

JAERI - M
91-115

原研タンデム・ブースター領域の核物理研究会
報 告 集

1991年7月

(編) 岩本 昭・池添 博・大島 真澄

JAERI-M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。
入手の問合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。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。

JAERI-M reports are issued irregularly.

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

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1991

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 いばらき印刷(株)

原研タンDEM・ブースター領域の核物理研究会
報告集

日本原子力研究所東海研究所物理部
(編) 岩本 昭・池添 博・大島 真澄

(1991年7月2日受理)

原研タンDEM・ブースター加速器を使った核物理として将来どのようなことが期待でき、又そのためにどのような実験装置を建設すべきかを検討するため、「原研タンDEM・ブースター領域の核物理研究会」が1991年2月28日及び3月1日に日本原子力研究所東海研究所に於いて開催された。所内及び所外の各大学や研究所から45名の研究者が参加して討論が行われた。この報告集は、研究会で発表された研究報告をまとめたものである。

JAERI-M 91-115

Report of the Seminar on Nuclear Physics at the Energy Region
of the JAERI Tandem-booster Accelerator

(Eds.) Akira IWAMOTO, Hiroshi IKEZOE and Masumi OHSHIMA

Department of Physics
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received July 2, 1991)

A seminar on new experiments to be studied and new experimental apparatus suitable for the JAERI tandem-booster accelerator being under construction was held at Tokai Research Establishment of JAERI in the period from February 28 and March 1, 1991. More than 45 participants from Universities and JAERI attended to discuss the following items:

1. Nuclear structure studies of high spin states and unstable nuclei.
2. Nuclear reactions at low and intermediate energies.

Keywords: Heavy-ion, High-spin, Reaction Filter, Recoil Mass Spectrometer, GARIS, Tandem-booster Accelerator, Seminar Proceeding

目 次

1. 原研ブースター計画	1
石井哲朗 (原研)	
2. 高スピン状態研究の現状	4
松柳研一 (京大)	
3. $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ の高スピン状態 (英文)	7
阿部恭久 (京大)	
4. 高分解能クリスタルボールによる核分光	15
小松原哲郎 (筑波大)	
5. 回転する奇奇核での陽子-中性子間相互作用	19
松崎昌之 (筑波大)	
6. IBFMによる奇核および奇奇核の記述	22
吉田宣章 (東大)	
7. 高励起・高スピン状態での巨大共鳴	25
古高和禎 (東工大)	
8. ^{100}Sn 近傍の殻構造	29
小川健吾 (関東学院大)	
9. レーザーによる不安定核の研究	32
下村浩一郎 (京大)	
10. アクチナイド領域におけるOctupole変形	32
杉田道昭 (原研)	
11. CARPの光学的開発とsd殻陽子過剰核の核分光への応用	32
羽鳥 聡 (京大)	
12. 理研不安定核ビーム実験	32
石原正泰 (理研/東大)	
13. 理研RIPSを用いた不安定核ビーム実験	33
久保敏幸 (理研)	
14. 宇宙における元素合成 (英文)	37
久保野茂 (東大核研)	
15. ORNLにおける実験 (英文)	43
H. J. Kim (ORNL)	
16. LNL における反跳核質量分析器	46
長嶋泰夫 (筑波大)	

17. “大型GARIS”による超重元素の研究	50
野村 享 (東大核研)	
18. 核反応機構研究のための“Reaction Filter”	52
村上哲也 (京大)	
19. 原研における反跳核質量分析器の計画	57
池添 博 (原研)	
20. 中間エネルギーでの重イオン反応	59
仁井田浩二 (原研)	
21. 重イオン反応機構と、フラグメントの質量数・運動量分布	63
丸山敏毅 (京大)	
22. Collective Flow の有効核力依存性と核編極へのNear-and Far-side 寄与	66
大西 明 (京大)	
23. GSI での最近の話題	69
篠塚 強 (東北大)	

