

JAERI-Conf
97-007



第4回ハドロン多体系のシミュレーション研究会報告集
1997年1月23日～1月24日、東海研究所、東海村

1997年5月

(編) 岩本 昭・丸山敏毅

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問い合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1997

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷(株)

第4回ハドロン多体系のシミュレーション研究会
報告集

1997年1月23日～1月24日、東海研究所、東海村

日本原子力研究所先端基礎研究センター

(編) 岩本 昭・丸山 敏毅

(1997年4月24日受理)

研究会「第4回ハドロン多体系のシミュレーション」は、先端基礎研究センター第84回基礎科学セミナーとしてハドロン輸送研究グループの主催で、1997年1月23日、24日の両日、東海研究所に於いて行われた。主題は軽イオン核反応、重イオン核反応のシミュレーションによる研究であったが、重イオン核反応の実験的研究、変分法による大規模核構造研究、流体の数値シミュレーション、マイクロクラスターの衝突の理論、といったテーマも含めて22の研究発表が行われた。総数約40名のうち約20名が原研より、22名が外部よりの参加者で盛況のうちに全日程を予定通り行った。これはその会議の報告集である。

Proceedings of the Fourth Symposium on Simulation of Hadronic Many-body System
January 23 and 24, 1997, JAERI, Tokai, Japan

(Eds.) Akira IWAMOTO and Toshiki MARUYAMA

Advanced Science Research Center
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received April 24, 1997)

The fourth symposium on Simulation of Hadronic Many-Body System, organized by the Research Group for Hadron Transport Theory, Advanced Science Research Center, was held at Tokai Research Establishment of JAERI on January 23 and 24, 1997. The theme of the symposium was the simulation study of light- and heavy-ion induced nuclear reactions but the reports on heavy-ion nuclear reaction experiments, large-scale variational study of nuclear structure, the simulation study of liquid flow and a theory of microcluster collision were also included as important related topics. Twenty-two papers on current topics presented at the symposium aroused lively discussions among forty participants from universities, institutes, industries and JAERI.

Keywords: Proceedings, Simulation, Molecular Dynamics, Hadronic Many-body System

Organizers: A. Iwamoto, T. Kido, S. Chiba, Toshiki Maruyama, Tomoyuki Maruyama, (Hadron Transport Group, Advanced Science Research Center, JAERI), K. Niita (Research Organization for Information Science & Technology), Y. Nara (Hokkaido University), A. Ono (Tohoku University) and H. Horiuchi (Kyoto University)

JAPAN ATOMIC ENERGY RESEARCH INSTITUTE
〒319-11 TOKAI-MURA, NAKA-GUN, IBARAKI-KEN, JAPAN.

目 次

1. 原子核破砕片と原子クラスターの生成に於ける量子揺らぎの効果	1
大西 明 (北大)	
2. 反対称化分子動力学における変分空間拡張の効果	6
平田 雄一 (北大)	
3. AMDの三重ループ近似	13
小野 章 (東北大)	
4. 束縛状態の解析接続としての共鳴状態	19
田中 則通 (新潟大)	
5. 現実的核力下の3-4核子系への確率論的変分法の適用	23
大林 由英 (新潟大)	
6. 変分計算としての量子モンテカルロ対角化法	27
水崎 高浩 (東大)	
7. QMDによる飽和密度以下の核物質の研究	33
丸山 敏毅 (原研)	
8. 軽い不安定核のクーロン分解反応	40
城戸 俊彦 (原研)	
9. 動的核変形を考慮したサブバリアー融合過程のシミュレーション	44
畑 健太郎 (原研)	
10. 超重核合成の新しい機構	49
太田 雅久 (甲南大)	
11. RIKEN-RIPSでの中性子過剰核探索実験	55
野谷 将広 (東大)	
12. 粒子法による3次元Rayleigh-Benard系の数値シミュレーション	60
渡辺 正 (原研)	
13. 多価イオンとクラスターの衝突現象：電子系のシミュレーション研究	64
矢花 一浩 (新潟大)	
14. トランスバースフローの入射エネルギー依存性	68
奈良 寧 (原研)	
15. KEK-PSでの新しいマルチフラグメンテーション実験：E337	74
田中 万博 (KEK)	
16. 軽い原子核入射反応でのフリーズアウト温度	77
村田 次郎 (京大)	

17. 超相対論的重イオン衝突計算の並列処理化	82
熊谷 健二 (広大)	
18. 高エネルギー重イオン反応でのハドロン物質の時間発展	83
大塚 直彦 (原研)	
19. $\rho + {}^{12}\text{C}$ 、 $\alpha + {}^{12}\text{C}$ 及び ${}^{12}\text{C} + {}^{14}\text{N}$ 反応における ${}^{12}\text{C}$ のクラスター構造	88
竹本 宏輝 (京大)	
20. QMDによる中間エネルギー核子光学ポテンシャル虚数部のisovector/isoscalar比	93
千葉 敏 (原研)	
21. SCDWモデルの現状と今後	104
渡辺 幸信 (九大)	
22. QMDによる光核反応の研究	114
丸山 智幸 (原研)	

Contents

1. Quantum Fluctuation Effects on Nuclear Fragment and Atomic Cluster Formation	1
Akira Ohnishi (Hokkaido Univ.)	
2. Extension of Variational Space in the Antisymmetrized Molecular Dynamics	6
Yuichi Hirata (Hokkaido Univ.)	
3. Tree-fold Loop Approximation of AMD	13
Akira Ono (Tohoku Univ.)	
4. Analytic Continuation of Bound States to Solve Resonance States	19
Norimichi Tanaka (Niigata Univ.)	
5. Application of Stochastic Variational Method to 3-4 Body Systems with Realistic Nuclear Force	23
Yoshihide Ohbayashi (Niigata Univ.)	
6. Quantum Monte Carlo Diagonalization Method as a Variational Calculation	27
Takahiro Mizusaki (Univ. Tokyo)	
7. QMD Application of Sub-saturated Nuclear Matter	33
Toshiki Maruyama (JAERI)	
8. Coulomb Dissociation of Light Unstable Nuclei	40
Toshihiko Kido (JAERI)	
9. Simulation of Sub-barrier Fusion Process Including Dynamical Deformation	44
Kentaro Hata (JAERI)	
10. A Way for Synthesis of Superheavy Elements	49
Masahisa Ohta (Konan Univ.)	
11. Search for the Neutron-rich Nuclei in RIKEN-RIPS	55
Masahiro Notani (Univ. Tokyo)	
12. Numerical Simulation of 3-dimensional Rayleigh-Benard System by Particle Method	60
Tadashi Watanabe (JAERI)	
13. Collision of Highly Charged Ion with Clusters :	
Simulation Study for Electronic Systems	64
Kazuhiro Yabana (Niigata Univ.)	
14. Incident Energy Dependence of the Transverse Flow: from SIS/GSI to SPS/CERN	68
Yasushi Nara (JAERI)	
15. Nuclear Multifragmentation Experiment at the KEK 12 GeV PS: The First Results of the KEK-PS E337 Experiment	74
Kazuhiro Tanaka (KEK)	
16. Freeze out Temperature on Light Projectile Induced Reaction	77

Jiro Murata (Kyoto Univ.)

17. Parallel Processing of Cascade Simulation for Ultra Relativistic Heavy-ion Collisions 82
 Kenji Kumagai (Hiroshima Univ.)
18. Time-evolution of Dense Hadronic Matter in High Energy Heavy Ion Reactions 83
 Naohiko Otuka (JAERI)
19. Clustering Effect of ^{12}C Fragmentation in $p+^{12}\text{C}$, $\alpha+^{12}\text{C}$ and $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ Reactions 88
 Hiroki Takemoto (Kyoto Univ.)
20. The Isovector/isoscalar Ratio for the Imaginary Part of the Medium-energy Nucleon
 Optical Model Potential Studied by the Quantum Molecular Dynamics 93
 Satoshi Chiba (JAERI)
21. Status of Semi-classical Distorted Wave (SCDW) Model 104
 Yukinobu Watanabe (Kyushu Univ.)
22. Photo Nuclear Reactions by QMD 114
 Tomoyuki Maruyama (JAERI)

1. Quantum Fluctuation Effects on Nuclear Fragment and Atomic Cluster Formation

Akira Ohnishi ^a and Jørgen Randrup ^b

a. Department of Physics, Hokkaido University, Sapporo 060, Japan

*b. Lawrence Berkeley National Laboratory,
Berkeley, CA 94720, USA*

We investigate the nuclear fragmentation and atomic cluster formation by means of the recently proposed quantal Langevin treatment. It is shown that the effect of the quantal fluctuation is in the opposite direction in nuclear fragment and atomic cluster size distribution. This tendency is understood through the effective classical temperature for the observables.

1 Introduction

Molecular dynamics presents a powerful tool for elucidating both statistical and dynamical properties of mesoscopic systems. While quantitative insight can be obtained in many cases, the foundation and interpretation of such approaches can be problematic when quantum systems are addressed, since the energy fluctuations are necessarily present in wave packet wave functions whose effects are neglected in molecular dynamics.

We have shown this quantal energy fluctuations significantly affect the statistical properties of nuclei [1, 2], and that effect can be included in dynamical treatments by means of a quantal Langevin force. This quantal Langevin force distributes the ensemble according to the probabilities $\langle \exp(-\beta \hat{H}) \rangle$ and $\langle \delta(E - \hat{H}) \rangle$ in the canonical and microcanonical cases, respectively, within the harmonic approximation [2], while the probabilities are $\exp(-\beta \langle \hat{H} \rangle)$ and $\delta(E - \langle \hat{H} \rangle)$ with the normal treatment.

In this short report, we apply this quantal Langevin model to the nuclear fragmentation and the atomic cluster formation of noble gases. These two processes have been extensively studied by using molecular dynamics, although the role of quantum effects is different. While atomic nuclei are highly quantal objects, atomic clusters are believed to be described by classical dynamics.

2 Quantal Langevin Model

2.1 Quantal Langevin Equation

We first give a condensed description of the recently introduced quantal Langevin model for the situation when the system can be regarded as being in thermal equilibrium at a given temperature.

The treatment seeks to take account of the energy fluctuations present in a system being described in terms of many-body wave packets. As we have already discussed in detail in Ref. [2], this inherent energy dispersion modifies the statistical weight relative to the naive the classical form,

$$\mathcal{W}_\beta(\mathbf{Z}) \equiv \langle \mathbf{Z} | \exp(-\beta \hat{H}) | \mathbf{Z} \rangle \neq \exp(-\beta \mathcal{H}). \quad (1)$$

Here $\mathcal{H} = \langle \mathbf{Z} | \hat{H} | \mathbf{Z} \rangle$ is the expectation value of the Hamiltonian in the given wave-packet state $|\mathbf{Z}\rangle$ and thus the last quantity represent the usual classical statistical weight. The complex parameter

set $\mathbf{Z} = \{z_1, z_2, \dots, z_A\}$ is related to the phase space coordinates, $z_n = \mathbf{r}_n/2\Delta r + i\mathbf{p}_n/2\Delta p$, where Δr and Δp are widths of wave packet. By invoking the harmonic approximation, it is possible to obtain a good description of the statistical weight by means of a simple "free energy",

$$\mathcal{F}_\beta(\mathbf{Z}) \equiv -\log \mathcal{W}_\beta(\mathbf{Z}) = \frac{\mathcal{H}}{D} (1 - \exp(-\beta D)) , \quad (2)$$

where $D = \sigma_E^2/E^*$ is the effective level spacing. (The energy of the wave packet relative to its ground state is denoted by E^* and σ_E^2 is the associated variance.)

The relaxation towards this approximate quantal equilibrium can be described by the following Fokker-Planck equation for the distribution $\phi(\mathbf{Z})$ of wave-packet parameters,

$$\frac{D\phi}{Dt} = \left[-\sum_i \frac{\partial}{\partial q_i} V_i + \sum_{ij} \frac{\partial}{\partial q_i} M_{ij} \frac{\partial}{\partial q_j} \right] \phi , \quad V_i = -\sum_j M_{ij} \frac{\partial \mathcal{F}_\beta}{\partial q_j} , \quad (3)$$

where q_i represents either \mathbf{r}_n or \mathbf{p}_n . It is easy to check that the statistical equilibrium distribution, $\phi_{\text{eq}} = \exp(-\mathcal{F}_\beta)$, is a stationary solution to the above Fokker-Planck equation. Moreover, when the classical statistical weight is employed (*i.e.* when $\mathcal{F}_\beta^C = \beta\mathcal{H}$), the drift and the diffusion coefficients of the Fokker-Planck equation satisfy the usual Einstein relation, corresponding to $\alpha = 1$ in (4). On the other hand, when the quantal statistical weight obtained with the harmonic approximation is used, eq. (2), the relation is modified. For example, if the effective level spacing D does not depend strongly on the wave-packet parameters, the drift coefficient reduced by the factor α ,

$$V_i = -\alpha\beta \sum_j M_{ij} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_j} , \quad \alpha = \frac{1 - \exp(-\beta D)}{\beta D} . \quad (4)$$

Since α is smaller than unity, the resulting Fokker-Planck equation gives smaller friction, thus in effect relatively larger fluctuations will arise.

It is convenient to solve the Fokker-Planck transport equation by means of a Langevin method. Within the framework of QMD the Langevin equation becomes

$$\dot{\mathbf{p}} = \mathbf{f} - \alpha\beta \mathbf{M}^p \cdot (\mathbf{v} - \mathbf{u}) - \beta \mathbf{M}^p \cdot \mathbf{u} + \mathbf{g}^p \cdot \boldsymbol{\xi}^p , \quad (5)$$

$$\dot{\mathbf{r}} = \mathbf{v} + \alpha\beta \mathbf{M}^r \cdot \mathbf{f} + \mathbf{g}^r \cdot \boldsymbol{\xi}^r , \quad (6)$$

$$\mathbf{v} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}} , \quad \mathbf{f} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{r}} , \quad \mathbf{M}^p = \mathbf{g}^p \cdot \mathbf{g}^p , \quad \mathbf{M}^r = \mathbf{g}^r \cdot \mathbf{g}^r . \quad (7)$$

Here \mathbf{r} and \mathbf{p} are the phase-space centroid parameters for the wave packet, $\boldsymbol{\xi}$ is used to denote random numbers drawn from a normal distribution with a variance equal to two, and \mathbf{u} is a local collective velocity. In these equations, we have omitted the diffusion-induced drift term and that part of the mobility tensor that connects \mathbf{r} and \mathbf{p} .

2.2 Thermal Distortion and Observation

In addition to modifying the statistical weight, the energy fluctuation also modifies the meaning of wave packet ensemble, since it causes a thermal distortion of the spectral strength distribution of the energy eigencomponents within each wave packet. The distortion operator $\exp(-\beta\hat{H}/2)$ reduces the expectation value of the Hamiltonian in the particular state $|\mathbf{Z}\rangle$. The thermal distortion is calculated by replacing the time t by the imaginary time $i\tau$ in the equation of motion. The resulting "evolution" is then described by a cooling equation,

$$\frac{d\mathbf{p}_n}{d\tau} = -\frac{2\Delta p^2}{\hbar} (\mathbf{v}_n - \mathbf{u}_n) , \quad \frac{d\mathbf{r}_n}{d\tau} = \frac{2\Delta r^2}{\hbar} \mathbf{f}_n , \quad (8)$$

with which the state should be propagated until $\tau = \hbar\beta/2$. Here, \mathbf{v} is again replaced by $\mathbf{v} - \mathbf{u}$ in order to leave the collective (or cluster) motion unaffected.

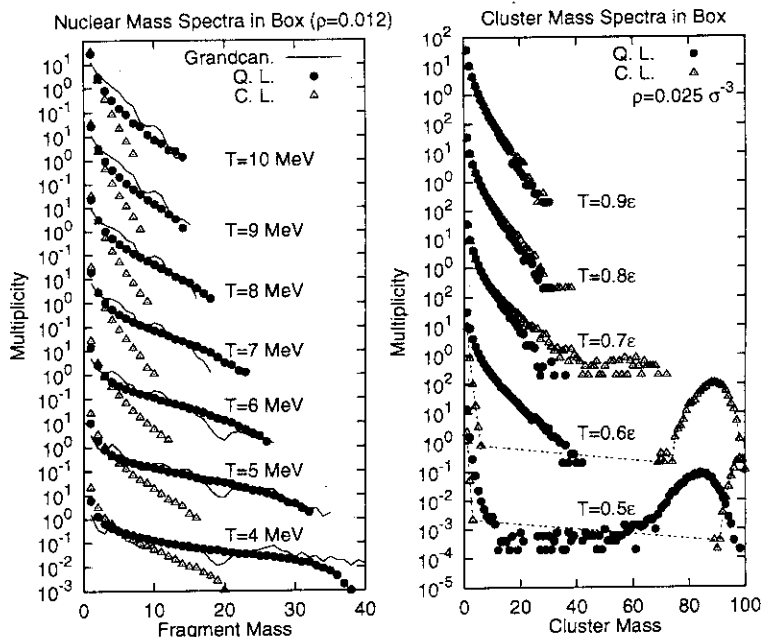


Figure 1: Nuclear (left) and cluster (right) mass distribution at given temperatures in a box. Solid circles and open triangles show the results of the simulation with the quantal and classical Langevin force. In nuclear case, fragment grandcanonical calculation is also shown (solid line).

3 Application to Fragment Formation Processes

In this section, we show the calculated results of nuclear fragmentation [3] and atomic cluster formation [4] processes by means of Langevin models with and without quantal fluctuations. In a Langevin model without quantal fluctuations, the classical Einstein relation is kept ($\alpha = 1$), and the thermal distortion does not exist.

In Fig. 1, we show the nuclear fragment and atomic cluster mass distributions at given temperatures. In the nuclear case, we put 40 nucleons in a box with periodic boundary condition, and quantal or classical (normal) Langevin force is included in the Quantum Molecular Dynamics (QMD) model. In the atomic case, the dynamics of 100 argon atoms in a box interacting via Lennard-Jones potential is simulated.

It is clear that the quantal fluctuation effect on the atomic cluster mass distribution is opposite to that on nuclear fragmentation. Namely, the inclusion of the quantum Langevin force tends to produce more heavy fragments in the nuclear case, and vice versa in atomic cases.

These features are intuitively understood by considering the corresponding effective classical temperature. The effective temperature can be estimated by means of the Einstein relation as the square of the diffusion coefficient divided by the drift coefficient. In the case of atomic clusters, the distances of atoms are much larger than the wave packet width, then the thermal distortion does not modify the cluster configuration. Then the corresponding effective temperature can be obtained from Eq. (5),

$$T_{\text{eff}} = \frac{\nu T}{\alpha \nu} = \frac{T}{\alpha} = D / (1 - e^{-D/T}) > T. \quad (9)$$

This expectation is indeed borne out, as shown in Fig. 2 where we compare the cluster mass distribution obtained with the quantal model at $T = 0.5\epsilon$ to the result of the classical treatment carried out at the corresponding effective temperature $T_{\text{eff}} = 0.62\epsilon$. The quantitative similarity between the two distributions is remarkable and supports the above discussion.

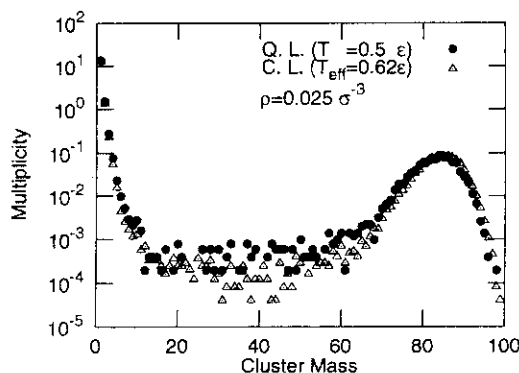


Figure 2: The cluster mass distribution obtained with either the quantal Langevin model at $T = 0.5\epsilon$ (solid circles) or the classical Langevin model at the corresponding effective temperature $T_{\text{eff}} = 0.62\epsilon$ (open triangles), at the density $\rho = 0.025 \sigma^{-3}$.

On the other hand, the thermal distortion strongly modify the nucleon configuration in nuclear fragmentation, and the above discussion does not hold. In order to illustrate this feature, we consider here the evolution of the distorted momentum (*i.e.* the solution to Eq. (8)) which is given by

$$\mathbf{p}'_i(t) \equiv \mathbf{p}_i(t, \tau = \frac{\hbar}{2T}) = e^{-D/2T} \mathbf{p}_i(t). \quad (10)$$

Thus, in the rest frame of the nuclear fragment, the distorted momenta of the constituent nucleons are governed by a modified Langevin equation,

$$\dot{\mathbf{p}}' = e^{-D/2T} \mathbf{f} - \alpha \nu M^2 \cdot \mathbf{p}' + e^{-D/2T} \sqrt{\nu T} \mathbf{M} \cdot \boldsymbol{\zeta}. \quad (11)$$

We can again invoke the Einstein relation and extract an effective temperature for the intrinsic cluster motion,

$$T'_{\text{eff}} = \frac{e^{-D/T} \nu T}{\alpha \nu} = D / (e^{D/T} - 1) < T. \quad (12)$$

It has been shown that calculations with classical molecular dynamics at this equivalent temperature T'_{eff} yields results that are very similar to the exact quantal results for the real temperature T , for non-interacting particles in a harmonic potential [2, 5, 6, 7].

In nuclear fragmentation, the normal Langevin model at this effective temperature T'_{eff} gives a similar fragment mass distribution to the quantal Langevin model at T , except the region around the critical temperature. At around the critical temperature, the system is mechanically unstable, and a small fluctuation induces a large difference after the thermal distortion. At higher and lower temperatures than the critical one, the system is mechanically stable, and the above discussion approximately holds.

4 Summary

In the present report, we have applied a recently developed quantal Langevin model to systems of nucleons and argon atoms in thermal equilibrium. The basic features of the quantal Langevin model can be summarized as *larger fluctuations* ($\alpha \leq 1$) and the *thermal distortion*. The combination of these two points appears as different effects in nuclear fragmentation and atomic cluster formation. In the atomic case, the distortion effects are small and the effective classical temperature becomes higher than the actual temperature. Namely, quantum fluctuations gives a steeper slope in the size

distribution. In the nuclear case, however, the distortion strongly modifies nucleon configurations, then the quantum fluctuation enhances fragment yield.

As it was pointed out at this meeting, the quantal fluctuation effect shown in this work seems to be too large in the atomic case, since the distance between atoms is much larger than the width of the wave packet and the classical dynamics is believed to be valid. However, a small width in r -space leads to a large width in p -space. Therefore, the associated energy fluctuation can be non-negligible. In our estimate, the "level spacing" is $D \approx 0.2265 \epsilon$, where ϵ is the depth of the Lennard-Jones potential. Compared with the critical (classical) temperature at low densities ($\approx 0.6\epsilon$), this value is far from negligible. This may be related to the treatment of cluster intrinsic degrees of freedom in Ref. [8]. Ikeshoji et al. treat the cluster-intrinsic degrees of freedom in a different way from the cluster-translational motion. Therefore, we expect that there is still room for taking account for the quantal fluctuation in atomic dynamics.

References

- [1] A. Ohnishi and J. Randrup, Phys. Rev. Lett. **75** (1995), 596.
- [2] A. Ohnishi and J. Randrup, Ann. Phys. **253**(1997), 279; E-print nucl-th/9604040.
- [3] A. Ohnishi and J. Randrup, Phys. Lett. B (in press); E-print nucl-th/9611003.
- [4] A. Ohnishi and J. Randrup, Phys. Rev. A (in press); E-print cond-mat/9612214.
- [5] A. Ohnishi and J. Randrup, Nucl. Phys. **A565** (1993), 474.
- [6] J. Schnack and H. Feldmeier, Nucl. Phys. **A601** (1996), 181.
- [7] A. Ono and H. Horiuchi, Phys. Rev. **C53** (1996), 2341.
- [8] T. Ikeshoji, B. Hafskjold, Y. Hashi, and Y. Kawazoe, Phys. Rev. Lett. **76** (1996), 1792.

2. 反対称化分子動力学における変分空間拡張の効果

平田 雄一^{a*}, 奈良 寧^b, 大西 明^a, 原田 融^c

a. *Department of Physics, Faculty of Science, Hokkaido University
Sapporo 060, Japan*

b. *Advanced Science Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute,
Tokai, Ibaraki, 319-11, Japan*

c. *Department of Social Information, Sapporo Gakuin University,
Ebetsu 069, Japan*

Abstract

反対称化分子動力学 (AMD) における一粒子ガウス波束の幅を変数に加えて変分空間を拡張した AMD によって、 ^{12}C による静止 Ξ^- 吸収反応からのハイパーフラグメント生成をシミュレートした。従来の AMD と拡張した AMD の静止 Ξ^- 反応への適用結果から変分空間拡張の効果を明らかにする。

1 Introduction

近年発展してきた微視的シミュレーション理論 [1] を用いて ^{12}C による静止 Ξ^- 吸収反応をシミュレートし、前平衡過程における、ダブル・ラムダ・ハイパー核生成 [2] 及び二つのシングル・ラムダ・ハイパー核の同時生成 [3] の反応機構を dynamical fragmentation として理解できるかどうか明らかにすることが我々の課題である。この反応の励起エネルギーは、約 3[MeV/A] 程度であり、これまで AMD が、取り扱ってきた核反応と比べて非常に小さく、励起した原子核からの粒子の放出確率が低く見積もられてしまうという AMD の抱えている問題点が深刻になる [6, 14]。我々は、このような低励起エネルギー領域において、実験で観測されている $\Xi^- + ^{12}\text{C} \rightarrow {}^4\text{H} + {}^9\text{Be}$ 等の fragmentation を再現するために、一粒子ガウス波束の幅の時間依存性を取り入れて拡張した AMD を導入し、静止 Ξ^- 反応に適用する。

2 Description of Microscopic Models

我々は、AMD と一粒子ガウス波束の幅の自由度を取り入れて拡張した AMD という二つの異った微視的シミュレーション理論を前平衡過程に用いて静止 Ξ^- 反応をシミュレートする。以下簡単に理論の枠組を説明する。

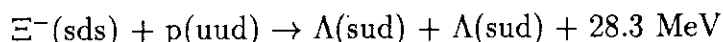
2.1 Initialization

微視的シミュレーション理論 (AMD、拡張した AMD) の初期条件は以下のように決める。

*E-mail: hirata@nucl.phys.hokudai.ac.jp, Fax: +81-11-746-5444

Ξ^- は、 ^{12}C のクーロン軌道に静止し、そこから吸収される。吸収位置は、 Ξ^- と ^{12}C の間に Nimegen model D から導かれる光学ポテンシャル [4] を仮定し、 Ξ^- と ^{12}C の二体のシュレディンガー方程式を解いて得られる Ξ^- と AMD の摩擦冷却法 [1] によって作られた ^{12}C 中の陽子の density の overlap より決まる Ξ^- 吸収位置分布に従って決定する。

Ξ^- は、この吸収位置分布に従って ^{12}C 中に吸収されると直ちに陽子と反応して、以下のように二つの Λ 粒子を生成する。



生成された Λ 粒子は、28.3MeVの Q value によって古典的に二体散乱される。

この過程で、二つの Λ 粒子と五つの陽子と六つの中性子からなる 13 体系を構成する全ての粒子の位置と運動量が決定される。これらが微視的シミュレーション理論の初期条件となる。

2.2 AMD

AMD は、粒子の軌道を決定する運動方程式と二体衝突過程によって前平衡過程を記述する。以下、運動方程式を導出する。

AMD において全系の波動関数は、変分パラメーター z_i に、中心を持つ一粒子ガウス波束のスレーター行列式によって以下のように与えられる。

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det[\phi_i], \quad (1)$$

$$\phi_i = \left(\frac{2\nu_i}{\pi}\right)^{3/2} \exp\left[-\nu_i(\mathbf{r} - \mathbf{z}_i/\sqrt{\nu_i})^2 + \frac{1}{2}z_i^2\right] \chi_i, \quad (2)$$

ここで、 χ_i は、spin-isospin 波動関数であり、パラメータ ν_i は、ガウス波束の幅を表している。変分パラメータ z_i は、複素数であり以下のように書ける。

$$z_i = \sqrt{\nu_i}d_i + \frac{i}{2\hbar\sqrt{\nu_i}}k_i, \quad (3)$$

d_i は、波束の位置の期待値を表し、 k_i は、運動量の期待値を表している。全系の波動関数を時間に依存する変分原理

$$\delta S = \delta \int_{t_1}^{t_2} dt \mathcal{L} = 0 \iff \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{z}_i} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial z_i} = 0 \quad (4)$$

$$\mathcal{L} \equiv \langle \Psi | i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - \hat{H} | \Psi \rangle / \langle \Psi | \Psi \rangle = i\hbar \sum_j \dot{z}_j \cdot \frac{\partial \log \langle \Psi | \Psi \rangle}{\partial z_j} - \mathcal{H} \quad (5)$$

に適用することにより、以下の運動方程式を得ることができる。

$$i\hbar \sum_j C_{ij} \dot{z}_j = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial z_i}, \quad C_{ij} = \frac{\partial^2 \log \langle \Psi | \Psi \rangle}{\partial \bar{z}_i \partial z_j}, \quad \mathcal{H} = \frac{\langle \Psi | \hat{H} | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle} \quad (6)$$

物理座標 w [1] を用いたパウリ原理を満たす二体衝突過程についての詳細は簡単のため省略するが、以下の衝突の取り扱いが可能である。

- (1) 核子 + 核子 \rightarrow 核子 + 核子
- (2) 核子 + $\Lambda \rightarrow$ 核子 + Λ ,
- (3) $\Lambda + \Lambda \rightarrow \Lambda + \Lambda$,

2.3 Extended AMD

最近、低励起エネルギー領域の核反応をシミュレートするために、一粒子ガウス波束の幅 ν_i を時間に依存する変分パラメータとして扱うことが必要であるということが言われている [6, 8] H.Feldmeier らの Fermionic Molecular Dynamics(FMD) [7, 8] では、AMD と同様に、一粒子ガウス波束のスレーター行列式によって全系の波動関数を作っているが、粒子の座標 z_i 、幅 ν_i 、スピン変数 ϕ, χ をすべて時間に依存する変分パラメータとして取り扱っており、定式化が非常に複雑となっている。我々は、とりあえず AMD の表式に従って、座標 z_i と幅 ν_i を時間に依存する変分パラメータとした時の運動方程式を導き、これを拡張した AMD として導入することにする。

拡張した AMD の運動方程式は、AMD と同様に作った全系の波動関数を一粒子ガウス波束の幅 ν_i の時間依存性を考慮して時間に依存する変分原理に用いれば導くことができる。

$$\delta S = \delta \int_{t_1}^{t_2} dt \mathcal{L} = 0 \iff \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{z}_i} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial z_i} = 0, \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\nu}_i} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \nu_i} = 0 \quad (7)$$

$$\mathcal{L} \equiv \langle \Psi | i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - \hat{H} | \Psi \rangle / \langle \Psi | \Psi \rangle \quad (8)$$

$$= i\hbar \sum_j \left(\dot{z}_j \cdot \frac{\partial \log \langle \Psi | \Psi \rangle}{\partial z_j} + \dot{\nu}_j \frac{\partial \log \langle \Psi | \Psi \rangle}{\partial \nu_j} \right) - \mathcal{H} \quad (9)$$

幅 ν_i を時間に依存するパラメータとした時の運動方程式は以下のようになる。

$$i\hbar \sum_j \left[\frac{\partial^2 \log \langle \Psi | \Psi \rangle}{\partial \dot{z}_i \partial z_j} \dot{z}_j + \frac{\partial^2 \log \langle \Psi | \Psi \rangle}{\partial \dot{z}_i \partial \nu_j} \dot{\nu}_j \right] = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \dot{z}_i} \quad (10)$$

$$i\hbar \sum_j \left[\frac{\partial^2 \log \langle \Psi | \Psi \rangle}{\partial \dot{\nu}_i \partial z_j} \dot{z}_j + \frac{\partial^2 \log \langle \Psi | \Psi \rangle}{\partial \dot{\nu}_i \partial \nu_j} \dot{\nu}_j \right] = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \dot{\nu}_i} \quad (11)$$

この運動方程式を見ると、幅の自由度を AMD に取り入れると座標 z_i の時間変化と幅 ν_i の時間変化が結合して幅の変化が座標 z_i に影響を及ぼすことがわかる。したがって粒子の古典的軌道は幅の時間変化によって変化するので、幅の自由度はシミュレーションの物理的プロセスを変える可能性がある。

3 Interactions

3.1 Zero Point Energy of the C. M. System

AMD 及び拡張した AMD では、粒子をガウス波束で表しているので質量中心の非物理的な零点振動エネルギーが現れる。したがって物理的な系のエネルギーは、以下のようになる。

$$\mathcal{H} = \langle \hat{H} \rangle - \mathcal{T}_{CM} \quad (12)$$

\mathcal{T}_{CM} は零点振動エネルギーであり、AMD では以下のように定義している。

$$\mathcal{T}_{CM} = \langle \mathcal{T}_{(1)}^{CM} \rangle N_F \Rightarrow \langle \mathcal{T}_{(1)}^{CM} \rangle = A - a_p \langle \mathcal{T}_{(1)}^{CM} \rangle (A - N_F) \quad (13)$$

ここで、 $\langle \mathcal{T}_{(1)}^{CM} \rangle$ は一つの fragment の平均零点振動エネルギー、 a_p は様々な軽い原子核の束縛エネルギーを fit するために導入したパラメータ、 N_F は fragment の数である。

我々は、 $\langle \mathcal{T}_{(1)}^{CM} \rangle$ を以下のように定義した。

$$\langle \mathcal{T}_{(1)}^{CM} \rangle = \frac{\sum_i \frac{t_i^{CM} g(n_i)}{n_i}}{N_F}, \quad t_i^{CM} = \frac{3\hbar^2}{2m_i} \text{Re} \left[\sum_j \frac{2\bar{\nu}_i \nu_j}{\bar{\nu}_i + \nu_j} B_{ij} B_{ji}^{-1} \right], \quad B_{ij} = \langle \phi_i | \phi_j \rangle \quad (14)$$

一粒子の零点振動エネルギー t_i^{CM} は、反対称化を無視した場合には、QMD に幅の時間依存性を取り入れた EQMD [6] の定義に一致し、幅を固定した場合には、 $\frac{3\hbar^2 \nu_i}{2m_i}$ に一致するように定義してある。 N_F は以下のように定義した。

$$N_F = \sum_i \frac{g(n_i)}{n_i}, \quad n_i = \sum_j f_{ij}, \quad g(k) = 1 + g_0 e^{-\frac{(k-M)^2}{2\sigma^2}}, \quad (15)$$

$$f_{ij} = \exp(-\nu_i |z_i - z_j|^2) \quad (16)$$

従来の AMD では零点振動エネルギー項が fragment 間の斥力ポテンシャルとして機能し、fragmentation に影響を与えると考えられている [1] が、幅を可変にした場合その物理的位置付けは明確ではない。

3.2 Effective Interaction

次に、この研究で用いる有効相互作用について説明する。核子-核子間相互作用としては、以下の Volkov No.1 [5] 及びクーロン相互作用を用いている。

$$v_{NN} = (0.35 + m_{majo} P_\sigma P_\tau) \times (-83.34 \exp(-0.3906r^2) + 144.86 \exp(-1.487r^2)), \quad (17)$$

AMD では、 m_{majo} は、 ^{12}C の基底状態が shell 的になる $m_{majo} = 0.576$ [1] と 3 α cluster 的になる $m_{majo} = 0.65$ [9] を含めて、零点振動エネルギーのパラメータと合わせ以下のような二つのパラメータセットを用いた。

parameter1:

$$m_{majora} = 0.576, \quad a_p = 0.772, \quad \nu_t = 0.5, \quad g_0 = 0$$

parameter2:

$$m_{majora} = 0.65, \quad a_p = 0.772, \quad \nu_t = 0.2, \quad g_0 = 1.8, \quad M = 12, \quad \sigma = 2.0$$

また、AMD と拡張した AMD の初期条件では、ガウス波束の幅 ν_N を核子は 0.16、 Λ 粒子の幅は、 $\nu_\Lambda = \nu_N \frac{m_\Lambda}{m_N}$ としている。

その他の相互作用 (核子- Λ , Λ - Λ) [9] は、実験的に知られている様々なシングル・ラムダ・ハイパー核と ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ の束縛エネルギーを再現するように以下を用いた。

$$v_{\Lambda\Lambda} = -67.12 \exp(-0.9353r^2), \quad (18)$$

$$v_{\Lambda N} = -43.622(0.1 + 0.9P_\sigma P_\tau) \exp(-0.9353r^2) \quad (19)$$

4 Results and Discussion

Figure 1: AMD と拡張した AMD から得られた fragment distribution

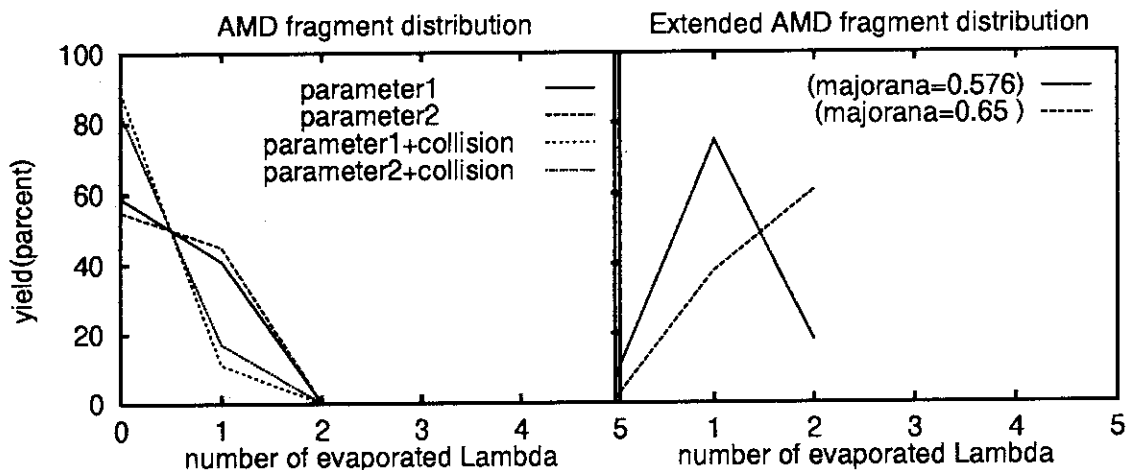


Figure 1 は、AMD 及び拡張した AMD による 300 event のシミュレーションの結果得られた fragment の分布である。(AMD は 200 [fm/c] まで、拡張した AMD は 300 [fm/c] まで時間発展させた。) シミュレーションでは、 Ξ^- の吸収によって生成された二つの Λ 粒子のうち、一つあるいは二つの Λ 粒子が系から放出されるという fragmentation pattern が現れた。AMD のシミュレーションでは、二体衝突を考慮すると Λ 粒子が束縛されやすくなる。しかし、約 3[Mev/A] の低励起エネルギーの原子核反応に対する AMD の古典的な衝突項の有効性には議論の余地がある。いずれにしても、AMD は、二つの Λ 粒子を束縛したダブル・ラムダ・ハイパー核が、実験的には、わずか 3 つしか発見されておらず、その生成確率が 1 ~ 2 % 程度と見積もられている事実を説明できていないし、二つのシングル・ダブル・ラムダ・ハイパー核の同時生成も再現できていない。

一方、幅の自由度を取り入れて拡張した AMD では、 Λ 粒子が非常に系から放出されやすくなっている。その一つの説明として、幅が可変になったことにより粒子の重心の零点振動エネルギーが可変となり粒子間の相対の運動エネルギーが増える可能性が低励起エネルギー領域でも大きくなるということが考えられる。AMD の抱えている粒子放出確率を過小評価してしまうという問題を拡張した AMD は解決しているように見える。しかし、この計算では第一近似として衝突項や fragment の重心エネルギーを考慮していない。それは、幅を可変にした場合それらの物理的意味が明らかでないからである。また、核子間の Effective interaction の majorana parameter に依存して、 Λ 粒子の放出確率が変わり易いことも Figure 1 から読みとることができる。幅を可変にしても、理論的にダイナミカルな過程として記述されべきだとされている [11]、 $\Xi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^4\text{H} + {}^9\text{Be}$ というよう fragmentation をシミュレートできないという深刻な問題が残っているので、さらに AMD を改良してゆく必要がある。

5 Summary

我々は、反対称化分子動力学 (AMD) の枠組を出発点として、さらに AMD の一粒子波動関数のガウス波束の幅を時間に依存する変分パラメータとする、より広い変分空間で運動方程式を解く拡張した AMD を用いて静止 Ξ^- 反応を分析してきた。

AMD の計算結果では、二つのラムダ粒子を束縛した複合核が大量に生成され、拡張した AMD では、ラムダ粒子が複合核から放出されやすくなり実験の結果に近くなった。

しかし、AMD 及び拡張した AMD は、ラムダ粒子の放出のみを記述しており、実験に見られるような $\Xi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^4\text{H} + {}^9\text{Be}$ などの Fragmentation が記述できていない。これは、波動関数の拡張を行うだけでは、揺らぎ [13, 14] が大きな役割を果たす破碎過程を記述できないことを意味していると思われる。

このため我々は、微視的シミュレーション理論によって、静止 Ξ^- 反応におけるラムダ粒子放出及び Fragmentation を統一的に記述するために、AMD に波束のエネルギーの揺らぎからくる Langevin 力 [12, 13] を考慮し、反応を記述することを試みる予定である。

References

- [1] A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama, and A. Ohnishi, Prog. Theor. Phys. **87** (1992), 1185; Phys. Rev. Lett. **68** (1992), 2898; Phys. Rev. **C47** (1993), 2652.
- [2] S. Aoki *et al.*, Prog. Theor. Phys. **85** (1991), 1287.
- [3] S. Aoki *et al.*, Phys. Lett. **B 355** (1995), 45.
- [4] Y. Yamamoto *et al.*, Prog. Theor. Phys. Suppl. **117** (1994), 281.
- [5] A. Volkov, Nucl. Phys. **75** (1965), 33.
- [6] T. Maruyama *et al.*, Phys. Rev. **C 53** (1996), 297.
- [7] H. Feldmeier *et al.*, Nucl. Phys. **A515**(1990), 147.
- [8] H. Feldmeier *et al.*, Nucl. Phys. **A586**(1995), 493.
- [9] Y. Nara, A. Ohnishi, and T. Harada, Phys. Lett. **B346**(1995), 217
- [10] A. Ono, H. Horiuchi and T. Maruyama, Phys. Rev. **C48** (1993), 2946.
- [11] T. Yamada and K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. Suppl **117**(1994), 445.
- [12] A. Ohnishi and J. Randrup, Phys. Rev. Lett. **75**(1995), 596.
- [13] A. Ohnishi and J. Randrup, Ann. Phys. **253**(1997), 279.
- [14] A. Ono and H. Horiuchi, Phys. Rev. **C**(in press)

3. AMD の三重ループ近似

東北大・理 小野 章

1 はじめに

反対称化分子動力学 (AMD) [1, 2] は, ガウス波束のスレーター行列式で核子多体系の波動関数を記述する枠組みであり, 中間エネルギー重イオン反応 [1, 3, 4, 2] や核子入射反応 [5] など広範囲の核反応を統一的に記述できる理論である. 形式的に見れば, 量子分子動力学 (QMD) [6] に反対称化を加えたものが AMD であるが, 一口に反対称化と言ってもその実質的内容はさまざまである. AMD の枠組みの特徴を挙げるとすると, 次のようになる. まず第一に, 波束の分子動力学であるという点である. つまり, AMD 波動関数はスレーター行列式であって平均場理論の長所を継承するが, それと同時に, フラグメント生成などでは非常に重要な多チャンネルへの分岐 [2] が取り入れられていて, 単純な平均場模型 (TDHF や VUU[7] など) を超える理論である. 第二に, 波束中心の運動に反対称化の効果を取り入れられている. 波束中心 Z は正準座標ではないが, 正準座標を用いて運動方程式を書き直すことが原理的にはできる. そうすると, 正準座標の空間 (Γ 空間) には, パウリ禁止領域が現れ, どんな軌道もパウリ禁止領域へは入り込まないようにになっている [1]. 第三に, 原子核の基底状態が, エネルギー最低状態として記述され, 基底状態は完全に安定である. QMD では, 基底状態よりもエネルギーの低い状態が存在したり, 基底状態が不安定であったりするが, AMD では, フェルミ多体系として許される波動関数を常に持っているので, そのような困難は全くない.

このような優れた特徴をもつ AMD であるが, その応用は比較的軽い系 (全系の質量数 A が 100 以下) に限られていた. その理由は, 計算時間が A^4 に比例して増大するからである. AMD では, 二体相互作用の期待値を

$$\mathcal{V} = \frac{1}{2} \sum_{ijkl} \langle \varphi_i \varphi_j | v | \varphi_k \varphi_l - \varphi_l \varphi_k \rangle B_{ki}^{-1} B_{lj}^{-1} \quad (1)$$

に基づいて計算する. φ_i は中心 Z_i の波束 (一粒子波動関数) で, $B_{ij} = \langle \varphi_i | \varphi_j \rangle$ である. 二体の行列要素の部分は解析的に計算できるが, 全体で A^4 個の項を計算しなければならない. \mathcal{V} の微分 $\{\partial \mathcal{V} / \partial Z_i\}$ を計算するのにも, やはり A^4 に比例する計算時間が必要となる.

この研究の目的は, A^3 (またはそれ以下) に比例する時間で計算できるような, 相互作用の期待値 \mathcal{V} の近似式を導出し, Au + Au のような重い系への AMD の適用を可能とすることである. この近似によって, 前述の AMD の特徴が損なわれることがあってはならないが, \mathcal{V} を近似するだけではその心配はない. ただし, この近似が意味をなすためには, 近似の誤差は, 原子核の結合エネルギーに比べて充分小さくて核子あたり 1 MeV 以下でなければならないであろう. 相互作用の期待値の絶対値は核子あたり 50 MeV 以上になることもあるから, 2% 以内の高精度が要求される.

