子でも。



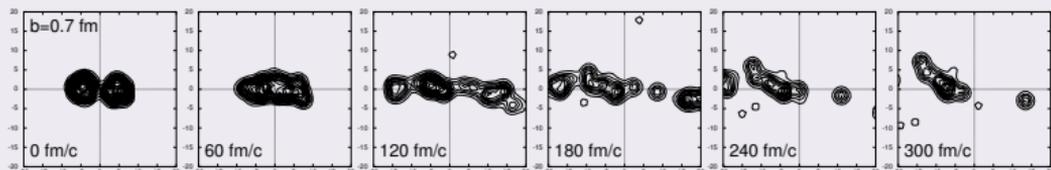
## 多重破砕が起こりづらい

$^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  at 35 MeV/nucleon

⇒ 多重破砕のはずが、ならない。

丸山敏毅さんのD論のQMD計算でも同様 (のように見える)。

こうなって欲しい結果



Ono and Horiuchi, Phys. Rev. C 53 (1996) 2341.

Ohnishi & Randrup, Phys. Lett. B 394 (1997) 260 の中の一文：

The starting point for the present work was the fact that wave packet molecular dynamics displays classical features, an observation that has stimulated lively discussion [8,9,15,20-23]. ... ..



- AMD は古典統計  $E(T) \propto T$  だ。調和振動子でも。
  - Ohnishi and Randrup, Nucl. Phys. A565 (1993) 474.

Ohnishi & Randrup, Phys. Lett. B 394 (1997) 260 の中の一文：

The starting point for the present work was the fact that wave packet molecular dynamics displays classical features, an observation that has stimulated lively discussion [8,9,15,20-23]. ... ..

- AMD は古典統計  $E(T) \propto T$  だ。調和振動子でも。
  - Ohnishi and Randrup, Nucl. Phys. A565 (1993) 474.
- 調和振動子では AMD の時間発展は量子力学的に正しい。何も修正は必要ないはず。
- 温度計の目盛が違っているだけではないか？
  - Schnack & Feldmeier, PLB 409 (1997) 6.
  - Ono & Horiuchi, PRC 53 (1996) 2341.

Ohnishi & Randrup, Phys. Lett. B 394 (1997) 260 の中の一文：

The starting point for the present work was the fact that wave packet molecular dynamics displays classical features, an observation that has stimulated lively discussion [8,9,15,20-23]. ... ..

- AMD は古典統計  $E(T) \propto T$  だ。調和振動子でも。
  - Ohnishi and Randrup, Nucl. Phys. A565 (1993) 474.
- 反応の時間発展に影響するのはこの  $T$  だ。
- 量子統計性を回復するため、**Quantum Langevin Model** を提唱。(  $|\Phi(Z)\rangle$  が持つエネルギー幅に着目)
- 調和振動子では AMD の時間発展は量子力学的に正しい。何も修正は必要ないはず。
- 温度計の目盛が違っているだけではないか？
  - Schnack & Feldmeier, PLB 409 (1997) 6.
  - Ono & Horiuchi, PRC 53 (1996) 2341.

$$\frac{d}{dt} q_i = \{q_i, \mathcal{H}\}_{PB} - \beta_{\mathcal{H}} \sum_{ij} M_j q_j + \sum_j g_{ij} \zeta_j$$

観測は  $|\tilde{\Phi}(Z)\rangle = e^{-\beta\hat{H}/2} |\Phi(Z)\rangle$  について行う

- Ohnishi & Randrup, PRL 75 (1995) 596.
- Ohnishi & Randrup, Ann. Phys. 253 (1997) 279.
- Ohnishi & Randrup, PLB 394 (1997) 260.
- Hirata, Nara, Ohnishi, Harada, Randrup, PTP 102 (1999) 89.

Ohnishi & Randrup, Phys. Lett. B 394 (1997) 260 の中の一文：

The starting point for the present work was the fact that wave packet molecular dynamics displays classical features, an observation that has stimulated lively discussion [8,9,15,20-23]. ... ..