Contents

1.	JAERI-booster Project	1
	T. Ishii	
2.	Present Status of Study of High-spin States	4
	K. Matsuyanagi	
3.	High-spin Molecular States - Resonances in the $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ System	7
	Y. Abe, E. Uegaki	
4.	Nuclear Spectroscopy with High-resolution Crystal Ball	15
	T. Komatsubara	
5.	Neutron-proton Interaction in Odd-odd Nuclei	19
	A. Matsuzaki	
6.	Description of Odd and Odd-odd Nuclei by Means of IBFM	22
	N. Yoshida	
7.	Giant Resonances at Highly Excited and High-spin States	25
	K. Furutaka	
8.	Shell Structure around ^{100}Sn	29
	K. Ogawa	
9.	Study of Unstable Nuclei with Lasers	32
	K. Simomura	
10.	Octupole Deformation in Actinide Region	32
	M. Sugita	
11.	Development of Beam Optics of CARP and Application to Nuclear Spectroscopy of Proton-rich Nuclei in sd Shell	32
	S. Hatori	
12.	Experiments using Beams of Unstable Nuclei at RIKEN	32
	M. Ishihara	
13.	Experiments using Beams of Unstable Nuclei Produced by RIPS ..	33
	T. Kubo	
14.	Explosive Nucleosynthesis in the Universe	37
	S. Kubono	
15.	Some Oak Ridge Experience	43
	H. J. Kim	
16.	Experiments using Recoil Mass Spectrometer in LNL	46
	Y. Nagasima	

17.	Study of Super Heavy Element using "Large Scale GARIS"	50
	T. Nomura	
18.	"Reaction Filter" for Nuclear Reaction Study	52
	T. Murakami	
19.	Future Plan of JAERI Recoil Mass Spectrometer	57
	H. Ikezoe	
20.	Heavy-ion Reaction at Intermediate Energy	59
	K. Niita	
21.	Heavy-ion Reaction Mechanism and Mass and Momentum Distributions of Fragments	63
	T. Maruyama	
22.	Effective Nuclear Force Dependence of Collective Flow & Near- and Far-side Contribution to Ejectile Polarization	66
	A. Ohnishi	
23.	Recent Topics in GSI	69
	T. Shinozuka	

1. 原研ブースター計画

ブースターグループ, 石井 哲朗

(1) 概要

原研タンデム加速器ではブースターの建設が進行している。ブースターは、バンチャー、ライナック、デバンチャーより構成し、タンデム加速器の0° ビームコースの延長上に建設する(図1)。ライナックは40台の超電導空洞より構成され、全体で約30MVの加速電場を発生する。ブースター完成時には、現在の2~4倍の加速エネルギーとなる。平成2年度までに、バンチャー、デバンチャー及びライナック前段部(空洞16台分)の製作が終了した。平成3年度はブースター建て屋の建設、ライナック後段部(空洞24台分)の製作が完了する予定である。平成4年度に、He冷凍機、加速器本体の設置・調整等を経て、平成5年度からビームテストを開始する予定である。

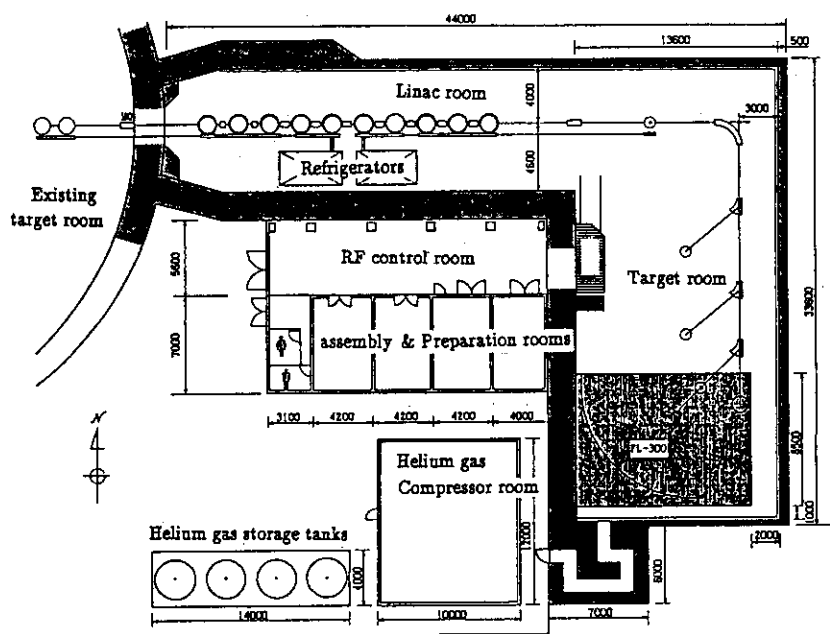


Fig. 1.
Layout plan
of the booster.