2 相互作用の近似方法

2.1 Wigner 関数による表式

二体相互作用の近似式を導出するには, 式 (1) を直接用いるよりも, Wigner 関数 (一体分布関数) を用いた表式から出発する方が考えやすい. AMD 波動関数に対する Wigner 関数

は

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = 8 \sum_{ik} e^{-2(\mathbf{u}^* - \mathbf{z}_i^*)(\mathbf{u} - \mathbf{z}_k)} B_{ik} B_{ki}^{-1}, \quad \mathbf{u} = \sqrt{\nu} \mathbf{r} + \frac{i}{2\hbar\sqrt{\nu}} \mathbf{p} \quad (2)$$

によって計算できる。 ν はガウス波束の幅のパラメータである。これを用いると、二核子間のポテンシャルが $v(\mathbf{r})$ のとき、二体相互作用の期待値は

$$\mathcal{V} = f \cdot \hat{v} \cdot f \equiv \int \frac{d\mathbf{r} d\mathbf{p} d\mathbf{r}' d\mathbf{p}'}{(2\pi\hbar)^6} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \hat{v}(\mathbf{r}, \mathbf{p}; \mathbf{r}', \mathbf{p}') f(\mathbf{r}', \mathbf{p}') \quad (3)$$

と書き表すことができる。ただし、 \hat{v} は直接項と交換項を含み、

$$\hat{v}(\mathbf{r}, \mathbf{p}; \mathbf{r}', \mathbf{p}') = \frac{1}{2} v(\mathbf{r} - \mathbf{r}') - \frac{1}{2} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \tilde{v}(\mathbf{p} - \mathbf{p}'), \quad \tilde{v}(\mathbf{p}) = \int d\mathbf{r} e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar} v(\mathbf{r}) \quad (4)$$

である。記号 \cdot は、あとでもしばしば用いるが、その意味は自明であろう。ここではスピン・アイソスピンの自由度を明記していないが、それを取り入れるには、 f , \hat{v} にスピン・アイソスピンの自由度をつけて f_α , $\hat{v}_{\alpha\beta}$ とし、記号 \cdot はスピン・アイソスピン自由度についての和も含むと考えればよい。

ここまでは、何の近似も行っていない。

2.2 二重ループ近似

最も単純な近似は、 $\mathcal{V} = f \cdot \hat{v} \cdot f$ の中の Wigner 関数 f を QMD 的なガウス関数の和に置き換えることであろう。AMD に二核子衝突を導入する際に用いた物理座標 W

$$\mathbf{W}_i = \sum_j (\sqrt{Q})_{ij} \mathbf{z}_j, \quad Q_{ij} = B_{ij} B_{ji}^{-1} \quad (5)$$

を用いて

$$f(\mathbf{u}) \approx f^Q(\mathbf{u}) \equiv 8 \sum_i e^{-2|\mathbf{u} - \mathbf{W}_i|^2} \quad (6)$$

として、

$$\mathcal{V} \approx \mathcal{V}^{QQ} \equiv f^Q \cdot \hat{v} \cdot f^Q \quad (7)$$

と近似するのがもっともらしい。この近似を行なえば、計算量は A^2 に比例する（ただし、 B の逆行列の計算は A^3 に比例する）。しかし、あとで示すように、この近似は全くうまくいかない。

2.3 三重ループ近似

三重ループ近似では、核子あたり n 個のガウス波束を導入して、その足し合わせで Wigner 関数 f を近似する。

$$f(\mathbf{u}) \approx f^{cG}(\mathbf{u}) \equiv \sum_{p=1}^{nA} c_p f_p^G(\mathbf{u}), \quad f_p^G(\mathbf{u}) \equiv 8e^{-2|\mathbf{u} - \mathbf{w}_p|^2} \quad (8)$$

それぞれのガウス波束 f_p^G の中心 \mathbf{w}_p と重ね合わせの係数 c_p によって近似的な Wigner 関数 f^{cG} が表されている。核子あたりの波束の数 n は大きければ大きいほどよい近似になるであ

ろうが、ここでは、 $n = 3$ ととり、 \mathbf{w}_p は、それぞれの核子の波束（反対称化前の中心は \mathbf{Z}_i で物理座標は \mathbf{W}_i ）が占める可能性のある位相空間の領域を充分覆うように、

$$\mathbf{w}_p = \begin{cases} \mathbf{W}_i & p = i \\ \mathbf{Z}_i + i(\mathbf{W}_i - \mathbf{Z}_i) & p = A + i \\ \mathbf{Z}_i - i(\mathbf{W}_i - \mathbf{Z}_i) & p = 2A + i \end{cases} \quad (9)$$

と選んだ。そして、 nA 個の係数 $\{c_p\}$ は、条件

$$f_p^G \cdot \hat{v} \cdot f^{cG} = f_p^G \cdot \hat{v} \cdot f \quad (10)$$

によって決める。 $\hat{v} \cdot f$ （または $\hat{v} \cdot f^{cG}$ ）は、分布 f （または f^{cG} ）が作る平均場を意味するから、この条件は、位相空間の点 \mathbf{w}_p のまわりの平均場が f で計算しても f^{cG} で計算しても等しくなることを要請している。この $\{c_p\}$ を決める条件は、単純な連立一次方程式であって、

$$\sum_{q=1}^{nA} A_{pq} c_q = b_p \quad (11)$$

と書くことができる。ただし、

$$A_{pq} \equiv f_p^G \cdot \hat{v} \cdot f_q^G, \quad (12)$$

$$b_p \equiv f_p^G \cdot \hat{v} \cdot f \quad (13)$$

と置いた。そして、二体相互作用の期待値は、 $\mathcal{V} = f \cdot \hat{v} \cdot f$ 中の f を f^{cG} に置き換えて、

$$\mathcal{V} \approx \mathcal{V}^{cG} \equiv f^{cG} \cdot \hat{v} \cdot f^{cG} = \sum_{pq} c_p A_{pq} c_q \quad (14)$$

によって近似的に計算する。なお、条件 (10) のために、二つの f のうちの一方だけを f^{cG} に置き換えても、両方とも置き換えても、どちらでも同じである。

この近似式を用いて二体相互作用の期待値を計算するには、 A^4 の計算は必要ではなく、 A^3 に比例する演算で足りる。まず、 $\{b_p\}$ を求めるのに nA^3 に比例する演算が必要で、また、連立方程式 (11) を解くのに $(nA)^3$ に比例する演算が必要である。実際には、 $\{b_p\}$ の計算が大部分の時間を占める ($n = 3$ の場合)。

上述の方法では、まれに、 A_{pq} が特異行列に近くなって、 c_p の絶対値が非常に大きくなってしまふことがある。このとき、 f^{cG} は位相空間で激しく変動している。条件 (10) は、点 $\{\mathbf{w}_p\}$ の付近の平均場をよく再現させることによって、全位相空間での平均場をよく再現することを意図するものであるが、結果として得られる f^{cG} が充分滑らかでなければ、その意図は満たされない。そこで、 c_p が、二重ループ近似のときの値 c_p^0 ($p \leq A$ のとき $c_p^0 = 1$, $p > A$ のとき $c_p^0 = 0$) から大きくずれるのを避けるため、式 (10) のかわりに、

$$\sum_p (f_p^G \cdot \hat{v} \cdot f^{cG} - f_p^G \cdot \hat{v} \cdot f)^2 + \epsilon^2 \sum_p (c_p - c_p^0)^2 \quad (15)$$

を最小とするという条件、すなわち、

$$\sum_q (A^2 + \epsilon^2)_{pq} c_q = \sum_q A_{pq} b_q + \epsilon^2 c_p^0 \quad (16)$$

によって、 $\{c_p\}$ を決定する方が無難である。今回の報告で示す計算では、 $\epsilon = 0.1$ MeV ととったので、大抵の場合にこの項は効いていない。

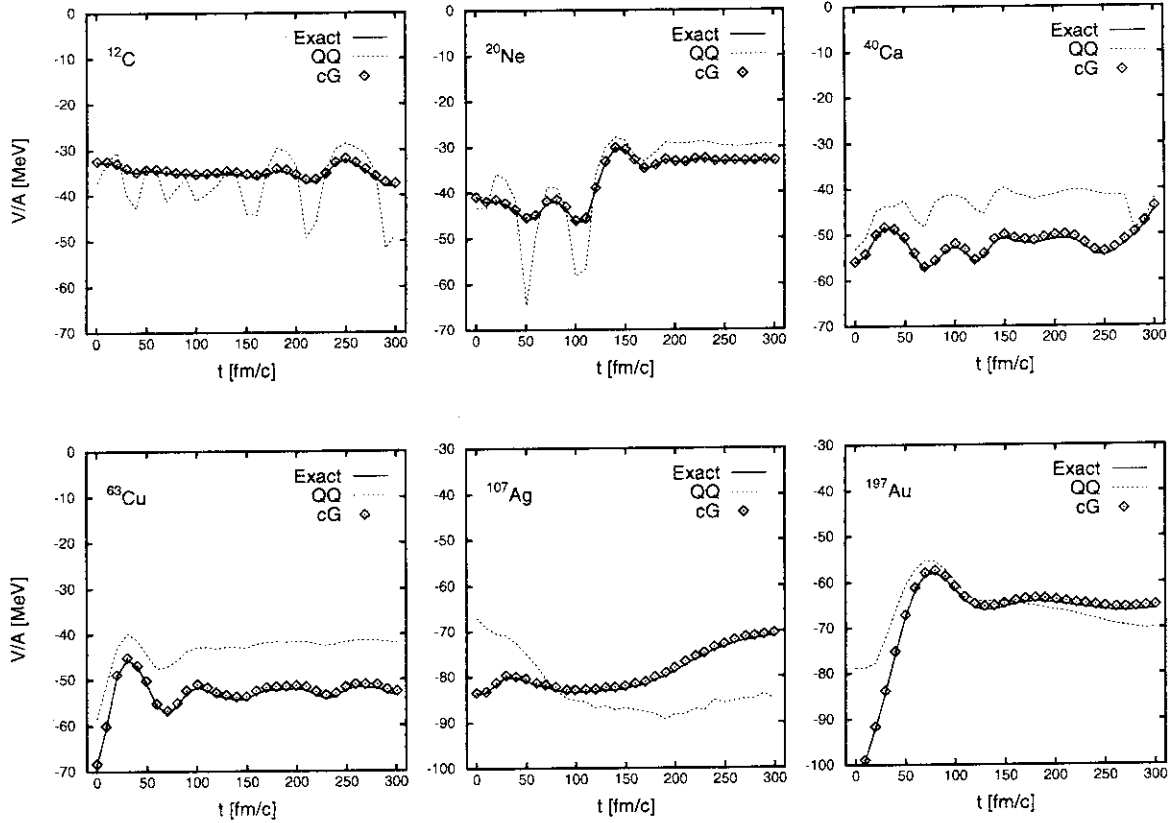


Figure 1: 6つの原子核に対して、ゆるやかな摩擦冷却の経路に沿って、二体相互作用の期待値（実線）と、その二重ループ近似（点線）および三重ループ近似（◇）を示す。

3 近似の精度の確認

前節で導入した二重ループ近似 \mathcal{V}^{QQ} と三重ループ近似 \mathcal{V}^{cG} の精度を確認する。ここでは、Gogny 力の二体力部分についてのみ取り扱う。最初に述べたとおり、核子あたり 1 MeV 程度以下の精度がなければ使い物にならない。また、我々は核反応の研究に応用したいのであるから、基底状態だけでなく、様々な励起状態に対しても精度を確認する必要がある。

まず、Fig. 1 では、ゆるやかな摩擦冷却の経路に沿って、二体相互作用の近似を確認した。乱数によって適当に決めた初期状態から出発して、摩擦冷却方程式

$$i\hbar \sum_{j\tau} C_{i\sigma,j\tau} \frac{dZ_{j\tau}}{dt} = (1 - 0.25i) \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial Z_{i\sigma}^*} \quad (17)$$

を解きながら、各時刻で、厳密な \mathcal{V} と近似した \mathcal{V}^{QQ} , \mathcal{V}^{cG} を比較している。この冷却方程式のハミルトニアン \mathcal{H} は、軽い核では厳密なものを用いたが、 ^{107}Ag と ^{197}Au に対しては、計算が大変なので、二重ループ近似したハミルトニアン \mathcal{H}^{QQ} を用いた。 ^{12}C から ^{197}Au までのどの原子核に対しても、二重ループ近似 \mathcal{V}^{QQ} は全く不十分な精度しか得られないことがわかる。誤差は、大きいときには核子あたり 10 MeV を超えている。それに対し、三重ループ近似 \mathcal{V}^{cG} は、ここで調べたどの状態に対しても、誤差が核子あたり 1 MeV を超えているものはなく、十分な精度が得られている。

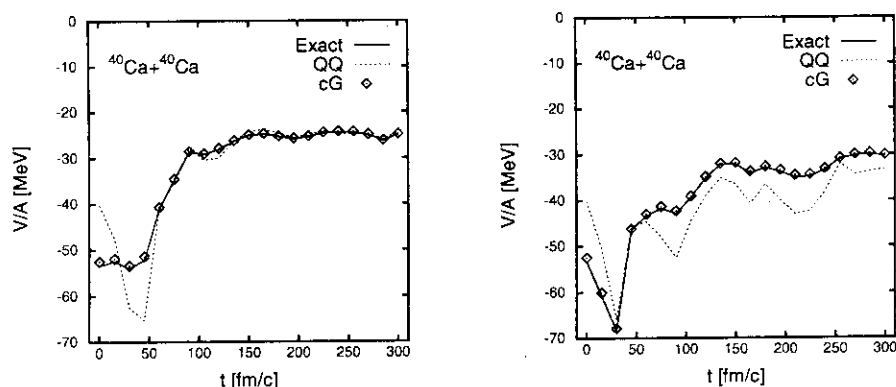


Figure 2: 核子あたりの入射エネルギー 35 MeV の $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 反応の AMD-V 計算 [2] の二つのイベントの中間段階において、二体相互作用の期待値 (実線) と、その二重ループ近似 (点線) および三重ループ近似 (\diamond) を示す。左側は衝突パラメータ $b = 7$ fm のイベント、右側は $b = 0$ fm のイベントである。

Fig. 2 では、入射エネルギーが核子あたり 35 MeV の $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 反応で、AMD-V[2] を用いて計算した二つのイベントの中間状態に対して、近似の精度を調べたものである。 $t = 0$ では ^{40}Ca の基底状態における誤差が現れている。左側は、 $b = 7$ fm の周縁衝突なので、 $t < 50$ fm/c ではあまり二体相互作用の大きさは変動していないが、二重ループ近似ではみせかけの引力が出てしまっている。 $t > 50$ fm/c で二体相互作用の期待値が減っているのは、核子などが放出されたためである。左側のイベントでは、 $t > 50$ fm/c で V^{QQ} もよい近似になっているように見えるが、他のイベント (右側は $b = 0$ fm/c) では、多数のフラグメントが存在する終状態でのずれが大きい。それに対し、三重ループ近似は、どんな場合にも、核子あたり 1 MeV 以内の精度で厳密な二体相互作用 V のよい近似になっているようである。

4 まとめと展望

この研究会発表では、AMD の二体相互作用ハミルトニアンを、 A^3 に比例する演算量で計算できる近似式の導出について報告した。この三重ループ近似は、単に形式的な近似であるだけでなく、厳密な値を定量的に再現している。精度は核子あたり 1 MeV 以下であり、十分に実用的であると考えられる。しかも、この近似では、新しく導入された調節可能なパラメータはひとつもない。

この近似により、AMD の特徴が損なわれることはない。AMD 波動関数におけるハミルトニアンの期待値を近似しただけだからである。パウリ禁止領域は存在し、エネルギーの最低状態が基底状態である。QMD ではしばしば人工的にパウリポテンシャルが導入されるが、AMD ではそのような必要は全くない。また、核子あたり 3 個のガウス波束を導入したが、これは、エネルギー評価の際にのみ行なわれるのであって、波束が拡がったり分裂したりすることとは何の関係もない。

三重ループ近似により、厳密な計算に比べて格段の高速化が実現できると思われるが、核子あたり 3 個の波束を導入したことや、もともとの厳密な計算がスピン・アイソスピン状態の直交性のために簡単になっていることなどを考慮すると、計算時間の比は、およそ A^4 :

Table 1: 相互作用エネルギー評価に要する時間の系の質量 A に対する依存性の推計値。
 $A = 80$ に対する厳密な AMD 計算を 1 とした。

	厳密な AMD 計算	三重ループ近似
$A = 80$	1	0.15
$A = 200$	40	2.4
$A = 400$	625	19

$12A^3$ となる。Table 1 は、この比に基づいて、 $A = 80$ の系 ($^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$) での計算時間を 1 としたときの計算時間をいくつかの系の質量に対して示している。実際の核反応計算では、ハミルトニアンではなくてその微分を計算しなければならないので、この見積りをそのまま信じることはできないが、それほど大きく変わることはないと思われる。現在 $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ の AMD 計算はベクトル機を用いると 1 イベントが 40 分ぐらいであるから、三重ループ近似を用いれば、 $A = 200$ の系は軽く実行でき、 $A = 400$ の計算も実現可能である。ただし、波束の拡散によるチャンネルへの分岐を取り入れた AMD-V[2] による計算を $A = 400$ の系に対して行なうのは、不可能ではないにしても、かなり大変である。

この報告では触れられなかったが、密度依存力についても、ここで示した二体力に対する近似方法とほとんど同様にして、同程度の精度で近似できることがわかっている。また、ハミルトニアンの Z に関する微分を計算する際には、近似の途中で用いた物理座標 W の Z に関する微分が必要であるが、その取扱い方もわかっており、困難は生じない。

References

- [1] A. Ono, H. Horiuchi, Toshiki Maruyama and A. Ohnishi, Phys. Rev. Lett. **68**, 2898 (1992); A. Ono, H. Horiuchi, Toshiki Maruyama and A. Ohnishi, Prog. Theor. Phys. **87**, 1185 (1992).
- [2] A. Ono and H. Horiuchi, Phys. Rev. **C53** 2958 (1996).
- [3] A. Ono and H. Horiuchi, Phys. Rev. **C51** 299 (1995).
- [4] H. Takemoto, H. Horiuchi and A. Ono, Phys. Rev. **C54** 266 (1996).
- [5] E. I. Tanaka, A. Ono, H. Horiuchi, Tomoyuki Maruyama and A. Engel, Phys. Rev. **C52** 316 (1995).
- [6] J. Aichelin, Phys. Rep. **202**, 233 (1991).
- [7] G. F. Bertsch and S. Das Gupta, Phys. Rep. **160**, 189 (1988).

4. 束縛状態の解析接続としての共鳴状態

田中 則通^a, 鈴木 宜之^b, K. Varga^c, 新井 好司^a
 新潟大学自然科学研究科^a, 新潟大学理学部^b, ATMOKI^c

1 Introduction

共鳴状態のパラメータを決定する手段の一つとして、相互作用の結合定数に関する解析接続による方法が提案されている。この方法の特徴は、共鳴状態のパラメータを束縛状態の計算のみから予言できる点である。束縛状態のエネルギーの 2 乗根を結合定数に関する関数として解析接続することにより、共鳴状態のエネルギーと巾を決定した。この方法を 3 体系へ適用した結果を報告する。

共鳴状態を決定する直接的で有力な方法は S 行列の極を決定する方法があるが、この方法は複雑な系には適当でない。原子核や原子・分子の領域で広く使われている共鳴状態のパラメータを求める方法に real stabilization method と、complex scaling method がある。real stabilization method では波動関数を大きな箱の中に局所化するように境界条件をかける。complex scaling method では座標を変換し波動関数を 2 乗可積分な関数にする。両者とも 2 乗可積分な関数を使用するために、これまでの束縛状態を解くための方法が利用できることが最大の利点である。これらの方法は有力なものであるが、real stabilization method は共鳴状態の巾を求めるために、Schrödinger 方程式を様々な大きさの箱の中で解かなければならず、これは複雑な系では大きな計算時間を必要としてしまう。また complex scaling method は巾の広い共鳴でも有効であるが複素数の行列要素と複素数のエネルギー固有値を扱わなければならない。さらにハミルトニアンがエルミートでないので停留値を求めなければならず、これはエネルギーの最小値を見出すことより容易ではない。

Kukulin らにより共鳴状態の研究を行なうための非常に単純な方法が提案されている。[1] この方法は束縛状態のエネルギーの 2 乗根を相互作用の結合定数の関数として解析接続するものである。解析接続の方法は、束縛状態のエネルギー固有値を正確に求めなければならないため簡単な系にのみ適用されていた。近年少数多体系の計算方法の発展によって束縛状態は非常に精密に解かれるようになったため、この方法を利用できるようになった。この方法の可能性を探るために我々は 2 体系と 3 体系のいくつかの系の計算をおこなった。これらの結果を 2 体系では直接 Schrödinger 方程式を積分する方法 [2] で求めた結果と、また 3 体系では complex scaling method による結果と比較し検討した。

2 Formulation

系のハミルトニアンから相互作用の引力部分 H_2 が以下のように分割できるとする。

$$H(\lambda) = H_1 + \lambda H_2, \quad (1)$$

結合定数 λ を、着目した状態が束縛状態であるような λ から小さくしていくにつれて、その状態は敷居値に達し、さらに共鳴状態もしくは仮想状態となるであろう。着目した状態のエネルギー固有値がゼロになる結合定数を λ_0 とすると、エネルギー固有値の2乗根が λ_0 付近で $l > 0$ に対しては $k_l(\lambda) \sim c\sqrt{\lambda - \lambda_0}$ 、また $l = 0$ に対しては $k_0(\lambda) \sim c(\lambda - \lambda_0)$ と振舞うことが示されている。[1] そこで $x = \sqrt{\lambda - \lambda_0}$ とおき、 $k_l(x)$ を x に関する関数と考える。これらの関数が解析的であることより、それらを束縛状態の領域 ($\lambda > \lambda_0$) から共鳴状態の領域 ($\lambda < \lambda_0$) へ解析接続することができる。ここで λ_0 近傍での $k_l(x)$ の振舞いを考慮すると λ_0 近傍で x による冪展開ができるので、我々は以下のパデ近似 [3]

$$k_l(x) = i \frac{c_0 + c_1x + c_2x^2 + \dots + c_Mx^M}{1 + d_1x + d_2x^2 + \dots + d_Nx^N} \quad (2)$$

を利用し、解析接続を行なった。 $\lambda > \lambda_0$ に対し $k_l(x)$ は純虚数であり、パデ近似の係数はその領域を利用して決定されるので、係数は実数である。共鳴状態のエネルギーと巾は以下で与えられる。

$$E - i\Gamma/2 = k_l^2. \quad (3)$$

係数を決定するためには $M + N + 1$ 個の束縛状態に対する領域の結合定数 ($\lambda > \lambda_0$) における Schrödinger 方程式を解きエネルギー固有値を得なければならない。また λ_0 は慎重に決定しなければならない。信頼できる予言値を得るためには精度良くパデ近似の係数を決定しなければならない。このためには束縛状態に対する Schrödinger 方程式を、特に敷居値近傍で正確に解かなければならない。このような問題に対し我々は確率論的変分法 [4, 5] を利用し、束縛状態のエネルギー固有値を得た。

3 Examples

2 体系での解析接続の方法の有効性を見るために、以下のポテンシャルにおける各部分波について解析接続により得た結果と直接 Schrödinger 方程式を積分して得た値を比較した。

$$V(r) = -8\lambda \exp[-(r/2.5)^2] + 2 \exp[-(r/5)^2] \quad (4)$$

単位系は $\hbar = c = m = 1$ である。ここで m は粒子の質量である。パデ近似の次元は $M = N$ とした。解析接続による各部分波の結果を直接 Schrödinger 方程式を解いた結果と比較したものが 図.1 である。両者の結果は良く一致していることがわかる。解析接続の方法が巾の広い共鳴状態にも有効であることも確かめた。

3 体系での解析接続の方法の有効性を検討するために、簡単な相互作用での 3 ボソン系を考え、解析接続による結果を complex scaling method による結果と比較する。

$$V(r) = -120 \exp[-r^2] + 3\lambda \exp[-(r/3)^2]. \quad (5)$$

エネルギーと長さの単位は MeV 及び fm である。粒子の質量は、 $\hbar^2/m = 41.47$ である。全軌道角運動量がゼロの状態を考えた。相互作用の斥力部分の結合定数を変化させた。このときエネルギーの 2 乗根の λ_0 近傍での振舞いは、 $k_l(\lambda) \sim c\sqrt{\lambda_0 - \lambda}$ であるので $x = \sqrt{\lambda_0 - \lambda}$ とする。解析接続による結果を complex scaling method の結果と比較した結果が 図.2 である。両者の結果は結合定数の広い範囲で良く一致している。このことにより解析接続の方法の 3 体系での有効性は示された。パデ近似の次元は $M=7$ である。

4 summary

我々は簡単なポテンシャルで相互作用する 2 体系のいくつかの部分波と、3 ボソン系
の全軌道角運動量がゼロの共鳴状態を解析接続の方法により決定した。それらの結果は
直接 Schrödinger 方程式を積分する方法による結果、complex scaling method による結果
と良く一致し、この方法が共鳴状態を研究する上で非常に有力なものであることがわかっ
た。解析接続の方法が利用できるようになってきた背景には最近の少数多体系の計算方法
の発展がある。解析接続の方法の特徴は束縛状態の計算のみしか利用しないためこれまで
の束縛状態を求めるための方法が利用できる点で便利であり、またそのため変分法が利用
できることは非常に有効である。しかし、パデ近似の係数を正確に求めるためには束縛状
態を正確に解かなければならず、これはより複雑な系に対しては困難なことでありすべ
ての系に適用できるわけではない。

参考文献

- [1] V. I. Kukulin, V. M. Krasnopol'skii, and M. Miselkhi, *Sov. J. Nucl. Phys.* **29**, 421 (1979)
- [2] T. Vertse, K. F. Pal, and Z. Balogh, *Comput. Phys. Commun.* **27**, 309 (1982)
- [3] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical Recipes in Fortran Second Edition* (Cambridge University Press, Cambridge, 1992), p.194
- [4] V. I. Kukulin and V. M. Krasnopol'skii, *J. Phys.* **G3**, 795 (1977)
- [5] K. Varga and Y. Suzuki, *Phys. Rev.* **C52**, 2885 (1995)
- [6] N. Tanaka, Y. Suzuki, K. Varga, and K. Arai, *Phys.Rev.C* to be published

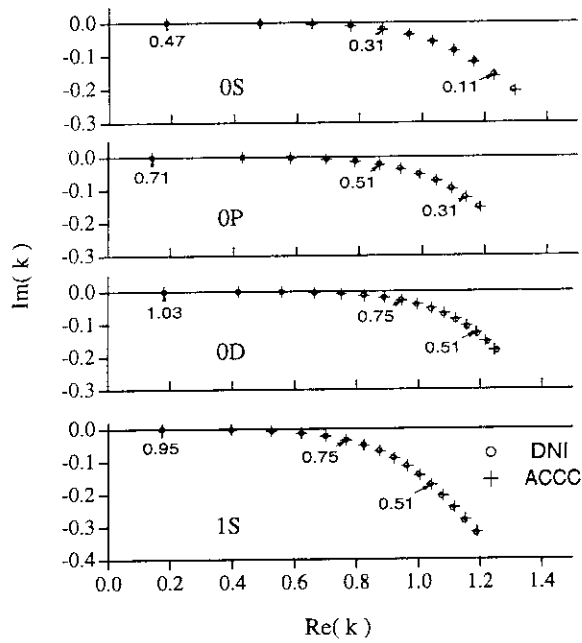


図 1: ポテンシャル (4) で相互作用する 2 体系の各部分波に対する共鳴状態を結合定数の関数として描いたもの。解析接続の結果は直接数値積分して得られた結果と良く一致している。

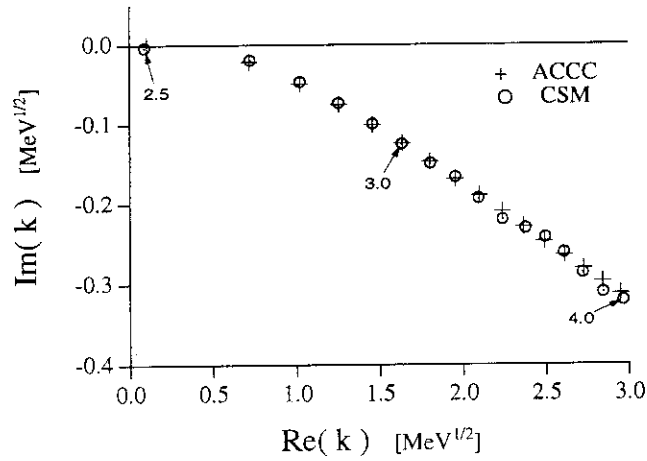


図 2: ポテンシャル (5) で相互作用する 3 ボソン系の共鳴状態を結合定数の関数として描いたもの。解析接続の結果は complex scaling method の結果と良く一致している。

5. 現実的核力下の3-4核子系への確率論的変分法の適用

新潟大自然 大林 由英

ATOMKI K.Varga

新潟大理 鈴木 宜之

1 Introduction

近年、我々は文献 [1] において確率論的変分法 (SVM) を用いた相関ガウス基底によって小数粒子系の精密な解を与えることを示した。しかしながらこれらは中心力を用いた計算に限られている。いわゆる現実的核力はさらに非中心力であるテンソル、スピン軌道力などを含んだものでありそのような非中心力を含む相互作用下での構造計算を行うことになる。SVM の現実的現実的核力下への適用は我々の手法の利点を示すための厳格なテストでもある。中心力のみ有効力を用いる場合に対する違いは、大きく分けて i) 短距離斥力芯。ii) 高次の角運動量、スピン、アイソスピン状態の必要性があげられる。

この課題に対し、核子および4核子系までについては他の手法によっても様々に取り組みされており、異なる手法による結合エネルギーの計算値を比較すると、 $A=3$ の原子核については十分な種類のチャンネルを取り入れた計算が可能であり他の手法 (例えば、Green Function Monte Carlo[2], Faddeev 法 [3, 4] 等) もほぼ同じ結果を与える。一方 $A=4$ 核についてはこれらの手法の幾つかは非常に複雑となり、また現在報告されている計算についても異なる手法の間で未だ数百 KeV の範囲でしか一致していないのが現状であり、それぞれの手法による結果にはそれぞれ改良の余地があるのが現状である。このような背景において今回は現実的核力として Reid V8(RV8)[5], Argonne V6, V8(AV6, AV8)[6] を使い、我々は SVM 計算を現実的核力下の triton, alpha の計算に適用し、このような他の手法と比較し SVM の与える結果の精度および手法の有効性を示すこととする。

2 相関ガウス基底を用いた確率論的変分法

原子核物理学においては、相互作用のスピン、アイソスピンそして軌道角運動量への依存性が非常に重要になる。即ち SVM を現実的核力下での原子核へ適用するには前述の相関ガウス基底の非線形パラメータの最適化と同時にスピン、アイソスピンそして軌道角運動量をそれぞれ決定し基底関数を定義する必要がある。SVM がなぜ精密な解を与えるのか。それは相関ガウス基底を決めるこれらの要素の注意深い選択をおこなっているからである。試行関数は次のような相関ガウス基底の線形結合により表される。

$$\psi_{(LS)JM_T M_T}(\mathbf{x}, A) = A \{ e^{-\frac{1}{2} \mathbf{x} A \mathbf{x}} [\theta_L(\mathbf{x}) \chi_S]_{JM} \eta_{TM_T} \} \quad (1)$$

ここで $\mathbf{x} = (\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_{N-1})$ は核子間の相対運動に対するヤコビ座標を表す。行列 A がガウス関数の広がりパラメータからなる $(A-1) \times (A-1)$ 次元の正値対称行列である。 $\theta_{LM_L}(\mathbf{x})$ は波動関数の角度部分を表すが、これを $\theta_{LM_L}(\mathbf{x}) = \left[\left[Y_{l_1}(\mathbf{x}_1) Y_{l_2}(\mathbf{x}_2) \right]_{l_{12}} Y_{l_3}(\mathbf{x}_3) \dots \right]_{LM_L}$ のように相対運動の部分波の軌道角運動量を組んで表す。triton の場合、部分波チャンネル $(l_1, l_2)L$ は今回の計算では $l_i \leq 2$ かつ $L = 0, 1, 2$ を満たすチャンネルをとり、alpha 粒子については $l_1 + l_2 + l_3 \leq 4$, $l_i \leq 2$, $|l_1 - l_2| \leq l_{12} \leq l_1 + l_2$ かつ $L = 0, 1, 2$ を満たす部分波 $((l_1, l_2)l_{12}, l_3)L$

を取り入れた。スピン、アイソスピンについても $\chi_{SM_S} = \chi_{s_1 s_2 s_3 \dots SM_S} = [[\chi_{\frac{1}{2}} \chi_{\frac{1}{2}}]_{s_{12}} \chi_{\frac{1}{2}}]_{s_{123} \dots}]_{SM_S}$ のように各核子のスピン、アイソスピンを組んで求める。triton は 3 つのスピン、そして 2 つのアイソスピンチャンネルを、alpha は 6 つのスピン、そして 2 つのアイソスピンチャンネルを取り入れた。[7]

SVM の基本的な流れをここに示すと、基底の次元数を $K-1$ と仮定して

- (1) K 番目の基底関数を見つけるため N 個の候補を無作為に発生させる。
 - (1-a) あるスピン、アイソスピンおよび部分波であらわされるチャンネルを無作為に選ぶ。
 - (1-b) ガウス波束の広がりパラメータを物理的に重要と思われる範囲内で無作為に選ぶ。
- (2) K 個の基底関数を用いて基底状態のエネルギーを計算。
- (3) 無作為に発生させた試行関数の中で最も低いエネルギーを与えるものを選択し K 番目の基底とする。
- (4) $K+1$ 個に基底を増やす。

このように非常に膨大な選択枝の中からどのチャンネルが重要か、空間波動関数を幾つ重ねあわせることが必要かを定めることは難しい。SVM は (1)-(2)-(3)-(4) の手続きを通して物理的に重要な基底を自動的に抽出する。そしてこの手続きで得られた基底関数を用いて更に改良を加える。即ち、例えばある次元数 K まで基底の抽出が行われ、重要なチャンネル、および非線形パラメータが一旦与えられた時点でこの手続きを止め、この時点で抽出されたチャンネルを固定し非線形パラメータを改良する。この改良の手続きは前述の (1b)-(2)-(3) の段階をエネルギー変化が非常に小さくなるまで繰り返すことになる。

3 結果

図 1. に triton の場合のエネルギー計算の典型的な収束を示す。この図の示すように refinement をかけることにより、エネルギーの収束に必要な次元数は更に少なく押さえることができる。結果として triton および alpha 粒子のエネルギーは表 1 のような次元数で収束した解を得られた。表 1. に示すように、3,4 核子系のどちらの場合も AV6, AV8 ポテンシャルを用いた場合のエネルギーの収束は比較的速いが、より斥力芯が強く特異的な RV8 の場合のそれは遅くなっていることがわかる。これら得られたエネルギーは更に基底数を増やしていても変化しないまでに収束している。triton 系の場合より高次の部分波はここで計算値を更に変化させる程の効果はないと考えられる。

K	AV6	AV8	RV8
^3H			
25	-6.63	-7.36	-6.53
50	-7.04	-7.69	-7.41
75	-7.11	-7.74	-7.54
100	-7.15	-7.79	-7.59
^4He			
100	-24.37	-25.15	-23.35
200	-25.05	-25.50	-24.15
300	-25.28	-25.60	-24.35
400	-25.40	-25.62	-24.49

表 1. triton および alpha のエネルギーの収束 (MeV)。

他の手法との比較を表 2. に示す。SVM と GFMC を比較するとエネルギーはお互いに非常に近い結果を与えている。SVM は比較的少ない基底数で良い精度の解を得ることができる。現実的核力を用いて軽い核の結合エネルギーを精度よく求めることの重要性はもはや言うまでもない。例えば、 ^6He 原子核の 2 中性子分離エネルギー

はおよそ 1 MeV であり、それゆえ、数 100KeV のエネルギーの違いはいわゆる中性子ハロー構造に著しく影響を与えると考えられる。SVM の優位性の一つとしてあげられるのが SVM は比較的 $A=5,6,7$ 核子系への拡張も容易なことである。 $A=3,4$ 核子系が少次元で解かれたことによって、より多核子系に対しても SVM が適用の可能性を持つ。定式化および計算コードはこれに対して一般的であり、問題は利用できる計算機の記憶容量や速度によって制限される。必要であれば 3 体力を取り入れることも問題は無い。

4 まとめ

現実的核力下での triton, alpha の SVM を用いた基底状態の変分計算をおこなった。波動関数は異なるスピン、アイソスピン、軌道角運動量、およびガウス関数であらわされる空間部分というそれぞれの成分からなる基底関数の重ねあわせで記述される。変分的に精度良く解を求めるためには基底を決めるこれらのパラメータを注意深く最適化することが必要となる。確率論的変分法はこれらをランダムに選択することによって重要な基底を選ぶ。 $A=3,4$ 核子系が我々の手法によってそれぞれ、100,400 次元程度で解かれ、かつその結果がその他の手法の与える最も精度の良い解と一致する。これらのことから SVM は非中心力や強い斥力芯といった性質の相互作用にも有効であることが示された。コンパクトな次元数で精密な波動関数が得られることにより、得られた波動関数を用いた物理量の計算等への応用等も興味深い課題である。更に $A=6,7$ 核子系への適用などへの拡張の可能性が期待できる。

参考文献

- [1] K. Varga and Y. Suzuki, Phys. Rev. C **52** (1995) 2885.
- [2] J. Carlson, Phys. Rev. C **36** (1987) 2026., J. Carlson, Phys. Rev. C **38** (1988) 1879.
- [3] W. Glöckle, H. Kamada, H. Witala, D. Hüber, J. Golak, K. Miyagawa, and S. Ishikawa, Few-Body Systems, Suppl. **8** (1995) 9.
- [4] C. R. Chen, G. L. Payne, J. L. Friar and B. F. Gibson, Phys. Rev. C **31** (1985) 2266.
- [5] R. B. Wiringa, R. A. Smith and T. L. Ainsworth, Phys. Rev. C **29** (1984) 1207.
- [6] R. B. Wiringa and V. R. Pandharipande, Nucl. Phys. **A317** (1979) 1.
- [7] K. Varga, Y. Ohbayasi and Y. Suzuki, Phys. Lett. B, to be published

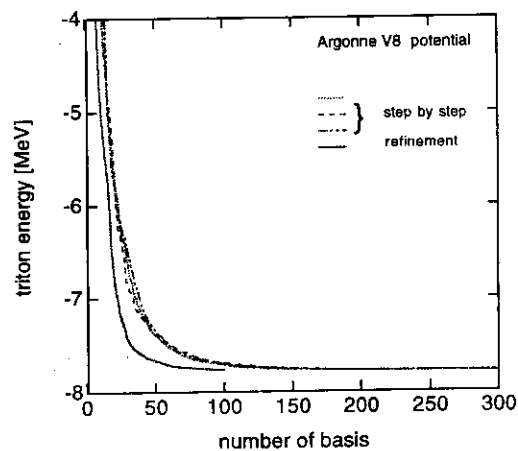


図.1 triton のエネルギーの収束。異なる基底のサンプリングに対するエネルギーの収束 (step by step)、および基底の改良に伴う収束 (refinement) を示した。

	SVM	GFMC	FY	VMC	CHH
${}^3\text{H}$					
AV6					
$\langle T \rangle$	44.8				
$\langle V_6 \rangle$	-51.9	-52.0(3.00)		-43.7(1.0)	
$\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$	1.76	1.75(0.10)		1.95(0.03)	
E	-7.15	-7.22(0.12)	-7.15	-6.33(0.05)	
AV8					
$\langle T \rangle$	46.3				
$\langle V_6 \rangle$	-52.9				
$\langle V_{LS} \rangle$	-1.2				
$\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$	1.75				
E	-7.79		-7.79		-7.79
RV8					
$\langle T \rangle$	52.2	54.0(0.20)	52.2		
$\langle V \rangle$	-59.8	-62.0(0.20)	-59.8		
$\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$	1.75	1.68(0.07)	1.76		
E	-7.59	-7.54(0.10)	-7.59	-7.44(0.03)	-7.60
${}^4\text{He}$					
AV6					
$\langle T \rangle$	100.1				
$\langle V_6 \rangle$	-125.4	-122.0(3.0)		-122.0(1.0)	
$\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$	1.49	1.50(0.04)		1.50(0.01)	
E	-25.40	-25.50(0.20)		-22.75(0.01)	
AV8					
$\langle T \rangle$	98.8				
$\langle V \rangle$	-124.4	-124.20(1.0)			
$\langle V_6 \rangle$	-121.5				
$\langle V_{LS} \rangle$	-2.9				
$\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$	1.50	1.51(0.01)			
E	-25.62	-25.75(0.02)	-25.31		-25.60
RV8					
$\langle T \rangle$	111.7	109.2(2.0)			
$\langle V_6 \rangle$	-139.1	-137.5(2.0)			
$\langle V_{LS} \rangle$	2.1	2.45(0.23)			
$\langle V_{coul} \rangle$	0.75	0.71(0.02)			
$\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$	1.51	1.53(0.02)			
P_D	15.5	15.5(0.20)			
E	-24.49	-24.55(0.13)	-23.79	-24.01	-23.9

表 2. triton および alpha のエネルギー (MeV) と半径 (in fm)。異なるポテンシャルによる結果をそれぞれ他の手法と比較した。その他の手法の結果の引用文献等は文献 [7] を見よ。

6. Quantum Monte Carlo Diagonalization method as a variational calculation

Takahiro Mizusaki and Takaharu Otsuka
Department of Physics, University of Tokyo, Hongo, Tokyo 113,

and

Michio Honma
Center for Mathematical Sciences, University of Aizu
Tsuruga, Ikki-machi Aizu-Wakamatsu, Fukushima 965

ABSTRACT

A stochastic method for performing large-scale shell model calculations is presented, which utilizes the auxiliary field Monte Carlo technique and diagonalization method. This method overcomes the limitation of the conventional shell model diagonalization and can extremely widen the feasibility of shell model calculations with realistic interactions for spectroscopic study of nuclear structure.

One of the trends in theoretical nuclear structure physics is a stochastic approach for nuclear shell model which describes the dynamics of nucleons strongly interacting each other via residual two-body interaction. The conventional shell model diagonalization clearly meets the difficulty as the dimension of the Hilbert space increases, while, several stochastic approaches are proposed in order to overcome this limitation. For instance,

Horoi et al. [1] proposed a truncation scheme with stochastic criteria for the conventional shell model diagonalization. Koonin and his collaborators [2] developed the Shell Model Monte Carlo (SMMC) method based on the auxiliary field Quantum Monte Carlo method, which turns out to be a powerful method to extend the feasibility of shell model calculation for ground state and finite temperature properties. However, this method is not free of the sign-problem which is a generic problem in Quantum Monte Carlo method. Consequently it is not enough for investigating spectroscopic study of nuclear structure. In a glance, Quantum Monte Carlo method and exact diagonalization seems to be incompatible each other because they are based on completely different principles. However, we combine advantages both of methods and develop a new method called *Quantum Monte Carlo Diagonalization (QMCD) method* [3]-[7]. In this article, first we outline this new method and then present the feasibility of the large-scale shell model calculations by this method.

The ground state energy E_g can be written as

$$E_g = \lim_{\beta \rightarrow \infty} \frac{\langle \Psi | H e^{-\beta H} | \Psi \rangle}{\langle \Psi | e^{-\beta H} | \Psi \rangle} \quad (1)$$

where H is a Hamiltonian and $|\Psi\rangle$ is an arbitrary wave function which is not orthogonal to the ground state. The $e^{-\beta H}$ is a ground state projector with a sufficient large β and the ground state is expressed as,

$$|\Psi_g\rangle = \lim_{\beta \rightarrow \infty} e^{-\beta H} |\Psi\rangle. \quad (2)$$

In general, Hamiltonian consists of the one and two body interactions. The latter causes the difficulty in treating Quantum many-body problem. If we treat it as two-body interaction, exact diagonalization is inevitable and the ground state projection is often realized by the Lanczos method. In turn, if we can treat the Hamiltonian as an effective one-body interaction, there exist

two approaches. One is a well-known mean-field approach. The other is an auxiliary field approach. The SMMC and QMCD methods utilize this auxiliary field approach, by which $e^{-\beta H}$ can be shown by the sum of the $e^{-\beta h(\sigma)}$ where $h(\sigma)$ is one-body Hamiltonian parameterized by the auxiliary field σ . In the SMMC method, the ground state energy is evaluated by the Monte Carlo integration over σ . As the action of $e^{-\beta h(\sigma)}$ to Slater determinant keeps form of Slater determinant, we can count the number of Slater determinant in the SMMC calculation. In the typical SMMC one [2], the ground state energy can be expressed by several thousand Slater determinants. In a sense, these Slater determinants can be considered to be potentially good basis for describing the ground state. Then, we proposed the diagonalization of the Hamiltonian evaluated by these Slater determinants [3]. For better efficiency of this method, we utilize a mean-field knowledge and consider stochastic methods and explicit treatment of symmetries. Details of the QMCD method are presented in Refs [3]-[7].

To what extent the QMCD method can describe exact wavefunctions is an important problem. We have examined the validity of the QMCD method for the shell model calculations of the sd-shell nuclei where the exact solutions are known. This has been reported in ref [5], and is not reported here. Instead, we then proceed to full pf shell calculations, which is a crossover region between the conventional shell model diagonalization and the QMCD calculation. The largest calculation [8] which has been carried out by the conventional shell model diagonalization is for ^{48}Cr with the KB3 interaction [9]. Figure 1 shows the energies of several low-lying states obtained by the QMCD method, conventional shell model diagonalization [8], and the SMMC method [2]. In the results of conventional shell model diagonalization, different dimensions mean the different truncation schemes: The maximum number of particles allowed to jump from the $f_{7/2}$ orbit to

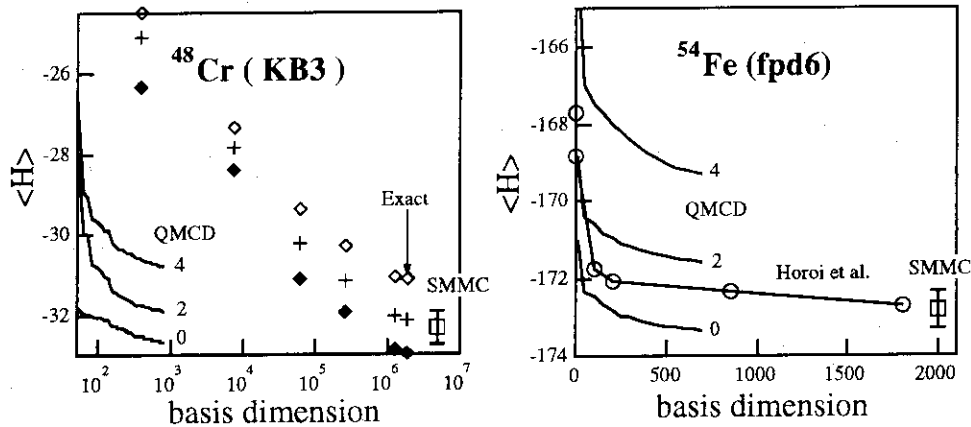


Figure 1: Energies of lowest three states of ^{48}Cr and ^{54}Fe plotted as a function of the basis dimension. The results of the QMCD method are plotted by lines. In the left figure, the results of the QMCD method are compared to those of the exact and truncated shell model calculations. In the right figure, the results of the QMCD method are compared to those of the stochastic truncation method which are shown by symbols and lines. The SMMC results are also shown by open square with an error bar.

the remaining ones, denoted t , is given in each truncation differently. In this figure results for $t=0,1,2,3,5$ are shown as well as the exact result (*i.e.* $t=8$). The SMMC result corresponds to the finite temperature $T=0.5\text{MeV}$, and is plotted near the exact results since we cannot define the dimension for the SMMC calculations. We can see that the QMCD method gives energies with rather good quality by taking only 600 basis states.

Next we compare the QMCD method to other stochastic methods for ^{54}Fe nuclei. Although there is no exact calculation for this nuclei, two stochastic methods evaluated the ground state energy of ^{54}Fe nuclei with the FPD6 interaction [10]. One is a method proposed by Horoi et al.[1] They truncate the shell model basis based on the unperturbed energies of the basis states and on the constancy of their spreading widths. Consequently the JT dimensions of the order of a few times 10^6 are reduced to a

few times 10^3 . The other is the SMMC method. As a realistic interaction includes both good and bad parts for sign-problem, we need an extrapolation method for extracting physical quantities. In this case, the estimated ground state energy is shown within a certain error bar [2]. Note that the QMCD method is free of sign-problem, it can handle any realistic interaction without any problem. We also evaluate the same nuclei with the same interaction by the QMCD method. In the present calculation, the M -projected QMCD basis is utilized [4]. Fig.1 shows the results of above three methods. As the lowest energy of the deformed Hartree Fock method in the same shell model configuration is -167.622 MeV, above three methods are found to include certain correlations for the ground state. However, in the view of variation principle, the QMCD method offers the best value among them. Furthermore, one sees that the QMCD method can describe excited states too. Although we do not mention in this short article, we can evaluate the $B(E2)$, Q moment and so on.

In summary, we present the QMCD method, which is a diagonalization method by the bases generated by the auxiliary field Monte Carlo method. It is reported that the present QMCD method is superior to other stochastic methods. The present method is useful for the large-scale shell model calculations.