- AMD は古典統計  $E(T) \propto T$  だ。調和振動子でも。
  - Ohnishi and Randrup, Nucl. Phys. A565 (1993) 474.
- 反応の時間発展に影響するのはこの  $T$  だ。
- 量子統計性を回復するため、**Quantum Langevin Model** を提唱。(  $|\Phi(Z)\rangle$  が持つエネルギー幅に着目)

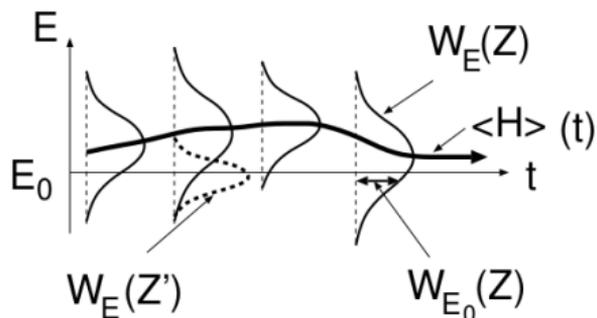
$$\frac{d}{dt} q_i = \{q_i, \mathcal{H}\}_{PB} - \beta_{\mathcal{H}} \sum_{ij} M_j q_j + \sum_j g_{ij} \zeta_j$$

観測は  $|\tilde{\Phi}(Z)\rangle = e^{-\beta\hat{H}/2} |\Phi(Z)\rangle$  について行う

- Ohnishi & Randrup, PRL 75 (1995) 596.
- Ohnishi & Randrup, Ann. Phys. 253 (1997) 279.
- Ohnishi & Randrup, PLB 394 (1997) 260.
- Hirata, Nara, Ohnishi, Harada, Randrup, PTP 102 (1999) 89.

- 調和振動子では AMD の時間発展は量子力学的に正しい。何も修正は必要ないはず。
- 温度計の目盛が違っているだけではないか？
  - Schnack & Feldmeier, PLB 409 (1997) 6.
  - Ono & Horiuchi, PRC 53 (1996) 2341.
- 核子放出時など、微視的考察に基づいて確率過程を導入する。(核子波束が持つ運動量幅に着目)
  - Ono & Horiuchi, PRC 53 (1996) 845.
  - Ono & Horiuchi, PRC 53 (1996) 2958.
  - Sugawa & Horiuchi, PTP 105 (2000) 131.
  - Furuta & Ono, PRC 74 (2006) 014612.

## 状態のエネルギーゆらぎ



Hirata, Nara, Ohnishi, Harada, Randrup,  
PTP 102 (1999) 89.

状態 (波束)  $|\Phi(Z)\rangle$  が持つエネルギー幅

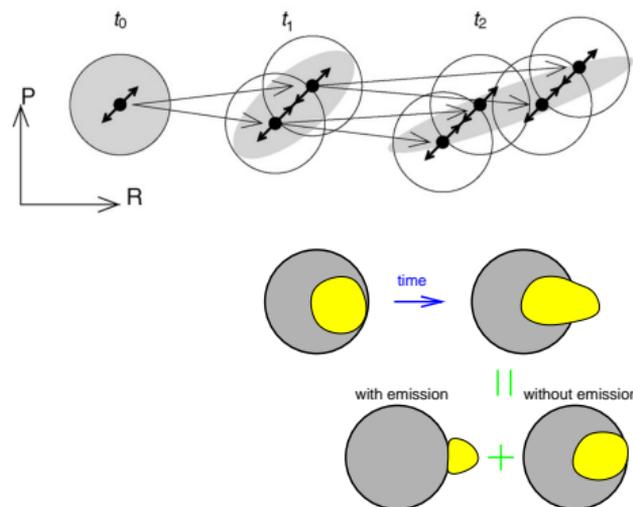
$$\Delta E^2 = \langle \Phi(Z) | (\hat{H} - \mathcal{H})^2 | \Phi(Z) \rangle / \langle \Phi(Z) | \Phi(Z) \rangle$$

を如何に反映せるか。(Quantum Langevin)

---


$$\Delta E \Delta t \geq \frac{1}{2} \hbar \quad (???)$$

## 波束の運動量ゆらぎ



Ono and Horiuchi, PPNP 53 (2004) 501.

核子波束が持つ運動量幅  $\Delta p$  を如何に時間発展に反映させるか。(AMD-V など)

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{1}{2} \hbar$$

Michigan, 1997



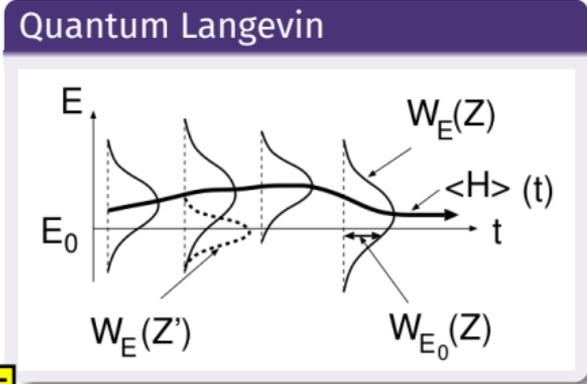
Space-Time 97 Theory Workshop for Simulation of Heavy-Ion Collisions, Michigan, May 28 – 31, 1997.