(2) 加速空洞の特性

超電導空洞は、中心導体がニオブ、外部導体がニオブと銅のクラッド板でできた、共鳴周波数129.8MHzの1/4λ型空洞である。イオンビームは、中心導体と外部導体の間の2つの間隙で加速される。この空洞のTTF(トランジット・タイム・ファクター)を図2に示す。ビーム速度が $\beta = 0.1$ のとき最も効率よく加速され、 $\beta < 0.05$ では加速されない。これまで試験した空洞のQは $\sim 10^9$ で、冷凍機の設計値である4WのRF入力時に、5MV/m以上の平均電場を得ている。これは、一つの空洞あたり750kVの加速電場に相当する。(ref. 1,2)

(3) ブースターの性能

(i) エネルギー

ブースターで加速されたイオンビームのエネルギーは、次式で表される。

$$E_{\text{booster}} = E_{\text{tandem}} + q \sum V_i \cdot \cos \phi_i \cdot \text{TTF}_i$$

E_{tandem} はブースターへの入射エネルギー、 q はイオンビームの電荷、 V_i , ϕ_i ,

TTF_i は i 番目の空洞の加速電圧、ビームに対する Rf の位相、ビーム速度に対する TTF である。位相収束を持たせるため通常 $\phi \sim -20^\circ$ で使用する。典型的なイオンビームの加速エネルギーを表1に示した。計算はタンデムのターミナル電圧 16.5 MV , $V_1 = 750 \text{ kV}$ で行った。電荷 q は、使用する電子ストリッパーによって異なる。表1に示した $SF1/SG$ は、タンデム加速器の低エネルギー側のフォイル・ストリッパーもしくは、ガス・ストリッパー、 $SF2$ は高エネルギー側のストリッパー、 $SF3$ はブースター入射前に置くストリッパーである。

(ii) 強度

ランダムトレースの計算では、ブースターに入射したビームの $50 \sim 60\%$ 、すなわちパンチされたビームのほぼすべてを加速できる。従って、ブースター加速後に得られるビーム強度は次式で表される。

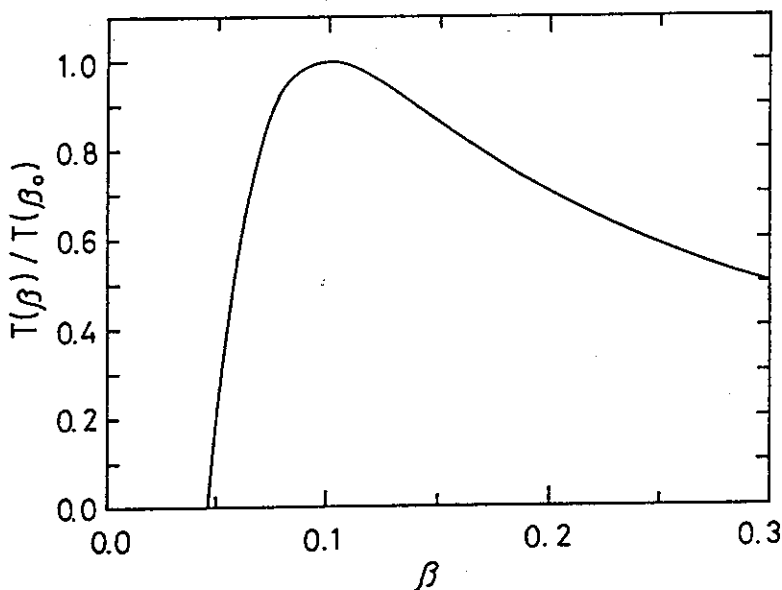


Fig. 2.
Transit time factor
of the resonator.

Nuclide	SF1	SG	SF2	SF3	$E_{in} (E_{in}/A)$ MeV (MeV/n)	$E_{out} (E_{out}/A)$ MeV (MeV/n)
^{12}C	6^+				116(9.7)	235(19.6)
^{32}S	10^+				182(5.7)	410(12.8)
^{58}Ni	12^+ 12^+			23^+	215(3.7)	500(8.6) 750(12.9)
^{127}I		7^+	20^+		271(2.1)	754(5.9)
^{208}Pb		8^+	22^+		300(1.4)	736(3.5)

Table 1.
Energy performance
expected for the booster.

$$i_{\text{booster}} \sim 0.5 \times f_3 \times i_{\text{tandem}}$$

i_{tandem} は、タンデム加速器で得られるイオン電流（粒子数）、 f_3 はブースター入射前に設置したフォイル・ストリッパを使用した場合の電荷 q の割合である。現在タンデム加速器では、C、Ni等において $\sim 100 \text{ p n A}$ の電流が安定して得られており、数 10 p n A の電流がブースターで加速後に得られる予定である。