References

- [1] M.Horoi, B.A.Brown and V.Zelevinsky Phys. Rev. **C50**, R2274 (1994).
- [2] S.E. Koonin, D.J. Dean, K. Langanke (1996): to be published in Phys.Repts; W. E. Ormand, *et al.*, Phys. Rev. **C49** (1994) 1422; C. W. Johnson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3147; K. Langanke, D.J. Dean, P.B. Radha, Y. Alhassid, S.E. Koonin (1995): Phys.Rev. **C52**, 718
- [3] M.Honma, T.Mizusaki and T.Otsuka, Phys. Rev. Lett. **75**,1284 (1995).
- [4] T. Mizusaki, M. Honma, T. Otsuka (1996): Phys.Rev. **C53**, 2786
- [5] Otsuka, M. Honma, T. Mizusaki : Proceedings of the Workshop on Comtemporary Nuclear Shell model, 29-30 April, 1996, Drexel University, USA, to be published in Lecture Notes in Physics (Springer-Verlag).
- [6] T. Mizusaki, T. Otsuka, M. Honma : Proceedings of the XXXI Zakopane School of Physics, 3-11, Sept., 1996, Zakopane, Poland, to be published in Acta Polinica.
- [7] M. Honma, T. Mizusaki, T. Otsuka : Phys.Rev.Lett.**77** (1996) 3315.
- [8] E. Caurier, A.P. Zuker, A. Poves, G. Martinez-Pinedo (1994): Phys.Rev. **C50**, 225; Private communication with Poves.
- [9] A. Poves, A. Zuker (1981): Phys.Rep. **70**, 235
- [10] W.A. Richter, M.G. van der Merwe R.E. Julies, B.A. Brown (1991): Nucl.Phys. **A523**, 325

7. QMDによる飽和密度以下の核物質の研究

丸山敏毅¹、仁井田浩二²、親松和浩³、丸山智幸¹、岩本昭¹

1 原研・先端基礎研究センター・ハドロン輸送研究グループ

2 名古屋大学工学部・エネルギー理工

3 高度情報科学技術研究機構

1 はじめに

低密度での核物質の性質は重イオン反応でのマルチフラグメンテーションや、超新星爆発の初期、中性子星クラストの構造にとって非常に重要である。また超新星物質や中性子星物質は原子核の形状の点でも興味深い。超新星や中性子星クラストの中での原子核が奇妙な形をしているのではないかという議論がされるようになった[1, 2, 3]。彼らは安定な核物質の形が密度が高くなるに従い、球状の原子核から棒状、板状、パイプ穴、泡状の穴、一様物質へと変化すると指摘した。この奇妙な形の原子核は超新星爆発の際、爆発の強度を大きく左右するニュートリノ吸収過程に影響したり[4]、中性子星の回転周期の変動(グリッチ)のメカニズムなどに大きく関わっているのではないかとされている。これまでの超新星物質や中性子星物質の研究では、構造を仮定した方法や、構造を仮定しないが連続体近似を用いた方法で研究されてきたが、分子動力学のような構造に関する過程の少ない方法で超新星物質や中性子星物質を研究した例はない。我々は原子核反応の微視的シミュレーションであるQMD(quantum molecular dynamics)を核物質の無限系に適用する。QMDを用いた無限系の計算はPeilertら[5]のものがあるが、これは全粒子数が256しかなく、重イオン反応でのフラグメンテーションに関連した有限温度の計算であり、超新星や中性子星での無限系を調べたものではない。

2 QMDによる核物質のシミュレーション

QMD(quantum molecular dynamics) [6, 7, 5, 8, 9, 10] は分子動力学による核反応のシミュレーションのうちでもっとも単純で広く使われていて、その有効性が明らかになってきている枠組みである。我々がここで使うのは前回の原研研究会で報告[11]した手法である。これは文献[10]のQMDの発展したもので、基底状態を扱うためにパウリポテンシャルを用いる点と、相互作用に運動量依存性を入れた点が[10]のQMDと異なっている。

2.1 Quantum Molecular Dynamics

QMDでは全系の波動関数をガウス型の1粒子波動関数の直積で近似する。

$$\Psi = \prod_i \frac{1}{(2\pi L)^{3/4}} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)^2}{4L} + \frac{i}{\hbar} \mathbf{r} \cdot \mathbf{P}_i \right], \quad (1)$$

\mathbf{R}_i と \mathbf{P}_i は核子 i の位置と運動量の中心である。系の時間発展は古典的なニュートン方程式で表される。

$$\dot{\mathbf{R}}_i = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{P}_i}, \quad \dot{\mathbf{P}}_i = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{R}_i}, \quad (2)$$

原子核反応のシミュレーションの場合は2核子衝突も行うが、ここでは2核子衝突については説明しない。

2.2 無限系の計算

無限系の計算は、実際には N 粒子系の計算を周期的境界条件の下におこなう。 N 粒子を含むcellを用意し、その周りに隣接した26個のcellを置き、その中に中心のものと全く同じ配置の粒子を考える。中心のcellの粒子は、自分のcellの粒子と周りのcellの粒子との相互作用によって運動する。周りのcellの粒子は中心cellの粒子の運動に従う。つまり、ハミルトニアンを運動エネルギー項 T と2体相互作用項 $H^{(2)}$ 、...のように分けると、cell当たりのハミルトニアンは以下のように書くことができる。

$$H = \sum_{i=1, \dots, N} \left[T_i + \sum_{\substack{\text{cell}=1, \dots, 27 \\ j=1, \dots, N}} H_{ij}^{(2)}(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j + \mathbf{D}_{\text{cell}}, \mathbf{P}_i, \mathbf{P}_j) + \dots \right] \quad (3)$$

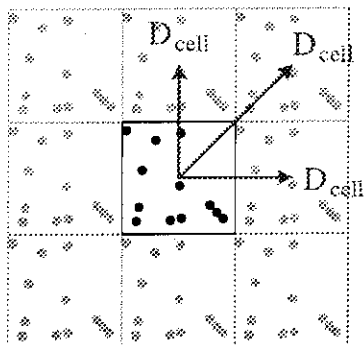


図1. 中心の cell の周りに同じ粒子配置の 26 個の cell を置く。cell i の位置ベクトルを \mathbf{D}_i とする。

粒子間の相互作用は最も遠方で cell の対角線の 2 倍の長さしか入らず、それより先は無視されることになる。系の基底状態は摩擦冷却法により求める。摩擦冷却は、負のダンピング係数 μ_P, μ_R を用いて以下の運動方程式を解く事により系のエネルギーを下げる。

$$\dot{\mathbf{R}}_i = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{P}_i} + \mu_R \frac{\partial H}{\partial \mathbf{R}_i}, \quad \dot{\mathbf{P}}_i = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{R}_i} + \mu_P \frac{\partial H}{\partial \mathbf{P}_i}, \quad (4)$$

2.3 パウリポテンシャル

ハミルトニアンは運動エネルギー項と相互作用項に分けられ、相互作用にはパウリポテンシャル、核力、クーロン力に分けられる。

$$H = T_{\text{kinetic}} + V_{\text{Pauli}} + V_{\text{nucl}} + V_{\text{Coul}} \quad (5)$$

パウリポテンシャルは系の反対称化を行う代わりに、同種粒子が phase space で近づかない様な斥力を導入したものである。ポテンシャルは文献 [8] と同じ形のものを使う。パラメータの決定はすでに述べた無限系のシミュレーションをパウリポテンシャルのみの入ったフェルミオン系に適用し、系の運動エネルギーをフェルミガスのエネルギーにフィットした。

$$V_{\text{Pauli}} = \frac{1}{2} \sum_{i,j(\neq i)} \frac{C_P}{(q_0 p_0)^3} \exp \left[-\frac{(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j)^2}{2q_0^2} - \frac{(\mathbf{P}_i - \mathbf{P}_j)^2}{2p_0^2} \right] \delta_{\tau_i \tau_j} \delta_{\sigma_i \sigma_j}, \quad (6)$$

$$C_P = 207 \text{ MeV}, \quad p_0 = 120 \text{ MeV}, \quad q_0 = 1.644 \text{ fm}. \quad (7)$$

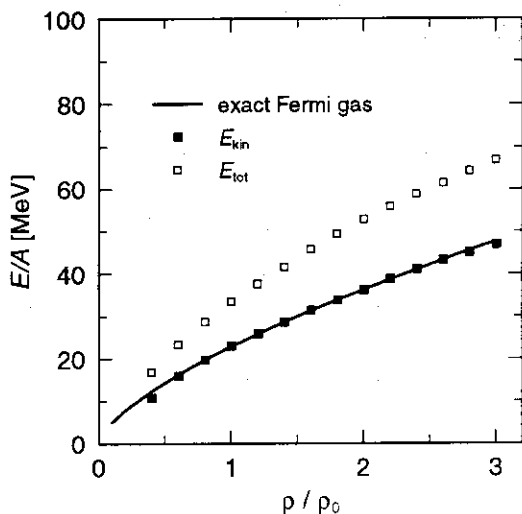


図2. フェルミガスの核子当たりのエネルギー。実線は厳密解。四角は QMD による無限系のシミュレーションの運動エネルギーとパウリポテンシャルを含めた全エネルギー。

2.4 有効核力

有効核力には Skyrme タイプの相互作用と、Symmetry ポテンシャル、運動量依存性を与える 2 レンジの Yukawa 型相互作用の交換項を使う。

$$\begin{aligned}
 V_{\text{nucl}} = & \frac{\alpha}{2\rho_0} \sum_i \langle \rho_i \rangle + \frac{\beta}{(1+\tau)\rho_0^\tau} \sum_i \langle \rho_i \rangle^\tau \\
 & + \frac{C_s}{2\rho_0} \sum_{i,j(\neq i)} (1-2|c_i-c_j|) \rho_{ij} \\
 & + \frac{C_{\text{ex}}^{(1)}}{2\rho_0} \sum_{i,j(\neq i)} \frac{1}{1+\left[\frac{\mathbf{P}_i-\mathbf{P}_j}{\mu_1}\right]^2} \rho_{ij} + \frac{C_{\text{ex}}^{(2)}}{2\rho_0} \sum_{i,j(\neq i)} \frac{1}{1+\left[\frac{\mathbf{P}_i-\mathbf{P}_j}{\mu_2}\right]^2} \rho_{ij} \quad (8)
 \end{aligned}$$

パラメータは Symmetry ポテンシャルは手で与え、その他は核物質の飽和性 ($\rho = \rho_0$ で最大結合エネルギー 16 MeV/u) を満たすということと、運動量依存性 (有効質量 $m^* = 0.85m$ 、及び陽子入射反応での光学ポテンシャルの実部の入射エネルギー依存性 [12] の全体的フィット) から決定した。

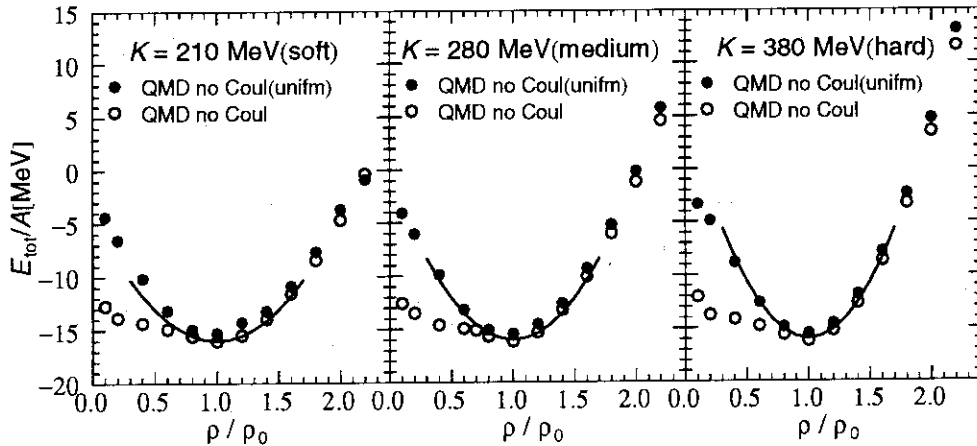


図 3. 核物質の飽和性のフィット。実線が Soft (非圧縮率 $K=210$ MeV)、Medium ($K=280$ MeV)、Hard ($K=380$ MeV) の 3 種類の場合に相当する放物線。黒丸は一様な粒子分布の場合の対称核物質 ($Z = A/2$) の QMD シミュレーション。白丸はエネルギー最低を与える配置を QMD シミュレーションで求めたもの。

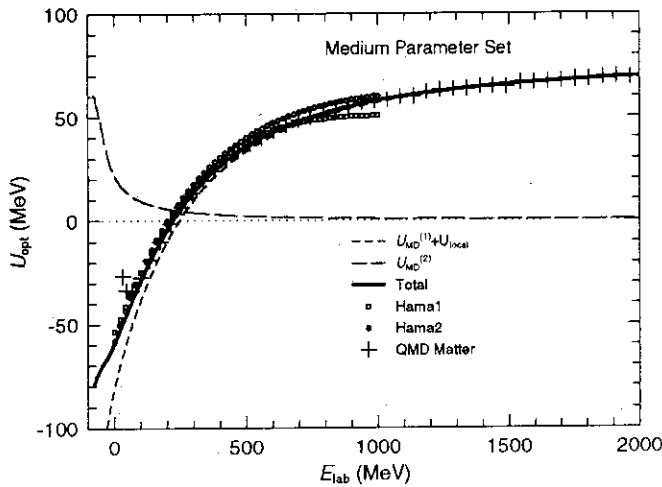


図 4. ポテンシャルの運動量依存性。 V_{nucl} の運動量依存項を $U_{\text{MD}}^{(1)}$ 、 $U_{\text{MD}}^{(2)}$ 、運動量非依存項を U_{local} と書くと、長破線が運動量依存項の第 2 項、短破線がその他の項、実線が全ポテンシャル (いずれも表式からの解析的な値)、丸と四角が実験値、プラス印が QMD 無限系で確かめた値。図は非圧縮率 $K = 280$ MeV の場合について示してあるが、他の 2 つの場合も殆ど同じ。

これらの方法で決定したパラメータの値は次のようになる。

表 1. 有効核力のパラメータセット

	Soft ($K=210$ MeV)	Medium ($K=280$ MeV)	Hard ($K=380$ MeV)
α (MeV)	-223.56	-92.86	-21.21
β (MeV)	298.78	169.28	97.93
τ	1.16667	1.33333	1.66667
C_s (MeV)	25.0	25.0	25.0
$C_{ex}^{(1)}$ (MeV)	-258.54	-258.54	-258.54
$C_{ex}^{(2)}$ (MeV)	375.6	375.6	375.6
μ_1 (MeV)	2.35	2.35	2.35
μ_2 (MeV)	0.4	0.4	0.4
L (fm ²)	2.1	2.1	2.05

2.5 有限核の結合エネルギー

以上のパラメータセットを用いて、有限核の基底状態を求めると、ほぼすべての質量数領域で原子核の結合エネルギーを再現する事ができる。

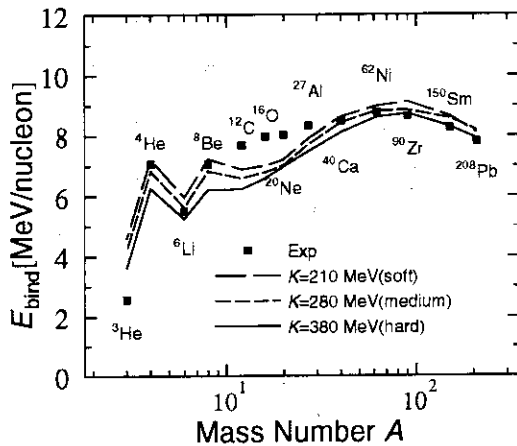


図 5. 有限核の結合エネルギー。四角が実験値で線が3種類のパラメータセットによるQMD計算の結果。

3 核物質の性質と構造

3.1 対称核物質

QMDによる対称核物質のエネルギーを示したのが図6である。超新星物質はほぼこの対称核物質に相当する。黒丸で示したのが粒子の配置を一様に固定した場合のエネルギー最低状態で白丸がエネルギー最低を与える粒子配置の場合である。飽和密度 ρ_0 よりも高い密度の場合、一様物質のエネルギーと最低エネルギー状態のエネルギーとはほぼ一致するが、 ρ_0 よりも低い密度になるとエネルギーにずれが生じ、一様分布を科さない方が核子あたり最大約5 MeVもエネルギーが低くなる。これは物質の構造が一様なものから、クラスター構造などを持った非均一なものに変化するためである。

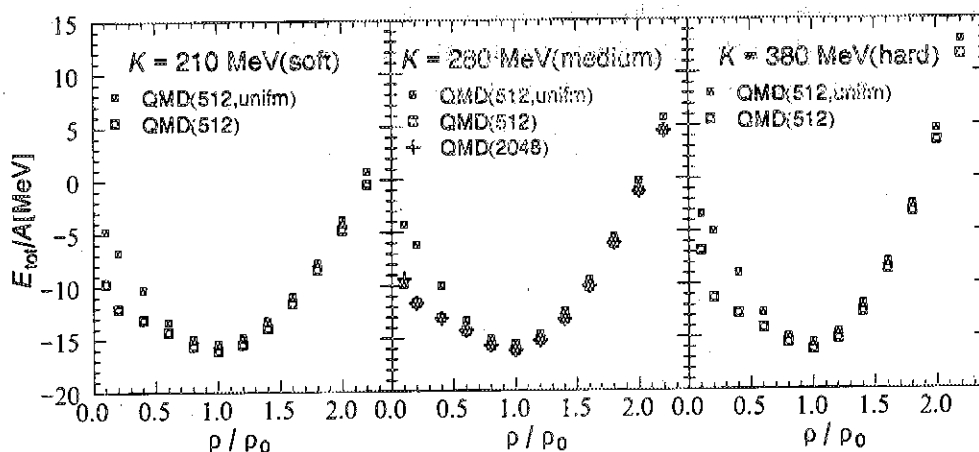


図6. 対称核物質のエネルギー。黒四角が一様な分布を仮定した場合のエネルギーで、白四角とプラス印がエネルギー最低の配置を求めたもの。系全体で荷電が0になるような一様分布した電子を仮定している。陽子-陽子間、陽子-電子間、電子-電子間のクーロン相互作用を含むが、電子の運動エネルギーは入れていない。

密度の変化に伴う核物質の構造の変化を示したのが図7である。密度が $0.8\rho_0$ より上では物質は一様で何も構造は見られないが、それより低い密度では非均一な構造が現れる。 $0.2\rho_0$ より低密度では一つ一つの原子核に別れている様に見えるが、それより高い密度では原子核同士がくっついて棒状や複雑な構造を作っている。

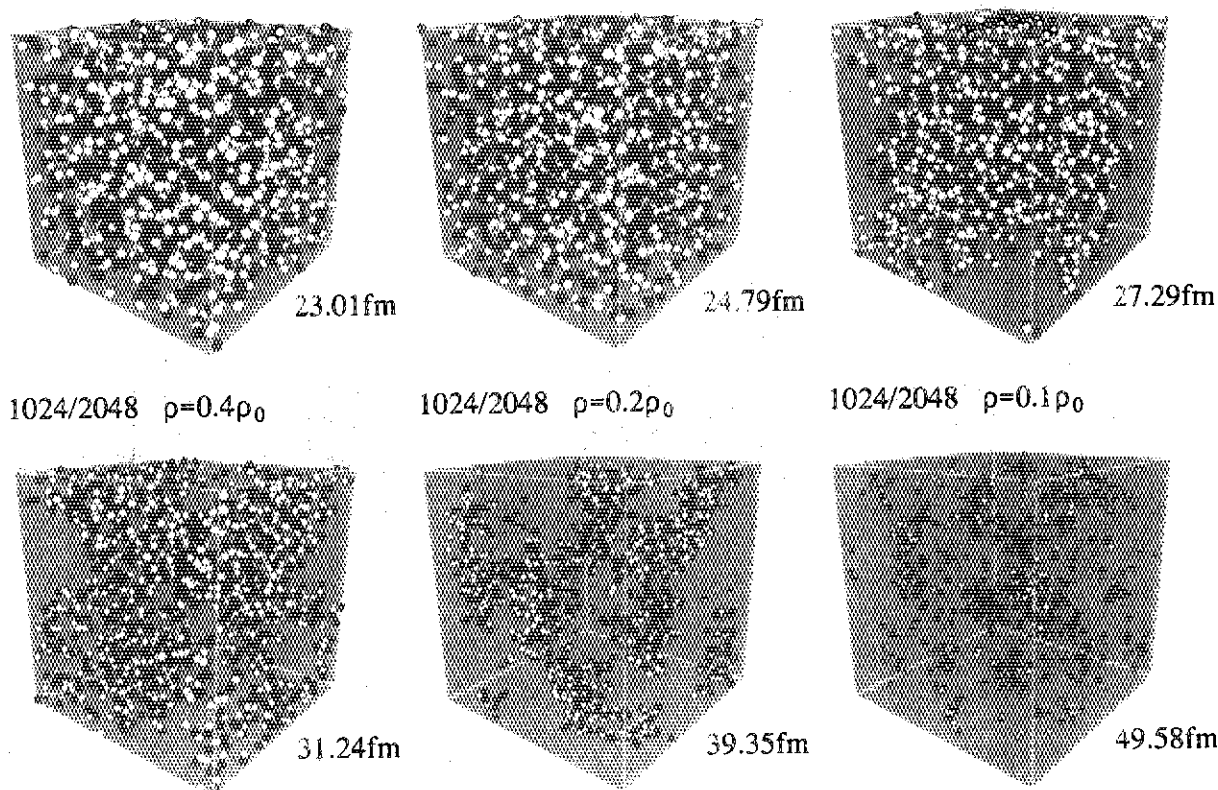


図7. 対称核物質の構造の一例。グレーが陽子、白が中性子を現わしている。密度が左上から $1.0\rho_0$ 、 $0.8\rho_0$ 、 $0.6\rho_0$ 、 $0.4\rho_0$ 、 $0.2\rho_0$ 、 $0.1\rho_0$ 。

これまでの構造を仮定した研究 [1, 2, 3] で報告されている球状-棒状-板状-パイプ-泡一様といったはっきりした移り変わりはここでは見られないが、それによく似た構造は見る事ができる。はっきりした構造が見えていないことや、複雑な構造をしているのは、計算で用いている粒子数がまだ少なく有限系の特徴を持っているためかもしれないし、これまでの構造を仮定した研究や連続体近似を用いた研究では見られない、分子動力学による計算の特徴であるかも知れない。

3.2 非対称核物質

中性子星物質では β 平衡が成り立っており、対称物質ではなく、エネルギー最低を与える陽子含有率を求める必要がある。電子の運動エネルギーを考えなければ図8左の様に対称核物質でエネルギー最低になるが、電子の運動エネルギーまで含めると図右の様に陽子含有率が0.03 ~ 0.08程度でエネルギーが最低になる。この値は、文献[4]で報告されている値とほぼ一致する。

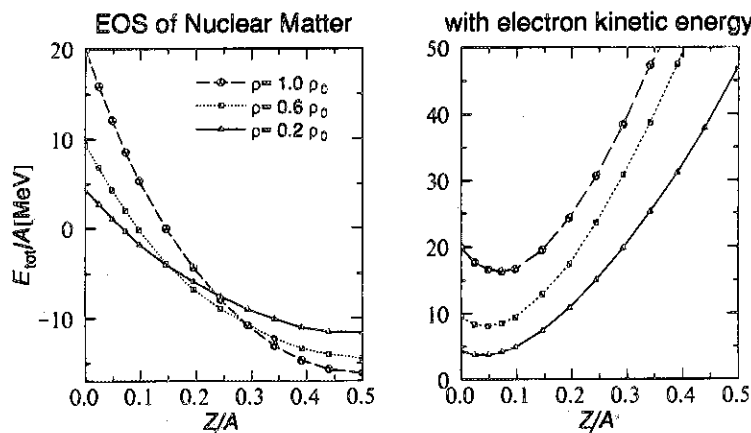


図8. 核物質のエネルギーの陽子含有率依存性。左は電子の運動エネルギーを無視した場合で図6と同様の計算。右は電子の運動エネルギーまで考慮した場合。

中性子星物質の様に中性子の比率の大きい核物質でも低密度で非均一な構造を作るが、中性子が原子核(クラスター)の中に収まりきらずに様な中性子の海の中に原子核が浮かんだような構造になる。これはパルサーのグリッチのモデルの基礎になっている中性子超流体中に存在する原子核という描像によく似ており興味深い。図9では陽子比が小さいと中性子の海ができるが陽子比が大きくなるに従い中性子の海がなくなっていく様子が見られる。

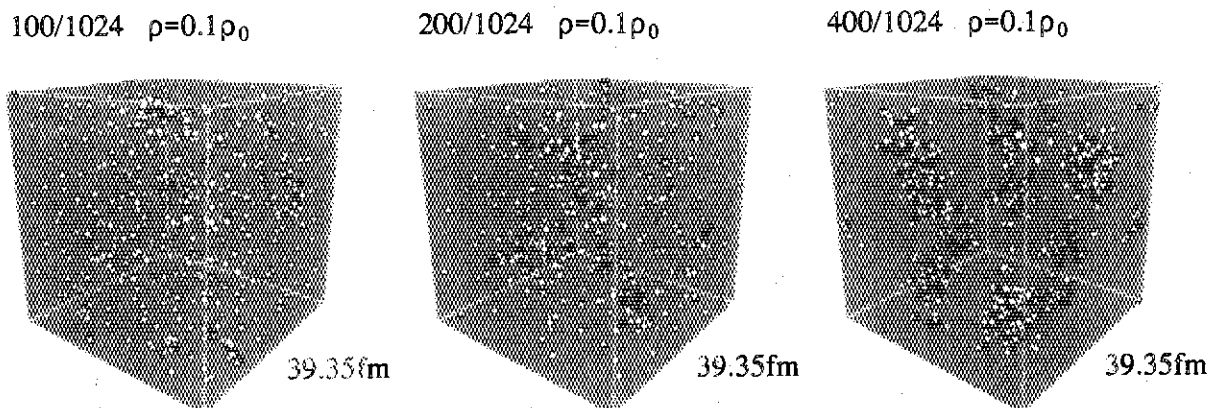


図9. 中性子過剰核物質の構造の一例。グレーが陽子、白が中性子を現わしている。陽子含有率は左から100/1024、200/1024、400/1024。

4 まとめ

我々の QMD による計算は、有限核から無限系まで、核反応から構造までを 1 つの枠組みで統一的に記述する事ができ、また構造や反応機構などの仮定が非常に少なくすむのが特長である。

これまでに連続体近似や構造を仮定した手法で指摘されていた飽和密度以下での非均一構造が分子動力学を用いた我々の方法にも現れた。ただし構造に大きな揺らぎが見られ、形がはっきりしない点が異なっている。

今のところ我々は粒子数を 2048 個まで使ったが、より詳細で定量的な核物質の性質と構造の研究にはより多くの粒子数が必要である。

参考文献

- [1] D. G. Ravenhall, C. J. Pethick and J. R. Wilson, *Phys. Rev. Lett.* **27** (1983) 2066.
- [2] M. Hashimoto, H. Seki and M. Yamada, *Prog. Theor. Phys.* **71** (1984) 320.
- [3] R. D. Williams and S. E. Koonin, *Nucl. Phys.* **A435** (1985) 844.
- [4] C. P. Lorentz, D. G. Ravenhall and C. J. Pethick, *Phys. Rev. Lett.* **25** (1993) 379.
- [5] G. Peilert, J. Randrup, H. Stöcker and W. Greiner, *Phys. Lett. B* **260** (1991) 271.
- [6] J. Aichelin and H. Stöcker, *Phys. Lett. B* **176** (1986) 14.
- [7] J. Aichelin, *Phys. Rep.* **202** (1991) 233; and references therein.
- [8] G. Peilert, J. Konopka, H. Stöcker, W. Greiner, M. Blann and M. G. Mustafa, *Phys. Rev. C* **46** (1992) 1457.
- [9] T. Maruyama, A. Ono, A. Ohnishi and H. Horiuchi, *Prog. Theor. Phys.* **87** (1992) 1367.
- [10] K. Niita, S. Chiba, T. Maruyama, T. Maruyama, H. Takada, T. Fukahori, Y. Nakahara and A. Iwamoto, *Phys. Rev. C* **52** (1995) 2620.
- [11] K. Niita, JAERI-Conf 96-009 (1996) 22.
- [12] S. Hama, B. C. Clark, E. D. Cooper, H. S. Scherif and R. L. Mercer, *Phys. Rev. C* **41** (1990) 2737.

8. 軽い不安定核のクーロン分解反応

原研先端研 城戸俊彦[†] 新潟大理 矢花一浩 鈴木宜之

要旨

^8B 核における陽子解離エネルギーは 138keV と小さいことから、最外殻の陽子は芯核に極めて弱く束縛され薄く広がった構造 (ハロー構造) をもつと考えられている。このような弱結合系のクーロン励起に対しては量子論的・非摂動的取り扱いが重要である。故に、芯核 ^7Be とハロー陽子 p の相対波動関数に関する 3次元の時間依存シュレーディンガー方程式を時空間で離散化し、時間発展シミュレーションを行う。

1. 目的

本研究では、これまでに開発してきた中性子ハロー構造を持つ原子核に適用することができるシミュレーション的な手法 [1,2] を、陽子過剰核を含むより広範な不安定核に適用し、また天体核反応で関心の持たれる核反応の理解にも寄与することを目的とする。

- 陽子ハローの存在が分解機構に与える影響 (中性子ハロー核の場合との比較)
- 陽子ハロー核のクーロン分解反応に対する E1, E2 励起の寄与
- 融合反応 (逆反応) S 因子決定手法の妥当性 ⇔ クーロン再加速効果の有無, ...
- ^8B 核の陽子がハロー的であるか否かといった ^8B 核の内部構造に関する知見

2. 方法

芯核に 1 個のハロー陽子が弱く束縛したハロー構造をもつ陽子過剰原子核のクーロン分解過程を考える。

入射核の静止系で芯核 $^7\text{Be}(\text{Core})$ とハロー陽子 (p) の相対運動に関する 3次元の時間依存シュレーディンガー方程式は次のようになる。

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V(r) + V_{\text{ext}}(\vec{r}, t) \right] \Psi(\vec{r}, t) \quad \clubsuit$$

この方程式は、質量 μ をもつ 1 個の粒子が束縛ポテンシャル $V(r)$ と時間に依存する外場 $V_{\text{ext}}(\vec{r}, t)$ (標的核) による力をうけて運動する場合の方程式になっている。

クーロン外場 (標的核) は多重極展開し四重極成分までをとる。双極成分・四重極成分はそれぞれ E1 励起、E2 励起に寄与する。

$$\begin{aligned} V_{\text{ext}}(\vec{r}, t) &= \frac{Z_C Z_T e^2}{\left| \frac{m_p}{M_C + m_p} \vec{r} + \vec{R}_T(t) \right|} + \frac{Z_p Z_T e^2}{\left| \frac{M_C}{M_C + m_p} \vec{r} - \vec{R}_T(t) \right|} - \frac{(Z_C + Z_p) Z_T e^2}{\left| \vec{R}_T(t) \right|} \\ &= \sum_{\mu\nu} B_{\mu\nu}(r, t) Y_{\mu\nu}(\hat{r}) \end{aligned}$$

[†]E-mail:kido@hadron01.tokai.jaeri.go.jp

ハロー陽子の束縛ポテンシャル $V(r)$ は

$$V(r) = V_{ws}(r) + V_{coul}(r)$$

$$V_{ws}(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{(r-R)/a}}$$

$$V_{coul}(r) = \begin{cases} \frac{Z_p Z_C e^2}{2R^3} (3R^2 - r^2) & 0 \leq r \leq R \\ \frac{Z_p Z_C e^2}{r} & R \leq r \leq \infty \end{cases}$$

を用いている。(但し、 $a = 0.6$ fm, $R = 2.4$ fm)
波動関数の時間発展は次の演算により実行される。

$$\Psi(\vec{r}, t + \Delta t) = e^{-iH(\vec{r})\Delta t/\hbar} \cdot e^{-iV_{ext}(\vec{r}, t)\Delta t/\hbar} \Psi(\vec{r}, t)$$

波動関数に対して部分波展開

$$\Psi(\vec{r}, t) = \sum_{\ell m} \frac{u_{\ell m}(r, t)}{r} Y_{\ell m}(\hat{r})$$

を行うと、上記の時間発展の式は動径波動関数 u に対する 2 段階の時間発展の式に書き直すことができる。

[I]

$$u_{\ell m}(r, t + \Delta t/2) = u_{\ell m}(r, t) - i\Delta t/\hbar \sum_{\ell' m'} \sum_{\mu\nu} B_{\mu\nu}(r, t) \langle \ell m | Y_{\mu\nu} | \ell' m' \rangle u_{\ell' m'}(r, t)$$

[II]

$$u_{\ell m}(r, t + \Delta t) = \frac{1 + h_{\ell}(r)\Delta t/2i\hbar}{1 - h_{\ell}(r)\Delta t/2i\hbar} u_{\ell m}(r, t + \Delta t/2)$$

ただし、

$$h_{\ell}(r) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu r^2} + V(r)$$

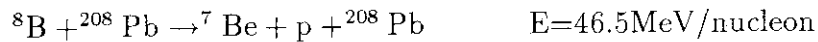
初期状態の波動関数は $t \rightarrow -\infty$ における \clubsuit 式の解である。陽子の基底状態を 0p 状態と考え、束縛エネルギーを再現するように束縛ポテンシャルのパラメータ (深さ) を選んだ。
($V_0 \cong 46.5$ MeV)

□ 仮定 □

- 入射核の静止系で、標的核は等速直線運動する。(↔ $b=12$ fm で散乱角 $\Theta \sim 8^\circ$)
- 入射核-標的核の間の相互作用はクーロン相互作用のみ。
(核力による相互作用は考えない。)
- ↳ $b \geq 12$ fm (かすり衝突領域) について解析。
- 芯核 ${}^7\text{Be}$ のクーロン励起は無視する。
- 陽子-芯核の束縛ポテンシャルは時間に依存しない。

3. 結果

時間依存シュレーディンガー方程式に従った時間発展の手法により、陽子過剰不安定核 ${}^8\text{B}$ のクーロン分解反応



の解析を行った。

○ E2 励起の寄与

軽い中性子ハロー核 ${}^{11}\text{Be}$ (ハロー中性子の解離エネルギー 503keV) のクーロン励起においては、E1 励起が主要であり E2 励起の効果は無視できるほど小さいことが以前の解析 [1,2] から解っている。それに対して、軽い陽子ハロー核 ${}^8\text{B}$ のクーロン励起においては E2 励起の効果は無視できない。 (図)

E1 成分のみをクーロン外場とした場合の解析と E1, E2 成分の両方をクーロン外場とした場合の解析における分解確率の比較から、E2 励起の寄与は

$$\text{衝突径数 } b=12\text{fm} \text{ で } \frac{(E1 + E2) - E1}{E1 + E2} = 23\%, \text{ 衝突径数 } b=30\text{fm} \text{ で } \frac{(E1 + E2) - E1}{E1 + E2} = 11\%$$

であることがわかる。

また、 $\frac{dP}{dE}$ 分布 (E は芯核と陽子の相対エネルギー) のピーク的位置は ${}^{11}\text{Be}$ の場合 ($E=72\text{MeV/nucleon}$, $b=12\text{ fm}$, Target= ${}^{208}\text{Pb}$) よりも高いエネルギー領域に存在する。

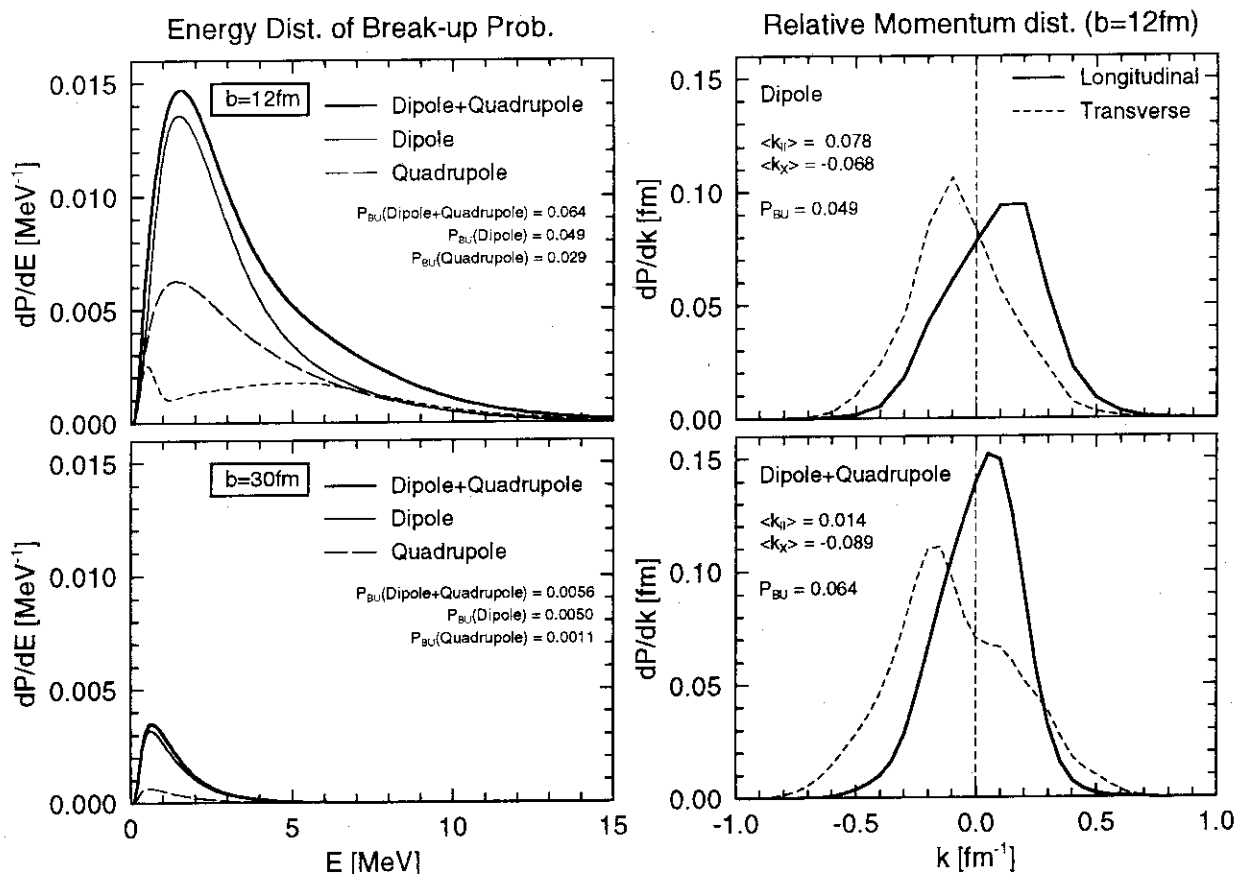
○ 再加速効果について

中性子ハロー核のクーロン分解反応において分解後の芯核と中性子の入射方向の速度差が観測されている [3,4]。分解後、芯核は電荷を持つため標的核からのクーロン力を受けて加速され中性子は加速されないことから2粒子の速度差が生じると考えられ、この効果は再加速効果 (Post-Acceleration effect) と呼ばれている。破碎片の速度差は入射核のクーロン分解反応機構と関連しており、また共鳴状態の寿命を間接的に測る方法としても期待されている。

${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + \text{p}$ 反応においては、破碎片 p ($\frac{Z}{A} = 1$) は、 ${}^7\text{Be}$ ($\frac{Z}{A} = \frac{4}{7}$) よりも再加速されやすいと考えられる。我々の量子力学的解析においても、分解後の陽子の終速度の平均値は入射方向・垂直方向ともに分解後の芯核 (${}^7\text{Be}$) のそれよりも大きくなるという結果を得た。(図)

E1 励起のみを考慮した場合には、終状態の芯核と陽子の縦方向 (入射方向) の速度差は直接分解描像 (入射核が標的核と最近接時に分解する描像) における古典的予測値 ($k_c = 0.062[\text{fm}^{-1}]$) に近い値となったが、E2 励起の効果も含めた解析では、非常に小さくなることがわかった。

速度差の古典力学的解釈が正しいと仮定して破碎片の速度差から分解機構を予想してみる。E1 励起により分解する場合には、分解位置は標的核との最近接領域であり 直接分解描像 が良い。E1+E2 励起により分解する場合には、上記の 直接分解描像 と極度に弱く結合した系の分解の説明に適する 全反応過程で芯核と陽子が独立に運動する描像 の中間と見なせる。



参考文献

- [1] T. Kido, K. Yabana, and Y. Suzuki, Phys. Rev. **C50** (1994) R1276.
- [2] T. Kido, K. Yabana, and Y. Suzuki, Phys. Rev. **C53** (1996) 2296.
- [3] K. Ieki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 730.
- [4] T. Nakamura *et al.*, Phys. Lett. **B331** (1994) 296.
- [5] T. Motobayashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 2680.
- [6] T. Kikuchi *et al.*, Phys. Lett. **B391** (1997) 261.

9. 動的核変形を考慮したサブバリヤー融合過程のシミュレーション

日本原子力研究所 畑健太郎

1. はじめに

クーロン障壁より低いエネルギー領域で重イオン間に起こる融合反応（サブバリヤー融合反応）は、1次元のトンネルモデルから予測されるよりはるかに大きな断面積を持つことが1980年代始めに見い出され、それ以来、様々な実験的・理論的研究がなされてきた。これらの研究では主に核の静的・動的な核変形の効果、および核子移行過程、非弾性散乱などの反応チャンネルとのカップリングによる効果としてサブバリヤー融合断面積の特性が説明されてきた。

本研究においては融合過程で起こる動的な核変形を考慮した1次元のトンネルモデルが、球形、および比較的変形の小さい重イオン間のサブバリヤー融合断面積の実験値を再現するのに有効であることを見出した。このモデルでは、核間距離と核変形を自由度としたポテンシャル面から、最小作用の原理によって1次元化された融合経路が決定される。（この融合経路に沿った核変形を「動的な核変形」とし、基底状態での原子核が固有に持つ「静的変形」と区別する。）この融合経路に沿ったポテンシャル曲線は（図2参照）反応系によって微妙な歪みが見られる。このようなポテンシャルに対しては、それに対応した正確な透過係数を決定することが必要である。そのために本報では、文献1)で用いられた波束と1次元ポテンシャルとの相互作用を時間的に追っていくシミュレーション法を採用した。

2. シミュレーションの概要

計算の対象を同種類の重イオン間の融合反応に限定することにより融合時の核質量移行に係わる計算項を、また基底状態での核形状はすべて球状として静的核変形の効果を省いた。その結果、系のハミルトニアンは2個の重イオンの重心を結んだ直線方向をz軸とすると質量中心系では

$$H(z, l) = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V_{\min}(z) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mz} \quad (1)$$

と簡単に表わされる。ここでmは換算質量、lは軌道角運動量、そして V_{\min} は最小作用の経路に沿ったポテンシャルエネルギー、

$$V_{\min}(z) = [V_n(z, df) + V_c(z, df)]_{\min} \quad (2)$$

である。 V_n と V_c はそれぞれ核相互作用エネルギーとクーロンエネルギーで、zおよび核変形パラメーターdfの関数である。原子核の形状は回転楕円体として近似し、核変形パラメーターを

$$df = c_1/a_1 \quad (3)$$

とした。ここで c_1 はz-方向の半径、 a_1 はそれに直角な方向の半径である。変形した重イオン間のポテンシャルエネルギーの計算には、Möllerと岩本の変形核に対する融合ポテンシャルモデル²⁾を使用した。本シミュレーションでは、まず一定の運動量分布を持ったガウス型の波束がポテンシャル障壁より遠方にある状況を系の初期状態とする。そして時間

に依存する1次元のシュレーディンガー方程式を満足する波動関数の時間発展式を差分方程式で近似し、初期状態から時間を追って逐次的に解いていった。最後にポテンシャル障壁を通過した波束成分を融合成分とし、得られた透過係数から融合断面積を求めた。その際、ポテンシャル障壁を一度通過した成分は再度障壁外には戻らないとした。このようにして求められた融合断面積は、ある運動量分布を持った波束に対する量、folded cross section

$$\sigma_{cal}^{fold}(k_0) = \int dk |G(k, k_0)|^2 \sigma_{cal}(k) \quad (4)$$

として求められるので、これと比較する実験値も次式によってfolded cross sectionに換算される。

$$\sigma_{obs}^{fold}(k_0) = \int dk |G(k, k_0)|^2 \sigma_{obs}(k). \quad (5)$$

ここで $G(k, k_0)$ は波数 k_0 を中心値としたガウス分布、 $\sigma_{obs}(k)$ は実験で得られる波数 k に対する融合断面積である。

3. ポテンシャルエネルギー面の計算

波束の1次元運動経路は核変形度の自由度を入れたポテンシャルエネルギー面上で決定される。このポテンシャル面を次のような手順で求めた。まず2個の重イオンが遠方から接近してきて接触するまでの過程に対しては、変形パラメーター df が0.7から2.0の範囲について重イオン間の距離の関数としての相互作用エネルギーを計算した。次に重イオンが接触して融合していく過程に対しては、同じ変形パラメーターの範囲について重イオンの重心間の距離の関数として予め定式化された融合体の自己エネルギーを求めた。融合体の形状については、ネックの形成と体積保存を仮定した上で2個の重心間の距離の関数として求めた。その際、2個の楕円をなめらかに結ぶ双曲線をネックの形状とした。変形した重イオン間の相互作用エネルギーと融合体の自己エネルギーの計算には、変形核に対する融合ポテンシャルモデル²⁾を使用した。図1に $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 反応系に対して求められたポテンシャルエネルギー面を示す。

4. 計算結果と考察

ここで計算対象にした4つの反応系におけるの原子核の核変形パラメーターを表1に示す。ここで ^{40}Ca と ^{58}Ni は球形核の例とし、 ^{64}Ni と ^{74}Ge は変形度が増していく原子核の例とする。図2にこれらの反応系についてポテンシャルエネルギー面から求めた $V_{\min}(z)$ を示す。図3にこれら $V_{\min}(z)$ を使って計算されたfolded cross sectionに関する励起関数を実験値と共に示す。丸印は励起関数の実験値から(5)式によって求められたfolded cross section、実線はシミュレーションによって得られた計算値である。比較のためにWKB近似を使って計算した結果を点線で示した。図中に示されている矢印は、角運動量が零の時のポテンシャル障壁の位置を示している。また図中に示されている E_{shf} は、励起関数の実験値と計算値の差を修正するためになされたエネルギーシフトの値である。球形核である ^{40}Ca と ^{58}Ni 、および比較的変形の小さい ^{64}Ni の反応系については、1 MeV以下のエネルギーシフトでシミュレーションによる計算値は実験値を精度良く再現している。ただし、サブバリアー以上のエネルギー範囲では、共に計算値が実験値をわずかに下

回っている。この原因としては、融合体の慣性能率が質点として計算されているので、それが最大角運動量の評価に影響を与えていると考えられる。融合体の広がりや考慮に入れば改善されるであろう。比較的変形の大きい ^{74}Ge の場合は実験値の傾向は再現できたが、その精度は悪く、静的変形の効果を考慮していないシミュレーションモデルの限界を示している。それにもかかわらず、わずかに変形している ^{64}Ni の場合には再現性の良い結果が得られているのは、融合時における変形核の向きについて可能な自由度にわたって平均化されるために、球形でのそれにほぼ同じになると考えられる。ポテンシャルエネルギーの数値計算やポテンシャルエネルギー面を構成する際のフィッティングによる誤差は最大 ± 1 MeVであり、エネルギーシフトの量はこの誤差内に収まっていることから、本シミュレーションモデルは球形および変形の少ない核に対してはフリーパラメーターを使わずに精度良くサブバリアー融合断面積を計算できると言える。WKB近似による計算値では、 ^{40}Ca 以外は実験値を再現できない。このことは歪みのあるポテンシャルに対する透過係数は正確に計算する必要があることを示唆している。

5. まとめ

サブバリアー融合過程は、核変形を一方の自由度にとったポテンシャル面上で最小作用の原理で求められた1次元の融合経路を経るとして、1次元トンネルモデルにより数値シミュレーションを行った。その結果、球形およびわずかに変形した同種重イオン間のサブバリアー融合反応の実験的励起関数を、フリーパラメーターを使わずに精度良く再現することができた。

参考文献

- 1) J. Schneider and H.H. Wolter: Z.Phys.A 339 (1991) 177-188.
- 2) P. Möller and A. Iwamoto: Nucl.Phys. A575 (1994) 381-411.
- 3) P. Möller, J.R.Nix, W.D.Myers and W.J.Swiatecki: Atomic Data and Nuclear Data Tables 59 (1995) 185-381.
- 4) E.Thomasi, et al.: Nucl.Phys. A373 (1982) 341-348.
- 5) M.Beckerman, et al.: Phys.Rev. C25 (1982) 1581-1589.
- 6) M.Beckerman, et al.: Phys.Rev. C25 (1982) 837-849.
- 7) M.Beckerman, et al.: Phys.Rev. C28 (1983) 1963-1969.

原子核	核変形パラメーター、 ϵ
^{40}Ca	all $\epsilon = 0$
^{58}Ni	$\epsilon_3 = 0.018$
^{64}Ni	$\epsilon_2 = -0.083, \epsilon_4 = -0.007, \epsilon_6 = -0.001$
^{74}Ge	$\epsilon_2 = -0.217, \epsilon_4 = -0.053, \epsilon_6 = 0.012$

表1. 計算対象にした原子核とその核変形パラメーター³⁾

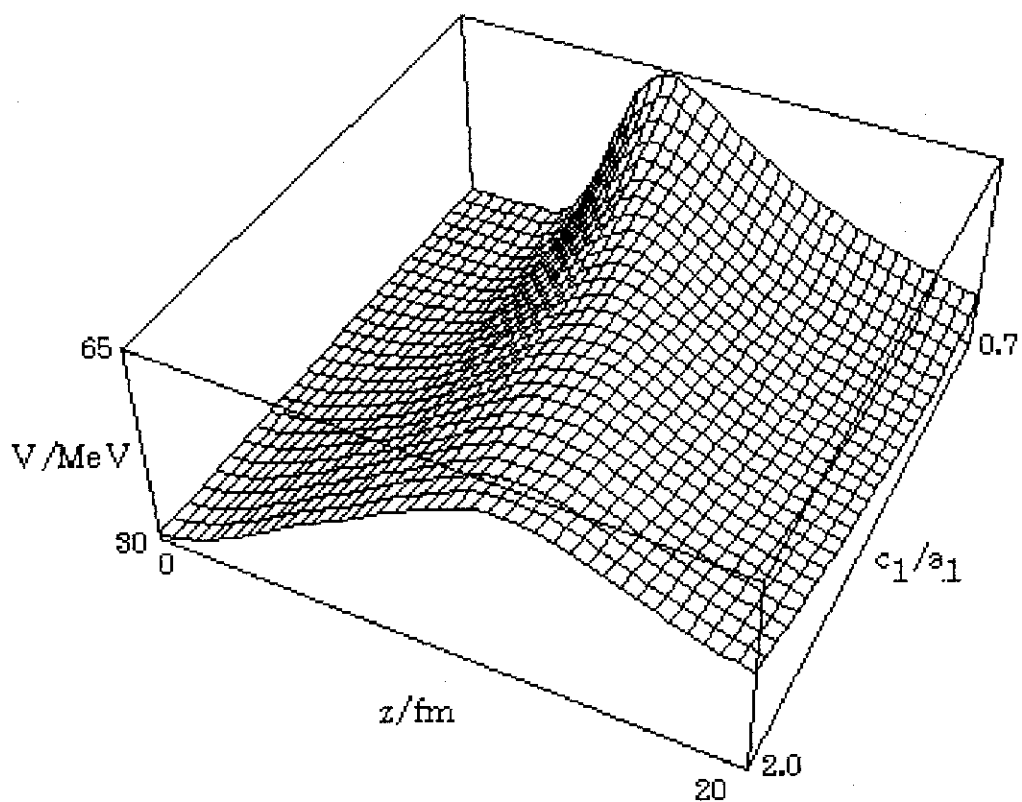


図1. $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 反応系に対するポテンシャルエネルギー面

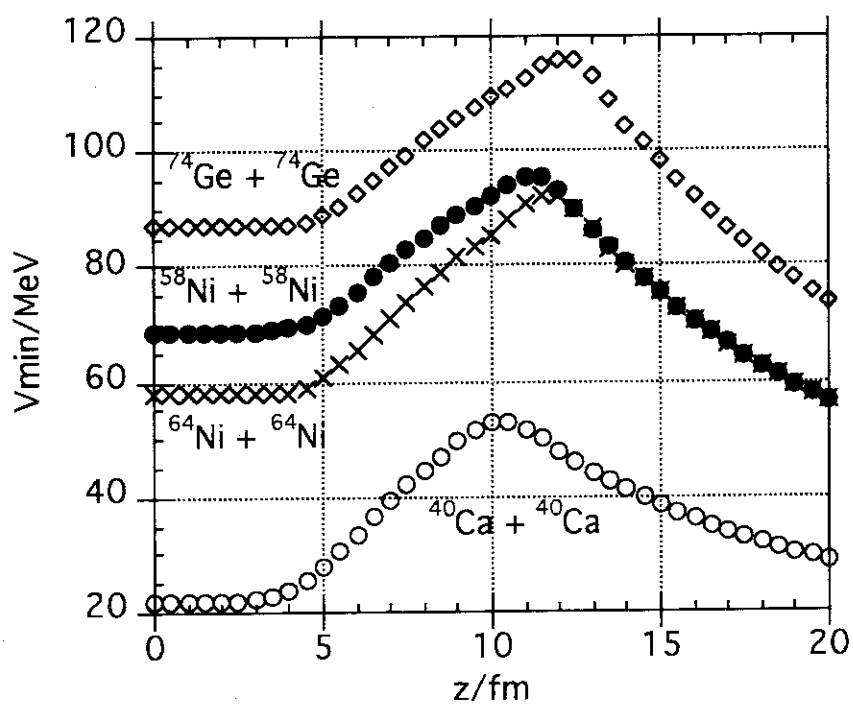
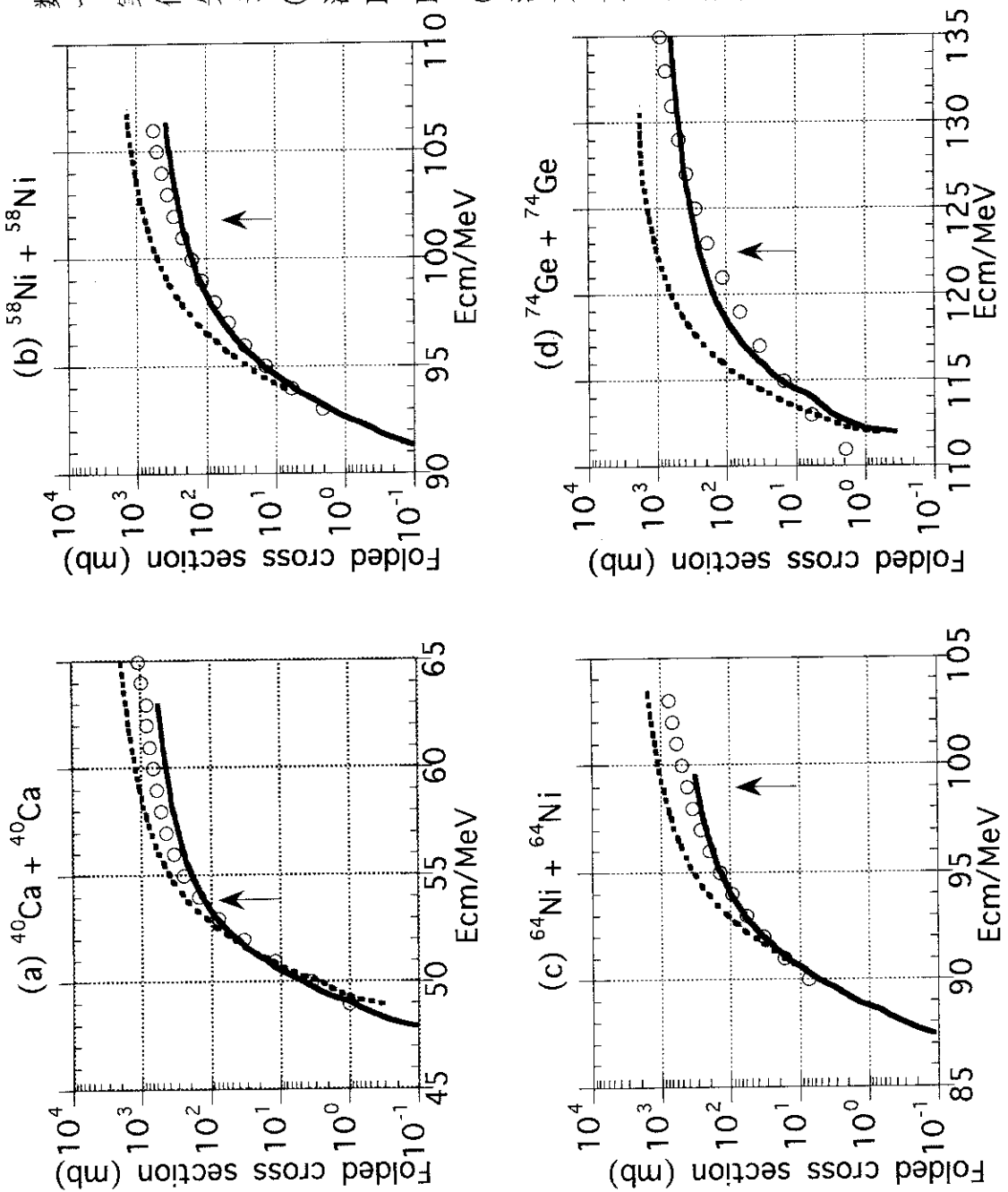


図2. ポテンシャルエネルギー面から得られた $V_{\min}(z)$.