二人乗りカヌー、転覆はせず



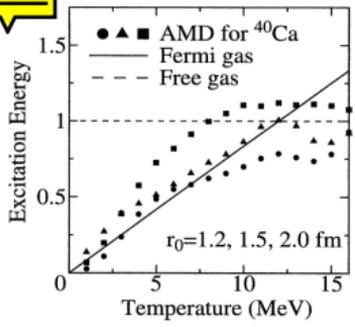
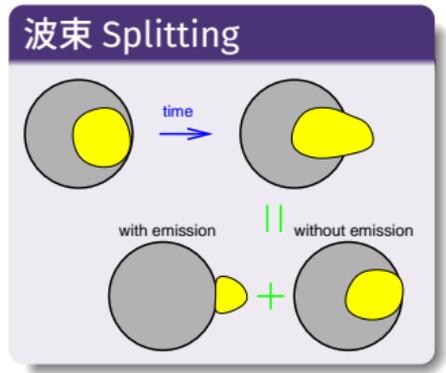
# 「AMD + ゆらぎ」の成果: AMD (時間依存) のレベルアップ



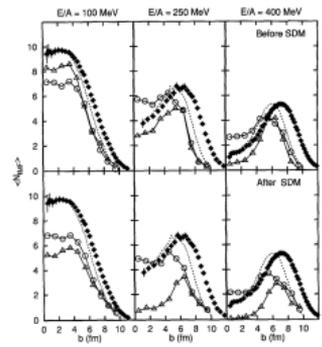
### 量子統計性の回復

確率過程の導入

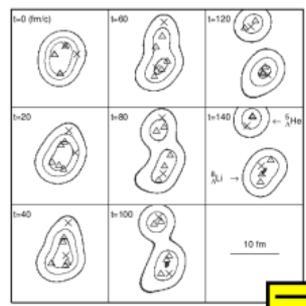
- 統計ウェイトを修正
- 微視的起源・意味づけ



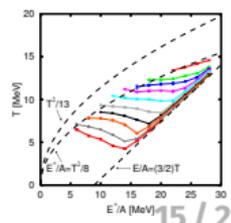
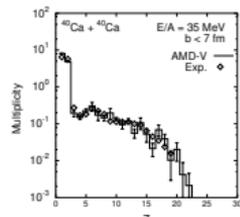
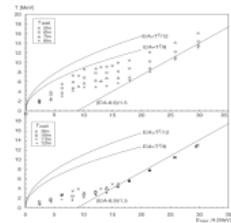
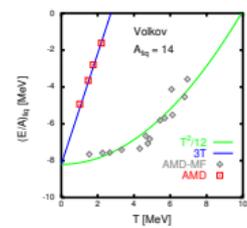
量子統計性  
(縦軸は  $E/T$ )  
Ohnishi & Randrup



重イオン衝突多重破碎  
Ohnishi & Randrup



ハイパー核生成  
平田, 奈良, 大西, 原田,  
Randrup



科研究費 文部科学省 科学研究費補助金 新学術領域研究 (領域番号 2404) サイトマップ

Neutron Star Matter

## 実験と観測で解き明かす中性子星の核物質

Nuclear matter in neutron stars investigated by experiments and astronomical observations

トップページ | 研究組織 Japanese | English

Menu 研究組織

トップページ 総括班

役職	氏名	所属	担当
研究代表者	田村裕和	東北大学・理学研究科・教授	領域全体の統括、計画研究A02推進
研究分担者	高橋俊行	高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所・准教授	計画研究A01推進、出版・アウトリーチ活動
研究分担者	村上哲也	京都大学・理学研究科・講師	計画研究B01推進、出版・アウトリーチ活動
研究分担者	中村隆司	東京工業大学 理工学研究科・教授	計画研究B02推進、事務統括
研究分担者	堀越崇一	東京大学 工学系研究科・助教	計画研究B03推進、研究会・スクールの開催
研究分担者	高橋忠幸	宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究科・教授	計画研究C01推進、研究会・スクールの開催
研究分担者	大西明	京都大学 基礎物理学研究所・教授	計画研究D01推進、研究会・スクールの開催