(iii) エミッタンス

ブースターで加速後の分析マグネットのイメージ点でのエミッタンスの計算結果を図3に示す。 $dv/v \sim 0.1\%$ 、 $dx \sim 1.5 \text{ mm}$ である。(ref. 3)

(iv) タイム・ストラクチャー

ブースターは、タンデム加速器で出力されるDCビームをパンチャーでパルスビームにしてリニアックで加速する。加速後、ビームエネルギーをそろえるためにデパンチャーを通して、ターゲットルームに導く。このために、実験室で得られるビームは、繰り返し周波数 129.8 MHz のパルス幅 $\sim 1 \text{ ns}$ のビーム(quasi-DC)となる。

(4) まとめ

ブースターは、現在順調に建設が進んでおり、超電導空洞も予定した性能を得ている。平成5年のブースター完成時には、核子あたり $5 \sim 20 \text{ MeV}$ のビームを実験に供する予定である。

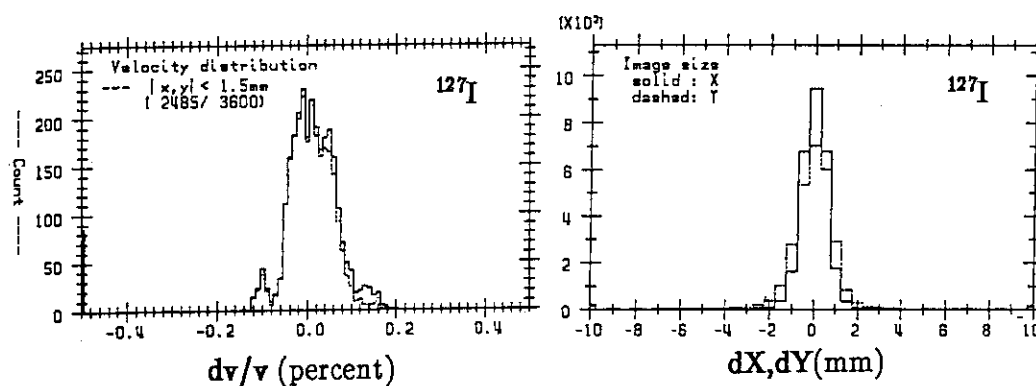


Fig. 3. The velocity and x,y-position distribution for the ^{127}I beam at the image point of the analyzing magnet of the booster.

It was calculated by random trace(ref. 3).

References

- 1) S. Takeuchi, T. Ishii and H. Ikezoe, Nucl. Instr. and Meth. A281(1989)426.
- 2) S. Takeuchi, T. Ishii, H. Ikezoe and Y. Tomita, Nucl. Instr. and Meth. A287(1990)257.
- 3) Y. Tomita, T. Ishii, S. Takeuchi, S. Kikuchi and E. Minehara, JAERI-M 88-155.

2. 高スピン状態研究の現状

京都大学理学部 松柳 研一

(1) 高速回転する原子核構造の研究分野はきわめて多岐に亘っているので、短い時間で個々の話題を紹介することは困難であるが、最近の世界的動向の特徴を一言で要約するとすれば「新しい世代の全立体角ガンマ線測定器システムを用いた新しいスペクトロスコーピー」の分野を開拓しようとする意欲的な取り組みが、ヨーロッパとアメリカが競合する形で進んでいることであろう。

1989. 9. 11-11. 24	「新しいスペクトロスコーピー時代の原子核構造」 ワークショップ (Copenhagen)
1990. 4. 23-4. 27	「90年代の原子核構造」国際会議 (Oak Ridge)
1991. 3. 4 -3. 16	「新しい世代の4 π ガンマ線測定器システムを用いた 核物理の展望」シンポジウム (Strasbourg)
1992. 6	EUROGAM稼働 (英Daresbury, 仏Strasbourg) (Ge 70個)
1993	GAMMASHERE稼働 (米Oak Ridge) (Ge 110個)
?	EUROBALL稼働 (ヨーロッパ共同) (Ge 400個)

現在の測定器システム (TESSA in Daresbury, HERA in Berkley, 8 π in Chalk River, OSIRIS in Berlin, Chateau de Cristal in Strasbourg, Array in Argonne, NORDBALL in Copenhagen, etc.) でも既に興味ある成果がどんどん出てきているので、EUROGAMやGAMMASHEREプロジェクトが実現した段階ではどんなに素晴らしい発見がでてくるか極めて楽しみである。高スピン状態研究の現状についてはOak Ridge Conferenceの議事録 (Nucl. Phys. A520(1990)) がよい参考になる。