図3. 4つの反応系における励起関数、丸印は実験値から(5)式によって導かれたfolded cross section、実線はシミュレーションによる計算値、点線はWKB近似による計算値、矢印は角運動量が零のときのポテンシャル障壁の位置を示す。



(a) $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 反応系4)
 波束の幅: 1.7 MeV
 $E_{\text{shf}} = -1.0$ (シミュレーション)
 $E_{\text{shf}} = +1.0$ (WKB近似)

(b) $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 反応系5)
 波束の幅: 1.9 MeV
 $E_{\text{shf}} = +0.3$ (シミュレーション)
 $E_{\text{shf}} = +1.0$ (WKB近似)

(c) $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ 反応系6)
 波束の幅: 2.0 MeV
 $E_{\text{shf}} = -0.5$ (シミュレーション)
 $E_{\text{shf}} = +0.5$ (WKB近似)

(d) $^{74}\text{Ge} + ^{74}\text{Ge}$ 反応系7)
 波束の幅: 2.4 MeV
 $E_{\text{shf}} = 0$ (シミュレーション)
 $E_{\text{shf}} = 0$ (WKB近似)

10. A WAY FOR SYNTHESIS OF SUPERHEAVY ELEMENTS

M. Ohta, Y. Aritomo, T. Wada, and Y. Abe*

*Department of Physics, Konan University, Kobe 658, Japan***YITP, Kyoto University, Kyoto 606-01, Japan***Abstract**

Fusion-fission process in heavy systems are analyzed by Smoluchowski equation taking into account the temperature dependent shell correction energy. The evaporation residue cross sections of superheavy elements have been shown to have an optimum value at a certain temperature, due to the balance between the diffusibility for fusion at high temperature and the restoration of the shell correction energy against fission at low temperature. The essential element which realize an significant yield for the (HI, 4-5n) reaction in superheavy mass region is found to be the characteristic time for cooling by neutron evaporation.

Introduction

Recent several years, new heavy elements have been synthesized by the so called *cold fusion* reaction [1] in which the target of Pb or Bi isotopes near doubly magic nucleus are bombarded by Ni or Fe isotopes, and the findings of the heaviest elements from 110 to 112 are reported with the cross section of several picobarns [2]. The cold fusion reaction is aimed to obtain a high survival probability against fission, but it suffers a great loss of fusion probability into compound nuclei. On the other hand, a symmetric target-projectile combination can produce a rather cold heavy compound nucleus due to the interplay of the potential barrier and the Q-value [3]. But it turned out that there is a fusion hindrance, *i.e.*, a necessity of extra- push energy [4]. Therefore, also in those systems, there are the conflicting requirements of high fusion probability and high survival probability. The purpose of the present work, thus, is to find out an optimum condition compromising the two requirements for synthesis of superheavy elements with massive target-projectile combinations [5, 6, 7].

Since there is no pocket around the spherical shape in the potential of the liquid drop model, and thereby no barrier, there is no formula for fusion probability, neither for fission decay probability of superheavy elements (remind that Bohr- Wheeler [8] as well as Kramers [9] formulae are not valid for cases without barrier). Therefore, we have to employ a new dynamical description at least for the early stage from the di-nucleus complex to the spherical compound nucleus formation [5, 6] and for its decay before the temperature becomes low enough for the barrier to appear. In this paper, we describe the whole process by dissipative dynamics from the contact of two incident nuclei to the formation of the compound nucleus as well as to the reseparation, namely, fission back into the symmetric fragments. From the analysis of pre-fission neutrons and fragment kinetic energies, a strong dissipation comparable to one-body model is recommended [10], which permits us to use Smoluchowski equation for fusion-fission dynamics as an approximation of Kramers or Langevin equation.

With this diffusion model, we can immediately expect that an optimum condition exists for residue cross sections. Qualitatively, in formation process, higher temperature is favorable due to large diffusibility into the compact configuration from the di-nucleus one at contact,

while in decaying process, lower temperature is favored for larger residue probability because of the higher fission barrier caused by the restored shell correction energy as well as smaller diffusion coefficient. Therefore, a balance between the above two requirements give rise to an optimum temperature or excitation energy of compound system for the synthesis of superheavy elements.

The position of the optimum energy crucially depends upon how fast the cooling due to the neutron evaporation is. If the cooling is fast, so the restoration of the shell correction energy is, and thus the fission barrier arises rapidly to prevent fission decay of the superheavy compound nucleus. On the contrary, if it is slow, so the growth of the fission barrier due to the restoration of the shell correction energy is, and thus the compound nucleus decays through fission according to the barrier height at the initial temperature. In the former case, the evaporation residue cross section is mainly controlled by the formation process, namely higher temperature is preferable. In the latter case, it is mainly controlled by the decaying process, namely lower temperature is preferable. The neutron evaporation width is determined by the neutron separation energy. Thus, it is very interesting to investigate the isotope dependence of the evaporation residue cross section in the present framework.

Formulation

The brief description for the formula used in the present calculation is given following [5, 6, 7]. The evolution of the probability distribution $P(x, l; t)$ in the collective coordinate space is assumed to follow Smoluchowski equation;

$$\frac{\partial}{\partial t} P(x, l; t) = \frac{1}{\mu\beta} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{\partial V(x, l; t)}{\partial x} P(x, l; t) \right\} + \frac{T}{\mu\beta} \frac{\partial^2}{\partial x^2} P(x, l; t). \quad (1)$$

The coordinate x is defined as $x = R_{cm} - \frac{3}{4}r_0A^{1/3}$ so that $x = 0$ corresponds to the spherical shape, where R_{cm} denotes the separation distance between the center-of-mass of the nascent fission fragments in the case of symmetric fission, A the mass number of the nucleus, and $r_0 = 1.16$ fm. The angular momentum of the system is expressed by l . Both the inertia mass parameter μ and the reduced friction β are assumed to be independent of the shape of nucleus in the present calculations. The parameter μ is taken to be the reduced mass for the symmetric separation and β is $5 \times 10^{21} \text{sec}^{-1}$ corresponding to the weakest value of one-body dissipation in a series of shapes.

The time dependent potential energy curve appeared in Eq. (1) is defined as follows;

$$V(x, l; t) = V_{DM}(x) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2I(x)} + V_{shell}(x)\Phi(t), \quad (2)$$

where $I(x)$ is the moment of inertia of the rigid body at deformation x . V_{DM} and V_{shell} are the potential energy of the finite range droplet model and the shell plus pairing correction energy at $T = 0$, respectively. Both are calculated with the code developed by Möller [11]. The potential energy curve along the minimum valley is calculated with the ϵ -parametrization [12]. The temperature dependent factor $\Phi(t)$ in Eq. (2) is parametrized as;

$$\Phi(t) = \exp\left(-\frac{aT^2(t)}{E_d}\right), \quad (3)$$

following the work by Ignatyuk *et al.*[14], where a denotes the level density parameter of Töke and Swiatecki [15]. The shell-damping energy E_d is chosen as 20 MeV according to the

above results. The cooling curve $T(t)$ is calculated by the statistical model code SIMDEC [13].

Concerning the initial condition, we assume that the kinetic energy of the relative motion in the entrance channel dissipates completely just inside the contact distance. The initial probability distribution $P(x, l; t = 0)$ has a sharp Gaussian shape and is imposed at $x_0 = x_{cont} - 0.5$ fm, where x_{cont} is the contact distance evaluated as $x_{cont} = 2r_0 \left(\frac{A}{2}\right)^{1/3} - \frac{3}{4}r_0 A^{1/3}$.

The evaporation residue cross section is defined as the probability which is left inside the fission barrier in the final stage of the cooling process and is proportional to the quantity $d(T_0, l; t)$ at $t = \infty$;

$$d(T_0, l; t) = \int_{-\infty}^{x_{sad}} P(x, l; t) dx. \quad (4)$$

Here, T_0 is the initial temperature and x_{sad} stands for the first saddle point. The evaporation residue cross section $\sigma_{EV} \equiv \sum_y \sigma(\text{HI}, yn)$ is calculated as;

$$\sigma_{EV} = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu_0 E_{cm}} \sum_l (2l + 1) d(T_0, l; t = \infty), \quad (5)$$

where μ_0 denotes the reduced mass in the entrance channel and E_{cm} the incident center-of-mass energy.

Excitation function of the evaporation residue cross section

As an example of reactions forming the doubly closed superheavy nucleus, we consider the reaction ${}^{149}_{57}\text{La} + {}^{149}_{57}\text{La} \rightarrow {}^{298}114$. The time dependent feature of the probability $d(T_0, l = 10; t)$ are plotted in Fig.1 for five different incident energies which correspond to $T_0 = 0.68, 0.79, 0.96, 1.11,$ and 1.24 MeV. Up to the time of around 30×10^{-21} sec, the probability density in the region of the compact configuration is supplied by diffusion from the contact region and its yield increases rapidly. But during that time, the main part of the probability initially at x_0 has descended down the slope of the potential and thus, the supply ceases. After $t \sim 30 \times 10^{-21}$ sec, the probability density accumulated in the compact configuration area diffuses back over the fission barrier arising from the restoration of the shell correction energy. At low temperature such as $T_0 = 0.68$ MeV, 60% of the correction energy is restored and the fission barrier is about 6 MeV. Therefore, the fission width is very small and $d(T_0, l; t)$ becomes flat quickly. On the contrary, in the case of $T_0 = 1.24$ MeV, the restoration takes time for being enough to prevent the system from fissioning, during which the yield accumulated in the compact configuration area diffuses out rapidly as shown in Fig.1.

The height of the peak around 30×10^{-21} sec is essentially determined by the diffusibility into the compact configuration area, while the decrease from the peak value to the final yield at $t_\infty = 2000 \times 10^{-21}$ sec is determined by how fast the fission barrier grows enough by the restoration of the shell correction energy. Thus, the final yield surviving in the compact configuration area is determined by the two factors; the diffusibility depending on the temperature and the restoration of the shell correction energy.

In terms of the obtained values of $d(T_0, l; t_\infty)$, we can calculate the evaporation residue cross section σ_{EV} with Eq. (5) for several friction parameters; $\beta = 2.5 \times 10^{21} \text{ sec}^{-1}$, $5.0 \times 10^{21} \text{ sec}^{-1}$, and $7.5 \times 10^{21} \text{ sec}^{-1}$ [5]. The excitation function of σ_{EV} for the ${}^{149}\text{La} + {}^{149}\text{La} \rightarrow {}^{298}114$ reaction is shown in Fig.2. The corresponding excitation energy to the Bass potential [16] is indicated by the arrow and it should be emphasized that the optimum cross section can be

realized fairly above the Bass barrier in this reaction system and thereby can be observed experimentally.

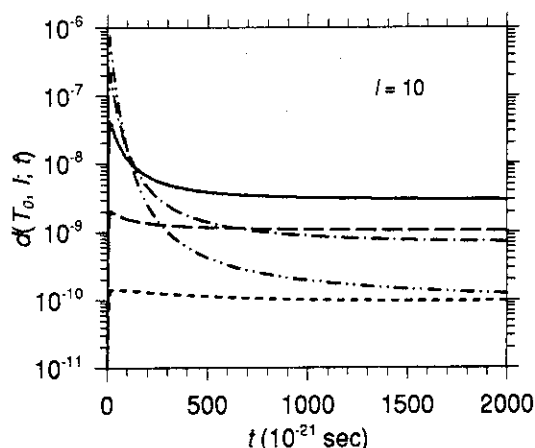


FIG. 1 The time evolution of the probability density in the compact configuration region $d(T_0, l = 10; t)$. The curves for five initial temperatures are plotted; $T_0 = 0.68$ (short-dashed), 0.79 (long-dashed), 0.96 (solid), 1.11 (dot-dashed), and 1.24 MeV (dot-dot-dashed).

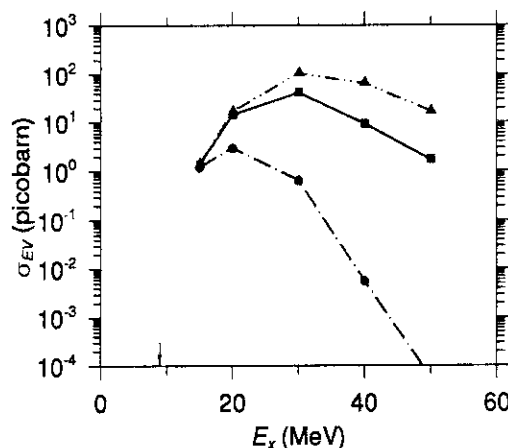


FIG. 2 The excitation function of the evaporation residue cross section for ${}_{57}^{149}\text{La} + {}_{57}^{149}\text{La} \rightarrow {}_{114}^{298}$ reaction calculated from $d(T_0, l; t_\infty)$. Results for three values of reduced friction parameter β are plotted: $\beta = 2.5 \times 10^{21} \text{ sec}^{-1}$ (circles), $5.0 \times 10^{21} \text{ sec}^{-1}$ (squares), and $7.5 \times 10^{21} \text{ sec}^{-1}$ (triangles). The corresponding Bass potential barrier is indicated by the arrow.

Isotope and Z dependence

It is commonly accepted that the use of neutron rich beam will enhance the evaporation residue cross section of superheavy elements because of the large Γ_n/Γ_f ratio. The smaller neutron separation energy accelerates the cooling by the neutron emission and enhances the survival probability against fission due to the restoration of the shell correction energy.

We calculated the evaporation residue cross section for a series of $Z = 114$ isotopes from $N = 176$ to 184 . We used different cooling curves for each isotope while we neglect the isotope dependence of the energy surface. Figure 3 shows the calculated evaporation residue cross section for ${}_{57}^{145,147,148,149}\text{La} + {}_{57}^{145,147,148,149}\text{La} \rightarrow {}_{114}^{290,294,296,298}$ reactions as functions of initial excitation energy. The isotope dependence of evaporation residue cross section is found to be very strong.

The theoretical neutron separation energies averaged over 4 neutron emissions (\bar{E}_n) for the corresponding composite systems, ${}_{114}^{290,294,296,298}$, are 7.0, 6.0, 5.5, and 5.0 MeV, respectively. The cooling curves for these isotopes are shown in Fig.4. It can be seen that the bell shape structure of the excitation function disappears when the neutron binding energy becomes greater than 7.0 MeV. The average neutron separation energy is shown in Fig.5. We can see that the cold fusion and the hot fusion may be separated in this plane by the contours line of 6 or 7 MeV.

A systematic calculation of the evaporation residue cross sections to form the compound nucleus with the atomic number from $Z = 102$ to $Z = 114$ through symmetric entrance channel for $\beta = 5.0 \times 10^{21} \text{ sec}^{-1}$ are shown in Fig.6, where the neutron number of the compound nucleus is selected so that the average neutron separation energy becomes about 5 MeV. This means that the cooling curves in these systems are similar each other. We can see

that the evaporation residue cross sections decrease as the atomic number of the compound nucleus increases. It is prominent, however, that the enhancement around $E_x \sim 25$ MeV in $Z = 114$ becomes to be distinguished, where the yield of the cross section is reduced up to the pico barns order. This visible enhancement is coming from the strong shell correction energy around the nucleus with $Z = 114$.

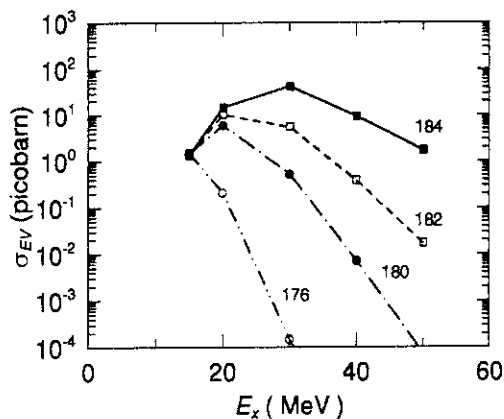


FIG. 3 The isotope dependence of the excitation function of the evaporation residue cross section for $Z = 114$. Figures denote neutron numbers.

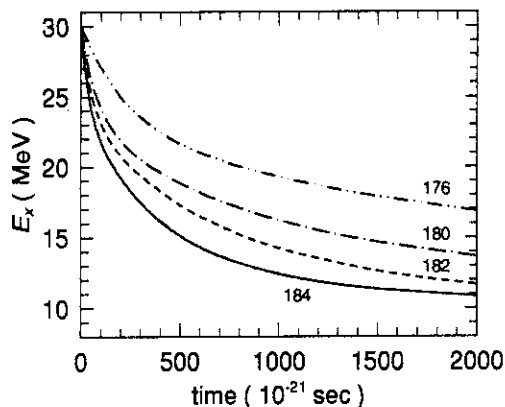


FIG. 4 The cooling curve calculated by the code SIMDEC [13].

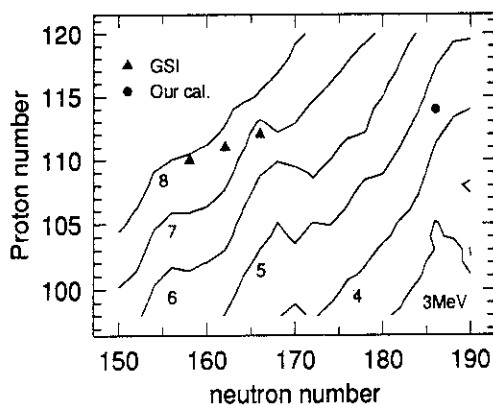


FIG. 5 The average neutron separation energy. The cold fusion is only possible for the experiment of GSI because of the large neutron reparation energy.

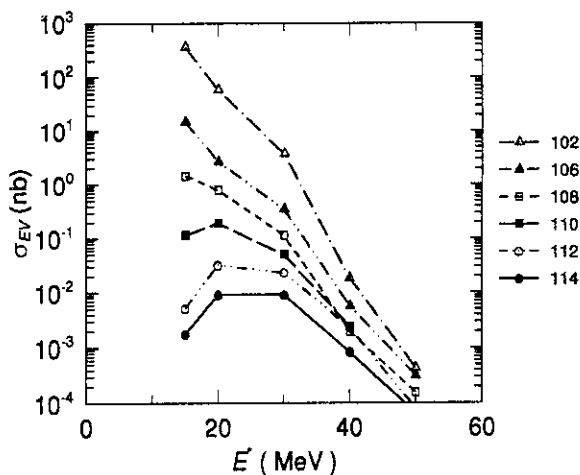


FIG. 6 The excitation function of the evaporation residue cross section that forms the compound nucleus from $Z = 102$ to $Z = 114$ through symmetric entrance channel.

Summary

A diffusion model which takes into account dynamical evolution of a distribution including statistical fluctuations in the deformation parameter space is shown to be a necessary and appropriate way to describe fusion-fission process for systems without, as well as with, pocket. With the model, it is shown for the synthesis of superheavy elements that there exists the optimum temperature or the excitation energy of compound system due to the balance between the diffusibility for fusion and the restoration of the shell correction energy against fission. Roughly speaking, the optimum temperature is around the restoration temperature of the shell correction energy. The absolute value of the cross section, of course, depends on the friction coefficient $\gamma = \mu\beta$ as well as the initial condition, *etc.* It is confirmed quantitatively that the separation energy of neutron affects the characteristic time of the cooling, therefore the formation of neutron rich composite system is called for decisively in the synthesis of superheavy elements. To get an appreciable yield for the evaporation residue cross section the in hot fusion, the neutron separation energy of the composite system should be less than ~ 6 MeV, i.e. a neutron rich system is called for.

References

- [1] P. Armbruster, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **35** (1985) 135;
G. Münzenberg, *Rep. Prog. Phys.*, **51** (1988) 57.
- [2] S. Hofmann *et al.*, *Z. Phys.*, **A350** (1995) 277; S. Hofmann *et al.*, *ibid.* 281;
S. Hofmann *et al.*, *Z. Phys.*, **A354** (1996) 299.
- [3] Y.T. Oganessian, *Lecture Notes in Physics*, **33** (Springer-Verlag, Berlin, 1974) p.221.
- [4] W.J. Swiatecki, *Phys. Scripta* **24** (1981) 113;
W.J. Swiatecki, *Nucl. Phys.*, **A376** (1982) 275.
- [5] Y. Aritomo, T. Wada, M. Ohta and Y. Abe, *Phys. Rev.*, **C55**. in print.
- [6] Y. Aritomo, T. Wada, M. Ohta and Y. Abe, *Proceedings of the RNB4, Omiya, Japan, Jun.4-7, 1996.*
- [7] Y. Aritomo, T. Wada, M. Ohta and Y. Abe, in preparation.
- [8] N. Bohr and J.A. Wheeler, *Phys. Rev.*, **56** (1939) 426.
- [9] H.A. Kramers, *Physica (Utrecht)*, **7** (1940) 284.
- [10] T. Wada, Y. Abe and N. Carjan, *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993) 3538.
- [11] P. Möller *et al.*, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **59** (1995) 185.
- [12] R.W. Hasse and W.D. Myers, *Geometrical Relationships of Macroscopic Nuclear Physics* (Springer-Verlag, Berlin, 1988).
- [13] M. Ohta, Y. Aritomo, T. Tokuda and Y. Abe, *Proc. of Tours Symp. on Nuclear Physics II* (World Scientific, Singapore, 1995) p.480.
- [14] A.V. Ignatyuk, G.N. Smirenkin and A.S. Tishin, *Sov. J. Nucl. Phys.*, **21** (1975) 255.
- [15] J. Töke and W.J. Swiatecki, *Nucl. Phys.*, **A372** (1981) 141.
- [16] R. Bass, *Nucl. Phys.*, **A231** (1974) 45.

11. RIKEN-RIPS での中性子過剰核探索実験

野谷 将広^a、青井 考^a、福田 直樹^a、平井 正明^a、岩崎 弘典^a、中村 隆司^a、
渡辺 裕^a、米田 健一郎^a、櫻井 博儀^b、Beaumel Didier^b、井手口 栄治^b、石
原 正泰^b、岸田 隆^b、久保 敏幸^b、熊谷 秀和^b、寺西 高^b、渡辺 康^b、吉田 敦
^b、Sergei Loukianov^c、Yuri Penionzhkevich^c

^aDepartment of Physics, University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo, Tokyo 113, Japan

^bInstitute of Physical and Chemical Research (RIKEN), 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama
351-01, Japan

^cJINR, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation

Abstract

我々のグループはこれまで β 安定線から遠くはなれた中性子過剰核の新核種探索実験を行なってきた。今回の R201N 実験では、理化学研究所のリングサイクロトロンで加速される 70AMeV の ^{48}Ca ビームを ^{64}Ni と ^{181}Ta ターゲットに照射し、入射核破碎反応片分離装置 RIPS¹⁾ で選別された Ne, Na, Mg, Al の同位体を粒子識別することで中性子ドリップライン近傍核の収量、縦方向運動量分布、断面積等を測定した。前回の実験では二つの新核種 ^{31}Ne 、 ^{37}Mg を発見することができたが²⁾、今回はさらに三核種 ^{38}Mg 、 $^{40,41}\text{Al}$ を見つけることができた。

この実験ではさらに不安定核アイソマーの探索も行なった。すでに他の系 (^{40}Ar , $^{36}\text{S}+^9\text{Be}$) で存在の確認されている $^{32\text{m}}\text{Al}$ について³⁾ 放出する γ 線のエネルギースペクトルと時間情報を測定し、アイソマーの寿命とアイソマー比を決定した。その結果、アイソマー比が他の系での値と比べて有意な違いを示したのでこれについて検討する。

1) 新核種探索実験

これまで多くのグループが核子放出に対する原子核の安定限界を求めてドリップライン近傍の新核種探索実験を行ってきた⁴⁾。ドリップラインは、軽い核種の側から次々と決定され、現在原子番号(Z)が18以下の陽子ドリップライン、原子番号9以下の中性子ドリップラインが実験的にほぼ確立している。しかし、それ以上の重い原子核に対してはまだ確立したとはいえず、理論的に予想されている限界と大きく隔たっている。そこで、実験的な最前線に位置するネオン(Z=10)からアルミニウム(Z=13)にかけての中性子過剰核の新核種探索を試みる実験を行なった。

実験は理化学研究所加速器施設のリングサイクロトロンにより70A MeVに加速された⁴⁸Caビームを二つのターゲット⁶⁴Niと¹⁸¹Taに照射し、入射核破碎反応によって作られる破砕片を不安定核分離装置RIPS¹⁾で分離識別して核種の同定を行なった。

はじめに、エネルギー損失の値がほぼ等しくなるような厚さの二つのターゲット⁶⁴Ni(244mg/cm²)、¹⁸¹Ta(400mg/cm²)を使って入射核破砕片収量分布の生成ターゲット依存性を測定する実験を行なった。入射核破碎反応を単純に核種間の幾何学的な切りとりで起こっていると考えると、破砕片の生成ターゲット依存性は全断面積を変える効果しか現れないはずである。ところが、中間エネルギー領域(10~100 A MeV)のビームではβ-安定線近傍の核種の生成量が多くなるターゲットと中性子が非常に過剰な領域の核種の生成量が多くなるターゲットが異なるという結果を、これまでに他の系について得ている^{4,5)}。また中性子過剰核の生成には中性子過剰度(A/Z, N-Z)の大きなターゲットを選択するのがよいことも分かった。今回、⁴⁸Caビームを使った初めての実験でこのターゲット依存性についての結果を得た⁶⁾。ビーム量で規格化した収量の比較を図1に示す。

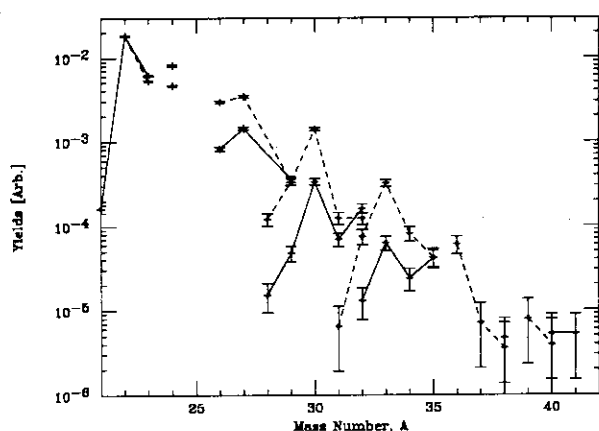


図1. 入射核破碎反応片の各収量をビーム量で規格化した値。エネルギー損失の値がほぼ等しくなるような厚さの二つのターゲット⁶⁴Ni(点線)と¹⁸¹Ta(実線)による結果。

A	3Z-1	3Z	3Z+1	3Z+2
F	0.42 ± 0.03	0.62 ± 0.04	(unstable)	1.6 ± 0.3
Ne	0.21 ± 0.07	0.36 ± 0.05	0.84 ± 0.03	2.0 ± 0.5
Na	0.26 ± 0.16	0.29 ± 0.08	0.44 ± 0.22	1.5 ± 0.7

表1. 各ターゲットによる規格化された収量(図1)の各生成核種ごとの比をとったもの。F(原子番号9)からNa(原子番号11)の中性子過剰核についての結果で、値が1以上では¹⁸¹Taターゲットのほうが収量が多いことを意味する。

図に示された核種の多くは ^{64}Ni ターゲット (図中点線) の方が生成効率が高いことを示しているが、得られた各同位体の中でもっとも中性子数の多い核種においてはこの関係が逆転している。表 1 にこの規格化された収量の生成核種ごとの比と $A=3Z$ を中心とした中性子過剰度との関係にまとめた。比が 1 より大きい $A=3Z+2$ の各核種は ^{181}Ta ターゲットのほうが収量が多いことを意味する。

今回の新核種探索の対象となる核種は $Z=10-13$ の領域で $A=3Z+1$ が一個とあと $A=3Z+2$ 以上のものなので、前者の探索のために ^{64}Ni ターゲット、後者のそれ以外の新核種探索のために ^{181}Ta を使った。RIPS の磁場設定を $B\rho=3.68\text{Tm}(A/Z=3.4)$ に合わせ、それぞれとったデータから粒子識別した結果を図 2 に示す。三つの新核種 ^{38}Mg 、 $^{40,41}\text{Al}$ の存在がはっきり示されている⁷⁾。

この粒子識別図によると、 $10 \leq Z \leq 13$ は $A \leq 3Z+2$ のラインまでの領域にしか核種は見られない。そこでここが本当のドリップラインなのか、実験のビーム量不足で観測できなかったのかを判断するために生成断面積を系統的に考察したものを、図 3 に示す。本実験でも見つからなかった未発見核種である ^{33}Ne 、 ^{34}Ne 、 ^{36}Na の断面積を、偶奇性を考慮にいれながら指数関数で外挿することで予測した (図中点線)。また、予測した断面積の値と、それに対応する今回の

Nuclei	Cross section [pb]	Yield [counts]
^{33}Ne	1 - 6	1.5 - 8.7
^{34}Ne	0.6 - 3	0.8 - 4.0
^{36}Na	0.4 - 1	0.6 - 1.6

表 2. Estimated production cross sections and yields under present experimental conditions with the ^{181}Ta target for three nuclei, ^{33}Ne , ^{34}Ne , and ^{36}Na .

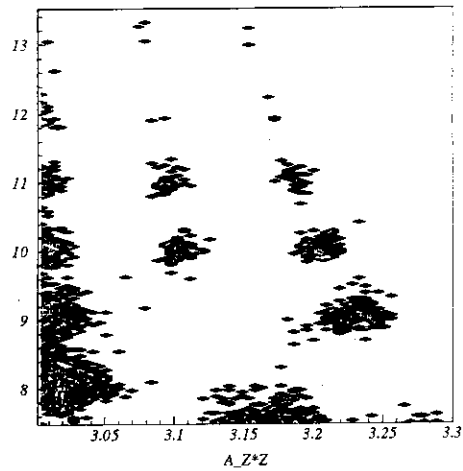


図 2. ドリップライン近傍領域の中性子過剰核粒子識別図。横軸は A/Z 、縦軸が Z を表す。RIPS の磁場設定を $B\rho=3.68\text{Tm}(A/Z=3.4)$ に合わせ、70 A MeV の ^{48}Ca ビームで厚さ 400 mg/cm^2 の ^{181}Ta ターゲットに 43 時間照射したデータと厚さ 244 mg/cm^2 の ^{64}Ni に 24 時間照射したデータによる結果である。三つの新核種 ^{38}Mg 、 $^{40,41}\text{Al}$ の存在がはっきり示されている。

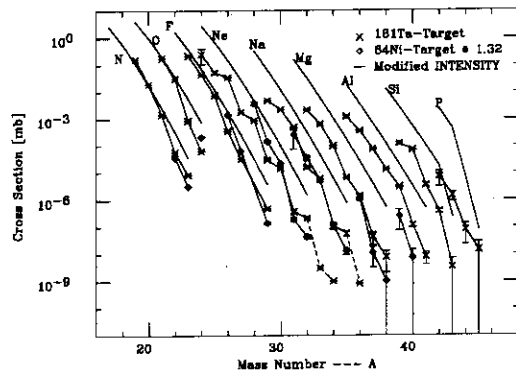


図 3. 二つのターゲット ^{64}Ni と ^{181}Ta による入射核破砕反応片の収量から求めた生成断面積。Intensity 計算コード⁸⁾による輸送率の値を仮定して求めた。ラインで示したのは同コード内で使用している断面積半経験式 EPAX による予想値 ($U=1.5^9$) の値) である。

実験条件下での観測個数を表 2 に示す。三核種の中では³³Ne が一番収量が多いはずであることがわかる。このデータは³³Ne が不安定である初めての測定になるかもしれない。しかしこれまでの結果だけから Ne の同位体は核子放出について³²Ne まで安定であると結論づけることはできない。いくつかの理論は³³Ne が不安定でかつさらに次の³⁴Ne が安定であると予測している¹⁰⁾。我々は³³Ne の不安定性の再確認と³⁴Ne の観測に主眼をおいた次の実験を計画しているところである。

2) 不安定核アイソマーの探索

入射核破碎反応でできた破碎片の中には RIPS のビームラインを通過する時間 (約 250nsec) 程度の半減期をもつアイソマーが含まれている可能性がある。そこで我々はゲルマニウム検出器をビームストッパーに向け、ビームとコインシデンスする 30 μ sec 以内の γ 線を観測することで不安定核アイソマーの探索を行なった¹¹⁾。図 4 に我々の測定した^{32m}Al のアイソマー比を示す。⁴⁸Ca ビームを使った*印のついた二つの測定値が我々のものである。我々はこの他に^{26m}Na のアイソマー比も測定している¹¹⁾。

系を変えることによるアイソマー比の変化は、入射核がフラグメントになる時に剥ぎとられる核子数 ΔA と関係していると考えられるであろう。まず、図 5 に示す^{26m}Al の場合をみると、 ΔA が大きくなるとアイソマー比 F は下がっている。これは多くの核子がぬけるほうが崩壊のチャンネルが増え、アイソマーの状態に行きつく割合がへるからであると考えられることができる。しかし実際、このモデルでカスケード計算を行なうとアイソマー比 F は実測よりも小さくなるようである。

そこで今回測定した^{32m}Al について ΔA とアイソマー比 F を見ると全く逆の相関になっている。不安定核アイソマー生成機構の理解はまだ不十分な段階にある。

F[%]	SYSTEM	E/A[MeV]	ΔA
32(3)	³⁶ S+ ⁹ Be	75	4
93 $^{+7}_{-12}$	⁴⁰ Ar+ ⁹ Be	61	8
78(7) *	⁴⁸ Ca+ ¹⁸¹ Ta	70	16
68(13) *	⁴⁸ Ca+ ⁶⁴ Ni	70	16

図 4. 我々が測定した^{32m}Al のアイソマー比 (*) と他の系³⁾での値との比較。

F[%]	SYSTEM	E/A[MeV]	ΔA
24(1)	⁴⁰ Ar+ ¹² C	65	14
56(3)	²⁸ Si+ ⁹ Be	80	2
49(2)	²⁷ Al+ ⁹ Be	100	1

図 5. MSU と RIKEN で以前測定されたアイソマー比。

References

- 1) T. Kubo et al.: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, **B70**, 309 (1992)
- 2) H. Sakurai et al.: *Phys. Rev. C.*, in press.
- 3) M. Robinson et al.: *Phys. Rev.* **C53**, 1465 (1996)
- 4) D. Guillemaud-Mueller et al.: *Phys. Rev.*, **C41**, 937 (1990).
- 5) M. Notani et al.: *RIKEN Accel. Prog. Rep.* 29, 50 (1996)
- 6) M. Notani et al.: *RIKEN Accel. Prog. Rep.* 30, 48 (1997)
- 7) H. Sakurai et al.: *RIKEN Accel. Prog. Rep.* 30, 49 (1997)
- 8) J. A. Winger, B. M. Sherrill and D. J. Morrissey: *Nucl. Instrum. Methods*, **B70**, 380 (1992)
- 9) Y. Doki: JAERI-M 94-028, p. 70; Master thesis, Tokyo University (1994)
- 10) Peter. E. Haustein: *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **39**, 185(1988)
- 11) H. Iwasaki et al.: *RIKEN Accel. Prog. Rep.* 30, 50 (1997)

12. 粒子法による 3 次元 Rayleigh-Benard 系の数値シミュレーション

原研, 計算科学技術推進センター, 数値実験技術開発グループ 渡辺 正

1 はじめに

代表的な非平衡熱流体系の一つに上面が低温で下面が高温に保たれた流体の系, Rayleigh-Benard (RB) 系, がある。ここでは, 上下の温度差がある臨界値よりも小さいと, 系内に流れは発達せず熱伝導状態が実現されるが, 上下の温度差が臨界値より大きいとマクロな対流渦が発生し, 対流熱伝達状態が実現される。熱伝導から対流へ移行する遷移過程は RB 不安定性, 対流状態は RB 対流として知られている。RB 系における十分発達した対流状態については, 実験的にも数值的にも多くの研究がなされている。最近では, 分子動力学法や直接シミュレーションモンテカルロ (Direct Simulation Monte Carlo: DSMC) 法を用いて, マクロな対流渦を原子・分子の運動のレベルから構築する試みがなされている。これは分子運動のレベルから調べることにより, マクロな流動現象の微視的な構造や発生機構が解明される可能性があるためであるが, これまで熱伝導状態から対流状態への遷移過程や渦発生時の流れ場についての詳細な検討は行なわれていない。

本報告では, 統計的手法である DSMC 法により熱伝導から対流への遷移過程を, 上下面の温度差を変えることにより系統的にシミュレートし, 対流開始点の温度差に対応する臨界レイリー数, 臨界レイリー数近傍の条件における変動量や相関関数, 対流のパターン形成などについて検討する。

1. 直接シミュレーションモンテカルロ (DSMC) 法

DSMC 法は, ボルツマン方程式の速度分布関数を粒子の集合を用いて計算する確率解法である [1]。あるタイムステップで粒子の位置と速度がすべてわかっているとすると, まず粒子の衝突による粒子間の運動量変化を計算する。ここでは, 計算領域を衝突セルと呼ばれる領域に分割し, その中で衝突を起こす粒子のペアを確率的に抽出する。それぞれの粒子について, 衝突による速度変化を, 運動量を保存させつつ計算する。次に各粒子の速度に対して外力による影響を考慮し, 最後に, 得られた速度に応じて粒子を移動させ, 新しい位置におく。計算領域の境界を粒子が横切るとは, 反射, 吸収などの相互作用を考慮する。この結果, 1 ステップ進んだ時間段階での粒子の位置と速度が求まる。流れ場の温度や速度といったマクロな量は, 個々の粒子の速度をサンプリングすることによって求める。サンプリングは, 衝突セルをいくつかまとめたサンプリングセルと呼ばれる領域内の粒子について, 数タイムステップにわたる時間平均, あるいは統計平均をとることにより行う。

2. 熱伝導 - 対流遷移

まず 2 次元の詳細なシミュレーションを行ない, DSMC 法による熱伝導 - 対流遷移過程のシミュレーションの妥当性を定量的及び定性的に検討する。

シミュレーション領域は幅 11.3mm, 高さ 5.6mm の 2 次元矩形領域であり, アスペクト比は 2.016 である。初期温度は上下面も含めて 80K とし, 初期圧力は 20Pa とする。計算では, 空気の平均分子を想定した直径 3.7 Å, 質量 $m = 4.8 \times 10^{-26}$ kg の剛体球分子を 32 万個用いる。領域の高さ L_y と平均自由行程 λ で定義されるクヌーセン数 $Kn = \lambda/L_y$ は, およそ 0.016

であり、本計算条件における流体はほぼ連続流体とみなすことができ、流体方程式との比較が可能である。この領域を 40×20 のサンプリングセルに分割し、一つのサンプリングセルを 5×5 の衝突セルに分割する。計算では、時間ゼロで上面温度は 80K に保ったまま底面の温度を 100K から 500K までの間のある所定の温度に設定し、粒子の過渡的な運動を計算する。タイムステップは平均自由時間の 0.9 倍とし、1ステップおきにサンプリングを行なう。境界条件は、上下面では拡散反射条件とし、反射粒子の速度成分はすべて壁面温度に対する半面マックスウェル分布から抽出する。左右面では鏡面反射条件とし、境界面に垂直な速度成分は符号を変え、平行な速度成分は変化しないものとする。

十分定常な流れ場が発達した後、シミュレーション領域の上下面の中間の高さでの温度をレイリー数に対して示したのが Fig.1 である。レイリー数は、 $R = \frac{256}{125\pi} \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 \left(\frac{1}{Kn}\right)^2$ と定義する [2]。 ΔT , T はそれぞれ、上下面の温度差、平均温度である。Fig.1 では、上下面の中間の高さにおける中央部分の平均温度、左右境界近傍での平均温度、および水平面内平均温度を示してある。レイリー数の小さいケースではほぼ均一の温度分布とみなせるが、 $R = 1700$ 以上では対流渦の発達により、中央部分と壁近傍との間には温度差が現れている。マクロな流体方程式の線形安定性解析からは臨界レイリー数は $R_c = 1708$ と得られるが [3]、ほぼこの値を境として温度分布に分岐が生じていることが解る。すなわち、分子運動のレベルの計算から得られる臨界レイリー数は、連続体としての扱いから得られた臨界レイリー数とほぼ一致することが確認できる [2]。

DSMC 法は統計的手法であり流れ場の諸量とその変動量が同時に求まっているため、熱伝導状態から対流へ移行する際の変数の変動量の変化について調べる。RB 系は上下に温度勾配を持つ非平衡系であるため、上下方向に対して変動量や空間相関関数が定義できる [4]。これらのうち、系全体での温度相関の強さを表す特性距離の変化をレイリー数の臨界値 (R_c) からのずれ、 $\varepsilon = (R - R_c)/R_c$ 、に対して Fig.2 に示す。臨界レイリー数付近で急激に系内の変動量の相関が強まり、巨視的な対流渦が発達するということがわかる。すなわち、相関が急激に強まるのが対流状態の開始であり、この開始点を与えるのが臨界レイリー数であると考えられる [4]。

3. 対流パターンの変化

ここでは大きな領域での対流パターンを調べるために、3次元のシミュレーションを行なう。シミュレーション領域は、縦横 44.8mm 、高さ 5.6mm 、アスペクト比 $8.8:1$ であり、2次元の場合と同様の剛体球分子が 2.024×10^7 個満たされているものとする。初期条件は2次元の場合と同様である。ただし、底面の温度は 200K から 1600K の範囲とし、対応するレイリー数は 1870 から 8338 とする。水平方向境界は周期境界条件とし、シミュレーション領域は $160 \times 160 \times 20$ のサンプリングセル (衝突セルを兼ねる) に分割する。タイムステップは、平均自由時間の 0.5 倍とする。

Fig.3 に定常状態における温度分布を示す。底面から上面までの温度を、底面を 1.0 、上面を 0.0 として無次元化し、領域中間の高さの水平面内で、無次元温度 $0.48, 0.54, 0.60, 0.66$ に対して等温線を引いたものである。 $R=3414$ では温度分布は一様であり、水平面内に大きな温度変化は見られない。これは巨視的な流れが発生していない熱伝導状態になっているためである。これに対し $R=4527$ では、同心円状の温度変化を示す領域が規則正しく並んだ温度分布となっている。ここでは円筒状の下降流が六角形のハチの巣状に配置され、その間を埋めるようにして上昇流が生じており、レイリー数が臨界値を越えた対流状態となっていることがわ

かる。さらにレイリー数を増加させた $R = 8103$ では、温度分布は平行な縞模様となっており、2次元的なロール状の対流渦が発達していることがわかる。なお、衝突セルが平均自由行程よりも大きいため、対流開始点が高レイリー数側にずれていることが確認できる。

ハチの巣状対流渦の領域中間の高さでの垂直方向速度分布を Fig.4 に示す。縦軸は最大流速、 V_{max} 、を平均温度に対する平均熱速度、 v^* 、で無次元化したものである。サンプリング数が少ないため変動量は大きくでているが、太線で示す巨視的な流体方程式の安定性解析から得られる理論値 [3] との定性的一致は良好である。

定常状態における流れ場の垂直方向最大速度を Fig.5 に示す。巨視的な流れ場は、 $\varepsilon < 0$ で熱伝導状態、 $\varepsilon > 0$ で対流状態となっており、対流渦の発生により、流速が徐々に増加していくことがわかる。巨視的な流体方程式のせつ動理論によると、 $\varepsilon = 0$ 近傍では、対流速度は $\varepsilon^{1/2}$ に比例して増加することが知られている。Fig.5 にはこのフィッティング曲線も示してあるが、データとの一致は良好であり、巨視的な流れ場における熱伝導から対流への遷移が DSMC 法により良好に計算されていることがわかる [5]。

対流状態において ε を徐々に増加させていくと、 $\varepsilon = 0.75$ 付近で、急激に流速が低下している。これは、Fig.3 におけるハチの巣状対流からロール状対流への遷移に対応しており、下降流領域の拡大により最大流速が低下したことを示している。さらに ε を増加させると、流速は再び同様のフィッティング曲線に沿って増加している。ロール対流の状態において、 ε を減少させていった際の最大流速の変化も Fig.5 には示してある。この場合は、上昇時にはハチの巣状対流であった $\varepsilon = 0.5$ 付近までロール対流が保たれており、対流状態間の遷移にはヒステリシスが現れることがわかる。レイリー数を変化させていった際の熱伝導から対流への遷移、ハチの巣状の対流の発生、さらにロール状の対流への遷移、といった現象は実験でも観察されており、マイクロレベルの本シミュレーションが巨視的な流動遷移現象を良くとらえていることが確認できる。

4. おわりに

RB 不安定性として知られる熱伝導 - 対流遷移過程を分子運動のレベルからシミュレートした結果を示した。2次元の詳細なシミュレーションにより、DSMC 法により遷移過程を定量的に扱うことが可能であることが示され、さらに3次元シミュレーションでは熱伝導 - 対流遷移、ハチの巣状からロール状への対流パターンの遷移、パターン間のヒステリシスなどのマクロな流動現象がマイクロレベルから計算できることが明らかとなった。

参考文献

- [1] Bird G. A.: "Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows", (Clarendon, Oxford, 1994).
- [2] Watanabe T., Kaburaki H. and Yokokawa M., Phys. Rev. E, **49**, 4060(1994).
- [3] Chandrasekhar S: "Hydrodynamic and hydromagnetic stability," (Clarendon, Oxford, 1961).
- [4] Watanabe T., Kaburaki H., Machida M. and Yokokawa M., Phys. Rev. E, **52**, 1601(1995).
- [5] Watanabe T. and Kaburaki. H, Proc. 8th Int. Conf. Phys. Computing, 180(1996).