内部専用 Members Only

お問い合わせ Contact

<https://lambda.phys.tohoku.ac.jp/nstar/index.html>

## 太陽の2倍の質量をもつ中性子星が報告された頃

12 min before earthquake

“ohnishi.txt” in my PC, dated on 2011-03-11 14:34:39

研究目的

重イオン衝突では高密度状態・低密度状態を經由して反応が起こるので、広い密度領域のEOSが自動的に生成される。EOSを決定するには、実験での観測可能な EOSとの関係を理論計算により解する必要がある。特に、RIBFのエネルギ一領域などでは観測の原子核質量の重さであるが、既存の計算も不十分であり、確定的な結論を得るのは難しい。そこで、重イオン衝突の多体相関（クラスター相関など）を適切に記述できる理論計算を開発させ、それによりEOSと反応との関係を定量的に確立する。さらに、理論を実験と比較して検証した上で核物理論計算にも用い、実験結果と理論の両方一貫性をEOSを得る。

（この研究費の研究課題との関係については特に考慮していません。書籍の最後の研究費の応募・採択状況は、大西さんのお関係すると思っております。）

研究計画・方法

反対称化分子動力学（AMD）を用いて、重イオン衝突の異なる原子核の衝突を計算し、観測可能な重（アイソスピク）核、重イオン衝突のクラスターの生成率やプロパティ、破砕片のアイソトープ分布などのEOS依存性を解析する（実験データとの比較によりEOSを決定する）。同時に反応ダイナミクスの大規模な理解を目的に、強相関相互作用やクラスター相関の影響を詳しく調べ、EOSの決定に及ぼす影響を評価する。

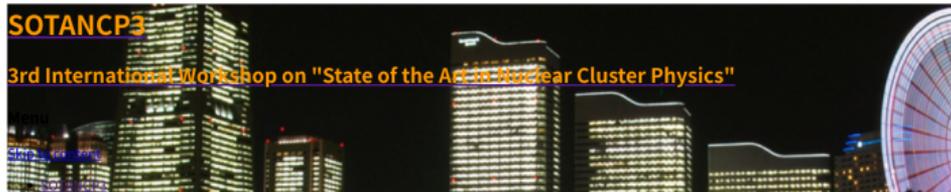
## 小野が大西さんに送ろうとしていた研究計画案

- 重イオン衝突におけるクラスター相関を強調
- パイオンには一切触れず

大西さんはパイオン生成に取り組むべきとの考え (Bao-An Li の主張や理研 RIBF の  $S\pi$ RIT 実験計画)

$$NN \rightarrow N\Delta, \quad \Delta \rightarrow N\pi \quad (nn \rightarrow \pi^-, pp \rightarrow \pi^+)$$

大西さん＝理論班の研究代表者



<https://kguramo.kanto-gakuin.ac.jp/sotancp3/>

• Announcements

大西さんは May 28 (Wed) に一日だけ座長を務めに来た。

3P-2C (Chair: A. Ohnishi)

- 16.10 S. Nakamura: Neutrino Emissivities from Deuteron-Breakup and Formation in Supernovae
- 16.30 C. Xu: Nuclear symmetry energy and its density slope extracted from global nucleon optical potentials
- 16.50 H. Togashi: Equation of state for nuclear matter in core-collapse supernovae by the variational method
- 17.10 S. Furusawa: The Influence of inelastic neutrino interactions with light clusters on core-collapse supernova simulations

18.00 Poster & Wine

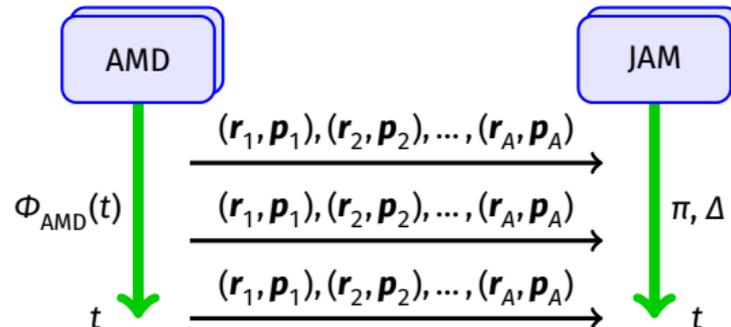


- パイオン！
- AMD ではやらないよ。JAM ならできるのでは？
- でも JAM だとクラスターが扱えない。

- たぶん AMD と JAM を組み合わせられる。
- 誰がやるの？
- .....