(2) 多くの重要な研究テーマの中でも特に注目に値するのは、この1-2年高スピン巨大変形核の励起スペクトルの研究が本格的にスタートした事であろう。この新しい分野は"Superdeformed Spectroscopy"と呼ばれる。この分野で現在活発な議論を呼んでいる"Open Questions"は

- * 新しい殻構造 (2:1 殻構造) の起源と性質
- * 何故"Twinn Bands"が存在しうるのか?
- * "Alignment"は量子化されているか?
- * Pairing相転移 (静的・動的対相関の角運動量依存性)
- * 超変形状態生成のメカニズム
- * 超変形状態崩壊のメカニズム
- * 他の"Exotic Shapes"の可能性
- * 他の存在領域 (例えばA=80-100領域) の探索
- * 超変形状態での新しい型の集団モードの可能性

等である。とりわけ、"Twinn Bands"の発見は昨年トップ・ニュースであった。このような酷似した回転バンドが存在しうることはこれ迄の核構造研究の常識を破るものである。

(3) 私達(水鳥、清水、松柳)は、この数年、高スピン巨大変形状態の上に形成されるであろう素励起モードの性質を理論的に予言するための研究を続けてきた。そして、ごく最近、長軸と短軸の比が2:1の巨大変形核は空間反転対称性を破る八重極変形に関して非常にソフトであること、従って、高スピン巨大変形イラスト状態のごく近傍に、低振動数で集団性の非常に高い八重極振動モードが出現する可能性が高いとの結論を得た。これらのモードはsignature量子数 r と角運動量の対称軸成分 K の値に応じて7種類に分類できる ($r=1, K=1, 2, 3$ および $r=-1, K=0, 1, 2, 3$) これらの内、 $K=0$ モードは常に集団性が高い。一方、 $K=1$ および $K=2$ のモードの性質は(巨大変形状態での静的対相関を表す) Pairing Gap Δ の値に強く依存する。特に $K=1$ モードの集団性は、 Δ がゼロでない場合に著しく増大する。これらのモードの幾何学的形状は、Fig.1に示すように、 $K=0$ が西洋梨型、 $K=1$ がバナナ型である。これらの微視的構造を軸比2:1の調和振動子ポテンシャルまたはNilssonポテンシャルを用いて分析してみると、両者には特徴的な相違があることが分かる。つまり、 $K=0$ モードは「低振動数領域に出現した巨大共鳴」的な性格をもち、一方、 $K=1$ モードは2:1殻構造のMajor Shell内の核子間相関と密接な関連をもっている。このような新しい型の八重極振動モードが出現する理由は2:1殻構造の特徴から理解できる。すなわち、2:1殻構造では、通常の球形殻構造と全く異なり、同じMajor Shellの中に正parityの一粒子準位と負parityの一粒子準位がほぼ同数含まれており、それらのエネルギーが近似的に縮退している。これは、八重極型の集団的相関を作り出すのに極めて好都合な環境である。