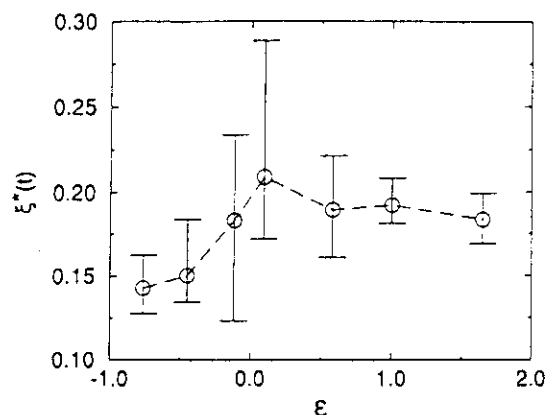
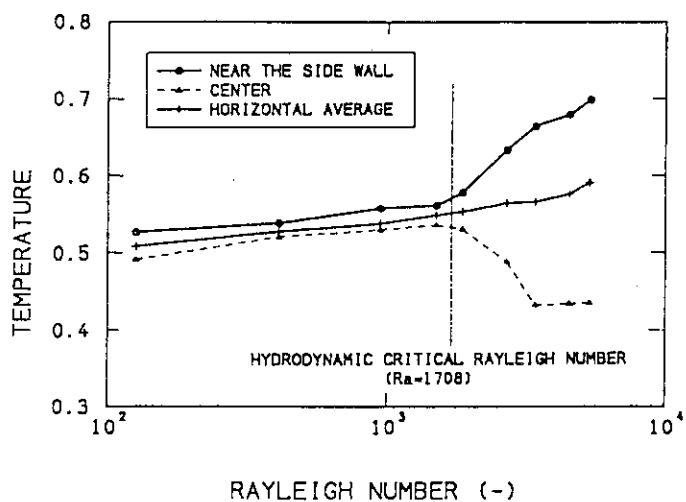


Fig.1. Mid-elevation temperature in the steady state. Fig.2. The average characteristic length.

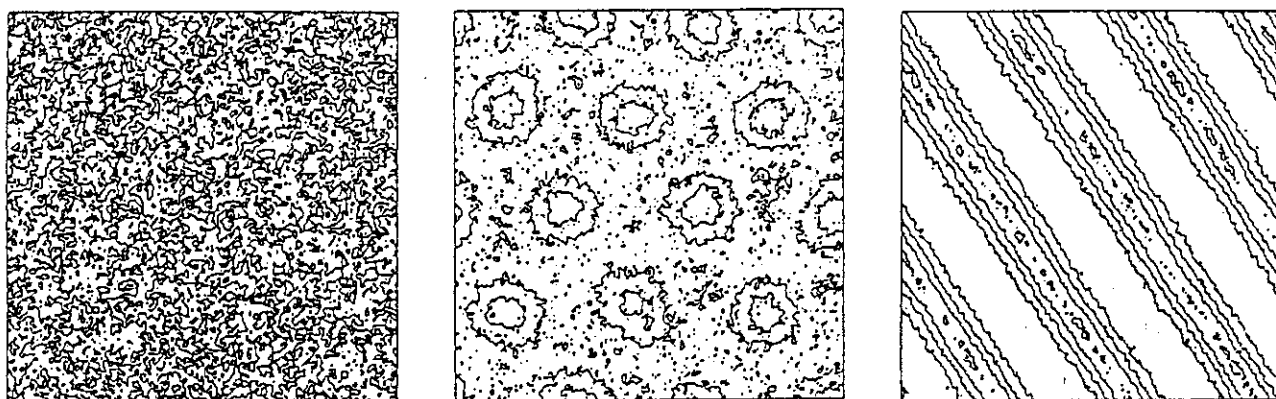


Fig.3. Steady state temperature distribution at the midelevation:
left $R=3414$, center $R=4527$, right $R=8103$.

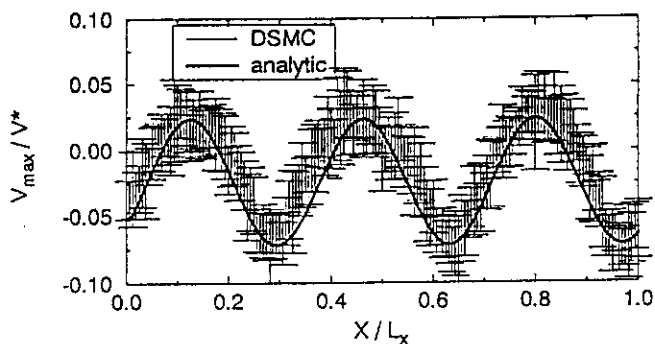


Fig.4. Distribution of vertical velocity.

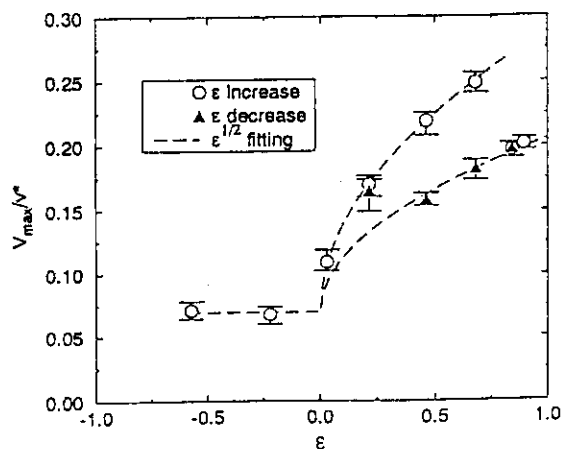


Fig.5. Maximum vertical velocity.

13. 多価イオンとクラスターの衝突現象：電子系のシミュレーション研究

新潟大自然科学 矢花一浩

1. はじめに

低エネルギー原子核衝突の時間依存平均場理論による記述は、計算機能力の向上により70年代後半より可能となった[1]。一粒子波動関数の時間発展によるミクロな記述により、衝突の動力学的理解は大きく進展した。今日の重イオン衝突のシミュレーション研究でも、時間依存平均場理論の考え方は一つの基幹となっている。

原子核研究において、平均場理論が静的構造とともに巨大共鳴などの振動運動や衝突現象などの動的現象へも適用され基礎理論と位置づけられているのに比べ、電子系での研究は静的構造の比重がはるかに高い。原子系での平均場研究の中心の一つは、密度汎関数法による研究である。物質によらない電子ガスのエネルギー密度の汎関数を用いて、様々な物質の構造（固体のバンド構造、分子の平衡構造）を非経験的に説明し予測するいわゆる第一原理構造計算は最近の大きな流れである。また、第一原理電子構造計算と分子動力学を結合したいわゆる第一原理分子動力学では、原子系の動力学を記述するが、電子状態は常に与えられたイオン配置の基底状態にあることを仮定しており、その意味で電子的には静的な計算である。

電子の励起状態に対する時間依存平均場理論は、80年代より原子・分子の光吸収に対して用いられるようになってきた。最近、金属クラスターの光吸収にみられる集団運動（Mie plasmon）の分析に、原子核研究との関連で多用されるようになってきている。しかし、衝突問題への応用の試みはほとんどないのが現状である。

多くの電子の‘流れ’を伴う現象は、多価イオンと物質（原子、分子、固体）の衝突で見られる。内殻電子の大きなイオン化ポテンシャルのため、多価イオンは大きなポテンシャルエネルギーを持ち、衝突に際して多くの電子を自己の束縛軌道にトラップし、またオージェ過程等により電子を放出する。イオンと原子の衝突では、これまで2電子の移行を伴う過程に対しては、ミクロな強結合模型の方程式を解くことにより解析がなされてきた。しかし、3電子を越える電子が関わる過程に対しては、関連するチャンネルの数が非常に多くなり従来の方法での分析はなされていない。このため、多電子移行を伴う過程に対しては、古典障壁模型と呼ばれる模型による解析が行われる。イオンと物質のクーロンポテンシャルの和が、イオン化ポテンシャル（原子、分子）あるいはフェルミエネルギー（固体）よりも低くなったときに電子のイオンへの流入が起こるという単純な模型であるが、広範な現象に対して一定の成功を収めることが知られている。

多価イオンの衝突実験は、最近クラスターを標的とする場合にも行われるようになってきた[2,3]。クラスターは有限個の原子を含む孤立系であり、原子と固体の中間系とみなすことができる。多価イオンと金属の衝突の場合には、鏡像電荷のために多価イオンが金属表面に加速され衝突する。それに対してクラスターの場合は入射パラメータの大きい衝突では電子流入の起こった高励起イオン状態を観測することが可能になる。また、衝突後には多価電荷クラスターが形成されるが、それらの安定性（与えられたサイズに対して何価のクラスターまで安定に存在できるか）や、分解過程（クーロン斥力による原子核分裂に類似した2体分裂であるか、あるいは多くの分裂片へのMulti-Fragmentationであるか）を調べることが興味の対象となる。これまで、フラーレンや金属クラスターを標的とする実験がなされている。

我々は、時間依存密度汎関数法を多価イオン衝突現象に適用することを試みている。クラスターに対してはジェリウム模型を用いることができるため、計算が容易になること、また最近実験研究も進展していることから、クラスターを標的とする研究を行っている。

なお、この研究は阿部恭久（京大基研）、P. Bozek（京大基研）、田沢輝武（山口大理）との共同研究である。

2. 時間依存密度汎関数法の方法

密度汎関数法に一電子描像を持ち込んだ Kohn-Sham 方程式を解くことが電子構造計算の中心課題である。動的な現象に対しては時間依存に拡張された Kohn-Sham 方程式を与えられた初期配置のもとで解く。

我々はこれまで時間依存 Kohn-Sham 方程式を基底状態からわずかに励起した配位に対して用い、系の線形応答を調べることに応用してきた。イオンからのポテンシャルとしてノルム保存擬ポテンシャルを用い、第一原理計算のレベルで 100 個程度の原子の集まりよりなるクラスター、分子に対して計算が可能であり、光吸収で見られるプラズモン励起を含む双極応答が定量的に説明されることを示してきた [4]。

クラスターとイオンの衝突の場合、時間依存 Kohn-Sham 方程式は次式で与えられる。

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{cluster}(\vec{r}) + V_{ion}(\vec{r} - \vec{R}(t)) + e^2 \int d\vec{r}' \frac{\rho_e(\vec{r}', t)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + \mu_{xc}[\rho(\vec{r}, t)] \right\} \phi_i(\vec{r}) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \phi_i(\vec{r}, t) \quad (1)$$

$$\rho(\vec{r}, t) = \sum_i |\psi(\vec{r}, t)|^2 \quad (2)$$

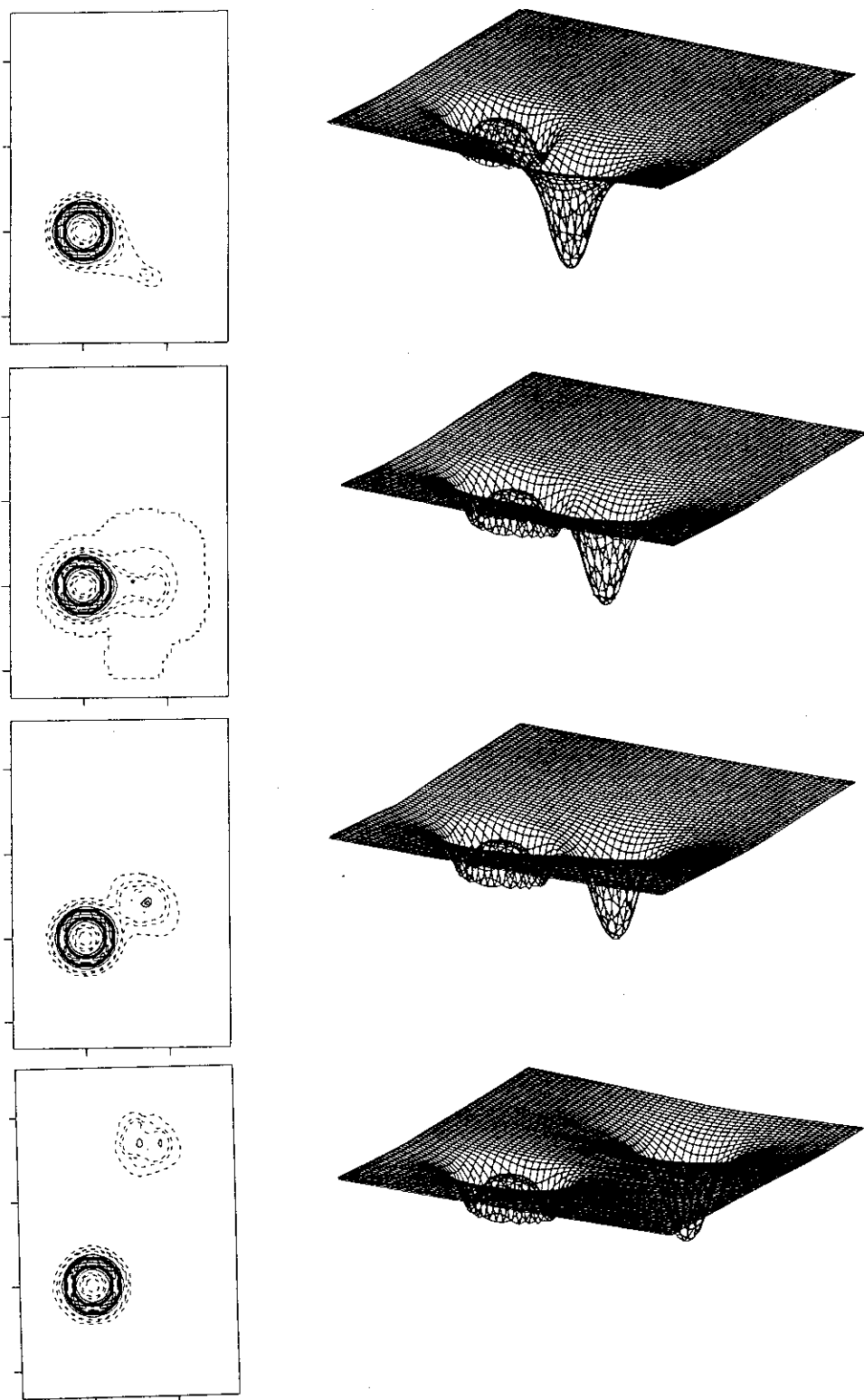
$V_{cluster}(\vec{r})$ は、クラスターのイオンからのポテンシャルであり、 $V_{ion}(\vec{r} - \vec{R}(t))$ はイオンからのポテンシャルである。イオンは以下の計算で直線軌道 $\vec{R}(t) = \vec{b} + \vec{v}t$ をとるものとする。電子間の相互作用は、Hartree ポテンシャルの他に、静的な問題で用いられるものと同じ交換相関ポテンシャル $\mu_{xc}[\rho(\vec{r})]$ を用いる。

(1) 式を数値的に解くために、我々は原子核の Skyrme-Hartree-Fock 方程式（そして TDHF 方程式）を解くために開発されてきた高次有限差分法 [1] を用いた解法を開発してきた。同様な方法の電子系への適用は最近 [5] で議論されている。

3. C₆₀-Ar⁸⁺衝突のシミュレーション

最近行われた C₆₀-Ar⁸⁺衝突の入射イオンエネルギー $E = 80 \text{ keV}$ での実験 [2] を念頭に、時間依存 Kohn-Sham 方程式を用いた計算を行った。簡単のため、C₆₀ の 240 個の価電子のうち 60 個のパイ電子のみを扱う。C₆₀ の電子構造は球殻状のジェリウム模型で扱い、イオン化ポテンシャルを実験値と一致させるためにさらに球対象な一電子ポテンシャルを付加している。C₆₀ の基底状態を初期配置とし、直線軌道を動くイオンの外場のもとでの電子の動的振る舞いを調べる。

図に示したのが、計算の結果得られた電子密度分布及びセルフコンシステントなポテンシャルである。ポテンシャルの図にあるメッシュが実際計算に用いられたメッシュであり、メッシュ間隔は 0.6 \AA である。イオンによるクーロン引力により、C₆₀ によるポテンシャルの一部が下がりポテンシャルに鞍点が生じる。この鞍部を電子が流れ電子移行の起こる様子



C_{60} - Ar^{8+} 衝突の時間依存密度汎関数法による計算結果。左側は電子の密度分布の散乱平面内での分布。 C_{60} の半径は 3.5\AA であり、 Ar イオンは入射パラメータ 8\AA で衝突した場合。右側は散乱平面内のセルフコンシステントなポテンシャルの様子。上から順に、 Ar イオンと C_{60} の z (上下)方向の座標が $-5, 0, 5, 20\text{\AA}$ の場合。

が見て取れる。このような電子の振る舞いは、古典障壁模型で知られるものと一致する。現在、実験との詳細な比較とともに、古典障壁模型との比較を行い、その模型の有効性と限界を明らかにする作業を行っている。

4. まとめ

時間依存平均場理論、そしてその実時間・実空間解法は原子核の構造・反応研究で進展し、今日原子核の集団運動、重イオン衝突を記述する標準的手法となっている。我々は、同様の方法を、場合によっては第一原理レベルでの電子構造・反応計算に適用している。電子系に対し、平均場理論が密度汎関数法に代表されるように静的問題に対して大きな成功を収めているのに対し、電子の動的過程に対する時間依存平均場理論の適用はまだ限られている。そして、ハドロン輸送現象を、フェルミオン輸送現象まで広げて考えるとき、電子系の動的過程という広範な未開拓の領域があると考えている。

Reference

1. H. Flocard, S. Koonin, M. Weiss, Phys. Rev. **C17**(1978) 1682.
2. B. Walch et.al, Phys. Rev. Lett. **72**(1994)1439.
3. C. Guet et.al, Phys. Rev. Lett. **74**(1995)3784.
3. S. Takami, K. Yabana and K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. **94**(1995) 1011.
10. K. Yabana and G.F. Bertsch, Phys. Rev. **B54**(1996)4484.
5. J.R. Chelikowsky, N. Troullier, K. Wu and Y. Saad, Phys. Rev. **B50** (1994) 11355.

14. Incident Energy Dependence of the Transverse Flow : from SIS/GSI to SPS/CERN

Y. Nara^a, N.Ohtsuka^a, Tomoyuki Maruyama^a, K.Niita^{ab} Toshiki Maruyama^a
and A. Ohnishi^c

^aAdvanced Science Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute

^b Research Organization for Information Science and Technology

^c Division of Physics, Graduate School of Science, Hokkaido University

Abstract

BUU モデルを用いて、フローのビームエネルギー依存性を調べた。特に、 Δ の平均場の効果は非常に大きいことがわかった。

1 はじめに (フローからなにがわかるか)

高エネルギー重イオン衝突の一つの目的は、実験室で quark gluon plasma(QGP) を作り、その性質を知ることである。なにが QGP のシグナルに成り得るかということに関して、これまで色々な議論がなされている。中でもフローに関しては大きな関心もたれていて、流体モデルによれば、フローの大きさは、もし QGP が生成されればフローを弱める方向に働き (softening of the EOS)、6AGeV/c の付近で、局所最小値になると予想されている [1, 8]。したがって、QGP 相転移のシグナルとしてのフローの入射エネルギー依存性を系統的に調べることは非常に重要な課題の一つである。実際、EOS Collaboration(E895,E866) [2] により、フローの強さをビームエネルギー核子当たり 400MeV/c から 10GeV/c まで測る実験が行われていて、その一部はすでに実験値が公表されている。

一方、ハドロニック輸送模型 (Hadronic cascade, BUU, QMD) によるこれまでの研究は以下のようなものである。フランクフルトグループは、RQMD(relativistic quantum molecular dynamics) [3] を用いて、Au+Au 衝突のような質量数が多い系ではフローが存在すると予言し、実験でも最近フローが確認されている。また、B.A.Li, C.M.Ko の ART(A relativistic transport) model [4] による計算では、フローに対してホテンシャルの影響は大きく、カスケード計算に比べて BUU のほうがフローが2倍大きいという予言している。

ハドロニックカスケード計算や、QMD 計算では、もちろん、QGP を仮定していないので、それらの計算では、フローの入射エネルギー依存性に局所最小値はみられない [5, 6]。しかし、これまでの BUU/QMD 計算では、デルタの平均場と核子の平均場を同じとした計算であり十分多いデルタが存在する場合この近似はかなり疑わしい。例えば、エネルギーが十分高く、Au+Au などのように大きな系では、核子の共鳴状態、とくに、デルタが多く存在した核物質 (Δ matter) ができている可能性が示唆されている [7]。ハドロニック輸送理論の枠組で、デルタの平均場依存性を調べるのは重要である。そこで、われわれはデルタの平均場により、BUU の予言がどのように変わるかを調べた結果を報告する。

2 ハドロニック輸送模型 - BUU - collision term and potentials

今回用いた BUU モデルの衝突項と平均場のインプットに関して説明する。まず、AGS エネルギー (~ 10 AGeV) は、バリオン共鳴領域とその連続状態の境界にあるので、共鳴状態に励起する効果と共鳴状態の連続状態をモデリングしたストリング励起をいれなければならない。粒子生成は、共鳴状態あるいは、ストリングからの崩壊でのみ起こると過程する。2体衝突の非弾性衝突は以下のようなブランチを考える。

- Resonance excitation:

$$N + N \rightarrow N(*) + \Delta(*), \quad \Delta(*) + \Delta(*), \quad N* + N*$$

- string excitation:

$$N + N \rightarrow \text{string} + \text{string}, \quad N + \text{string}$$

- s-channel scattering for M-B:

$$M + B \rightarrow R, \quad R = N*, \Delta(*)$$

ここで、バリオン共鳴状態は、 $2\text{GeV}/c^2$ までの Δ^* , N^* をすべて考慮にいれ、その断面積は 4π プロダクションまでの実験値をフィットした。終状態の質量は、Lund グループによる Fritiof model [9] と同じ方法をつかう。ストリングのフラグメンテーションは、AMOR (Artru-Mennessier Off-shell Resonance model) [10] にしたがって決める。AMOR では、ストリングの切断確率は、 $d/d\tau$ に比例すると仮定したモデルである。ここで、 dl はストリングの長さで、 $d\tau$ は時間である。このようなモデルで、素過程のパイオン数等は、うまく実験値を再現できる。

核子の平均場は、Skyrme potential

$$U_N(\rho) = \alpha \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + \beta \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (1)$$

を用いる。 Δ の平均場の取り扱い方は一意でなく、例えば、

$$U = U_{\text{nucl}} + U_\Delta + U_{\text{resonance}}, \quad (2)$$

ここで、 $U_B = a\rho_B + b\rho_B^\gamma$, $B = \text{nucl}, \Delta, \text{resonance} \dots$ あるいは、

$$U = a_B \left\{ \alpha \rho_{\text{bary}} + \beta \rho_{\text{bary}}^\gamma \right\} \quad (3)$$

ここで、 ρ_{bary} はバリオン密度を表し、 $\rho_{\text{bary}} = \rho_{\text{nucl}} + \rho_\Delta + \rho_{\text{res}}$ 、などが考えられるが、この報告では、Eq.(3) の方を使う。 a_Δ は、 Δ のポテンシャルの深さが核物質で、 -30MeV になるように選んだ [11]。なお、ポテンシャルの密度は、そのシェルのローレンツ因子 γ で割ったものを使う。

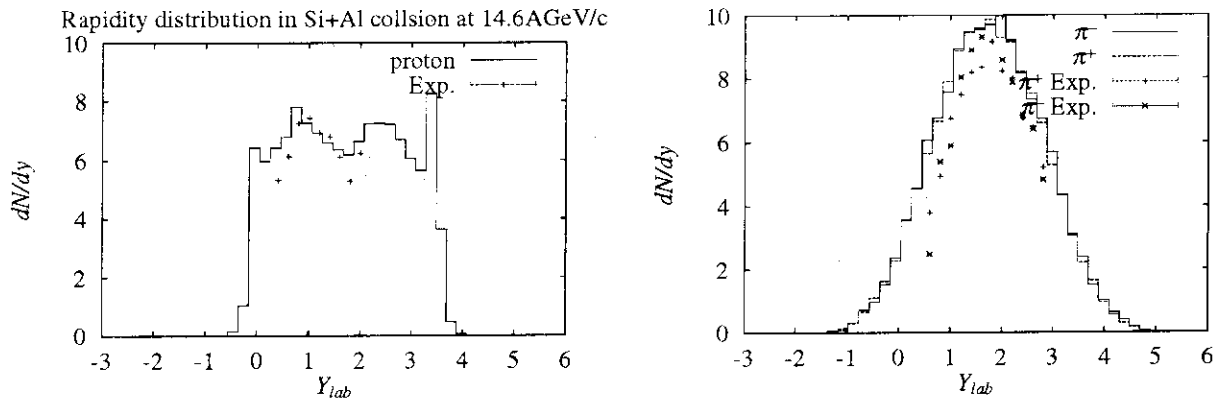


図 1: Proton and π^\pm rapidity distributions for central 14.6 AGeV/c Si+Al collision with experimental data of E802.

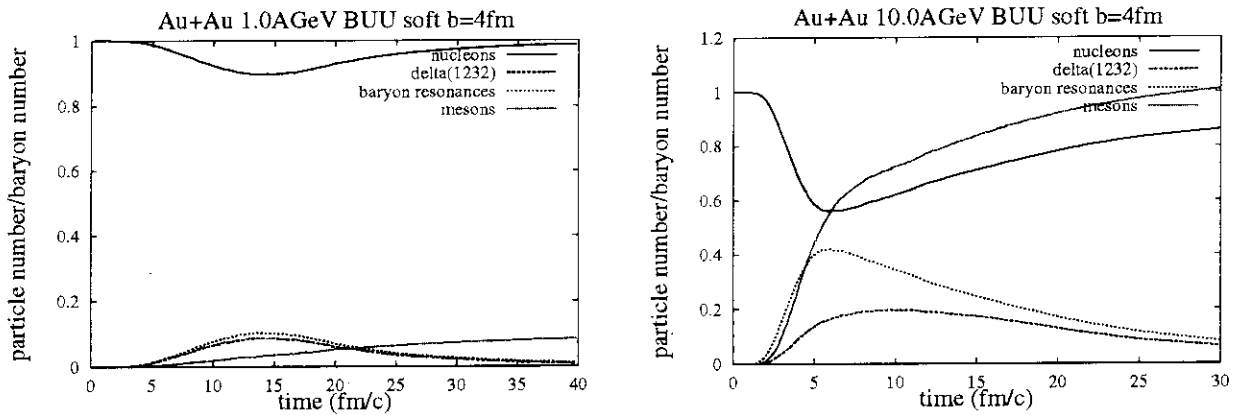


図 2: The ratio of particle to baryon number for Au+Au at impact parameter $b=4\text{fm}$. Left window corresponds to the case of incident energy 1 AGeV and right for 10 AGeV.

3 結果

始めに、我々のモデルが実験値を再現しているかチェックし、大局的に反応のダイナミクスをうまく表しているかを見る為に Si(14.6 AGeV/c)+Al における、陽子とパイオンのラピディティ分布を実験値と比べた図を図. 1 示す。パイオンと陽子のラピディティ分布は比較的よく実験値を再現していて、ハドロニックカスケード描像で重イオン衝突の反応はよく理解できることがわかる。

次に、バリオン共鳴状態がフローにたいしてどのように効果があるか、入射エネルギーの関数として、どのように共鳴状態の分布が変わるかを見るために、共鳴状態の分布を計算した。

図 2 には、Au+Au 反応における、バリオン共鳴状態、生成粒子 (おもにパイオン) の比を反応時間の関数として、それぞれ、1 AGeV と 10 AGeV の場合を BUU で計算したものを表している。また、バリオン共鳴状態の時間発展をいろいろなエネルギーでプロットしたのが、図 3 である。入射エネルギーが 1 AGeV の場合は、最高で約 10% がバリオン共鳴状態になっているが、10 AGeV の場合は、40% が共鳴状態に励起していることがわかる。インパクトパラメータがもっと小さい、正面衝突の場合は、半分以上が励起する。Giessen グループ

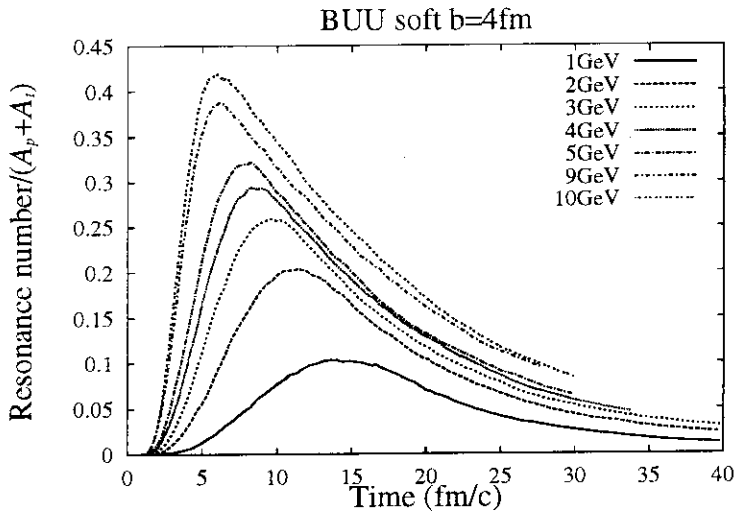


図 3: Time evolution of the relative abundance of baryon resonances for Au+Au at $b=4\text{fm}$.

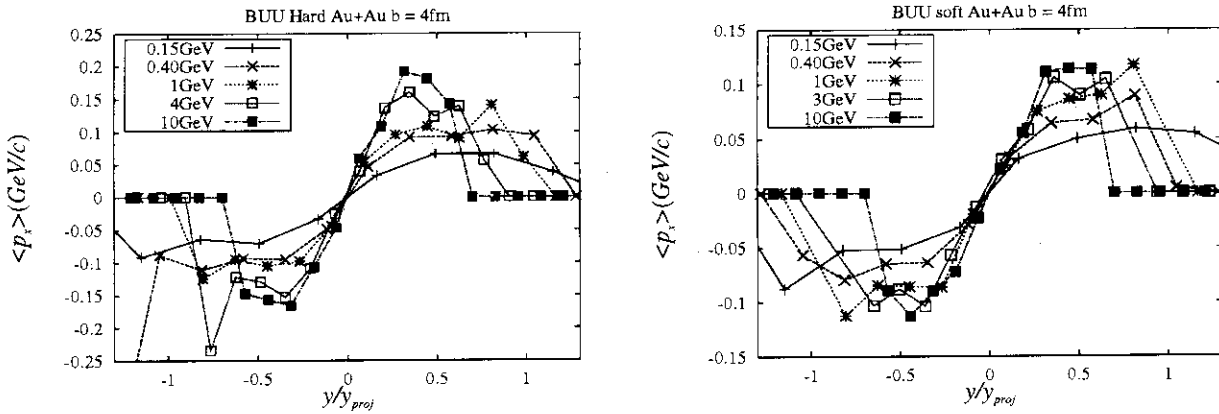


図 4: Left windows shows the transverse momentum distribution for Au+Au $b=4\text{fm}$ collision with hard EOS, right with soft EOS.

により、1AGeVでの、 Δ ポテンシャルの効果を調べた研究があり [11]、その効果はあまりないと結論されている。しかしながら、10AGeVでは、明かに効果があると予想される。

Transverse flow 図 4で、硬い状態方程式 (Hard EOS) と軟らかい状態方程式 (soft EOS) をあたえるポテンシャルで計算した結果を示した。Hard の方は、エネルギーとともに、 $\langle p_x \rangle$ が大きくなるが、Soft の方は、3AGeV 付近で飽和しているように見える。最近の実験によると、あるエネルギーでフローは一定になっているという報告があるので、Hard は実験と矛盾している。ただし、運動量依存項が入っていないポテンシャルを使った場合、1AGeV 以下は、硬い状態方程式をあたえるパラメータのほうが実験値を再現する。したがって、より詳細な議論をすためには、運動量依存ポテンシャルを用いた計算をしなければならない。

図 5に Au+Au の場合の directed transverse flow をビームエネルギーの関数として、プロットした。Soft EoS 1 は、デルタのポテンシャルをいれた計算で、Soft EoS 2 は、デルタとその他の共鳴状態のポテンシャルをゼロにした計算である。明かに、ポテンシャルの効果があることが見て取れる。Soft EoS 2 の場合小さいが、一旦フローが下がっている傾向が見られる。

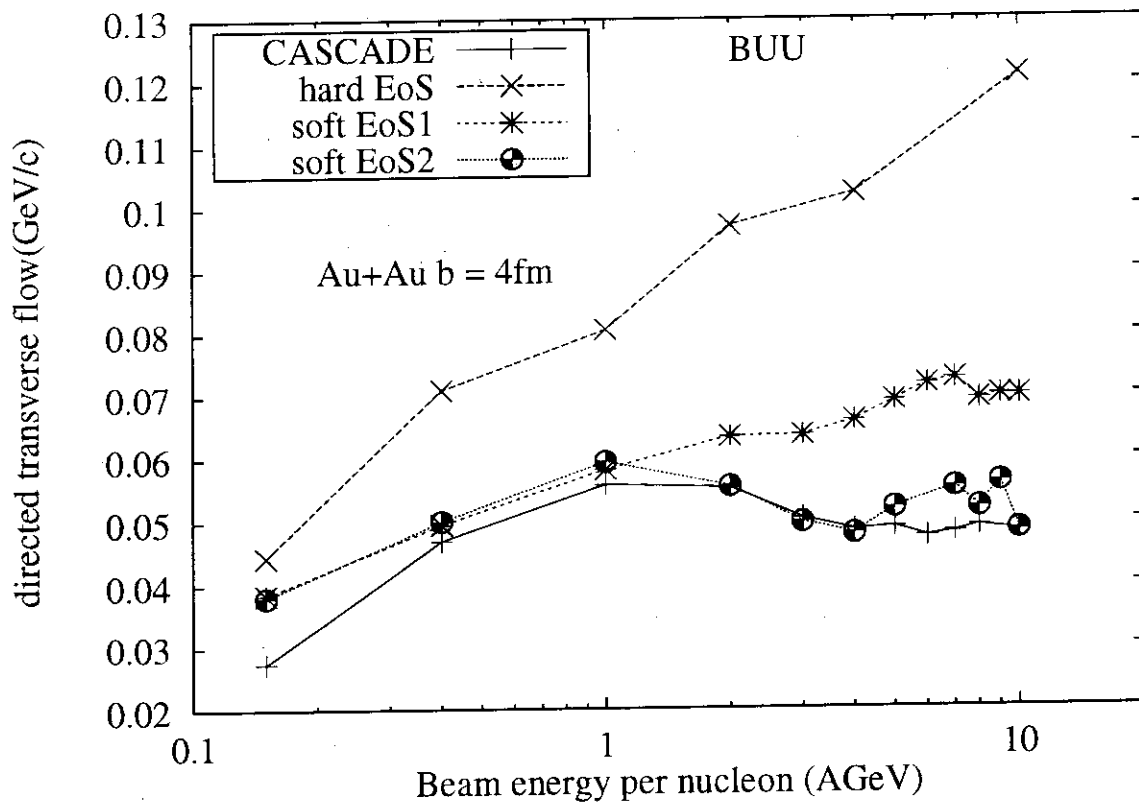


図 5: The directed transverse flow as a function of incident energy

4 まとめ

ハドロニック輸送理論 BUU model により、 Δ 、共鳴状態のポテンシャルの効果に注目して、フローのビームエネルギー依存性を調べた。ポテンシャルの効果は、フローに対して大きい、さらに Δ ポテンシャルの効果は 2 GeV 以上では見える。共鳴状態の数とそのポテンシャルのバランスで、フローが、あるエネルギーで最小値をとる傾向は見える。したがって、実験でビームエネルギーの関数として、フローを測った場合、流体モデルによる QGP を仮定した計算では、完全にフローが消えるので、ほぼ完全にフローが無いことを確認することが必要である。

今回の計算では、ポテンシャルに運動量依存項が入ってないが、その効果は今後調べなければハドロニック輸送モデルによる、最終的な結論はだせないであろう。

参考文献

- [1] D. H. Rischke, Nucl. Phys. **A610**, 88c (1996); D.H.Rischke, *et al.*, Columbia preprint CU-Tp-695,nucl-th9505014.
- [2] EOS Collaboration nucl-ex9607008.
- [3] H. Sorge, H. Stöcker and W. Greiner, Nucl. Phys. **A498**, 567c (1989); Ann. Phys. **192**, 266 (1989). R. Mattiello, H. Sorge, H. Stöcker and W. Greiner, Phys.Rev.Lett.**63**(1989)1459.
- [4] Bao-An Li, Che Ming Ko, Phys.Rev.**C52** 2037 (1995); Phys.Rev.C53:22-24,1996.
- [5] Bao-An Li, Che Ming Ko, Nucl.Phys.A601:457-472,1996.
- [6] L.A. Winckelmann, *et al.*, Nucl.Phys.**A610**,116c (1996).
- [7] H. Sorge, Phys. Rev. C49 (1994) 1253; M. Hofmann, R. Mattiello, H. Sorge, H. Stocker, W. Greiner, Phys. Rev. C51 2095,(1995).
- [8] L. Bravina, *et. al*, Phys. Rev. **C50**, 2161 (1994).
- [9] B. Andersson, G. Gustafson and B. Nilsson-Almquist, Nucl. Phys. **B281**, 289 (1987); B. Nilsson-Almquist and E. Stenlund, Computer Phys. Comm. **43** (1987), 387.
- [10] K. Werner, Z. Phys. **C42**, (1989) 85; K. Werner, Phys. Rep. **232**, (1993) 87; X. Artru and G. Mennessier, Nucl. Phys. **B70**, 93 (1974).
- [11] W. Ehehalt, W. Cassing, A. Engel, U. Mosel and Gy. Wolf, Phys. Lett. **B298** (12993) 31.
- [12] G. F. Bertsch and S. Das Gupta, Phys. Rep. **160** (1988) 189; W. Cassing, V. Metag, U. Mosel and K. Niita, Phys. Rep. **188** (1990) 363.

15. Nuclear Multifragmentation Experiment at the KEK 12 GeV PS:
(The first results of the KEK-PS E337 Experiment)

K.H. Tanaka⁺, Y. Yamanoi, M. Haseno¹, Y. Tanaka¹, Y. Okuma², Y. Sugaya³, F. Kosuge⁴,
Y. Shibata⁴, K. Nakai⁴, Y. Inotani⁵, H. Ochiishi⁵, S. Morinobu⁵, R. Muramatsu⁶,
J. Murata⁶, K. Yasuda⁶ and T. Murakami⁶
(E337 Collaboration)

KEK, National Laboratory for high Energy Physics, Tsukuba, 305, Japan

¹Nagasaki Institute for Applied Science, Nagasaki, 851-01, Japan

²Institute of Physics, Tsukuba University, Tsukuba, 305, Japan

³Faculty of Technology, Tokyo University of Agriculture and Technology, Koganei, 184,
Japan

⁴Faculty of Science and Engineering, Science University of Tokyo, Noda, 278, Japan

⁵Faculty of Science, Kyushu University, Fukuoka, 812-81, Japan

⁶Faculty of Science, Kyoto University, Kyoto, 606-01, Japan

⁺Corresponding author. E-mail banpaku@kekvox.kek.jp.

A KEK-PS Experiment E337 "Angular correlation of intermediate mass fragments emitted from the target multifragmentation reactions with 12 GeV protons" is an extension of the E288 which we performed a few years ago. The E288 revealed that the proton-induced target multifragmentation (TMF) reactions at 12 GeV showed quite interesting phenomena¹ such as 70° peaking angular distributions for intermediate mass fragments (IMF; $Z \geq 3$). In order to understand the phenomena we planned to measure detailed angular correlations among several IMFs and multiplicity-gated angular distributions of IMFs in the E337. For this purpose we have developed a new large acceptance Bragg Curve Counter (BCC²) array, which consists of 25 BCCs enclosed in one gas volume and can cover nearly 13% of entire solid angle. Additional 12 BCCs is prepared in the common horizontal plane which included the target in order to measure the accurate angular distribution (see Fig. 1). In total the BCC system can cover about 20% of 4π .

In December, 1995, the test experiment with 12 GeV protons was started at KEK using this newly constructed counter array of 37 BCCs. The beam line used was EP1-B line, which was also newly constructed exclusively for the primary beam experiments. The intensity of primary proton beam focused on the target was about 4×10^9 /spill with the spot size of approximately 5 mm in diameter. The typical thickness of targets used was about $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. The data were taken under the minimum bias condition, i.e. a sum of 37 self triggers from individual BCC. A newly developed data taking system consisted of the 68EC030 Auxiliary Crate Controller and the VME on-board Sparc 5CE computer enabled us to treat such a large number of triggers as about more than 2000 per sec. The main production experiment was performed in April and May in 1996 after debugging the new counter system and DAQ system, as well as EP1-B beam line. Data with Au, Tm, Sm and

Ag targets were successfully accumulated. Now the data are in the analysis stage. Several interesting features of high energy nuclear reactions have already been seen. Typical Bragg peak (charge of particles) vs. kinetic energy scatter plots of IMFs obtained by one of the 37 BCCs are shown in Fig. 2. It can be clearly seen that heavier IMFs can be produced in heavier target reactions. Preliminary results of angular correlations of IMFs as well as energy spectra, a charge distribution, angular distributions of IMFs with and without multiplicity gate were presented in the 4-th Symposium on Simulation of Hadronic Many-Body System. Final results will be published soon.

References

- ¹ K.H. Tanaka et al., Proceedings of the 7-th Varenna Conference on Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, Italy (1994) p.643.
K.H. Tanaka et al., Nuclear Physics A 583 (1995) p.581.
T. Murakami et al., Perspective in Heavy Ion Physics, World Scientific (publisher), (1996) p.152.
- ² H. Ochiishi et al., Nuclear Instruments and Methods A 369 (1996) 269.

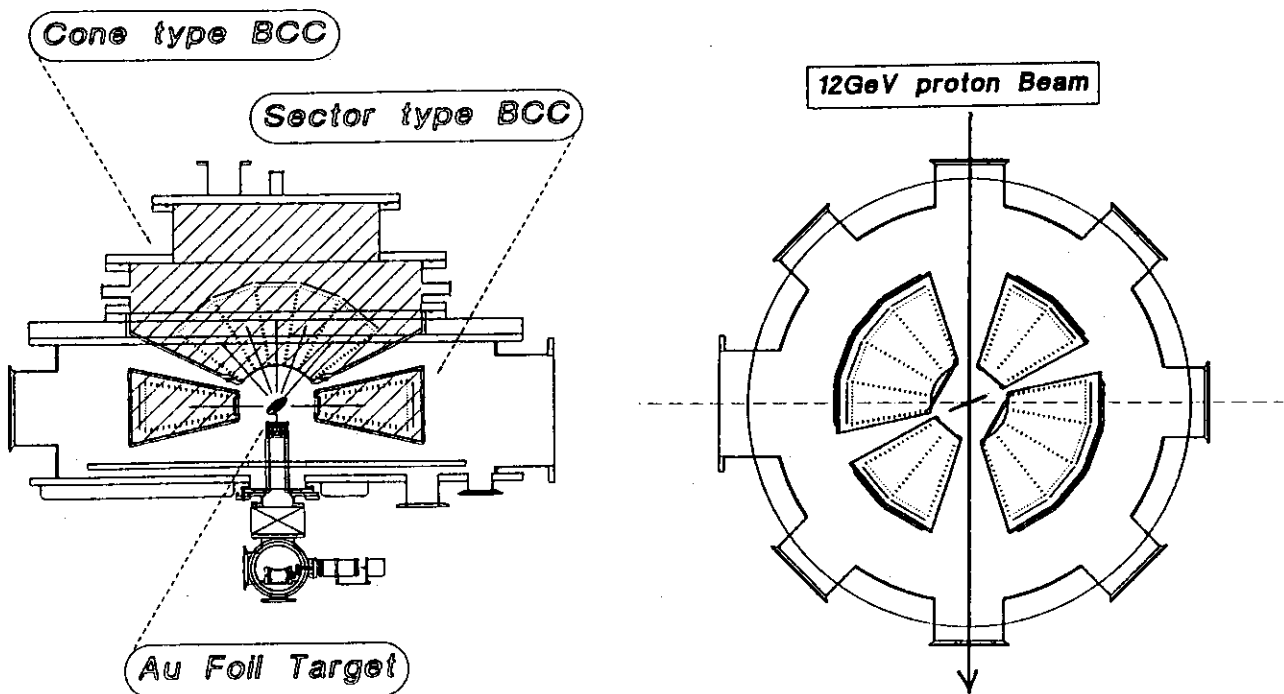


Fig. 1; E337 setup. Vertical (left) and horizontal (right) views.

Bragg Peak vs Energy Plots for Various Targets

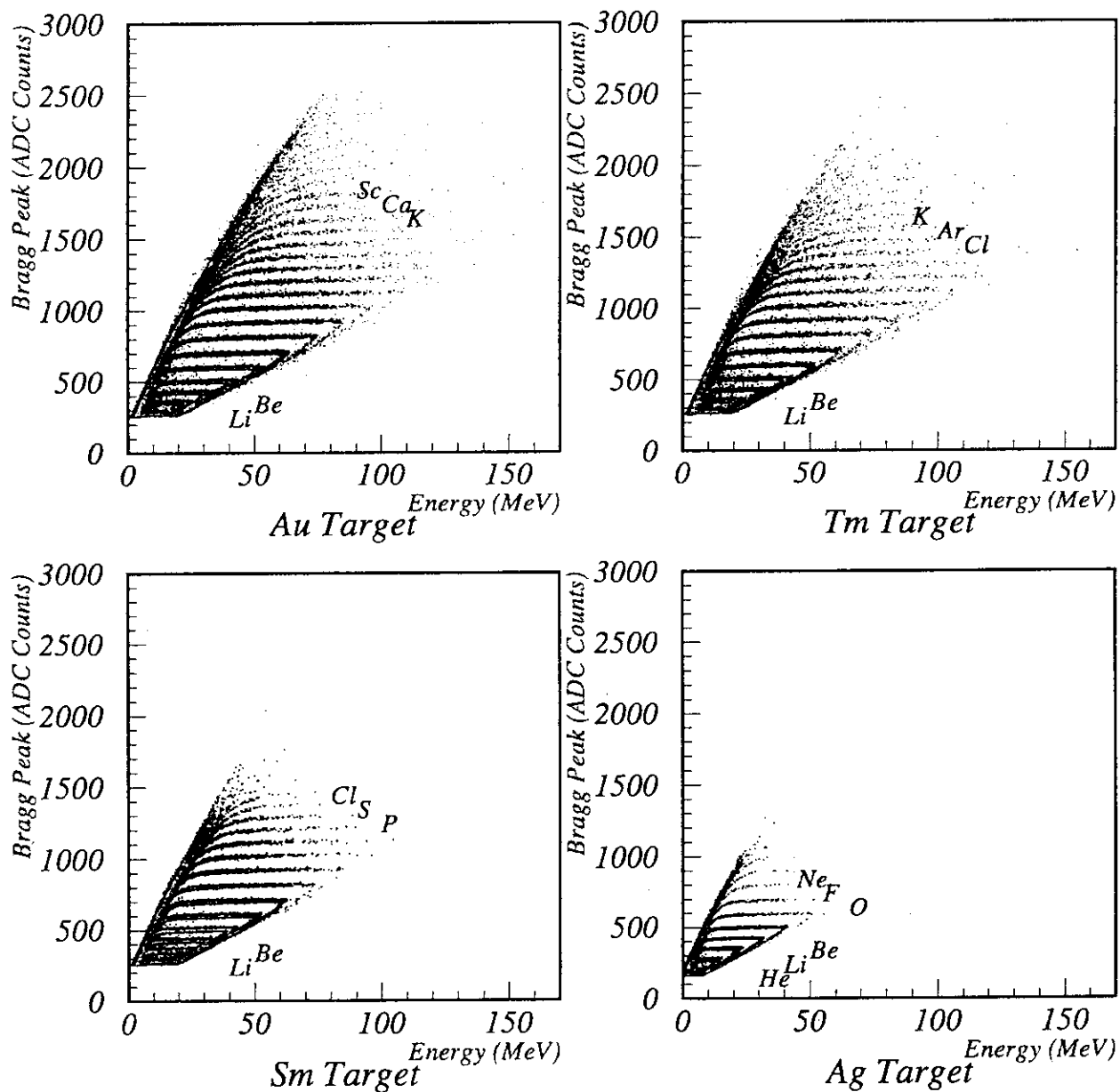


Fig. 2; Two dimensional charge versus kinetic energy spectrum of IMFs produced in the Au,Tm, Sm and Ag(p,X) reaction at $E_p=12$ GeV obtained by one of 37 BCCs.

16. Freeze Out Temperature on Light Projectile Induced Reaction

J.Murata¹, M.Haga², M.Haseno³, Y.Inotani⁴, H.Ito^{1*}, K.Kimura³, F.Kosuge⁵, S.Mihara¹, S.Morinobu⁴,
T.Murakami¹, R.Muramatsu¹, K.Nakai⁵, H.Nakamura⁴, H.Ochiishi⁴, Y.Ohkuma², Y.Okuno³, S.Sawada^{1†},
T.Shibata⁶, Y.Shibata⁵, Y.Sugaya^{7‡}, K.H.Tanaka⁸, Y.Tanaka³, K.Ushie³, Y.Yamanoi⁸, K.Yasuda¹

(MULTI Collaboration)

¹ Kyoto University, Kyoto 606, Japan

² Tsukuba University, Tsukuba 305, Japan

³ Nagasaki Institute of Applied Science, Nagasaki 851, Japan

⁴ Kyushu University, Fukuoka 812, Japan

⁵ Science University of Tokyo, Chiba 278, Japan

⁶ Institute for Nuclear Study, University of Tokyo, Tokyo 188, Japan

⁷ Tokyo University of Agriculture and Technology, Tokyo 184, Japan

⁸ KEK, National Laboratory for High Energy Physics, Tsukuba 305, Japan

Nuclear temperature was deduced for 12GeV proton induced target multi-fragmentation reactions on Au, Tm, Sm, Ag targets. Using isotope yield ratios, clear target mass dependence was obtained for high-multiplicity events. Deduced temperatures for light targets have higher value than those for heavy targets.