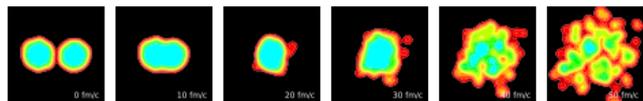
核子多体系の運動は AMD で解き、 $\Delta$  や  $\pi$  は JAM で計算する。



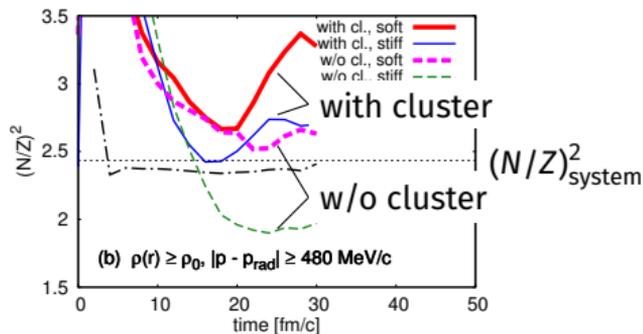
池野なつ美, 小野章, 奈良寧, 大西明,  
PRC 93 (2016) 044612.

**JAM:** Jet AA Microscopic transport model  
Nara, Otuka, Ohnishi, Niita, Chiba, PRC61  
(1999) 024901.

# 核子のダイナミクスとパイオン生成との結びつき ( $^{132}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ at 300 MeV/nucleon)

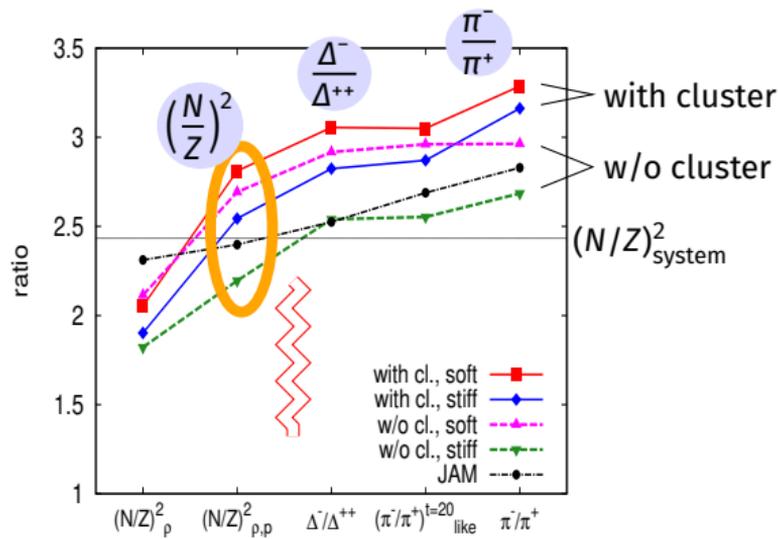


$(N/Z)^2$  @ 高密度かつ高運動量の部分



AMD+JAM calculation

池野なつ美, 小野章, 奈良寧, 大西明, PRC 93 (2016) 044612; PRC 97 (2018) 069902(E).



対称エネルギー  
クラスター相関

$\Rightarrow (N/Z)^2 \Rightarrow \Delta/\Delta \Rightarrow \pi^-/\pi^+$   
パウリブロッキング

$NN \leftrightarrow N\Delta$  や  $\Delta \rightarrow N\pi$  でのパウリブロッキングの改良  
Ikeno, Ono, Nara, Ohnishi, PRC 101 (2020) 034607

2015 年 6 月 5 日、理研でのワークショップ “Science with SpiRIT TPC” での小野のスライド

Collaborators: N. Ikeno (Tottori U), Y. Nara (Akita Int'l U), A. Ohnishi (YITP)



$$\begin{array}{ccc}
 N_{\tau_1} + N_{\tau_2} & \longleftrightarrow & N_{\tau_3} + \Delta_{\tau_4} \\
 U_{\tau_1}^{(N)} + U_{\tau_2}^{(N)} & & U_{\tau_3}^{(N)} + U_{\tau_4}^{(\Delta)} \\
 +q_1 U_C + q_2 U_C & & +q_3 U_C + q_4 U_C
 \end{array}$$

$$\begin{array}{ccc}
 \Delta_{\tau_1} & \longleftrightarrow & N_{\tau_3} + \pi_{\tau_4} \\
 U_{\tau_1}^{(\Delta)} & & U_{\tau_3}^{(N)} + U_{\tau_4}^{(\pi)} \\
 +q_1 U_C & & +q_3 U_C + q_4 U_C
 \end{array}$$