Over the past few decades a considerable number of studies have been made on extracting nuclear temperatures from experimental data of intermediate or relativistic energy heavy ion collisions. The main aim of the temperature measurement is a search for a signal of nuclear liquid gas phase transition [1,20-23]. Although temperature extraction using slope of energy spectra has been an object of study for a long time, usually they showed much higher temperatures than expected. It is mainly because dynamical effects exist [8-17]. To avoid the difficulty, relative populations of excited states were used. However this method was experimentally hard to determine the yield of the excited states [13-19]. Isotope yield ratio has been recently brought to light by the determination of the "caloric curve" [1]. One advantage of this method is the simplicity. Isotope temperature, as a probe for a chemical freeze out temperature, can be obtained only by calculating isotope yield ratios [2-5]. This paper is intended as an investigation of deducing geometrical temperature distribution in light particle induced reactions by means of isotope temperature method.

The experiment (KEK-PS E337) was performed at a newly constructed EP1-B primary beam line of the KEK-PS with 12GeV proton beam. Four targets (Au, Tm, Sm, Ag) were used. The aim of E337 was to detect IMFs and collect information about the excitation mechanism of high-temperature nuclear matter with small compression system. IMFs emitted from the targets were detected by Bragg Curve Counters (BCCs) for $3 \leq Z \leq 30$, and determined their charge numbers, kinetic energies and ranges in the counter gas [24,25].

There were 37 BCC-channels surrounding the foil targets. Total acceptance of the counters was about 20% of 4π . Aiming to measure angular distributions and in-plane correlations, 12 BCC-channels were located within a horizontal plane from 30° to 150° in laboratory angles at step of 20° . In order to collect information about out-of-plane correlation and IMF multiplicity, a large cone-type BCC which had 25 channels were located above the target.

IMFs make their loci in Bragg peak-energy-range plot. The loci are separated from each other with the distance about 9σ in Bragg peak. The excellent Bragg peak resolution split the loci of light fragments ($Z \leq 4$) according to their mass difference. In our experiment, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{Be}$ fragments can be separated from each other in range-energy plot. In order to estimate the total yield of each fragments, function forms of moving source model are used for fitting the energy spectra. Some of fitting parameters were fixed to adequate values. It is because the dynamic range of kinetic energy is not wide enough to make complete fitting.

It is necessary to explain the procedure of isotope temperature. According to simple classical statistical dynamics, all single ratio R can be expressed as below [2].

$$R_i = \rho_{pF}^{\eta_i} \rho_{nF}^{\xi_i} \alpha_i \exp \frac{\Delta B_i}{T} \quad (1)$$

where R_i is the i -th single ratio, and ρ_{pF} , ρ_{nF} are free proton and free neutron densities in nucleons and fragments mixed ideal gas of equilibrium temperature T . The index η , ξ means $\eta_i = Z_1 - Z_2$ and $\xi_i = (A_1 - Z_1) - (A_2 - Z_2)$.

*Present address: Nippon Telegraph and Telephone Corporation (NTT)

†Present address: Institute for Nuclear Study, University of Tokyo

‡Present address: Research Center for Nuclear Physics (RCNP), Osaka University

Here A_j, Z_j indicate mass number and charge number of j -th particle. ΔB_i is binding energy differences between and the factor α means $\alpha_i = (\lambda_{TN}/2)^{A_1-A_2} (A_1/A_2)^{3/2} \omega(A_1, Z_1)/\omega(A_2, Z_2)$. Here λ_{TN} is the thermal nucleon wave-length. Internal partition function $\omega = \sum_j (2s_j + 1) \exp(E_j/T)$ of the fragment (A, Z) will contain all known γ -unstable states in the following calculations, where s_j and E_j are spins and energies of j -th states.

Three unknown quantity T, ρ_{pF} and ρ_{nF} can be extracted from three single ratios. By selecting single ratios which have $\Delta Z \stackrel{\text{def}}{=} Z_1 - Z_2 = 0$, we can get only two quantity, T and ρ_{nF} using two single ratios. It is because $\eta_i = 0$ for all R_i with $\Delta Z = 0$. The condition $\Delta Z = 0$ is indispensable to systematic error reduction. There are 377 combinations which can deduce T and 36 of them satisfy $\Delta Z = 0$. In this restriction, T can be written as below.

$$T = \sum_{i=1,2} a_i \Delta B_i / \ln \prod_{i=1,2} (R_i / \alpha_i)^{a_i} \quad (2a)$$

where $a_1 = \xi_2, a_2 = -\xi_1$. or simply

$$T = \frac{B}{\ln(R/\alpha(T))} \quad (2b)$$

Because of the exponential function form of Eq.2b, $|dR/dT|$ shows small value for large B . So, the ratio which has large B should produce relatively small temperature fluctuations. 6 ratios has been selected due to their large B from the ratios of $\Delta Z = 0$. Finally we selected one ratio to be used as a thermometer in this paper as below.

$$R = \frac{Y(^8\text{Li})^3 Y(^7\text{Be})}{Y(^7\text{Li})^3 Y(^{10}\text{Be})} \quad (3)$$

This ratio has the smallest statistical error in the 6 selected ratios.

R should be corrected because of sequential decay effects, and the corrected ratio can be simply written as $R_{col} = \kappa R$ [3]. We compare corrected temperature for FNAL inclusive experiment (80 GeV/c p + Xe, $T_{col} = 3.9 \pm 0.4$ MeV [3] for 76° counter [7]) and the mean temperature of all targets ($\bar{T} = 3.08 \pm 0.20$ MeV for *multiplicity* = 1, 70° counter). It is because the calculated temperatures have small target mass dependence for low multiplicity events detected by side-ward BCC channels. Then we got $\kappa = 0.235 \pm 0.168$ using following relation, $1/\bar{T} = 1/T_{col} + \ln \kappa / B$. Using R_{col} instead of R , Eq.2b are calculated numerically. If ω account only their ground states, Eq.2b gives T directly. Considering all known γ -unstable states, Eq.2b must be solved numerically. Corrected temperatures obtained for in-plane BCC channels are shown in Fig.3 as a function of laboratory angles with IMF multiplicity selection for all targets. Independent to multiplicity, side-ward channels show nearly constant temperatures as a function of angles. Although clear target mass dependences can be seen for high multiplicity events, side-ward channels for low multiplicity events show small target mass dependences. High multiplicity events show higher temperatures than low multiplicity events for almost all channels and targets.

High multiplicity events should have large centrality on the collision. So they are natural to show high temperatures than low multiplicity events. The jump between *multiplicity* = 2 and 3 have been observed already in Fig.2 for single ratios. In Fig.3, we can find strong target mass dependence for only high multiplicity events. Low multiplicity events should also have strong target mass dependences as seen in single ratios. The information about the target mass dependence for low multiplicity events have been lost in the process of calculating multi-ratios. It is because the single ratio $Y(^8\text{Li})/Y(^7\text{Li})$ has opposite target mass dependence for low multiplicity events.

The anisotropic distributions imply the chemical freeze out had been established before the total remnant reached to thermal equilibrium. What must be noticed is that even forward channels show high temperatures as well as backward channels. One explanation may be that, this is the trace of fire ball which penetrate the target nuclei with projectile [26]. On this assumption, energy should be deposited in proportion to the path length of the fire ball region, that is, diameter of the target nuclei. If the deposited energy diffused in the target nuclei, the energy density can be roughly written as below.

$$E \propto \frac{2r_0 A_t^{1/3}}{4\pi r_0^3 A_t / 3 - \pi d^2 2r_0 A_t^{1/3}} \quad (4)$$

here A_t is the target mass number and d is the radius of penetrated columnar region, which must be almost independent to the target mass. The denominator of Eq.4 means the volume of the remnant. r_0 is normal nuclear radius. We should not forget that Eq.4 has only first-order reliability, because they regard the temperature distribution in the remnant as isotropic. Now we should consider the relation between energy and temperature. It is well known that

$T \propto E^{1/2}$ in normal nuclear matter. But as be seen in "caloric curve [1]", T is nearly constant during the mixed phase and $T \propto E$ in gas phase on liquid-gas phase transition. So here we put the "phase index" parameter σ and use the relation $T \propto E^\sigma$ with Eq.4 to fit the results of target mass dependence for high multiplicity events. Obtained value of d and σ are plotted in Fig.4 and they are almost constant around $d \sim 3r_0$ and $\sigma \sim 1$. The mean value of d is $(3.17 \pm 0.15)r_0$. It seems a bit large comparing to the target radius especially for Ag target. It must be noted that we regard the "tunnel" as column in the volume estimation. So adequate radius should be somewhat smaller. The phase index parameter σ have their mean value 1.06 ± 0.015 . This is a clear evidence for the fact that they are in nuclear gas phase. We should notice that the isotope temperature method suppose the free nucleons and fragments mixed ideal gas as the system. According to this assumption, we may not use isotope temperature as a probe for complete free nucleon gas. So if we use isotope temperature, "gas phase" should be defined as phase index equal to 1. To determine the real temperature of such nucleon gas which existed before the chemical freeze out, further efforts are needed.

There is a further point which needs to be mentioned. The starting assumption of the tunnel formation is the anisotropy in the angular distribution of temperature. On the other hand, we cannot find such anisotropy for the temperature distribution obtained by another combination of ratios. They have large error bars compared to those of the selected combination, and we can say nothing about the angular distributions using such another ratios. Even we can regard the anisotropy as denominations, good agreement with Eq.4 will support the assumption.

In summary, we have studied isotope yield ratios resulting from 12 GeV proton induced target multi-fragmentation reactions. Observed isotope yield ratios show a strong linear correlation with target mass numbers. Isotope temperatures were derived from the yield ratios. Sequential decay effects and the influence of γ -unstable states to the partition functions has been considered. Strong target mass dependence has been observed for both temperatures and single ratios. It can be explained that the deposited energy diffused in the remnant when chemical freeze out established.

- [1] J.Pochodzalla et al.,Phys.Rev.Lett. **75**, 1040 (1995).
- [2] S.Albergo et al.,Nuovo Cimento A **89**, 1 (1985).
- [3] M.B.Tsang et al.,MSUCL-1035 JULY 1996
- [4] M.B.Tsang et al.,Phys.Rev.C **53**, R1057 (1996).
- [5] J.A.Hauger et al., Phys.Rev.Lett. **77**, 235 (1996).
- [6] A.M.Poskanzer et al.,Phys.Rev.C **3**, 883 (1971).
- [7] A.S.Hirsh et al.,Phys.Rev.C **29**, 508 (1984).
- [8] B.V.Jacak et al.,Phys.Rev.Lett. **51**, 1846 (1983).
- [9] W.A.Friedman and W.G.Lynch Phys.Rev.C **28**, 950 (1983).
- [10] H.Stöcker et al.,Z.Phys.A **303**, 259 (1981).
- [11] S.Nagamiya et al.,Phys.Rev.C **24**, 971 (1981).
- [12] J.Gosset et al., Phys.Rev.C **18**, 844 (1978).
- [13] F.Zhu et al., Phys.Rev.C **52**, 784 (1995).
- [14] C.Schwarz et al., Phys.Rev.C **48**, 676 (1993).
- [15] T.K.Nayak et al.,Phys.Rev.C **45**, 132 (1992).
- [16] H.M.Xu et al.,Phys.Rev.C **40** 186 (1989).
- [17] J.Pochodzalla et al., Phys.Rev.C **35**, 1695 (1987).
- [18] G.J.Kunde et al.,Phys.Lett.B **272**, 202 (1991).
- [19] C.B.Chitwood et al.,Phys.Lett.B **172**, 27 (1986).
- [20] S.Ban-Hao and D.H.E.Gross Nucl.Phys.A **437**, 643 (1985).
- [21] S.D.Gupta and A.Z.Mekjian Phys.Rep. **72**, No.3 131 (1981).
- [22] L.P.Csernai and J.I.Kapusta Phys.Rep. **131**, No.4 223 (1986).
- [23] J.Kapusta Phys.Rev.C **29**, 1735 (1984).
- [24] H.Ochiishi et al.,NIM A **369**, 269 (1996).
- [25] K.H.Tanaka et al.,Nucl.Phys. A **583**, 581 (1995).
- [26] K.Nakai et al.,Phys.Lett.**121**, B, 373 (1983).

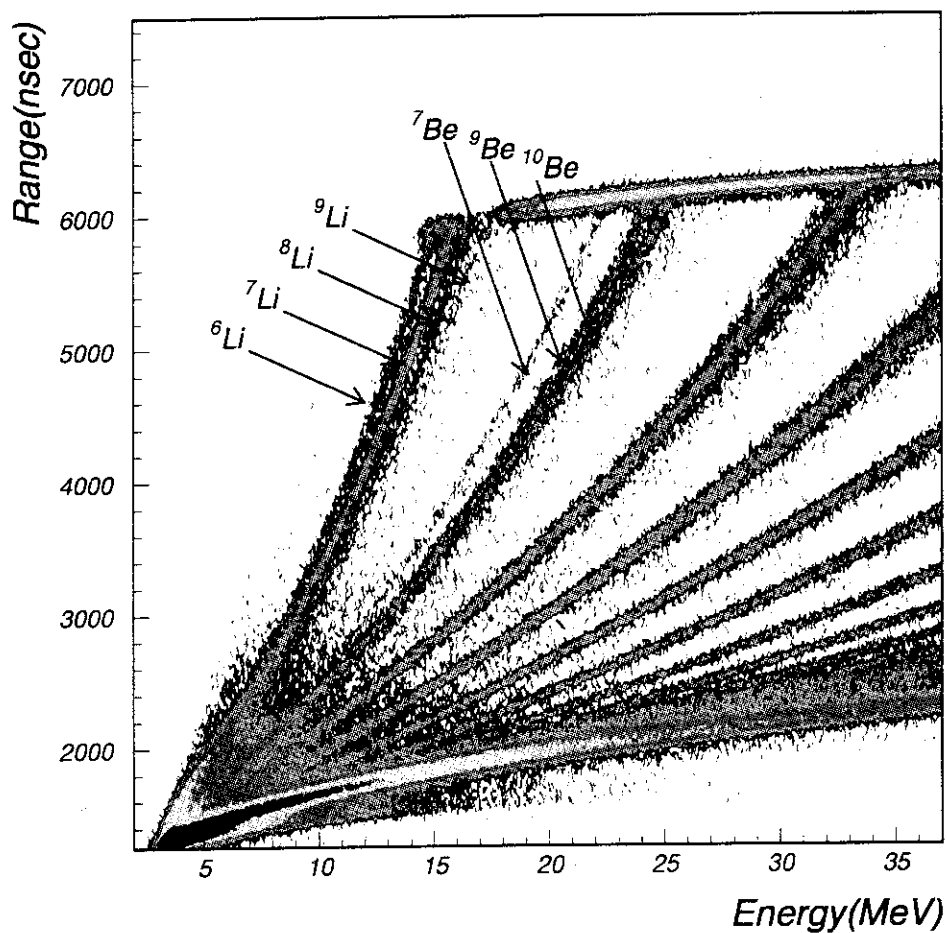


FIG. 1. Isotope separation using BCC. The loci of *Li* and *Be* are split according to their mass differences.

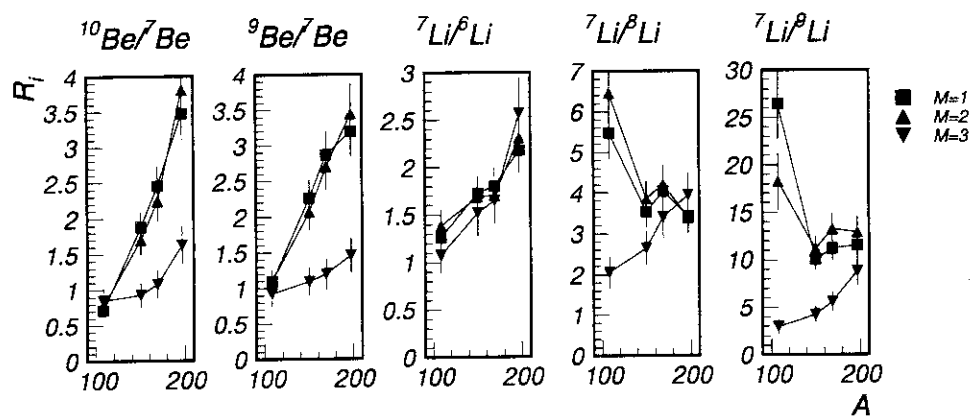


FIG. 2. Target mass dependence of single isotope yield ratios. Mean value of 50° to 130° counters are plotted.

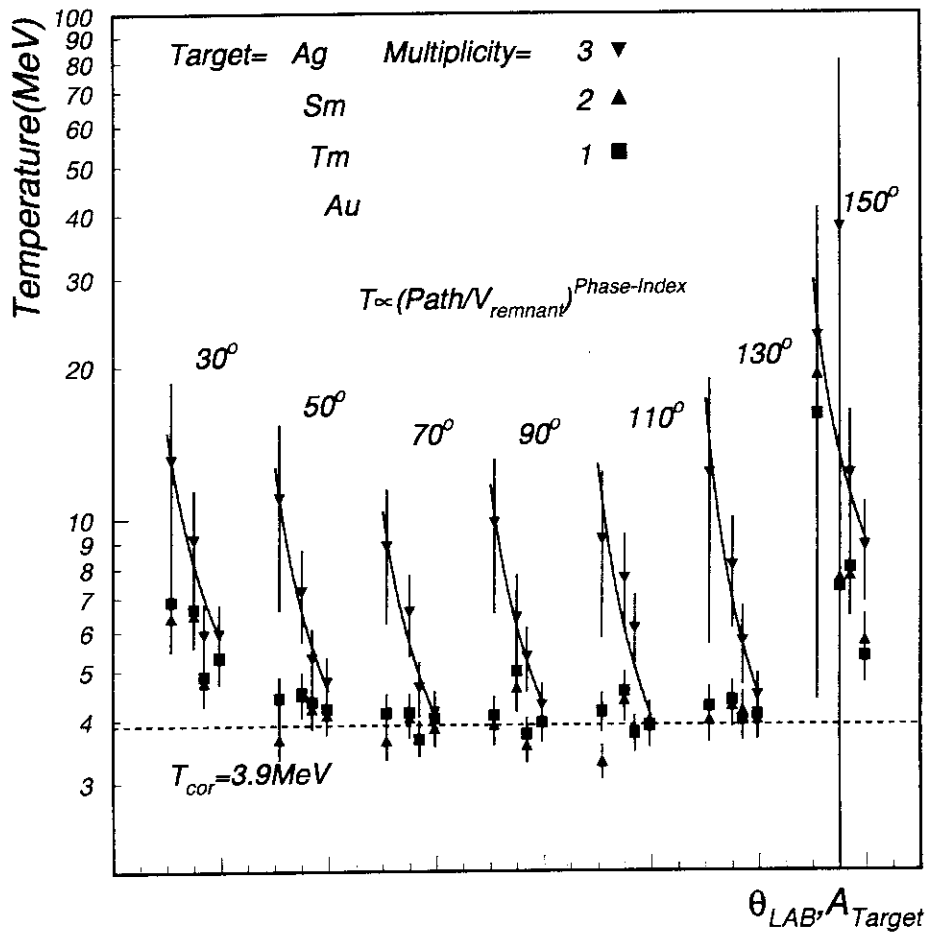


FIG. 3. Target mass dependence and angular distribution of temperature. Plot of temperature vs. A for each angle are placed in a row. The line indicate the results of fitting.

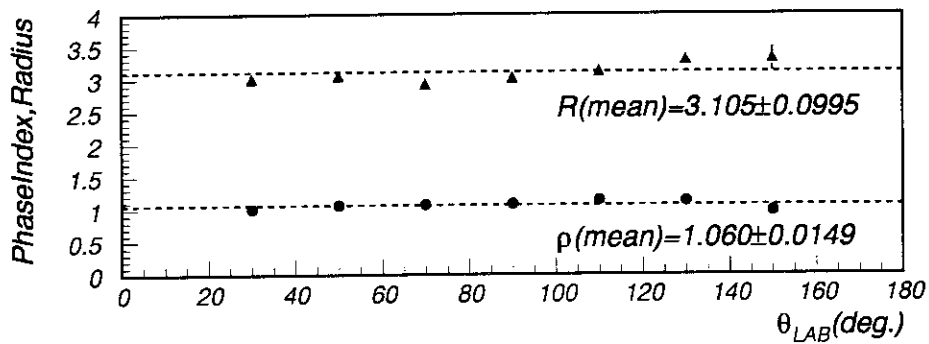


FIG. 4. Results of fitting. Each channels show almost same values.

17. 超相対論的重イオン衝突計算の並列処理化

広島大学・理学部
熊谷 健二

原稿未着

18. 高エネルギー重イオン反応でのハドロン物質の時間発展

大塚直彦^{ab*}、奈良寧^b、丸山智幸^b、仁井田浩二^c、大西明^a^a北海道大学理学部物理学教室原子核理論研究室^b日本原子力研究所先端基礎研究センターハドロン輸送研究グループ^c高度情報科学技術研究機構

(April 17, 1997)

Time evolution of hadronic resonance matter in ultrarelativistic nucleus-nucleus collisions are studied in the framework of cascade models. We investigate the role of higher baryonic resonances during the time evolution of hot and dense hadronic matter at AGS energies. Although final hadronic spectrum can reproduced well with and without higher baryonic resonances, the inclusion of higher resonances is shown to prevent the temperature from going beyond 200 MeV.

I. はじめに一ハドロン物質の温度とバリオン自由度

ハドロン物質の様々な相を知ることは高エネルギー重イオン物理の主要なゴールの一つである。ブルックヘヴンのAGSのエネルギー領域(10-15 AGeV)においては高温高密度のハドロン物質に関心が持たれている。近年、このAGSでは2つの金の重イオンを衝突させた場合、両者が重心付近において互いの進行を阻止しあい、そこに高密度核物質を生成させていることが明らかになってきた。実験結果を再現する輸送模型の予想によれば、この実験においてバリオン密度は、通常の核密度の6ないし10倍に達している。現在までにRQMD [1,2]、ARC [3]、ART [4]、QGSM [5]、HSD [6]、UQMD [7]のような微視的シミュレーションを用いて高密度核物質の性質を理解しようとする試みがなされてきた。それぞれの模型に含められるハドロン自由度は異なる。例えばRQMDやUQMDが質量2GeVまでのバリオン自由度と質量1.8GeVまでのメゾン自由度およびストリングを全て含むのに対して、ARTは限られた自由度、即ち $\Delta(1232)$, $N^*(1440)$, $N^*(1535)$, Λ , Σ , π , $\rho(770)$, $\omega(782)$, η , K のみをバリオン自由度として含んでいる。軽いバリオンのみを含むことによってバリオンの崩壊から生じる粒子数は不足するが、ARTでは一度の素過程で複数の粒子生成を行うことによってその不足を補っている。

熱平衡・化学平衡を仮定した統計模型によると、同じエネルギー密度が与えられた場合、たくさんの自由度を導入した方が、高密度核物質における温度が低くなる。一方上にあげた複数の模型は含む自由度にこそ差があるものの、いずれもが一粒子に関する実験値(ラピディティーや横運動量に対する粒子の分布)の再現に成功している。即ち、終状態の粒子状態が等しく与える各模型が、重イオンの衝突の途上での核物質の熱的な時間発展に関してはそれぞれ異なったものを与えていると考えられるのである。

AGSのエネルギー領域で生成される高密度核物質を調べる上でいくつかの低いバリオン共鳴状態が重要であることは既に知られている。例えば π メゾンの生成機構を $\Delta(1232)$ の崩壊と核子・核子衝突での直接生成の両方で実現して、実験値の再現性を比較した場合に前者の方がより好ましいことも知られている [3]。また π メゾンの横運動量分布のうち、横運動量の低い領域に関しては $\Delta(1232)$ の崩壊で生成される π が主要な役割を果たしていることも知られている [2]。それではより高い共鳴バリオンはどのような役割を果たしているのだろうか?

我々はAGSで行われている金(11.6 AGeV/c)金衝突のカスケードを高い共鳴バリオンを含めた場合と含めない場合をカスケード計算して比較することにする。即ち質量2GeVまでの共鳴バリオンを全て含めた模型(Model-A)と

*e-mail: ohtsuka@hadron17.tokai.jaeri.go.jp

$\Delta(1232), N^*(1440), N^*(1535)$ のみのバリオン自由度を含むモデル (Model-B) である。この比較を通じて AGS のエネルギー領域の重イオン衝突で生成される高密度核物質の時間発展において高い共鳴バリオンの自由度が果たす役割を明らかにすることがこの研究の主題である。

II. 模型

A. カスケード計算の2つの模型

このモデルは、質量 2GeV までの共鳴バリオン自由度を全て取り込んでいる。また、高エネルギー領域 ($\sqrt{s} \gtrsim 5\text{GeV}$) では RQMD と同様にストリング模型を用いる。

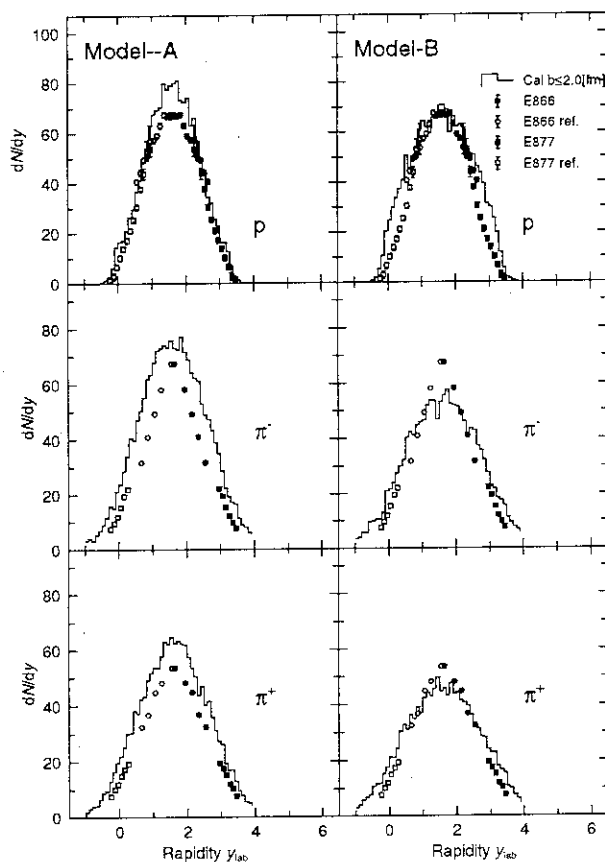


FIG. 1. 金 (11.6 AGeV/c) + 金衝突における陽子と π メソンのラピディティ分布の計算値と実験値。左が Model-A、右が Model-B による計算結果である。一方誤差棒のついた点は実験値 (BNL-AGS E866, E877) である。上: 陽子、中: π^- メソン、下: π^+ メソン。

Model-A において模型に含まれるバリオン・バリオン衝突は以下の通りである。

$$B_i + B_j \leftrightarrow B_i + B_j, \quad N_i + N_j \leftrightarrow N_k + R$$

$$N_i + N_j \leftrightarrow R_i + R_j, \quad N_i + Y_i \leftrightarrow N_i + Y_j,$$

をそれぞれ示す。ここに B : バリオン、 N : 核子、 Y : Λ, Σ , R : $\Delta(1232) \sim D(1950), N^*(1440) \sim N^*(2190)$ を表す。このうちで右から左への反応の段面積は核子・核子散乱の様々な粒子生成のチャンネルの実験値を再現するように決めた。この他にメソン・バリオン反応、メソン・メソン反応、

$$M + B_1 \leftrightarrow B_2$$

$$\pi + \pi \leftrightarrow \rho$$

も含まれている。ここで

$$M : \pi, \rho, K, \eta, \omega, \eta', \bar{K}, \Xi$$

$$B_1 : N, \Delta(1232) \sim D(1950), N^*(1440) \sim N^*(2190),$$

$$\Lambda^*(1440) \sim \Lambda^*(2350), \Sigma^*(1385) \sim \Sigma^*(2250), \Xi$$

$$B_2 : \Delta(1232) \sim \Delta(1950), N^*(1440) \sim N^*(2190),$$

$$\Lambda^*(1520) \sim \Lambda^*(2350), \Sigma^*(1660) \sim \Sigma^*(2250)$$

を表す。

一方 Model-B に含まれるバリオン・バリオン相互作用は

$$NN \leftrightarrow NR, \quad NN \leftrightarrow \Delta\Delta, \Delta N^*(1440),$$

$$NN \rightarrow NN\rho, NN\omega, \Delta\Delta\pi, \quad NN \rightarrow \Delta\Delta\rho,$$

$$NN \rightarrow N^*\Delta\omega$$

である。ここに N : 核子、 R : $\Delta(1232), N^*(1440), N^*(1535)$ を表す。この他にメソン・バリオン反応、メソン・メソン反応、

$$M + B_i \leftrightarrow B_j$$

$$\eta + N \leftrightarrow N^*(1535)$$

$$\pi + \pi \leftrightarrow \rho$$

も含まれている。ここで

$$M : \pi, \rho$$

$$B : N, \Delta(1232), N^*(1440), N^*(1535)$$

を表す。Model-B に含まれるこれらの素過程は基本的には ART [4] で用いられているものと同じである。

両模型によって計算された金 (11.6 AGeV/c + 金) のラピディティ分布と横質量分布をそれぞれ FIG.1, FIG.2 に示

す。実験値はBNL-AGSのE866 [8]、E877 [9]によるものである。ここでラビディティ y と横質量 m_T は

$$y \equiv \frac{1}{2} \log \frac{E + p_z}{E - p_z},$$

$$m_T \equiv \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + m^2}$$

で定義される量で、それぞれ粒子の速度の入射軸に平行、垂直な成分の目安を与える、かつ実験によって与えられる物理量である。

ラビディティ分布を積分することによって全粒子数が分かるが、10%~20%の範囲で実験と一致している。横質量分布に関しては Model-A が実験値とよく一致しているのに対して Model-B では計算値が実験値に較べて横質量の低い成分で少なく高い成分で多いことが分かる。この分布が Boltzman 分布であるとすれば、最終的に粒子生成が行われた時点(フリーズアウト)での Model-B の温度が、Model-A や実験よりも高いと考えられる。

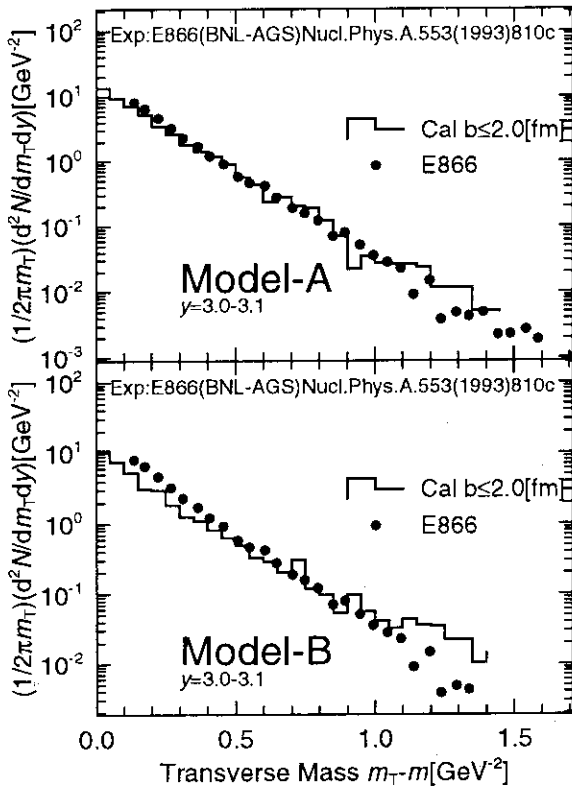


FIG. 2. 金(11.6AGeV/c) + 金衝突における π^+ メソンの横質量分布の計算値と実験値。上が Model-A、下が Model-B による計算結果である。一方誤差棒のついた点は実験値(BNL-AGS E866)である。

B. 統計模型

化学平衡にある系において熱力学ポテンシャル $\Omega(T, V, \mu) (= -T \log \Xi(T, V, \mu))$ は、

$$\Omega_{\text{gas}} = \sum_i \Omega_i,$$

$$\Omega_i(T, V, \mu) = \pm TV \int_0^\infty \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \log(1 \mp \exp\left(-\frac{E - \mu}{T}\right))$$

ここに i は粒子の種類を表す。また $E = \sqrt{m^2 + p^2}$ ($c = k = 1$)である。特に $\mu = 0$ の時にエネルギー密度 $\epsilon(T)$ は次のように表される:

$$\begin{aligned} \epsilon(T) &= Ts - p \\ &= T \left(-\frac{\partial}{\partial T} \frac{\Omega_{\text{gas}}}{V} \right) - \frac{\Omega_{\text{gas}}}{V} \\ &= \left(n_B + \frac{7}{8} n_F \right) \frac{\pi^2}{30} T^4 + O(T^2) \end{aligned}$$

ここで n_B 、 n_F はそれぞれボーズ粒子、フェルミ粒子の自由度を示す。この式から粒子の自由度が増えると与えられたエネルギー密度に対して温度が低くなることが分かる。3通りの自由度の含ませ方によるエネルギー密度と温度の関係を示す。

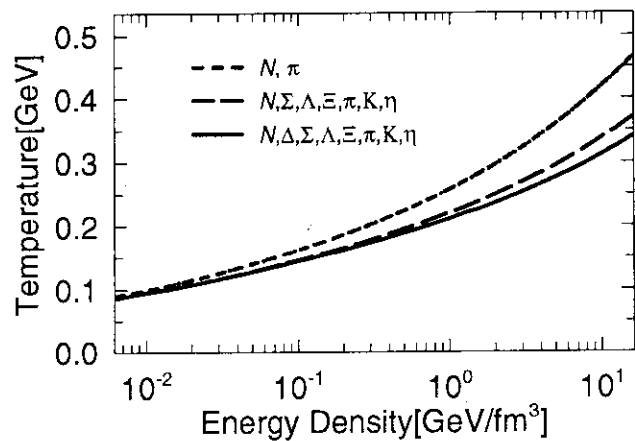


FIG. 3. 統計模型から計算された、温度の関数としてのエネルギー密度 (化学ポテンシャル $\mu = 0$). 短破線: 核子と π メゾンの自由度のみからなるガス、長破線: バリオン八重項とメゾン八重項の自由度およびそれらの共鳴状態からなるガス、短い破線: バリオン八重項、メゾン八重項の自由度および Δ の様々な共鳴状態なるガスをそれぞれ示す。

III. 熱力学的諸量の計算

密度を調べる最も素朴な方法は実空間を細胞で区切って、各細胞ごとの粒子数を細胞の体積で割る方法である。ところがこの方法は十分に粒子数が多くないと細胞の位置による揺らぎが大きい。VUU のように同時に複数の衝突事象を計算して、空間のある細胞における粒子数を複数の事象にわたって足し合わせそれを、細胞の体積と事象数の積で割ることによって揺らぎを少なくすることも考えられる。しかしこの方法では同時に複数事象を計算できるだけの粒子に関する配列を確保しなければならないために、膨大なメモリーが計算に際して要求される。そこで我々は、各粒子に適当な分布関数で記述される密度分布を持たせることによってこの揺らぎを減らすことにする。この分布関数は以下のようなものである。

$$f(x, p) = \sum_{i=1}^{A_1+A_2} f_i(x, p)$$

$$f_i(x, p) = N \exp\left(\frac{x_{iT}^2}{2L_s}\right) \delta(p - p_i) \delta(p^2 - m^2) 2\theta(p^0)$$

ここに

$$x_{iT}^2 = -(x - x_i(t))^2 - \{p_i(t) \cdot (x - x_i(t))/m_i\}^2$$

は横距離と呼ばれるもので [10]、これはローレンツスカラーである。上で与えられた分布関数はローレンツスカラーであるが、これを用いるとある事象点への各粒子の寄与を系によらないものとして得ることができる。

さてこの分布関数を用いて 4 元カレントとエネルギー運動量テンソル (応力テンソルの 4 次元空間への拡張) を以下のように定義する。

$$N^\mu(x) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} d^4p p^\mu f(x, p)$$

$$= \sum_{i=1}^{A_1+A_2} \frac{1}{(2\pi L_s)^{3/2}} \frac{p_i^\mu(t)}{m_i} \exp\left(-\frac{(x - x_i(t))^2 + \{p_i(t) \cdot (x - x_i(t))/m_i\}^2}{2L_s}\right)$$

$$T^{\mu\nu}(x) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} d^4p p^\mu p^\nu f(x, p)$$

$$= \sum_{i=1}^{A_1+A_2} \frac{1}{(2\pi L_s)^{3/2}} \frac{p_i^\mu(t)p_i^\nu(t)}{m_i} \exp\left(-\frac{(x - x_i(t))^2 + \{p_i(t) \cdot (x - x_i(t))/m_i\}^2}{2L_s}\right)$$

このエネルギー・運動量テンソルを細胞の局所静止系で計算した場合は、粒子群が流体力学的な粘性を持たない限り、その対角成分のみが残る。実際我々の計算では良い近似で非対角成分は無視できる。この対角成分のうち時間成分はエネルギー密度を、空間成分は圧力を与える。ここに局所静止系は、流体力学的 4 元速度

$$u^\mu(x) = \frac{N^\mu(x)}{\sqrt{N^\nu(x)N_\nu(x)}}$$

の空間成分が 0 となる座標系として定義される。

さて温度は局所静止系における密度 (4 元カレントの第一成分) と圧力から

$$P(x) = \rho(x)T(x) \stackrel{LRF}{=} N^0(x)T(x)$$

の関係式で得ることとする。この関係は理想気体の状態方程式を古典的なハドロンガスに適用したものである。

前節の方法に基づく金 (11.6 AGeV/c) + 金の正面衝突でのエネルギー密度・温度の時間発展を Model-A、Model-B について FIG.4 に示す。実線が Model-A、破線が Model-B に基づく計算結果である。各時間におけるエネルギー密度と温度を両模型に関して較べるとエネルギー密度が両者でほぼ等しいのに対して温度については重い共鳴バリオンの自由度を多く含む Model-A の方が温度が低くなっている

ことが分かる。これは統計モデルの予測に一致する。

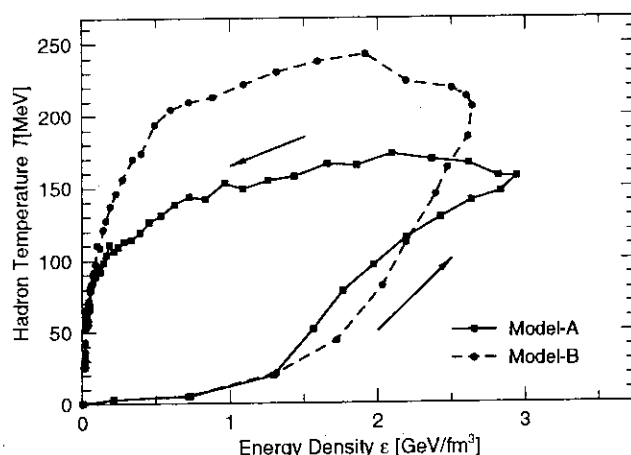


FIG. 4. 金 (11.6A GeV/c + 金衝突)におけるエネルギー密度と温度の時間発展 (時刻 0fm/c ~ 25 fm/c)。実線は Model-A、破線は Model-B である。

IV. まとめ

共鳴バリオンの種類数を変えた2種類のモデルを用いて、金 (10.6A GeV) + 金の核内カスケード計算を行った。両方のモデルとも $p+p$ 散乱でのラピディティ分布、横運動量分布に関して実験値を再現するように素過程を与えた。ラピディティ分布、横運動量分布に関しては両方のモデルともおよそ実験を再現する。各粒子をガウス型の分布関数でなまして、密度や温度の計算を行って両方のコードの結果を比較した。その結果はエネルギー密度が両者でほぼ同じである一方で、温度は、共鳴バリオンの自由度の少な

いモデルの方が小さくなった。これは統計モデルから予測される通りである。

-
- [1] H. Sorge, H. Stöcker and W. Greiner, Nucl. Phys. **A498**, 567c (1989); Ann. Phys. (N. Y.) **192**, 266 (1989).
 - [2] H. Sorge, Phys. Rev. **C49**, R1253 (1994)
 - [3] Y. Pang, T.J. Schlagel, S.H. Kahana, Nucl. Phys. **A544**, 435c (1992); Phys. Rev. Lett. **68**, 2743 (1992);
 - [4] B.A. Li, C.M. Ko, Phys. Rev. **C52**, 2037 (1995);
 - [5] L. Bravina, L.P. Csernai, P. Levai, and D. Drottman, Phys. Rev. **C 51**, 2161 (1994).
 - [6] W. Ehehalt and W. Cassing, Nucl. Phys. **A602**, 449 (1996).
 - [7] L.A. Winkelmann, *et al.*, Nucl. Phys. **A610**, 116c (1996).
 - [8] F. Videbaek *et al.* (E866 Collaboration), Nucl. Phys. **A590**, 249c (1995).
 - [9] R. Lacasse *et al.* (E877 Collaboration), nucl-ex/09001 (1996).
 - [10] C. Fuchs, H.H. Wolter Nucl. Phys. **A589**, 732 (1995)

19. Clustering effect of ^{12}C fragmentation in $p + ^{12}\text{C}$, $\alpha + ^{12}\text{C}$ and $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ reactions

Hiroki Takemoto, Hisashi Horiuchi

Department of Physics, Kyoto University, Kyoto 606-01, Japan

Akira Ono

Department of Physics, Tohoku University, Sendai 980-77, Japan

In general, self-conjugate $4n$ -nuclei have anomalous excited states with the excitation energy 10–15 MeV, which are recognized to be generated by the change of the structure from the shell-model-like one into the cluster one due to the activation of the clustering degrees of freedom [1]. In ^{12}C case these anomalous levels, 0_2^+ at 7.65 MeV and 2_2^+ at 10.3 MeV, have been recognized to have 3α structure. Since the excitation energies of these levels are usually near or above the threshold of the breakup into constituent clusters, it is natural that the clustering effect is expected to play an important role in heavy ion reactions.

We analyze $p + ^{12}\text{C}$ at 55 MeV, $\alpha + ^{12}\text{C}$ at 22.5 MeV/u and $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ at 35 MeV/u reactions using antisymmetrized molecular dynamics (AMD) to investigate the activation of alpha-cluster degrees of freedom in ^{12}C fragmentation by various projectile reactions.

The formalism of AMD was described in detail in Ref. [2], and only the outline of AMD is explained below. In AMD, the wave function of A -nucleon system $|\Phi\rangle$ is described by a Slater determinant

$$|\Phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det [\varphi_i(j)], \quad (1)$$

where

$$\varphi_i = \phi_{\mathbf{z}_i} \chi_{\alpha_i} \quad (\alpha_i = p \uparrow, p \downarrow, n \uparrow, n \downarrow), \quad (2)$$

$$\phi_{\mathbf{z}_i} = \left(\frac{2\nu}{\pi}\right)^{\frac{3}{4}} \exp \left[-\nu \left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{Z}_i}{\sqrt{\nu}} \right)^2 + \frac{1}{2} \mathbf{Z}_i^2 \right]. \quad (3)$$

χ_{α_i} and $\phi_{\mathbf{z}_i}$ represent the spin-isospin wave function and the spatial wave function of the i -th single particle described by the Gaussian form, respectively. ν is the width parameter which is independent of time and in the following calculations $\nu = 0.16 \text{ fm}^{-2}$. $Z = \{\mathbf{Z}_i\}$ represent the positions of the centers of Gaussians. Thus A -body wave function $|\Phi\rangle$ is parameterized by Z . The time development of Z is determined by the time dependent variational principle which leads to the following equation of motion for Z ,

$$i\hbar \sum_{j\tau} C_{i\sigma j\tau} \frac{d}{dt} Z_{j\tau} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial Z_{i\sigma}^*} \quad \text{and c.c.}, \quad (4)$$

$$C_{i\sigma j\tau} = \frac{\partial^2}{\partial Z_{i\sigma}^* \partial Z_{j\tau}} \log \langle \Phi(Z) | \Phi(Z) \rangle, \quad (5)$$

where $\sigma, \tau = x, y, z$ and \mathcal{H} is the expectation value of Hamiltonian H .

When we apply AMD to heavy ion reactions, nucleon-nucleon collision processes should be included. In AMD, as is made in QMD, they scatter stochastically when the spatial

distance between two nucleons is small. But due to the effect of antisymmetrization the centers of Gaussians Z don't always have the meaning as the positions and momenta of nucleons. So we have to transform coordinates Z to the physical coordinates $W = \{\mathbf{W}_i\}$ which can be interpreted as the positions and momenta of nucleons

$$\mathbf{W}_i = \sum_{j=1}^A \left(\sqrt{Q} \right)_{ij} \mathbf{Z}_j, \quad (6)$$

where

$$Q_{ij} = \frac{\partial}{\partial (\mathbf{Z}_i^* \cdot \mathbf{Z}_j)} \log \langle \Phi(Z) | \Phi(Z) \rangle. \quad (7)$$

In AMD we treat fermionic nature of nucleons exactly, because the wave function of A -body system is antisymmetrized by a Slater determinant. Hence Pauli principle has been fully incorporated in AMD.

We calculate the time development of the system with AMD till a certain time $t = t_{sw}$ when the produced fragments are thermally equilibrated. At this time many excited fragments exist, and these thermally equilibrated fragments evaporate particles or γ ray with a long time scale. We calculate the evaporation process after t_{sw} by multi-step statistical decay code [3] which is similar to the code of Pühlhofer [4]. In this paper we call the process before t_{sw} "the dynamical process" and the one after t_{sw} "the statistical decay process".

It should be noted that the AMD method is very well suited for this kind of study, because AMD describes the time development of the system wave function and, hence, it can describe quantum mechanical features such as shell effects and cluster degrees of freedom.

Recently we investigated the difference between ^{12}C and ^{14}N fragmentation in $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ reaction at 35 MeV/u [5]. Since ^{12}C and ^{14}N have almost the same mass number, if the fragmentation from each nucleus is different, it indicates the existence of the fragmentation mechanism which is related to the nuclear structure. The results is following.

1. ^4He fragments from ^{12}C are more numerous than those from ^{14}N and this abundance from ^{12}C mainly originates from the dynamical process.
2. Energy spectrum of ^4He fragments from ^{12}C produced during the dynamical process has the peak near the incident energy.
3. ^4He fragments are produced most frequently at semi-peripheral collisions during the dynamical process.
4. ^{12}C breaks up into 3α particles most probably in all production events of ^4He fragments during the dynamical process.

We concluded that the above features of ^{12}C fragmentation are originated from the activation of alpha-cluster degrees of freedom by indicating the excitation energy spectra of ^{12}C before its breakup at the dynamical stage. Excitation energy spectrum before ^{12}C breakup into *any fragments* consists of two components. One distributes in the range 7–15 MeV and the other in the range above 15 MeV. Most of the former component results from the events that ^{12}C breaks up into 3α particles during the dynamical process and these excitation energies, 7–15 MeV, corresponds to excited levels of ^{12}C which are considered to have the cluster structure. Accordingly the features mentioned above is related to those excited states of ^{12}C that is considered to have the cluster structure.

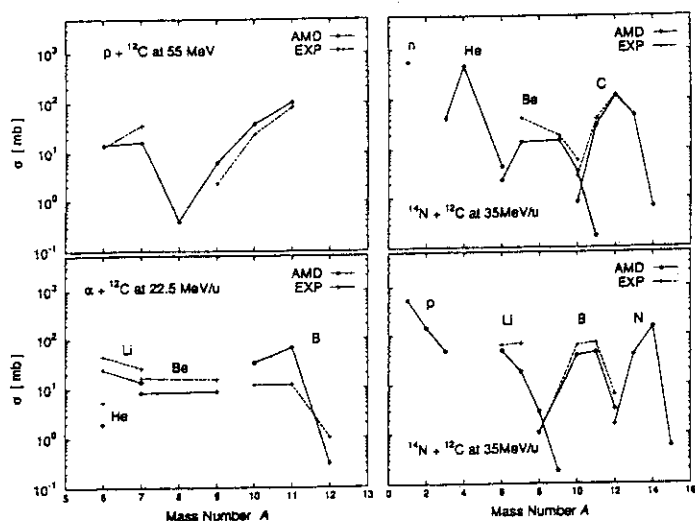


FIG. 1. Mass distribution in $p + {}^{12}\text{C}$ at 55 MeV and isotope distributions in $\alpha + {}^{12}\text{C}$ at 22.5 MeV/u and ${}^{14}\text{N} + {}^{12}\text{C}$ at 35 MeV/u. Solid lines indicate the distributions of the AMD calculations and dashed lines indicate the experimental data.

In this report we investigated the projectile-mass dependence of the clustering effect of ${}^{12}\text{C}$ by comparing ${}^{12}\text{C}$ fragmentation in $p + {}^{12}\text{C}$ at 55 MeV, $\alpha + {}^{12}\text{C}$ at 22.5 MeV/u and ${}^{14}\text{N} + {}^{12}\text{C}$ at 35 MeV/u. Figure 1 shows the comparison of AMD results with the experimental data for $p + {}^{12}\text{C}$ at 55 MeV [6], $\alpha + {}^{12}\text{C}$ at 22.5 MeV/u [7] and ${}^{14}\text{N} + {}^{12}\text{C}$ at 35 MeV/u [8]. Solid and dashed lines indicate the AMD results and the experimental data, respectively. As is seen, the AMD calculations reproduce the experimental data well in the whole mass range but underestimate the production cross section of fragments with $A = 7$ in all reactions.

We show mass distributions in $p + {}^{12}\text{C}$ at 55 MeV (left panel), $\alpha + {}^{12}\text{C}$ at 22.5 MeV/u (central panel) and ${}^{14}\text{N} + {}^{12}\text{C}$ at 35 MeV/u (right panel) in Fig. 2. As is shown clearly by histograms, intermediate-mass fragments are merely produced before statistical decay in the proton induced reaction, while in α and ${}^{14}\text{N}$ induced reactions many fragments are produced before statistical decay. Especially ${}^4\text{He}$ fragments are much produced during the dynamical process and the high yield of fragments with $A=8$ with respect to the yields of neighboring elements is seen in α and ${}^{14}\text{N}$ induced reactions. In addition, the capture process by the ${}^{12}\text{C}$ nucleus appears in the α induced reaction at 22.5 MeV/u, which reflects the low relative velocity between projectile and target compared with the other two reactions.

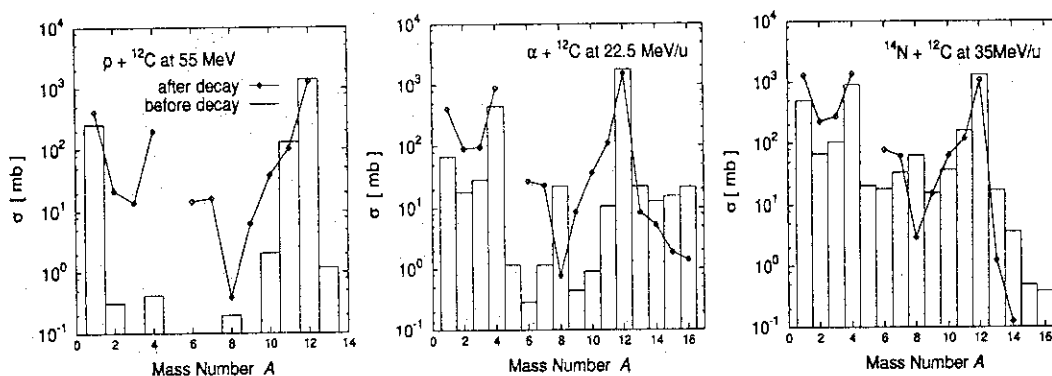


FIG. 2. Mass distributions in $p + {}^{12}\text{C}$ at 55 MeV (left panel), $\alpha + {}^{12}\text{C}$ at 22.5 MeV/u (central panel) and ${}^{14}\text{N} + {}^{12}\text{C}$ at 35 MeV/u (right panel). Solid lines indicate mass distribution after statistical decay and histograms indicate those before statistical decay.

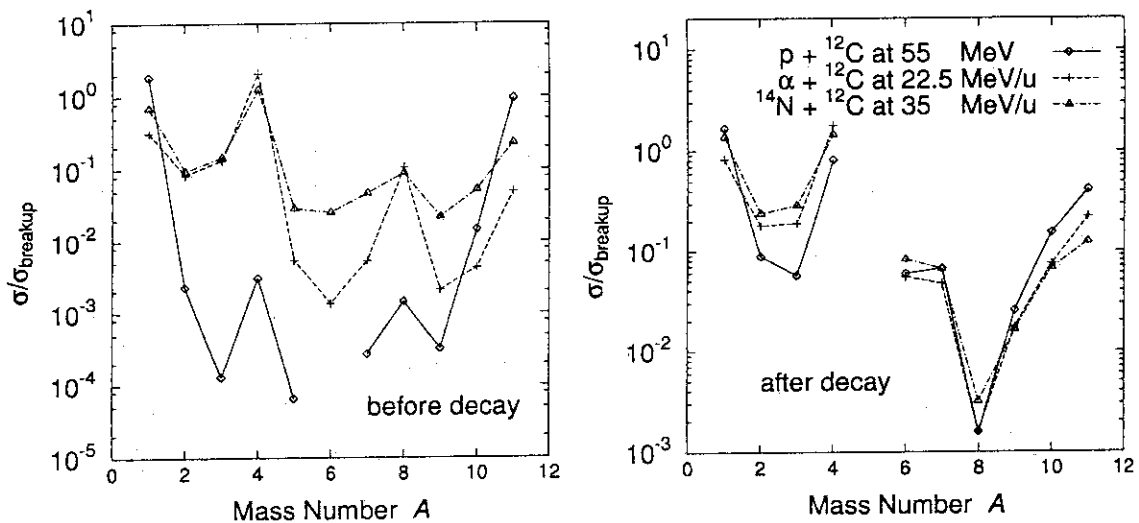


FIG. 3. Mass distributions normalized by the breakup cross section of ^{12}C . Solid, dashed and dotted-dashed line indicate those in proton, α and ^{14}N induced reactions. Left and right panel display those before and after statistical decay, respectively.

We compare mass distributions in proton-, α - and ^{14}N - projectile reactions directly in Fig. 3. Since it is meaningless to compare mass distributions one another directly due to the geometrical effect from different radius of each projectile, the production cross sections are normalized by the breakup cross section of the ^{12}C nucleus. Left and right panels show mass distributions before and after statistical decay, respectively. It is clearly seen that the mass distribution of the proton induced reaction is quite different from other two reactions. The normalized production cross sections of the fragments with $A = 2, 3, 4$ in the proton induced reaction is smaller than those in α and ^{14}N induced reactions. This difference appears more remarkably before statistical decay. Especially the normalized production cross sections of ^4He fragments before statistical decay are 3.05×10^{-3} , 2.06 and 1.27 in proton, α and ^{14}N induced reactions, respectively. We can say that alpha-cluster degrees of freedom in the ^{12}C nucleus are more hardly excited during the dynamical process in the proton induced reaction than in α and ^{14}N induced ones. In addition, there is the difference between α and ^{14}N induced reactions before statistical decay. The normalized production cross section of the fragments with $A = 8$ in the α induced reaction is larger than that in the ^{14}N induced reaction. This indicates that the α -cluster degrees of freedom are excited more easily in the α induced reaction than in the ^{14}N induced one because the fragments with $A = 8$ are almost ^8Be fragments. But, since incident energies in these three reactions is different, this difference of the excitation of alpha-cluster degrees of freedom is not due to the projectile-mass dependence but due to the incident energy dependence.

Finally we display in Fig. 4 the excitation energy spectra of ^{12}C before its breakup into any fragments during the dynamical process in proton, α and ^{14}N induced reactions. Long-dashed, solid and short-dashed lines indicate those in proton, α and ^{14}N induced reactions, respectively. As is seen clearly, the proton induced reaction is quite different from other two reactions. In α and ^{14}N reactions excitation energy spectra have two component. One distributes in the region of 7–15 MeV and the other distributes in the region above 15 MeV. As was shown in Ref. [5], most of the former distribution results from the events of ^{12}C breakup into 3α particles and these excitation energies correspond to excited levels of ^{12}C

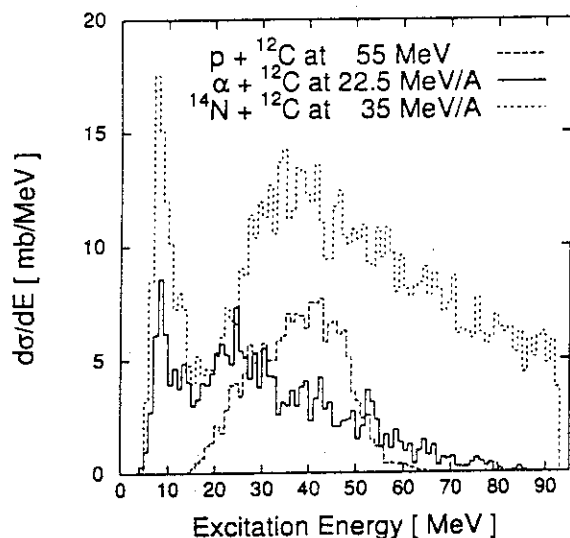


FIG. 4. Excitation energy spectra of ^{12}C before its breakup into any fragments during the dynamical process. Long-dashed, solid and short-dashed lines indicate those in proton, α and ^{14}N induced reactions, respectively.

which have cluster structure. Therefore it is expected that alpha-cluster degrees of freedom is excited in α - and ^{14}N -projectile reactions during the dynamical process. On the other hand, the excitation energy spectrum of ^{12}C in proton induced reaction has only one component which distributes above 15 MeV. This energy roughly corresponds to the threshold of the one nucleon emission from the ^{12}C nucleus. Hence in proton induced reactions it is difficult for alpha-cluster states to be excited during the dynamical stage and it is expected that shell-model-like excited states are mainly excited. This conjecture is also supported by the normalized production cross sections of a nucleon shown in Fig. 3. This cross section is the largest in the proton-projectile reaction, so a nucleon emission from the ^{12}C nucleus most probably in the proton induced reaction. Moreover the cross section in the ^{14}N -projectile reaction is larger than that in the α -projectile reaction. This may result from the difference of the effect of nucleon-nucleon collisions, because the ^{14}N nucleus constitute of more nucleons than the ^4He nucleus and the contribution of nucleon-nucleon collisions becomes large in the ^{14}N -projectile reaction. The different size of projectile also changes the mean-field effect, which is expected to excite alpha-cluster degrees of freedom. But, as was mentioned above, the incident energies of all three reactions analyzed here is different, so we can not conclude immediately that these differences results from the projectile-mass dependence. It is one of future problems to investigate the incident energy dependence in each projectile reaction.

Acknowledgments

Most of calculations for this research project were performed with the Fujitsu VPP500 of RIKEN, Japan. We thank Dr. I. Tanihata and Dr. S. Ohta for their arrangements for using this computer system.

-
- [1] K. Ikeda, H. Horiuchi, S. Saito, Y. Fujiwara, et al, Prog. Theor. Phys. Suppl. **68** (1980).
 - [2] A. Ono, H. Horiuchi, Toshiki Maruyama and A. Ohnishi, Prog. Theor. Phys. **87**, 1185 (1992).
 - [3] Toshiki Maruyama, A. Ono, A. Ohnishi, and H. Horiuchi, Prog. Theor. Phys. **87**, 1367 (1992).
 - [4] F. Pühlhofer, Nucl. Phys. **A280**, 267 (1977).
 - [5] H. Takemoto, H. Horiuchi, A. Engel and A. Ono, Phys. Rev. C **54**, 266 (1996).
 - [6] C. T. Roche et al, Phys. Rev. C **14**, 410 (1976).
 - [7] M. Jung et al, Phys. Rev. C **1** (1970)
 - [8] A. Kiss et al, Nucl. Phys. **A499**, 131 (1989).

20. The isovector/isoscalar ratio for the imaginary part of the medium-energy nucleon optical model potential studied by the Quantum Molecular Dynamics

Satoshi Chiba, Koji Niita, Tokio Fukahori, Tomoyuki Maruyama,
Toshiki Maruyama and Akira Iwamoto
*Japan Atomic Energy Research Institute,
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan*

Abstract

Energy dependence of the ratio of the isovector and isoscalar strengths in the imaginary part of the nucleon optical model potential at the medium energy range was extracted from an analysis of proton and neutron induced total reaction cross sections on ^{11}Li with a theoretical framework called quantum molecular dynamics (QMD). The isovector/isoscalar ratio was found to be about 0.8 at 100 MeV, and decreased almost linearly in $\log(E)$ to 0 at several hundred MeV. This result was consistent with an estimate at lower energy, and was also in good accord with the values used by Kozack and Madland for the analysis of nucleon + ^{208}Pb reactions.

I. INTRODUCTION

In recent years, the intermediate-energy nuclear reactions have come to be more and more important for various reasons related with not only the basic but also the applied research fields [1]. It is obvious that the optical model potential (OMP) remains to be an important quantity in the researches of nucleon-induced nuclear reactions at medium energy range as was the case at the lower energy region.

The nucleon optical potential has been studied intensively in the past by many authors from many points of view [2-19]. It is known that the proposed potentials give excellent results in many cases. However, it is also recognized that they are still far from perfect in many aspects, and there are many ambiguities which prevent the OMP to be defined uniquely. If we look into the status of the imaginary isovector part of the OMP, the situation seems to be particularly poor: In the low energy region where the surface absorption is dominant, the strength of the surface imaginary isovector potential is distributed in the range from 9 MeV [10] to 16 MeV [9]. This shows that the imaginary isovector strength has an ambiguity as large as a factor of 2 in spite of the huge efforts to define the potential at low energy region where both the neutron and proton data are available. At the intermediate energy region where the volume absorption becomes dominant, the proposed global potentials do not give the isovector volume imaginary potential explicitly [3-12] (except one by Kozack and Madland [13]). This is against the idea of the Lane model [20] (and its relativistic extension [21]) on which the OMPs have been based. It is true that the difference of the nucleon-nucleon (N-N) interaction between the identical (p-p, or n-n) and non-identical (p-n) pairs

of nucleons, that is the origin of the isovector term in OMP, becomes smaller and smaller as energy increases, and finally reaches to zero at several hundred MeV. This fact, together with small asymmetry $((N - Z)/A)$ range spanned by most of the stable nuclei, may make the net effect of the isovector part less and less significant in the intermediate-energy region. However, it cannot be a justification of ignoring the imaginary isovector term from the basic point of view.

For exotic nuclei such as ^{11}Li , the effects of imaginary isovector term will be significant because they have large asymmetry parameters. In the case of ^{11}Li , there are 8 neutrons and only 3 protons. Due to the big difference between the proton and neutron numbers, the isovector effects will be magnified in these nuclei. Furthermore, these exotic nuclei are known to have an outer region consisting only of neutrons, i.e., the neutron halo or neutron skin [22]. Due to this structure, the incident particles will interact firstly with only neutrons, so it is expected for these nuclei to respond quite differently depending on the (z -component of the) projectile isospin. Therefore the effects of the isospin-dependent N-N interaction will still be noticeable for such exotic nuclei at intermediate energy while the Coulomb correction is kept to be negligible.

It is the basic idea of this work to use the feature of the exotic nuclei as an amplifier of the isospin-dependence in the N-N interaction to investigate the imaginary isovector OMP. For this aim ^{11}Li was selected as the target nucleus, and the total reaction cross sections for neutron and proton projectiles were calculated by a theoretical framework called quantum molecular dynamics (QMD) [23-25]. We use a QMD framework developed at JAERI [26], which has been used intensively for investigations of light-ion induced reaction mechanisms at intermediate energy region [27-30]. This framework, however, was not satisfactory in several senses. We then modified it for the present purpose as 1) to be Lorentz covariant [31], 2) to include the momentum dependence in the effective N-N interaction, 3) to include the Pauli potential to simulate the Fermion nature of the nucleon system better, and 4) to include a revised N-N collision term. As a check of the new framework, we have carried out an analysis of total reaction cross sections for carbon target with various kinds of projectiles, including ^{11}Li , for which experimental data are available.

II. BRIEF EXPLANATION OF THE QMD

The details of the formulation we adopted will be given elsewhere [32], so only a simple explanation is given in this paper. We start from representing each nucleon (denoted by a subscript i) by a Gaussian wave packet in both the coordinate and momentum spaces. The total wave function is assumed to be a direct product of these wave functions. Thus the one-body distribution function is obtained by the Wigner transform of the wave function,

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \sum_i f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \sum_i 8 \cdot \exp \left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)^2}{2L} - \frac{2L(\mathbf{p} - \mathbf{P}_i)^2}{\hbar^2} \right] \quad (1)$$

where L is a parameter which represents the spacial spread of a wave packet, \mathbf{R}_i and \mathbf{P}_i corresponding to the centers of a wave packet in the coordinate and momentum spaces, respectively. The equation of motion of \mathbf{R}_i and \mathbf{P}_i is given, on the basis of the time-dependent variational principle, by the Newtonian equation:

$$\dot{\mathbf{R}}_i = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{P}_i}, \quad \dot{\mathbf{P}}_i = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{R}_i}, \quad (2)$$

and the stochastic N-N collision term [26,36]. The Hamiltonian H was taken to be a sum of the zero-th component of the 4-momentum vector of each particle [31]:

$$H = \sum_i p_i^0 = \sum_i \sqrt{\mathbf{P}_i^2 + m_i^2} + 2m_i U_i \quad (3)$$

The scalar potential U_i consists of the Skyrme-type effective N-N interaction [35], Coulomb and symmetry energy terms, the Pauli potential and the momentum-dependent potentials:

$$\begin{aligned} U_i = & \frac{1}{2} \frac{A}{\rho_0} \langle \rho_i \rangle + \frac{1}{1 + \tau} \frac{B}{\rho_0} \langle \rho_i \rangle^\tau + \frac{1}{2} \sum_{j(\neq i)} c_i c_j \frac{e^2}{\Delta \tilde{q}_{ij}} \operatorname{erf}(\Delta \tilde{q}_{ij} / \sqrt{4L}) \\ & + \frac{C_s}{2\rho_0} \sum_{j(\neq i)} (1 - 2|c_i - c_j|) \rho_{ij} + \sum_{j(\neq i)} V_{Pauli_{ij}} \\ & + \frac{V_{ex}^{(1)}}{2\rho_0} \sum_{j(\neq i)} \frac{1}{1 + [\Delta \tilde{p}_{ij} / \mu_1]^2} \rho_{ij} + \frac{V_{ex}^{(2)}}{2\rho_0} \sum_{j(\neq i)} \frac{1}{1 + [\Delta \tilde{p}_{ij} / \mu_2]^2} \rho_{ij} \end{aligned} \quad (4)$$

where "erf" denotes the error function, and c_i is 1 for proton, and 0 for neutron. Other symbols in this equation are defined as

$$\begin{aligned} \langle \rho_i \rangle &= \sum_{j(\neq i)} \rho_{ij} = \sum_{j(\neq i)} \int d\mathbf{r} \rho_i(\mathbf{r}) \rho_j(\mathbf{r}) \\ &= \sum_{j(\neq i)} (4\pi L)^{-3/2} \exp[-\Delta \tilde{q}_{ij}^2 / 4L] \\ \rho_i &= \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \\ V_{Pauli_{ij}} &= \frac{1}{2} V_P \left[\frac{\hbar}{q_0 p_0} \right]^3 \exp \left[-\frac{\Delta \tilde{q}_{ij}^2}{2q_0^2} - \frac{\Delta \tilde{p}_{ij}^2}{2p_0^2} \right] \delta_{\tau_i \tau_j} \delta_{\sigma_i \sigma_j} \\ \Delta \tilde{q}_{ij}^2 &= -\Delta q_{ij}^2 + \frac{(\Delta q_{ij} p_{ij})^2}{p_{ij}} \\ \Delta \tilde{p}_{ij}^2 &= -\Delta p_{ij}^2 + \frac{(\Delta p_{ij} p_{ij})^2}{p_{ij}} \end{aligned} \quad (5)$$

and

$$\begin{aligned} \Delta q_{ij} &= q_i - q_j \\ \Delta p_{ij} &= p_i - p_j \\ p_{ij} &= p_i + p_j \end{aligned} \quad (6)$$

The q_i and p_i are the coordinate and momentum of particle i in the 4-vector representation, respectively. It is easy to note that the variables $\Delta \tilde{q}_{ij}^2$ and $\Delta \tilde{p}_{ij}^2$ defined above are Lorentz scalars. In addition, this form of Hamiltonian gives the equation-of-motion equivalent with the Relativistic QMD [33,34] with a special choice of the time-fixation [31].

The parameters in the above Hamiltonian were determined to reproduce the saturation density $\rho = \rho_0 = 0.168 \text{ fm}^{-3}$, minimum energy $E/A = -16 \text{ MeV}$, the energy dependence of the real optical model potential, and the effective mass $m^*/m = 0.8$ at the Fermi surface. Furthermore, the parameters of the Pauli potential were chosen for the kinetic energy of the QMD to be equal to the total energy of the free Fermion systems [24]. From these conditions, the following values were determined: $A = -127.68 \text{ MeV}$, $B = 204.28 \text{ MeV}$, $\tau = 4/3$, $C_s = 25 \text{ MeV}$, $V_{cx}^{(1)} = -258.54 \text{ MeV}$, $V_{cx}^{(2)} = -375.60 \text{ MeV}$, $\mu_1 = 2.35 \text{ MeV}$, $\mu_2 = 0.4 \text{ MeV}$, $L = 1.75 \text{ fm}^2$, $V_p = 140.0 \text{ MeV}$, $p_0 = 120.0 \text{ MeV}$, and $q_0 = 1.644 \text{ fm}$.

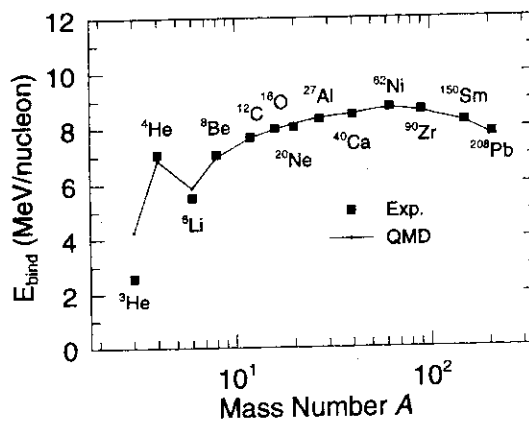
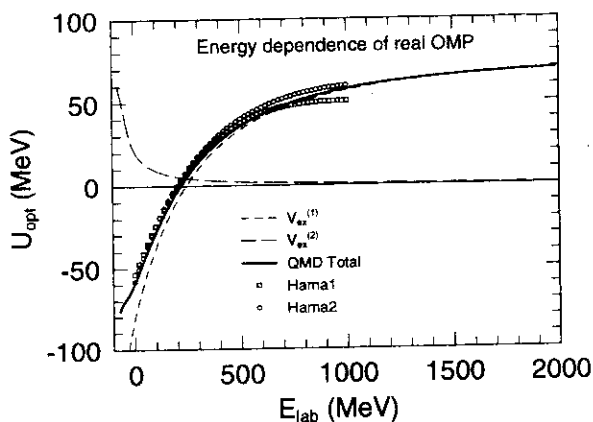


Fig. 1 Energy dependence of the real part of OMP

Fig. 2 Binding energy per nucleon

Fig. 1 shows the energy dependence of the real part of the OMP. The solid curve shows the potential depth calculated from Eq. (4) without the Coulomb and the Pauli potentials. It is understood that the present parameterization reproduces the energy dependence of real OMP obtained experimentally [12] fairly well. The binding energies per nucleon of several stable nuclei calculated with QMD are compared with experimental data in Fig. 2. This figure shows that the QMD calculation gives a very good description of such basic nuclear structure information.

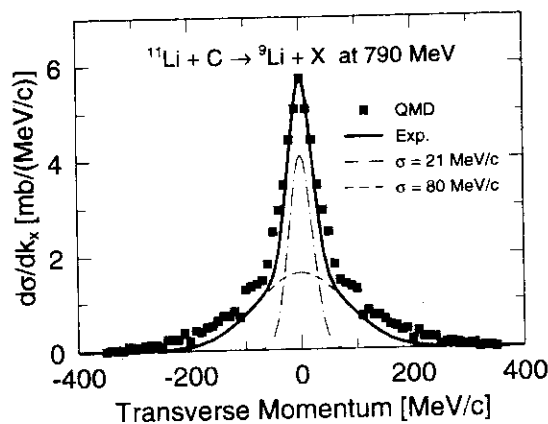
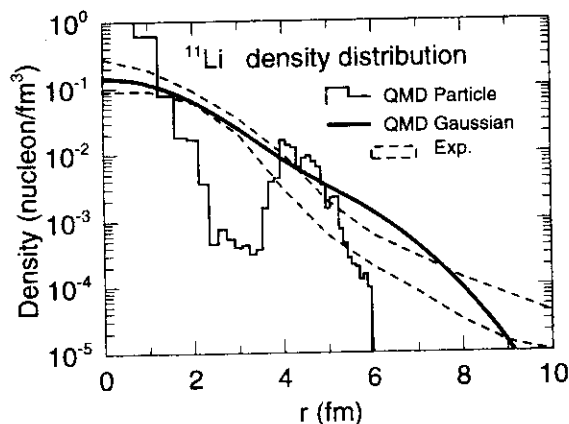


Fig. 3 Nucleon density distribution of ^{11}Li

Fig. 4 Transverse momentum distribution of ^9Li from the $^{11}\text{Li} + \text{C}$ reaction at $790 \text{ MeV}/A$

The nucleon density distribution of ^{11}Li is shown in Fig. 3 with the experimental data [22]. The smooth curve denotes the nucleon distribution calculated by QMD while the broken curves denote the upper and lower bounds of the experimental uncertainty [22]. In the same

figure, we show the "particle" distribution by the histogram, which means the distribution of the center of the Gaussian wave packets. The "particle" distribution shows the existence of valence neutrons outside a core (${}^9\text{Li}$). The neutron halo structure is reproduced well by the present calculation. The binding energy for ${}^{11}\text{Li}$ was calculated to be 44.89 MeV, which is consistent with the experimental value of 45.54 MeV. Fig. 4 shows the transverse momentum of ${}^9\text{Li}$ for the reaction ${}^{11}\text{Li} + \text{C}$ at 790 MeV per nucleon. The 2 components in the experimental data by Tanihata et al. [22] are reproduced excellently by the QMD calculation.

III. CALCULATION OF REACTION CROSS SECTIONS FOR ${}^{12}\text{C}$ TARGET AS A VERIFICATION OF THE COMPUTATIONAL METHOD

The reaction cross section was calculated based on the following formula, which is equivalent with the optical limit of the Glauber approximation:

$$\sigma_R = 2\pi \int b(1 - T(b))db \quad (7)$$

where the $T(b)$ denotes the transparency, i.e., the probability that the projectile having the impact parameter b causes no interaction with the target nucleons. In the Glauber approximation, such quantity is evaluated along a straight line trajectory, while in QMD it is calculated on a more realistic trajectory determined by the mean-field described by the effective two-body potential Eq.(4) including the Coulomb interaction.

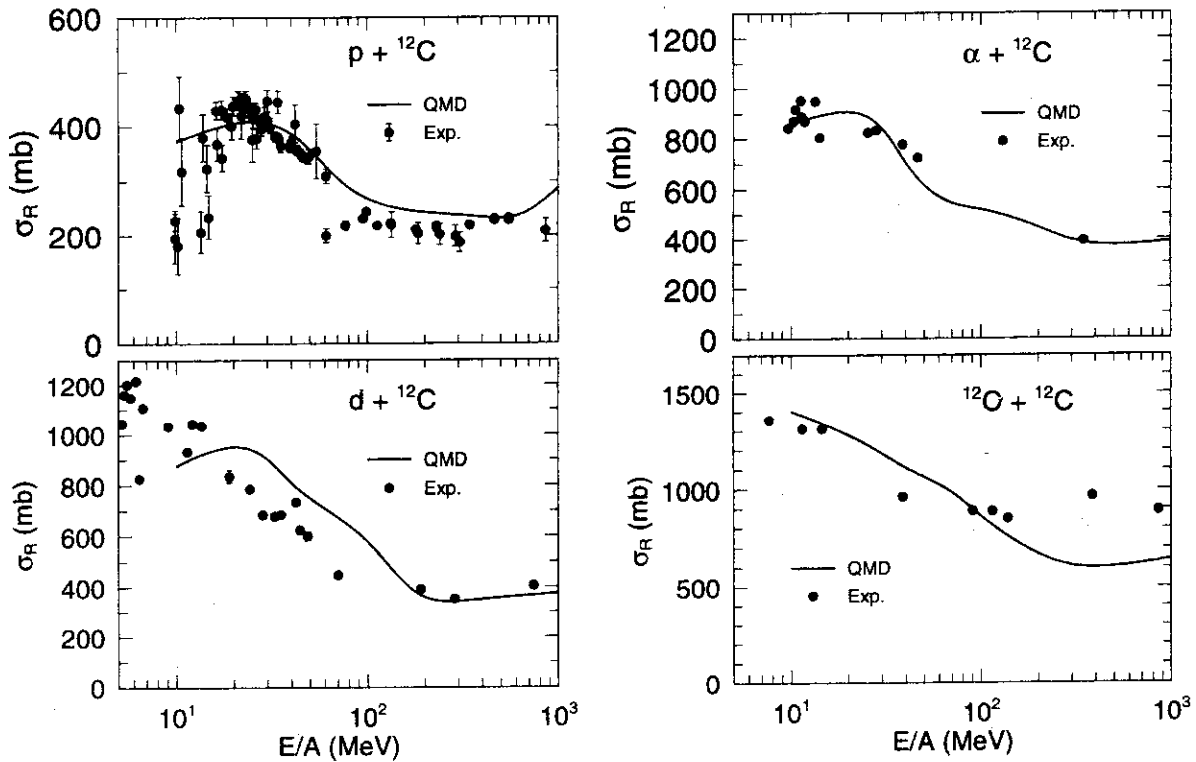


Fig. 5 Total reaction cross sections of ${}^{12}\text{C}$ for incident proton (left-top), deuteron (left-bottom), α (right-top) and ${}^{12}\text{C}$ (right-bottom).

The reaction cross sections for ^{12}C were calculated for projectiles of proton, deuteron, α and ^{12}C , and are shown in Fig. 5 with experimental data [37-40]. These figures confirm that the QMD gives satisfactory descriptions of the reaction cross sections of various projectiles on carbon even though no parameter was adjusted for this purpose. The only exception is the case of $d + ^{12}\text{C}$ for which the QMD overestimates the reaction cross section noticeably. The reason of this was found to be related with the stability of deuterium in the QMD simulation: Deuterium is a nuclei in which a proton and neutron bind each other with the binding energy of 1 MeV per nucleon. Such system is not stable enough in QMD calculation, so it breaks into a neutron and proton when it reaches to the carbon target and feels the mean-field (real OMP) of the target without causing any N-N collision (which is the origin of the imaginary OMP). In other cases, it could be concluded that the QMD calculation to be reliable.

The total reaction cross sections for ^{12}C target induced by several Li isotopes are shown in Fig. 6. Again, the QMD calculation reproduces the basic feature of the experimental data [41,42]. The agreement is particularly good for ^{11}Li on ^{12}C case.

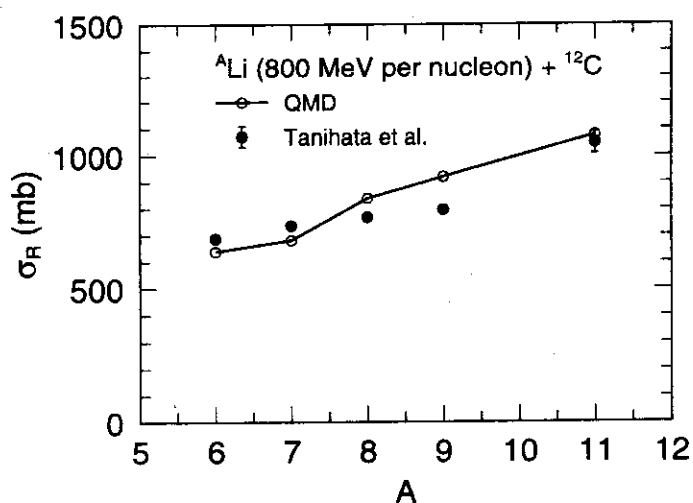


Fig. 6 Total reaction cross sections of ^{12}C for incident ^ALi , where $A = 6, 7, 8, 9$ and 11 .

IV. EXTRACTION OF THE ISOVECTOR/ISOSCALAR RATIO OF IMAGINARY NUCLEON OMP AT INTERMEDIATE ENERGY

Based on the success of the previous section, we proceed to extraction of the isovector/isoscalar ratio of the imaginary OMP. Firstly we define a quantity α to be

$$\alpha \equiv \frac{\sigma_R(p) - \sigma_R(n)}{\sigma_R(p) + \sigma_R(n)} \quad (8)$$

where $\sigma_R(i)$ denotes the total reaction cross section for incident particle i . The quantity α was calculated at 100, 200, 400 and 800 MeV for ^{11}Li target by QMD, and is shown in Fig. 7. This quantity is found to be about 0.27 at 100 MeV, so the isospin dependence in the N-N collision really affects the total proton and neutron cross sections significantly. Such difference, however, becomes smaller and smaller as energy increases, and the effect is negligible at several hundred MeV. This is an intuitively understandable behavior.

Then, we take the 1st order expansion of σ_R with respect to the imaginary OMP (W) around W_0 :

$$\sigma_R(W = W_0 \pm \epsilon W_1) = \sigma_R(W_0) \pm \epsilon W_1 \frac{\partial}{\partial W} \sigma_R(W_0) \quad (9)$$

where + applies to incident protons and - to neutrons, W_0 denotes the imaginary isoscalar strength, the W_1 the isovector strength, and $\epsilon \equiv (N - Z)/A$. By using this formula, the quantity α can be written also to be

$$\alpha = \frac{\epsilon W_1 \frac{\partial}{\partial W} \sigma_R(W_0)}{\sigma_R(W_0)} \quad (10)$$

The ratio W_1/W_0 is calculated by putting the 2 α 's in Eqs. (8) and (10) equal;

$$\frac{W_1}{W_0} = \frac{\sigma_R(p) - \sigma_R(n)}{\sigma_R(p) + \sigma_R(n)} \frac{\sigma_R(W_0)}{\frac{\partial}{\partial W} \sigma_R(W_0)} \frac{1}{\epsilon W_0} \quad (11)$$

The first factor of the right hand side was already obtained by the QMD calculation (Fig. 7). We have then calculated the 2nd factor by employing the following classical expression for σ_R obtained with the Glauber approximation for uniform sphere of radius R [43,44],

$$\sigma_R(W) = \pi R^2 \left(1 - 2 \frac{1 - (1 + 2RkW/E)e^{-2RkW/E}}{(2RkW/E)^2} \right) \quad (12)$$

where k denotes the wave number and E the projectile energy. The imaginary isoscalar strength W_0 was taken from Finlay's parameterization [45],

$$W_0 = 6.6 + \frac{15.353(E - 80)^2}{(E - 80)^2 + 137.8^2} \quad (13)$$

The ratio W_1/W_0 calculated based on Eq. (11) is shown in the left part of Fig. 8. This figure shows that the ratio W_1/W_0 has a value of about 0.8 at 100 MeV, then decreases almost linearly in $\log(E)$, and reaches to 0 at several hundred MeV. This energy dependence is consistent with that of the difference of the cross sections between the identical and non-identical pairs of nucleons. The error bar was obtained from the statistical uncertainty in the factor α , and by assuming (rather extremely) the error of W_0 to be 50%. The main source of error comes from the uncertainty in W_0 at 100 MeV, while the statistical error is dominant at 800 MeV. Anyway, the results are rather insensitive to the choice of the W_0 parameter.

In the right part of Fig. 8, the low-energy limit of this ratio was calculated with the Walter-Guss potential [8] at 10 MeV, and plotted with the presently obtained results. The energy dependence obtained in this work extrapolates smoothly to the lower energy value. The result calculated from the parameters of Kozack and Madland [13] are shown by the dash-dotted curve in the same figure. These values were obtained by adding the (Lorentz) scalar and vector imaginary potential strengths for each of the isoscalar and isovector components. Their value is slightly higher than the present estimate at 100 MeV. However, these 2 curves become closer as energy increase, and finally they are consistent at 300 to 400 MeV region.

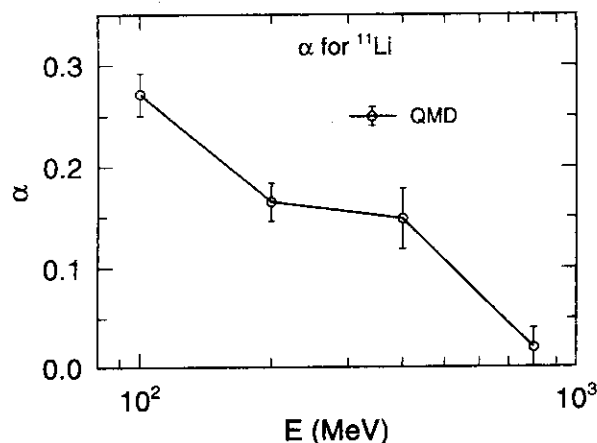


Fig. 7 The quantity α (defined in Eq. (8)) calculated by QMD for ^{11}Li

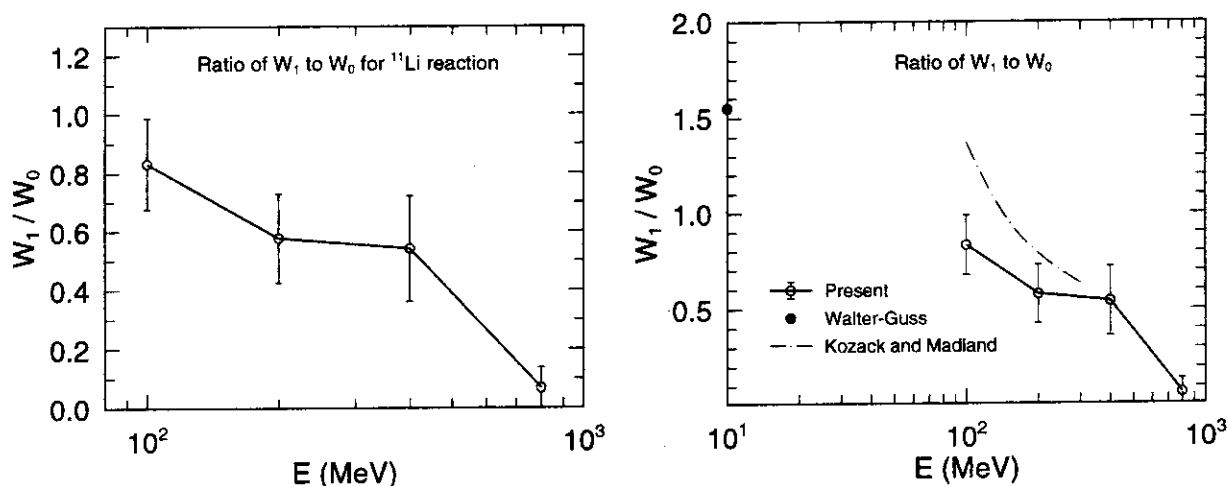


Fig. 8 The isovector / isoscalar ratio for imaginary nucleon OMP derived as Eq. (11). The left figure shows present result, while the right one includes the lower-energy estimate [8] and values used by Kozack and Madland [13].

V. CONCLUDING REMARKS

A QMD (quantum molecular dynamics) framework was used to extract information on the imaginary isovector term in the intermediate-energy nucleon OMP. The ^{11}Li was selected as an amplifier of the isospin-dependence in the nucleon-nucleon interaction which is the origin of the isovector potential. The difference in the reaction cross sections induced by neutron and proton on ^{11}Li indicated that the imaginary isovector potential plays a noticeable effect on the observables for such exotic nuclei at intermediate energy. The present result were found to be consistent with a lower energy estimate and with the values used by Kozack and Madland for the analysis of $N + ^{208}\text{Pb}$ observables.

It must be noted that there is a slight inconsistency in the generation of ground states for stable nuclei and ^{11}Li . For the stable nuclei, the ground states were generated by the Metropolis method with the temperature of 2.5 MeV by using the parameters for the effective

nucleon-nucleon interaction as given in the text. On the contrary, the temperature was set to be 0 MeV and another parameter set was used for ^{11}Li . Although this inconsistency does not alter significantly the conclusion of this work, a consistent description is definitely preferred. This will be one of the future subjects on this work.

REFERENCES

- [1] e.g., H. Yasuda, T. Tone and M. Mizumoto (Ed.), *The First Workshop of Neutron Science Research Program*, JAERI-conf 96-014(1996).
- [2] e.g., P.E. Hodgson, *The Nucleon Optical Model*, World Scientific (1994).
- [3] R.L. Varner, W.J. Thompson, T.L. McAbee, E.J. Ludwig and T.B. Clegg, *Phys. Rep.* **201**, 57(1991).
- [4] B.A. Watson, P.P. Singh and R.E. Segel, *Phys. Rev.* **182**, 977(1969).
- [5] F.D. Becchetti, Jr. and G.W. Greenlees, *Phys. Rev.* **182**, 1190(1969).
- [6] A. Nadasen, P. Schwandt, P.P. Singh, W.W. Jacobs, A.D. Bacher, P.T. Debevec, M.D. Kaithuck and J.T. Meek, *Phys. Rev.* **C23**, 1023(1981).
- [7] P. Schwandt, H.O. Meyer, W.W. Jacobs, A.D. Bacher, S.E. Vigdor, M.D. Kaithuck and T.R. Denoghue, *Phys. Rev.* **C26**, 55(1982).
- [8] R.L. Walter and P.P. Guss, *Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Basic and Applied Sciences*, Santa Fe, N.M., U.S.A. Gordon and Breach, p.1079(1986).
- [9] J.H. Dave and C.R. Gould, *Phys. Rev.* **C28**, 2212(1983).
- [10] J. Rapaport, V. Kulkarni and R.W. Finlay, *Nucl. Phys.* **A330**, 15(1979).
- [11] E.D. Cooper, B.C. Clark, R. Kozak, S. Shim, S. Hama, J.I. Johansson, H.S. Scherif, R.L. Mercer and B.D. Serot, *Phys. Rev.* **C36**, 2170(1987).
- [12] S. Hama, B.C. Clark, E.D. Cooper, H.S. Scherif and R.L. Mercer, *Phys. Rev.* **C41**, 2737(1990).
- [13] R. Kozack and D.G. Madland, *Nucl. Phys.* **A509**, 664(1990).
- [14] F. Perey and B. Buck, *Nucl. Phys.* **32**, 79(1962).
- [15] D. Wilmore and P.E. Hodgson, *Nucl. Phys.* **55**, 673(1964).
- [16] B.C. Clark, S. Hama, R.L. Mercer, L. Ray, G.W. Hoffmann, and B. Serot, *Phys. Rev.* **C28**, 1421(1983).
- [17] J.-P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, *Phys. Rev. C* **16**, 80(1977).
- [18] F.A. Brieva and J.R. Rock, *Nucl. Phys.* **A291**, 317(1977).
- [19] N. Yamaguchi, S. Nagata and T. Matsuda, *Prog. Theor. Phys.* **70**, 459(1983).
- [20] A.M. Lane, *Nucl. Phys.* **35**, 676(1962).
- [21] B.C. Clark, S. Hama, E. Sugarbaker, M.A. Franey, R.L. Mercer, L. Ray, G.W. Hoffmann and B.D. Serot, *Phys. Rev.* **C30**, 314(1984).
- [22] I. Tanihata, T. Kobayashi, T. Suzuki, K. Yoshida, S. Shimoura, K. Sugimoto, K. Matsuta, T. Minamisono, W. Christie, D., Olson and H. Wieman, *Phys. Lett.* **B287**, 307(1992).
- [23] J. Aichelin, G. Peilert, A. Bohnet, A. Rosenhauser, H. Stöcker. and W. Greiner, *Phys. Rev.* **C37**, 2451(1988).
- [24] G. Peilert, J. Konopka, H. Stöcker, W. Greiner, M. Blann and M.G. Mustafa, *Phys. Rev.* **C46**, 1457(1992).
- [25] T. Maruyama, A. Ohnishi and H. Horiuchi, *Phys. Rev.* **C45**, 2355(1992).
- [26] K. Niita, S. Chiba, T. Maruyama, T. Maruyama, H. Takada, T. Fukahori, Y. Nakahara, and A. Iwamoto, *Phys. Rev.* **C52**, 2620(1995).
- [27] M.B. Chadwick, S. Chiba, K. Niita, T. Maruyama and A. Iwamoto, *Phys. Rev.* **C52**, 2800(1995).
- [28] S. Chiba, M.B. Chadwick, K. Niita, T. Maruyama, T. Maruyama and A. Iwamoto, *Phys. Rev.* **C53**, 1824(1996).

- [29] S. Chiba, O. Iwamoto, T. Fukahori, K. Niita, T. Maruyama, T. Maruyama and A. Iwamoto, Phys. Rev. C **54**, 285(1996).
- [30] S. Chiba, K. Niita and O. Iwamoto, Phys. Rev. C., Dec. 1996 (in press).
- [31] T. Maruyama, K. Niita, T. Maruyama, S. Chiba, Y. Nakahara, and A. Iwamoto, Prog. Theor. Phys. **96**, 263(1996).
- [32] T. Maruyama et al., to be submitted.
- [33] H. Sorge, H. Stöcker, and W. Greiner, Ann. of Phys. **192** (1989) 266
- [34] T. Maruyama, S. W. Huang, N. Ohtsuka, G. Q. Li, A. Fässler, and J. Aichelin, Nucl. Phys. A **534** (1991) 720
- [35] T.H.R. Skyrme, Nucl. Phys. **9**, 615(1959).
- [36] J. Cougnon, private communication.
- [37] W. Bauhoff, Atomic Data and Nuclear Data Tables, **35**, 429(1986).
- [38] A. Auce, R.F. Carlson, A.J. Cox, A. Ingemarsson, R. Johansson, P.U. Renberg, O. Sundberg and G. Tibell, Phys. Rev. C **53**, 2919(1996).
- [39] M. Nolte, H. Machner and J. Bojowald, Phys. Rev. C **36**, 1312(1987).
- [40] A. Ohnishi, *Microscopic Simulation of Nuclear Reaction as a Tool to Evaluate Nuclear Data*, NRDF Annual Report 93, Hokkaido University (1994) (in Japanese).
- [41] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi and N. Takahashi, Phys. Rev. Lett. **55**, 2676(1985).
- [42] I. Tanihata, T. Kobayashi, O. Yamakawa, S. Shimoura, K. Ekuni, K. Sugimoto, N. Takahashi, T. Shimoda and H. Sato, Phys. Lett. **B206**, 592(1988).
- [43] H. Bethe, Phys. Rev. **57**, 1125(1940).
- [44] M.S. Hussein, R.A. Rego and C.A. Bertulani, Phys. Rep. **201**, 279(1991).
- [45] R. W. Finlay, *Precision Total Cross Sections and the Optical Model at Intermediate Energy*, Proc. Int. Symp. on Fast Neutron Physics, 9-13 Sept. 1991, Beijing, China, World Scientific, p.299(1992).

21. Status of Semi-Classical Distorted Wave (SCDW) Model

Y. Watanabe, H. Higashi, R. Kuwata, M. Kawai^a, M. Kohno^b

Department of Energy Conversion Engineering, Kyushu University

^a*Department of Physics, Kyushu University*

^b*Physics Division, Kyushu Dental College*

1 Introduction

Nucleon-induced preequilibrium reactions have been studied extensively to enhance the understanding of non-equilibrium phenomena in excited nuclei. In the preequilibrium reactions at energies of more than tens of MeV, multistep direct (MSD) processes into continuum become dominant and the energy spectra with smoothly forward-peaked angular distributions are observed at the intermediate outgoing energy region. Various MSD models have been proposed and applied to analyses of experimental data[1], *i.e.*, phenomenological models including several versions of the exciton model and statistical quantum-mechanical (SQM) models such as the Feshbach-Kerman-Koonin (FKK) model[2], the Tamura-Udagawa-Lenske (TUL) model[3] and the Nishioka-Weidenmüller-Yoshida (NWY) model[4]. More recently, microscopic simulation methods based on the Quantum Molecular Dynamics (QMD)[5] and the Antisymmetrized Molecular Dynamics (AMD)[6] have been applied as a new approach to study the nucleon-induced preequilibrium reactions

As an alternative SQM model, we have proposed the semi-classical distorted wave (SCDW) model[7, 8, 9]. The SCDW model is based on DWBA series expansion of the T-matrix and its energy average in a given energy bin of the exit channel as the other SQM models. It is greatly simplified by the local density Fermi-gas model to describe nuclear states, a local semi-classical approximation to the distorted waves, and the Eikonal approximation to intermediate state Green functions. Under these assumptions and approximations, the double differential emission cross sections of each MSD step can be expressed in a simple closed form in terms of the distorted waves, the nucleon-nucleon scattering cross sections, and the nucleon density distribution, as will be described in the next section. If these quantities are given either empirically or theoretically, no free adjustable parameter is involved in the SCDW model. Furthermore, the expressions for the cross sections allow us a simple intuitive interpretation which gives a justification for a basic assumption of the intra-nuclear cascade (INC) model[10] that the reaction proceeds via sequential nucleon-nucleon collisions in a nucleus and each reaction path has no interference.

In our previous report[11]¹, we presented some results of the SCDW model calculations for 1- and 2-steps of $(p, p'x)$ and (p, nx) reactions at energies up to 200 MeV, and pointed

¹There were numerical errors in the calculated 2-step cross section by an order of magnitude in Figs. 1 through 3.

out that the calculations involving higher-step processes (at least 3-step) were necessary for comparisons with the other model calculations. In this paper, we report on the present status of the SCDW model, showing some new results of the SCDW calculations for the leading three MSD steps of $(p, p'x)$ reactions.