- $U_{\tau}^{(*)}$ : Isospin( $\tau$ )-dependent potential due to the strong interaction
- $U_C$ : Coulomb potential

In JAM, reaction thresholds are the same as in free space. Therefore AMD+JAM assumes

$$U_{\tau_1}^{(N)} + U_{\tau_2}^{(N)} = U_{\tau_3}^{(N)} + U_{\tau_4}^{(\Delta)}, \quad U_{\tau_1}^{(\Delta)} = U_{\tau_3}^{(N)} + U_{\tau_4}^{(\pi)} \quad \text{for } \tau_1(+\tau_2) = \tau_3 + \tau_4$$

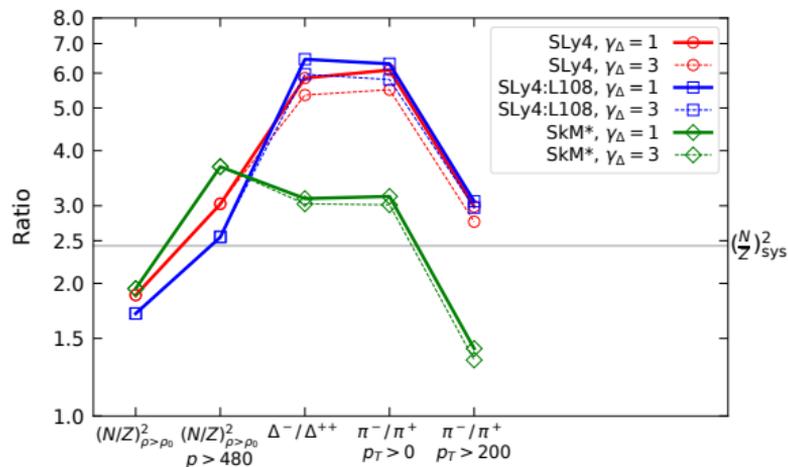
This is satisfied in case

$$U_{\tau}^{(N,\Delta)} = U_0(\mathbf{r}) + \tau U_{\text{sym}}(\mathbf{r}), \quad U_{\tau}^{(\pi)} = \tau U_{\text{sym}}(\mathbf{r})$$

c.f. pBUU : [Hong and Danielewicz, PRC 90 \(2014\) 024605.](#)

運動量依存ポテンシャルのもとでエネルギー保存を考慮

$^{132}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  at 270 MeV/u



Ikeno and Ono, PRC 108, 044601 (2023)

Ikeno's talk at JPS Meeting 2023-03-22

最も大きな効果は

$(NN \rightarrow N\Delta^-)/(NN \rightarrow N\Delta^{++})$  production ratio

$[\text{SkM}^*] \ll [\text{SLy4}] < [\text{SLy4:L108}]$

つまり、中性子と陽子のポテンシャルの運動量依存性 ( $\rho \sim 2\rho_0, p \sim 600 \text{ MeV}/c$ ) が重要

$m_n^* > m_p$  (SkM\*) or  $m_n^* < m_p$  (SLy4, SLy4:L108)

大西さんが Bao-An Li と組織した 2023 年ハワイの学会のワークショップでも報告しました。



大西さんには、大学院時代から、昨年のハワイの学会に呼んでいただくまで、様々な場面で大変お世話になりました。

遠慮なく議論させていただき、大変ありがたかったです。

振り返ってみると、大西さんがたくさん種をまいてくれたことに気付かされます。

- 私自身にとっては、研究の重要な転機になったものが、いくつかありました。
- コメントしていただいたときには、そんなこと言っても仕方がないよ、と思うこともありましたが、しばらくして忘れた頃に効いてきました。
- この後に芽を出す種が残っていると思います。

大西さん、ありがとうございました。

- 1991年～1992年:  
初期のAMDの構築と応用
- 1992年～2000年ごろ:  
量子統計性に関わる活発な議論
- 2014年以降:  
重イオン衝突でのパイオン生成