2 Outline of the SCDW model

The detail of the SCDW formulation has been described elsewhere[7, 8, 9]. Only the final SCDW formulae are given below. The 1-step cross section is expressed by

$$\left(\frac{\partial^2 \sigma^{(1)}}{\partial E_f \partial \Omega_f} \right) = \left(\frac{A}{A+1} \right)^2 \int d\mathbf{r} \frac{k_f/k_f(\mathbf{r})}{k_i/k_i(\mathbf{r})} |\chi_i^{(+)}(\mathbf{r})|^2 |\chi_f^{(-)}(\mathbf{r})|^2 \left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E_f(r) \partial \Omega_f(r)} \right)_{\mathbf{r}} \rho(\mathbf{r}), \quad (1)$$

where A is the target mass number, k_c and $k_c(\mathbf{r})$ ($c=i$ and f) are the wave number at infinity and the local wave number in the initial (i) and final(f) channels, χ_i^+ (χ_f^-) is the distorted wave in the initial (final) channel, $\rho(\mathbf{r})$ is the nucleon density, and

$$\left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E_f(r) \partial \Omega_f(r)} \right)_{\mathbf{r}} = \frac{4mk_f(\mathbf{r})}{\hbar^2 k_i(\mathbf{r}) (4\pi/3) k_F(\mathbf{r})^3} \int_{k < k_F(\mathbf{r})} d\mathbf{k} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega_{\kappa}} \right)_{NN} \delta(\kappa'^2 - \kappa^2) \quad (2)$$

is the local average differential cross section of N - N scattering where $\kappa = (\mathbf{k}_i(\mathbf{r}) - \mathbf{k})/2$ ($\kappa' = (\mathbf{k}_f(\mathbf{r}) - \mathbf{k}')/2$) is the relative momentum in the two-nucleon c.m. system where \mathbf{k} (\mathbf{k}') is the momentum of the struck target nucleon in the initial (final) state. The local average cross section, however, is put to zero if the Pauli principle, $k_f(\mathbf{r}_0)$ and $k' > k_F(\mathbf{r}_0)$, is violated. The local kinetic energy, $E_f(\mathbf{r}) = \hbar^2 k_f(\mathbf{r}_0)^2/\mu$, and direction, $\Omega_f(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{k}}_f(\mathbf{r}_0)$, of emission correspond to E_f and Ω_f at infinity, respectively. In Eq. (2),

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega_{\kappa'}} \right)_{NN} = \frac{(m/2)^2}{(2\pi\hbar^2)^2} \left| \int d\mathbf{x} v(\mathbf{x}) e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x}} \right|^2 \quad (3)$$

is the N - N scattering cross section with the momentum transfer $\mathbf{q} = \kappa' - \kappa = \mathbf{k}_f(\mathbf{r}_0) - \mathbf{k}_i(\mathbf{r}_0)$, where m is the nucleon mass and $v(\mathbf{x})$ is the two-body potential acting between two nucleons.

In the calculation of 2- and 3-step cross sections, the Eikonal approximation to the intermediate Green function is made as an additional approximation[8]:

$$\langle \mathbf{r}_2 \left| \frac{1}{E_m - K - U_m + i\eta} \right| \mathbf{r}_1 \rangle \approx -\frac{2\mu \exp(ik_m |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|)}{\hbar^2 |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|}, \quad (4)$$

where \mathbf{r}_1 (\mathbf{r}_2) is the first (second) collision point, and $k_m = [(2\mu/\hbar^2)^2 (E_m - U_m)]^{1/2} = \kappa_m + i\gamma_m$ is the complex local wave number in the intermediate state.

As given in Ref.[8], the final form of the 2-step SCDW cross section is expressed by

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2 \sigma^{(2)}}{\partial E_f \partial \Omega_f} \right) &= \left(\frac{A}{A+1} \right)^4 \int dE_m \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \frac{k_f/k_f(\mathbf{r}_2)}{k_i/k_i(\mathbf{r}_1)} |\chi_f^{(-)}(\mathbf{r}_2)|^2 |\chi_i^{(+)}(\mathbf{r}_1)|^2 \\ &\times \left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E_f \partial \Omega_2} \right)_{\mathbf{r}_2} \rho(\mathbf{r}_2) \frac{\exp(-2\gamma_m |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|^2} \left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E_m \partial \Omega_m} \right)_{\mathbf{r}_1} \rho(\mathbf{r}_1) \end{aligned} \quad (5)$$

where $E_m = \hbar^2 k_m^2 / 2\mu$ and Ω_m is the direction of $|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$. The local average cross sections are given by Eq. (2) with approximate substitutions of coordinates and momenta.

The extension to the 3-step is straightforward and the cross section is deduced to the following expression:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2 \sigma^{(3)}}{\partial E_f \partial \Omega_f} \right) &= \left(\frac{A}{A+1} \right)^6 \int dE_{m1} \int dE_{m2} \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \int d\mathbf{r}_3 \frac{k_f(\mathbf{r}_3) k_f}{k_i(\mathbf{r}_1) k_i} |\chi_f^{(-)}(\mathbf{r}_3)|^2 |\chi_i^{(+)}(\mathbf{r}_1)|^2 \\ &\times \left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \varepsilon_f \partial \Omega_f} \right)_{\mathbf{r}_3} \rho(\mathbf{r}_3) \frac{\exp[-2\gamma_{m2} |\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2|]}{|\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2|^2} \left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E_{m2} \partial \Omega_{m2}} \right)_{\mathbf{r}_2} \rho(\mathbf{r}_2) \\ &\times \frac{\exp[-2\gamma_{m1} |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|]}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|^2} \left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E_{m1} \partial \Omega_{m1}} \right)_{\mathbf{r}_1} \rho(\mathbf{r}_1) \end{aligned} \quad (6)$$

In the $(p, p'x)$ reaction, there are two types of the 2-step processes, $(p, p'')(p'', p')$ and $(p, n)(n, p')$, in accordance with the kind of intermediate fast particle, either proton or neutron. Similarly, the 3-step process consists of four different paths; $(p, p'')(p'', p''')(p''', p')$, $(p, p'')(p'', n)(n, p')$, $(p, n)(n, p'')(p'', p')$ and $(p, n)(n, n')(n', p')$. Hence the final expressions of the 2- and 3-step cross sections are given by the incoherent sum of each contribution.

The primary physical quantities necessary for the SCDW calculation are (a) the distorting potentials, (b) the two-nucleon scattering cross sections and (c) the nuclear density distribution, as shown in Eqs. (1), (5) and (6). Basically, the same input data as in [9] are used for those quantities. The global optical potentials of Walter and Guss[12] are adopted as (a) for energies less than 80 MeV and those of Schwandt et al.[13] for energies above 80 MeV. For neutrons of the intermediate fast particles, however, the real part of the optical potential parameters of Ref.[13] is modified according to Madland's method[14]. The nonlocality of the distorting potentials is considered by means of the well-known Perey factor [15]. Note that the Perey factor is unity for bound state wave functions in the Fermi gas model because of normalization. The nonlocality range β in the Perey factor is taken to be 0.85 fm[15]. For (b), two options are taken into account: two-nucleon scattering in free space or in nuclear medium. The free N - N cross sections are given by the same empirical formula of the differential N - N cross section as in Ref.[9], *i.e.*, the parameterized cross sections taken from Ref.[16] and angular distributions given in Ref.[17]. In-medium N - N cross sections calculated in nonrelativistic Brueckner approach using the Paris potential by Kohno et al.[24] are used to take into account two-nucleon scattering in nuclear medium with the framework of the SCDW model. For (c), the nuclear density distribution of the Woods-Saxon shape with Negele's geometrical parameters[18] is employed.

3 Results and discussion

3.1 Comparison of calculated angular distributions with experimental data

Using a Monte Carlo integration method with quasi-random numbers[19, 20], we have implemented SCDW calculations for $^{58}\text{Ni}(p, p'x)$ reactions at incident energies of 65, 120, and 200 MeV, and $^{90}\text{Zr}(p, p'x)$ at 160 MeV.

Figures 1 and 2 show comparisons of the SCDW angular distributions of $^{58}\text{Ni}(p, p'x)$ reactions for 120 and 200 MeV calculated using the free N - N cross sections with the experi-

mental ones[21]. In these figures, each MSD step is decomposed to see how the contribution varies with proton emission energy; the dotted line, the dash-dotted, and the dashed lines represent each component of 1-step, 2-step and 3-step processes. Their sum is represented by the solid lines. The SCDW calculation with no free parameters is in overall agreement with the experimental data except at very small and large angles, although underprediction is seen over the whole angular region at the lowest emission energy for both incident energies. For the highest emission energy, the SCDW calculation has a peak around 20° and overestimates the experimental data by a factor of about two. Similar peaks are also seen in the angular distributions at other emission energies, and they become broader with decreasing proton emission energy. Similar results were obtained for the other reactions.

Comparing the stepwise components in Figs. 1 and 2, we can see that proton emission via the 1-step process is dominant in the intermediate angular region and contributions from the 2- and 3-step processes become appreciable with increase in emission energy and angle. It is found, however, that the MSD components cannot compensate enough the discrepancies between the 1-step cross sections and the experimental data at backward angles. That is possibly because higher momentum components of target nucleons above the Fermi momentum cannot be taken into account properly by the degenerate Fermi-gas model assumed in the SCDW model. The 1-step angular distributions fall off steeply toward 0° at all outgoing energies as shown in our previous calculation[9]. On the other hand, the 2-step and 3-step cross sections have smoothly forward-peaked angular distributions and their values are not zero at 0° .

3.2 Comparison with other model calculations

We compare the SCDW calculations with the results of the other models (AMD[6], QMD[5], and FKK[5, 22, 23]) to see similarities and differences among them in Figs. 3 and 4.

First, a comparison with the AMD[6] is given for $^{58}\text{Ni}(p, p'x)$ at 120 MeV in Fig. 3. Agreement is generally good, although the SCDW 1-step and 2-step cross sections are smaller than the AMD ones. It is interesting to note that the AMD 1-step cross sections also show peaks near the angle corresponding to the quasi-elastic scattering(QES), though slightly shifted forward. Such the peaks do not appear in the calculations based on the other models (QMD and FKK) as will be shown later.

Second, we compare the SCDW angular distributions with the QMD ones[5] for $^{58}\text{Ni}(p, p'x)$ at 120 MeV in Fig. 3 and $^{90}\text{Zr}(p, p'x)$ at 160 MeV in Fig.4. From comparisons between two model predictions, we notice that the shape of 1-step angular distributions is different, especially at very small angles and backward angles. The QMD calculations show the forward peaked 1-step angular distributions without the steep fall-off near 0° . According to Ref.[5], the behavior of the 1-step cross sections near 0° is strongly influenced by the refraction effect due to the mean field potential. The SCDW model also takes into account the refraction effect by the distorting potentials of the entrance and exit channels. It is, however, expected to be weak because the depth of the real potentials including the Coulomb potentials becomes shallow with increasing proton energy. The difference seen at backward angles is due mainly to the momentum distribution of target nucleons as discussed in Ref.[5]. The QMD calculation includes the target nucleons with higher momenta than the Fermi momentum, whereas the SCDW model assumes the degenerate Fermi-gas model with the zero-temperature. As for the 2 and 3-step cross sections, both calculations are almost similar, though the SCDW

yields rather smaller the cross sections at the highest emission energy than the QMD.

Third, a comparison of the SCDW with the FKK[5] is made in Fig.4. It should be noted that the FKK calculation includes an adjustable parameter V_0 to fit the magnitude of experimental data. Both the models are based on the DWBA approach. However, a considerable difference is shown between both predictions of 1-step cross sections, although the multistep components do not differ much. The FKK gives steeper 1-step angular distributions than the SCDW. As a result, the relative contributions from the 2- and 3-step processes for the FKK are large at backward angles compared with the SCDW. In addition, one can compare with the FKK analysis of $^{58}\text{Ni}(p, p'x)$ by Richter et al.[22]. They showed that the QES component based on the DWIA calculation was necessary to reproduce the experimental angular distributions especially at high emission energies. According to Ref.[22], the cross sections in the angular region of 40° to 70° for the emission energy of 100 MeV in Fig. 1 cannot be reproduced well by the FKK calculation alone, but the discrepancy can be resolved by the addition of the QES contribution. Our SCDW model prediction is in excellent agreement with the experimental data at the corresponding angular region.

From the comparisons among those three model predictions, we conclude that the shape of the 1-step angular distributions depends strongly upon the models, but the multistep components are not different much in shape among those models. A general trend shows that the relative contribution to each step is almost similar.

3.3 In-medium effect on SCDW calculation

We have recently calculated in-medium N - N cross sections from G-matrix of the nonrelativistic Brueckner approach[24]. The result is shown in Fig.5. The solid curves are obtained from the parametrization of the in-medium N - N cross sections as a function of the incident energy and the nuclear density. As the incident energy increases, the in-medium N - N cross sections become close to the free N - N cross sections presented by the closed circles. This trend is different from that of in-medium cross sections calculated in the relativistic framework by Li and Machlight[25] which are reduced from free ones even at intermediate energies. We understand that the difference does not appear as one of pure relativistic effects, but is rather due to the flux renormalization represented by an effective mass m^* . The appearance of m^* is related to the nonlocality of the single particle potential. In SCDW, the nonlocality is taken into account by the Perey factor as mentioned in the section 2. Thus, one should use the in-medium cross sections without the flux renormalization, namely the effective mass m^* being replaced by the bare mass m , to avoid double-counting the nonlocality effects in the SCDW calculations.

The SCDW calculation in which the free cross sections are replaced by the in-medium ones is shown in Fig.7. From the comparison with Fig.1, there is found to be no appreciable difference between both calculations. Similar comparison was also made for the reaction $^{58}\text{Ni}(p, p'x)$ at a low incident energy of 65 MeV, where the in-medium cross sections are largely reduced from the free ones at normal density ρ_0 . However, the in-medium effect on the SCDW calculation does not appear obviously, because the predominant 1-step process occurs mainly in the peripheral region of a nucleus where the density is enough low and the in-medium cross sections are close to the free ones.

4 Summary

The SCDW model to describe the preequilibrium MSD reaction was extended so as to include the 3-step process. The MSD calculations of $^{58}\text{Ni}(p, p'x)$ at energies of 65, 120 and 200 MeV and $^{90}\text{Zr}(p, p'x)$ at 160 MeV were carried out using the extended SCDW model and compared with the experimental data. The calculations with no free parameter showed overall good agreement with the experiment, although underprediction is seen at very small and backward angles. We found that the 2- and 3-step contributions were not so large enough to compensate the difference between the 1-step cross sections and the experimental ones at backward angles. The discrepancies seen at very small and large angles is possibly responsible for the local Fermi-gas model which does not work well in the nuclear surface region. The comparisons of the SCDW calculations with the AMD, QMD and FKK calculations led to an interesting result that the differences in the shape of 1-step angular distributions are remarkable among the models, but the multistep components are rather similar in the shape of angular distributions and the step-wise contribution is not so much different. The in-medium $N-N$ cross sections were calculated in the nonrelativistic Brueckner framework with the Paris potential, and were parametrized as a function of the incident energy and the nuclear density. The SCDW calculation with the in-medium $N-N$ cross sections was not so different from that with the free ones.

Acknowledgments: We wish to thank Drs. S. Chiba, T. Maruyama, K. Niita, and A. Iwamoto in JAERI, and Drs. Horiuchi and E.I. Tanaka in Kyoto University for their correspondences about QMD and AMD calculations, respectively, and many stimulating discussions. The financial aid of RCNP, Osaka University, for the computation is gratefully acknowledged. The work was supported in part by Grant-in-Aid for Scientific Research of the Ministry of Education, Science, and Culture (No.07640416).

References

- [1] See, for example, E. Gadioli and P. E. Hodgson, *Pre-Equilibrium Nuclear Reactions*, (Oxford University Press 1992).
- [2] H. Feshbach, A.K. Kerman and S. Koonin, *Ann. of Phys.* **125**, 429 (1980).
- [3] T. Tamura, T. Udagawa and H. Lenske, *Phys. Rev. C* **26**, 379 (1982).
- [4] H. Nishioka, H.A. Weidenmüller and S. Yoshida, *Ann. of Phys.* **183**, 166 (1988).
- [5] S. Chiba, M.B. Chadwick, K. Niita, T. Maruyama, T. Maruyama and A. Iwamoto, *Phys. Rev. C* **53**, 1824 (1996).
- [6] E.I. Tanaka, A. Ono, A. Horiuchi, T. Maruyama and E. Engel, *Phys. Rev. C* **52**, 316 (1995).
- [7] Y.L. Luo and M. Kawai, *Phys. Lett.* **B235**, 211 (1990); *Phys. Rev. C* **43** 2367 (1991).
- [8] M. Kawai and H.A. Weidenmüller, *Phys. Rev. C* **45**, 1856 (1992).
- [9] Y. Watanabe and M. Kawai, *Nucl. Phys.* **560**, 43 (1993).

- [10] M.L. Goldberger, *Phys. Rev.* **74**, 1269 (1948).
- [11] Y. Watanabe, Proc. of the Second Symp. on Simulation of Hadronic Many-Body System, Nov. 30 to Dec. 2, 1994, Tokai, Japan., JAERI-Conf 95-012 (1995), pp. 119.
- [12] R.L. Walter and P.P. Guss, *Int. Nat. Conf. Nuclear Data Basis and Applied Science*, Santa Fe, New Mexico, 1985, ed. P.G. Young, (Gordon and Breach, New York, 1986) p.1075.
- [13] P. Schwandt, H.O Meyer, W.W Jacobs, A.D. Bacher, S.E. Vigdor, and M.D. Kaitchuck, *Phys. Rev. C*, **26**, 55 (1982).
- [14] D.G Madland, in *Proceedings of a Specialists' Meeting on Preequilibrium Reactions, Semmering*, Austria, 10-12 February 1988, edited by B. Strohmaier (OECD, Paris, 1988), p.103.
- [15] F.G. Perey and B. Buck, *Nucl. Phys.* **32**, 353 (1962).
- [16] K. Kikuchi and M. Kawai, *Nuclear matter and nuclear reactions* (Oxford Science Publication, Oxford, 1992).
- [17] H.W. Bertini, Oak Ridge National Laboratory Report No. ORNL-3383 (1963).
- [18] J. W. Negele, *Phys. Rev. C* **1**, 1260 (1970).
- [19] C.B. Haselgrove, *Math. Comp.* **15**, 323 (1961).
- [20] Y. Akaishi, private communication (1993).
- [21] S.V. Förtsch, A.A. Cowley, J.J. Lawrie, D.M. Whittal, J.V. Pilcher, and F.D. Smit, *Phys. Rev. C* **43**, 691 (1991).
- [22] W.A. Richter, A.A. Cowley, R. Lindsay, J.J. Lawrie, S.V. Förtsch, J.V. Pilcher, R. Bonetti, and P.E. Hodgson, *Phys. Rev. C* **46**, 1030 (1992).
- [23] W.A. Richter, A.A. Cowley, G.C. Hillhouse, J.A. Stander, J.W. Koen, S.W. Steyn, R. Lindsay, R.E. Julies, J.J. Lawrie, J.V. Pilcher, and P.E. Hodgson, *Phys. Rev. C* **49**, 1001 (1994).
- [24] M. Kohno, M. Higashi, Y. Watanabe, and M. Kawai, *in preparation* (1997).
- [25] G.Q. Li and R. Machleight, *Phys. Rev. C* **48**, 1702 (1993).

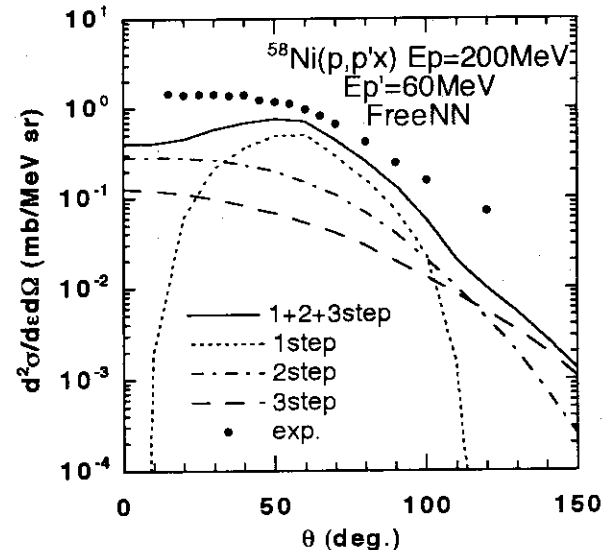
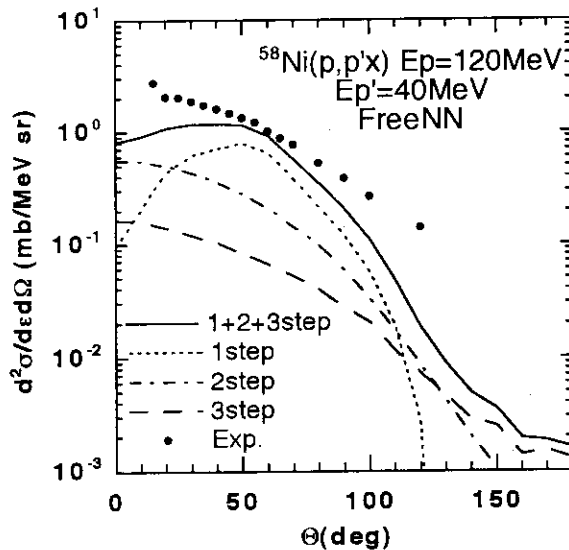
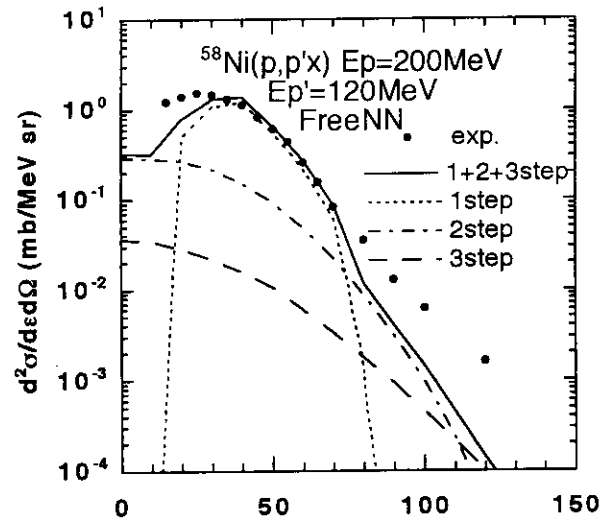
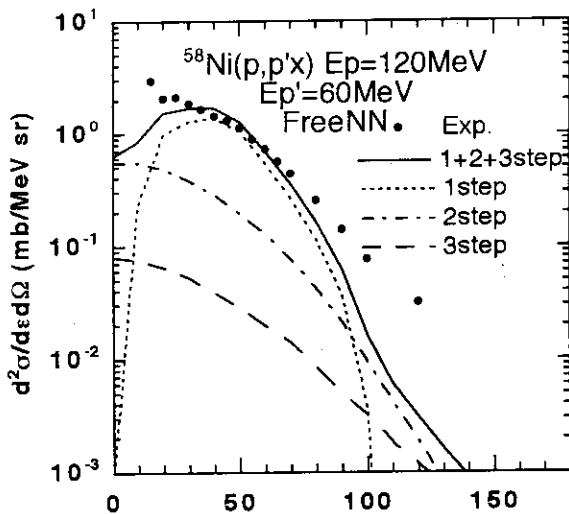
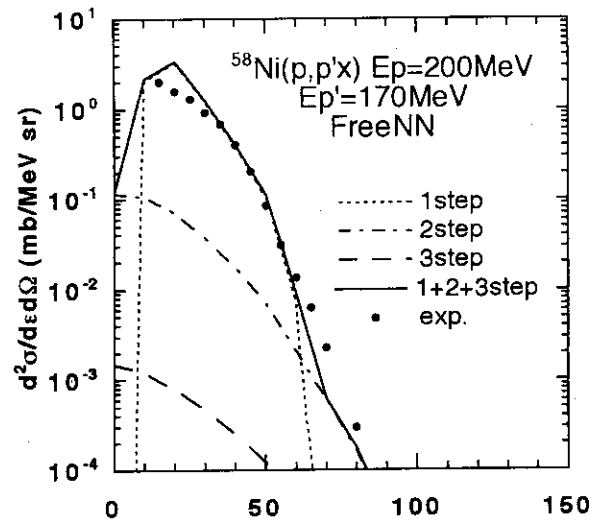
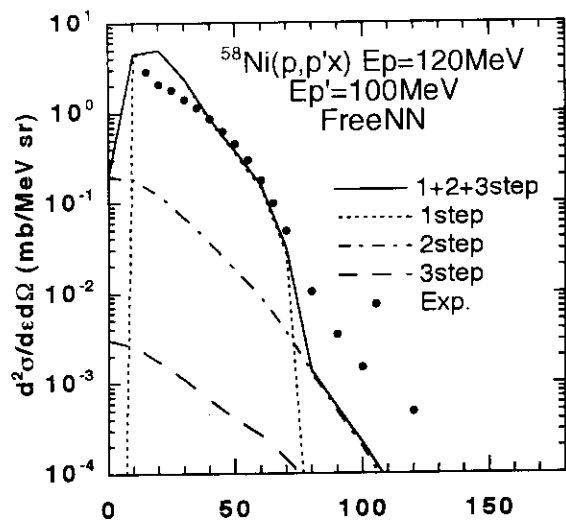


Figure 1: Comparison between theoretical and measured angular distributions for the reaction $^{58}\text{Ni}(p, p')x$ at an incident energy of 120 MeV for various emission energies. The experimental data are taken from Ref. [21]

Figure 2: The same as in Fig.1 but $^{58}\text{Ni}(p, p')x$ at an incident energy of 200 MeV. The experimental data are taken from Ref. [21]

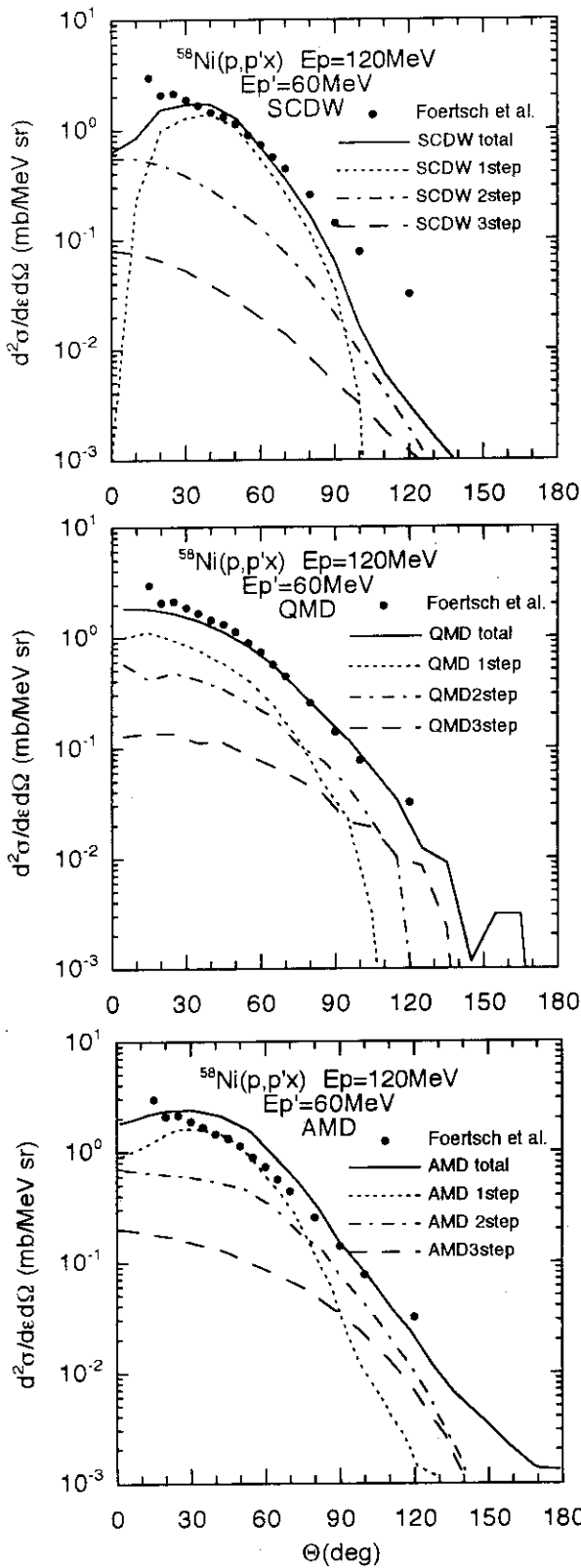


Figure 3: Comparison between theoretical and measured angular distributions for the reaction $^{58}\text{Ni}(p,p')$ at an incident energy of 120 MeV for an emission energy of 60 MeV: (a) SCDW, (b) QMD [5], and (c) AMD [6]. The experimental data are taken from Ref. [21]

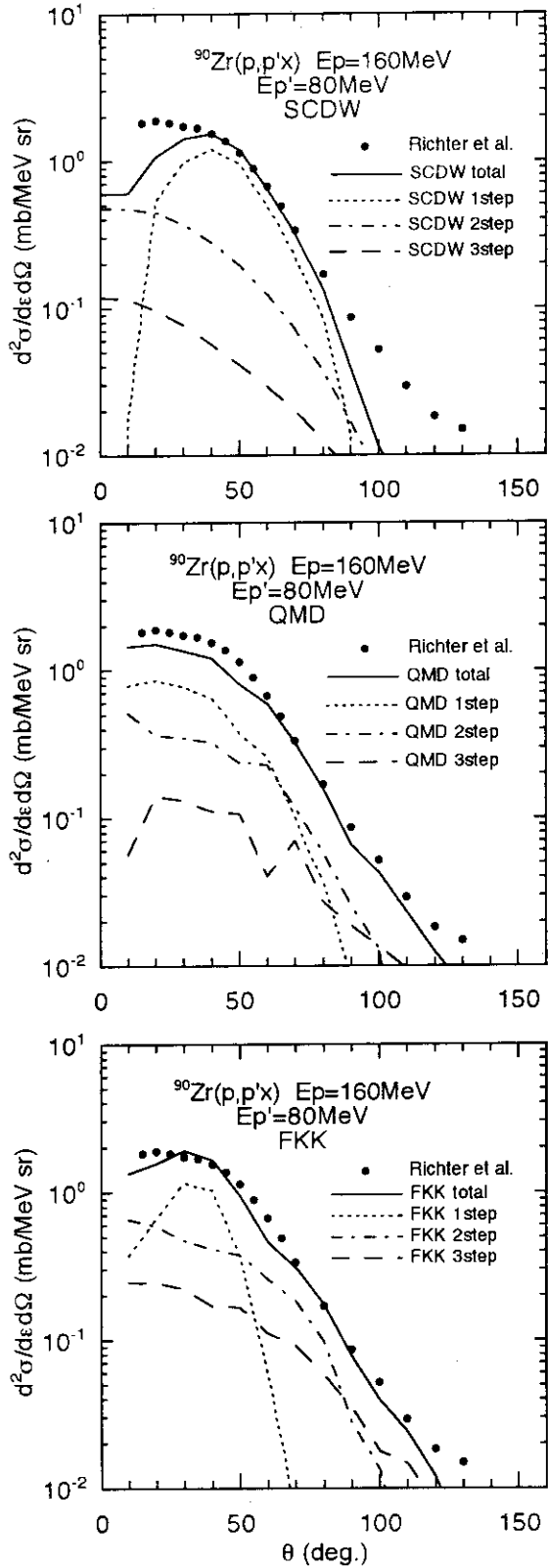


Figure 4: Comparison between theoretical and measured angular distributions for the reaction $^{90}\text{Zr}(p,p')$ at an incident energy of 160 MeV for an emission energy of 80 MeV: (a) SCDW, (b) QMD [6], and (c) FKK [6]. The experimental data are taken from Ref. [24]

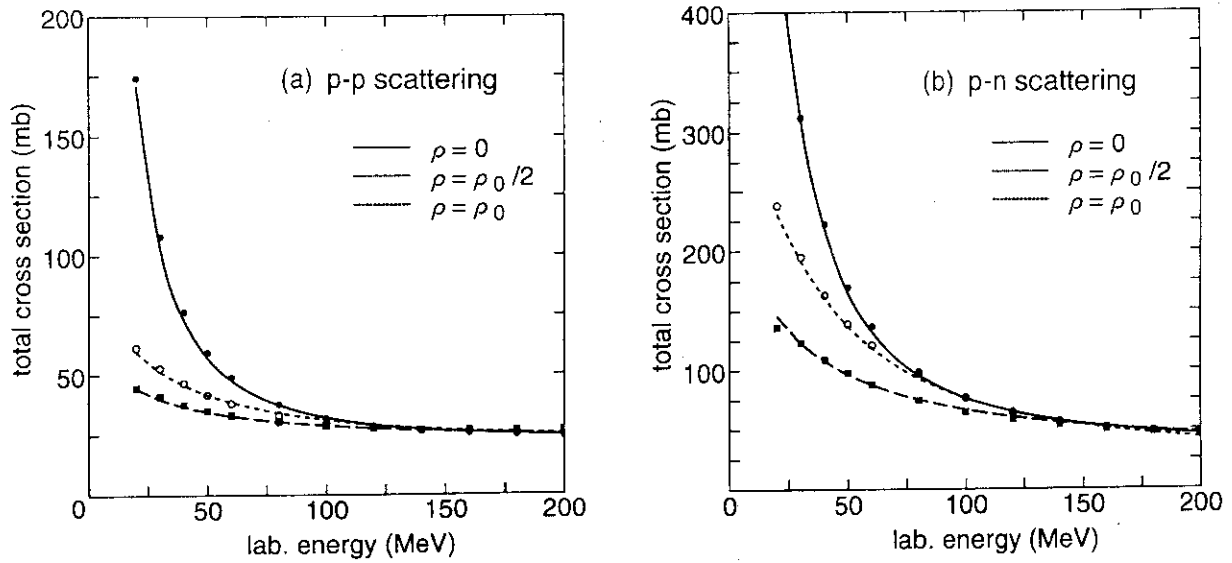


Figure 5: In-medium cross sections for (a) pp scattering and (b) np cross section. Results of Brueckner calculations in nuclear matter at the normal density $\rho_0 = 0.18 \text{ fm}^{-3}$ and $\frac{1}{2}\rho_0$ are shown by the filled squares and open circles, respectively. The filled circles stands for the cross section in free space. The curves are obtained by the parametrization.

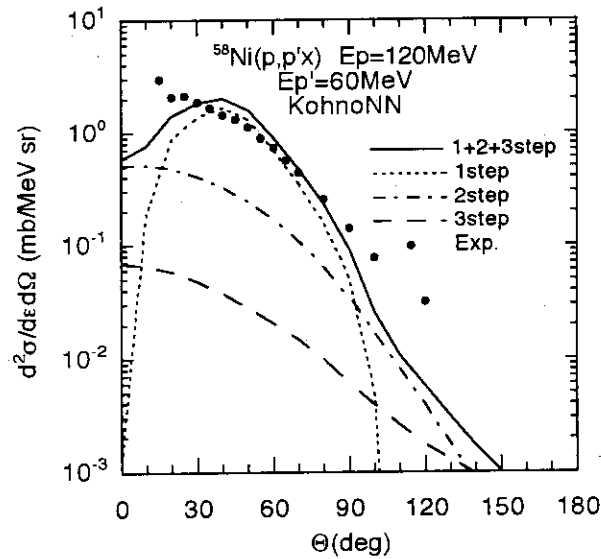


Figure 6: SCDW calculation with in-medium cross sections for the reaction $^{58}\text{Ni}(p,p'x)$ at an incident energy of 120 MeV for an emission energy of 60 MeV.

22. QMD による光核反応の研究

丸山 智幸、仁井田 浩二、千葉 敏、丸山 敏毅、岩本 昭

日本原子力研究所、先端基礎研究センター

原子核に電子線や γ 線を入射させる実験の目的は、標的核に対する(仮想)光子の吸収を見る事によりその微細構造を調べる事である。この反応は介在する力が電磁相互作用であるため、Inclusive データを見る限りにおいては終相互作用等から来る任意性もほとんどなく、構造の純粋な情報を与えてくれる。しかしながら、Inclusive データが与えてくれる情報はきれいではあるが、結論が引き出せる程十分な量ではない。そこで終状態の粒子を同時計測して情報量を多くする実験が頻繁に行なわれることになる。ところが、計測された粒子は光子と反応してから観測される間に残留核と何らかの相互作用を行なうため、この終相互作用を消去する際に模型依存性が存在してしまい、純粋な情報を得る事ができない。

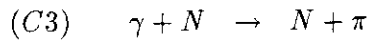
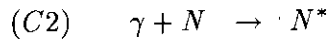
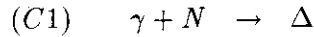
この同時計測実験の解析に用いられる模型に歪曲波インパルス近似(DWIA)がある。しかしこれには、既に指摘されているように多くの欠点がある。光学ポテンシャルのエネルギー依存性(非局所性)のため、束縛状態と散乱状態の二つの波動関数の直交性が必ずしも保証されない上、ペリー効果等の任意性が生じてしまう。また、多段階過程の計算はできず、そこからの寄与は光学ポテンシャルの虚数部分を通して消去されてしまう。チャンネルは計算する人間が人為的に作ったものであり、観測は全てのチャンネルに対し区別なくなされるわけである。従って、現在のレベルでの DWIA では同時計測実験の解析には適しているとは言えないであろう。

ところで、光子を吸収した後の核子等の運動および他の核子との反応過程は、核子入射反応での準自由過程を含めた前平衡過程と全く同等である。近年我グループは量子的分子動力学法(Quantum Molecular Dynamics、略して QMD)[1]を改良して新しい数値シミュレーション・コードを開発し[2, 3, 4, 5, 6]、核子入射前平衡に応用したところ、このシミュレーション法が驚くべき程この反応を良く記述する事を発見した。従って、この方法を光核反応や電子線散乱の終相互作用の解析として用いる事は非常に自然なものである。そこで、ここでは手始めとして QMD を用いて光核反応の計算を行ない、この反応での多段階過程の寄与を調べるとともに、光反応を QMD に応用した際の問題点を明らかにする。

この QMD を核反応に用いると他の模型と比べて以下のような利点がある。第一に、多段階過程[2, 3]や平均場による加速、減速、屈折が自動的に取り入れられ[4]、位相空間配位や平均場の時間変化が自動的に記述できる点である。第二に、 Δ 、 N^* 等の核子の共鳴状態や π 、 η 等の中間子が考慮でき、ローレンツ不変性も要請できる[2, 7]ため扱えるエネルギーの上限がほとんど無く、残留核の反跳による任意性も存在しない。そして、QMD+SDM を用いたとき陽子入射反応を、入射エネルギーの増加とともに変化する複合核、前平衡、核破碎反応[5]、終状態核子のエネルギー

スペクトラムで分類される蒸発、前平衡、準自由過程の全てについて実験を非常に良く説明している [2, 3, 4]。また、核破砕片分布や複数核子相関 [6] についても実験を良く再現している。

QMD で軽イオンや重イオン反応を計算するときには、まず初期状態を用意してそれを入射エネルギー分ブーストしてシミュレーションを開始するわけであるが、光入射の場合はブーストの代わりに γ を吸収した段階から開始する。 γ の吸収は下記の3種類のチャンネルに分けた。



チャンネル(C3)は荷電 π のみとし、 Δ は $N + \pi$ に崩壊するが、 N^* の崩壊チャンネルは $N + \pi$ と $\Delta + \pi$ の両方を考慮する。その上で、それぞれのチャンネルの γ 吸収断面積を $\gamma + p \rightarrow N + \pi$ の実験値を再現するようにパラメータフィットした。結果を図1に示す。また、 $\gamma + p$ と $\gamma + n$ の吸収は同じであると仮定し全てのチャンネルでの終状態の角分布はCM系で等方と仮定した。

さて、次にシミュレーションの結果を示そう。図2は標的核Cに対する入射運動量375MeV/cでの光入射陽子放出反応断面積の計算結果と実験値である。計算値は三つのピークを持っている。それぞれのピークが何を示しているのかと終相互作用の影響とを調べるために(a)では衝突ステップ毎の寄与と統計崩壊(SDM)からの寄与を、(b)では終状態での π の数毎で

の寄与を分離して示した。一番低い運動量領域のピークは統計崩壊からの寄与を、真中の最も大きなピークは準自由過程(QF)から寄与を示している。また、高い運動量でのピークがほとんど

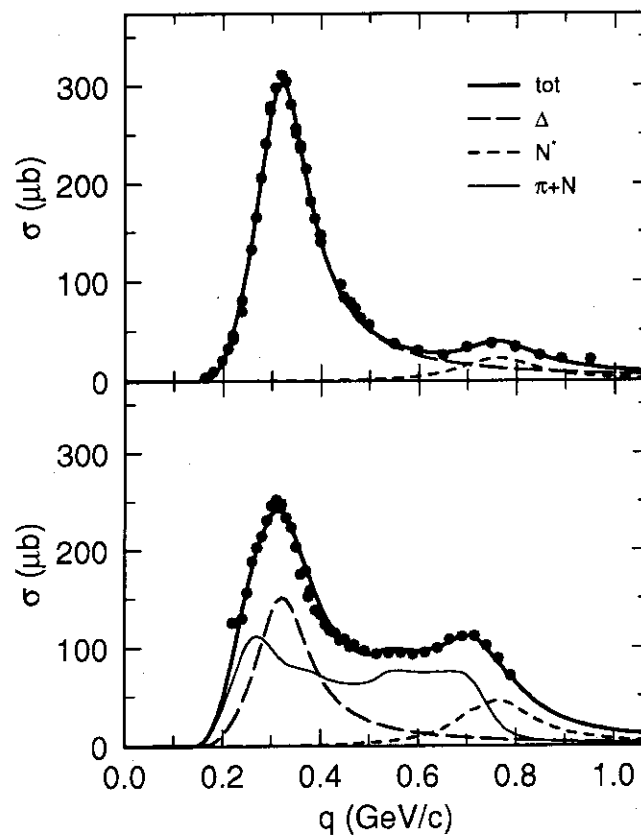
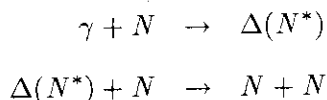


図1: $\gamma + p \rightarrow \pi + N$ 反応の断面積、上段が $p + \pi^0$ 、下段が $n + \pi^+$ 。実線は断面積を、点線、破線、一点鎖線はそれぞれ素過程チャンネル(1)、(2)、(3)(テキスト参照)を表す。

2段階過程からきたもので、しかもほぼ終状態で π が存在しないものであることが分かる。この場合の2段階過程は以下のようなものである。



これは γ のエネルギーを二つの核子で分け合うものであり、これを一つの素過程とすると γ の2核子吸収に対応する。すなわち二つのピークはエネルギーの低い方から1核子吸収 π 生成過程と2核子吸収過程を表している。そして、2核子吸収過程の部分については、偶然かもしれないが、実験値を良く再現している。ところで我々の計算結果ではQFと2核子吸収の二つピークの間運動領域で、実験値では見られない谷が現れている。この部分は3核子吸収からの寄与がなくなるところであるが[9]、我々の計算では3個の核子にエネルギーを分け合う過程がほとんど起こっていない。現在のモデルの範囲で3個の核子にエネルギーを分け与えるためには、 π 吸収を含む3回以上の衝突が必要である。

多段階過程で2光核子吸収の効果も記述できるのにもかかわらず、なぜ3核子光吸収の効果も記述できないのであろうか。多くの核子にエネルギーを分配する為には、 π 中間子の効果は重要なはずである。そこで、図3にC、Al、Cuを標的核としたときの、 π の光生成全断面積の計算結果を示す。実線がQMDの結果を、長破線が吸収が全く無いとした時の結果を、破線は π の平均自由行程を通常良く使われる5fmという値にして概算した時の結果を示している。概算値は実験を良く再現するが、QMDの結果はとくに Δ ピーク付近で実験値を大きく上回っている。すなわち、現在のQMDの計

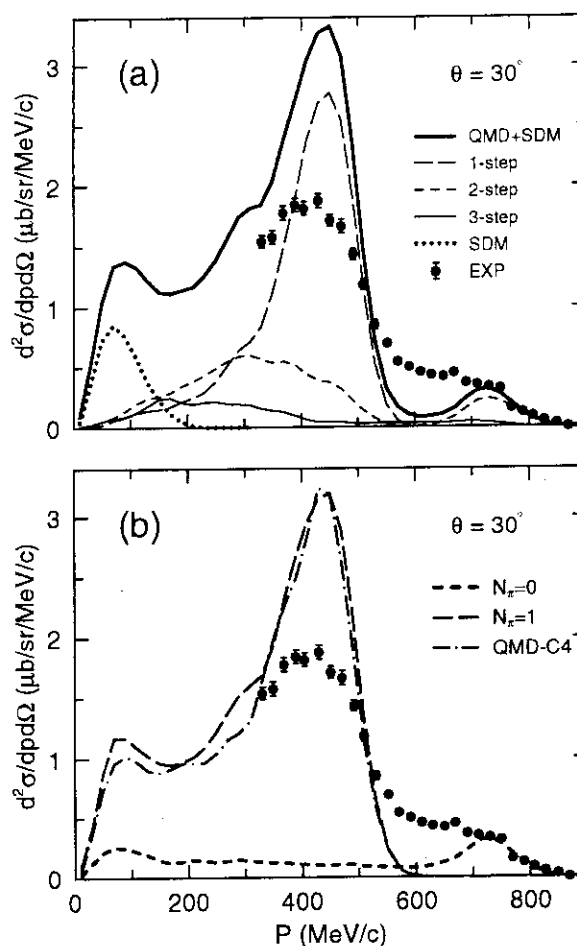


図2: 入射エネルギー 375MeV での $C\gamma, pX$ 反応の断面積。終状態陽子の放出角度は 30° 。上段は衝突回数毎での寄与(線の意味は図1の説明を参照)を、下段では終状態のパイオン数毎の寄与(破線がパイオン無し、点線はパイオンが1個)を与えた。実験値は論文[8]より取った。

算では π の吸収が少なすぎる事がわかる。

この少なすぎる π の吸収と先程の3核子光吸収の寄与が少なすぎたという二つの結果から、我々が必要としているものは、 Δ を経由しない π の2核子吸収の効果である事が推察される。この π の2核子吸収は π のS波生成の逆過程である。その生成過程はかなり小さいものであるが、詳細釣合から求められるその逆過程の大きさは決して小さいものではない。この結果は我々のQMDで記述されている π - Δ ダイナミクスが十分なものでないことを示している。

以上、この報告書では我々のグループで開発したQMDを用いた、 γ 吸収反応の終相互作用消の解析についての計算結果を示した。光吸収の素過程についてはかなり問題が多く最終的結論を導くには至っていないが、多段階過程や π - Δ ダイナミクスについての解析を行うことが出来た。

今後、 π の2核子吸収の効果を取り入れて、再度 π - Δ ダイナミクスの研究を行うことが必要である。その際は、光反応だけではなく核子入射や中間子入射反応も同時に解析し、多面的に調べることが必要であろう。これが出来る点がQMDの大きな利点である。また、光吸収素過程についてもより詳しい吟味が必要であろう。

これらの問題を解決したならば、QMDを用いた光核反応での終相互作用効果の解析は十分現実なものとなるであろう。我々の研究はこの分野での主目的である γ の吸収過程についての研究を行なうわけではない。しかしながら、観測を通じて見たいものと見られるものとは必ずしも同じではない。その二つの間をつなぐことが我々の研究テーマである。ただし、我グループには光核反応の専門家がいらないため、今後、この分野の専門家と共同研究してより発展させることを希望している。

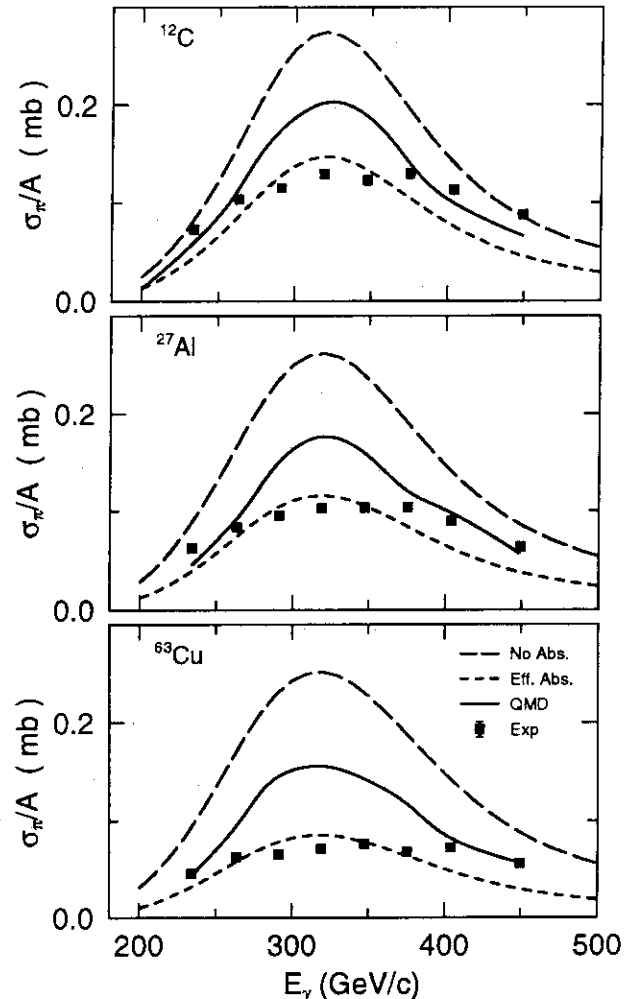


図3: 標的核C, Al, Cuでの π 光生成の全断面積。実線がQMDの結果。長破線と破線はそれぞれ吸収が無い場合と π の平均自由行程を5fmとした場合の計算結果。

References

- [1] J. Aichelin, Phys. Rep. **202** (1991) 233, and reference therein.
- [2] K. Niita et al., Phys. Rev. **C52** (1995) 2620.
- [3] M.B. Cadwick et al., Phys. Rev. **C52** (1995) 2800.
- [4] S. Chiba et al., Phys. Rev. **C53** (1995) 1824.
- [5] S. Chiba et al., Proc. of Int. Conf. on Nuclear Data NEA/NSC Specialist Meeting on Intermediate Energy Nuclear Data, May 30 - June 1, 1994, France, (1995) p.137,
- [6] S. Chiba et al., Phys. Rev. **C** July (1996) in press.
- [7] T. Maruyama et al., Prog. Theo. Phys., Vol. 96 in press.
- [8] M. Kanazawa et al., Phys. Rev. **C35** (1987) 1828.
- [9] T. Emura et al., Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 404.