Fig.2に私達の最近の計算結果の一例を紹介する。

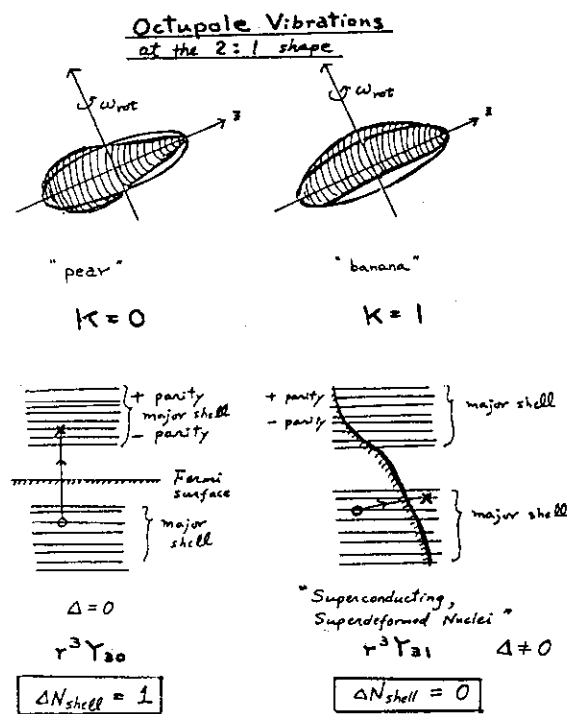


Fig. 1

Caption to Fig.2

We have carried out the RPA calculations based on the cranking model using a large configuration space composed of 9 major shells, in order to predict the properties of elementary excitation modes created on the superdeformed rotation bands. Both the ^{152}Dy and ^{192}Hg regions have been investigated. We have obtained strongly collective low-frequency octupole vibrations with $K=0,1,2,$ and 3 . It is shown that the properties of the $K=1$ octupole vibrations are especially sensitive to the static pairing correlations. Thus, they are expected to play important roles in the superdeformed spectroscopy for the nuclei around ^{192}Hg , where an appreciable amount of the static pairing correlation remains at finite values of the rotational frequency. They are also expected to appear in the Dy region, when valence particles(holes) are added to the superdeformed closed shell nucleus ^{152}Dy . On the other hand, the $K=0$ octupole vibrations are always strongly collective, independent of the static pairing correlation. The Coriolis-mixing effects among these soft octupole vibrations have been investigated as functions of the rotational frequency. This figure is an example of the RPA strength functions (in Weisskopf unit) for the E3 operators with $K=0$ and 1 , calculated at $\hbar\omega_{\text{rot}}=0.15$ MeV for ^{192}Hg . The equilibrium deformation calculated by the Strutinsky method is 0.44 , and the calculated pairing gaps are 0.83 and 0.81 MeV for protons and neutrons, respectively.

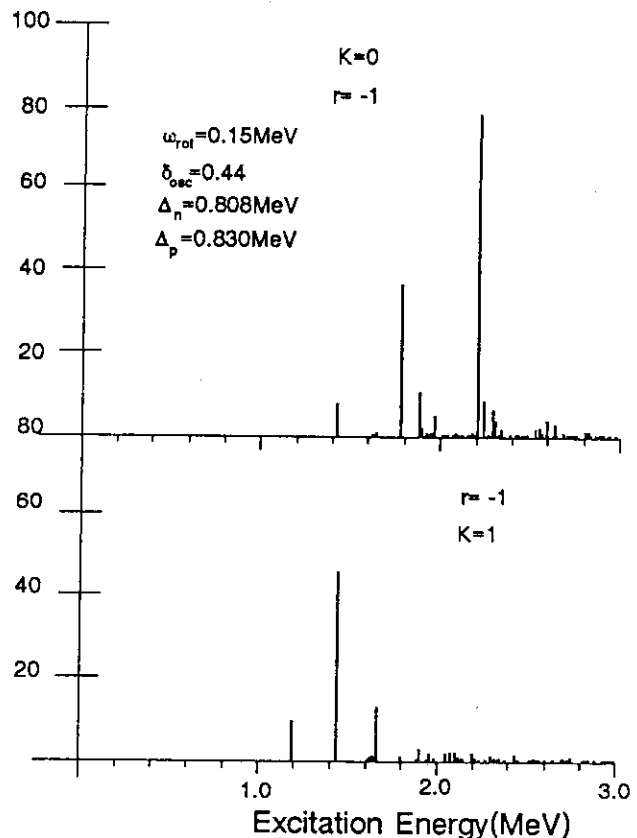


Fig. 2

3. High Spin Molecular States — Resonances in the $^{24}\text{Mg}-^{24}\text{Mg}$ system —

YASUHISA ABE YITP, Kyoto Univ.

EIJI UEGAKI Dept. of Physics, Akita, Univ.

Dept. of Physics, Akita, Univ.

High spin resonances observed in $^{24}\text{Mg} - ^{24}\text{Mg}$ scattering are studied by a new molecular model, in which collective motions of the composite system are described in the rotating molecular frame of the di-nuclear system. Calculations of interactions between the deformed ^{24}Mg nuclei show a stable pole - to - pole configuration. Normal modes at the equilibrium are solved and various molecular levels are obtained, which appear to be in good correspondence with experiments. To clarify a resonance mechanism and a nuclear structure of the resonance states, spectroscopic studies are being made both from experiment and theory.

§1. Introduction

Many high spin states have been observed in rare earth nuclei, which are interpreted by so-called superdeformed configurations expected from shell structures in large deformations.¹ How large spins a nucleus can sustain is a long-standing interesting question. The rotating liquid drop model (RLDM) gives a simple guide for the maximum spin J_{max} . For lighter nuclei, $J_{max} \simeq 0.8 \cdot A$ where A denotes mass number.² Of course we have never observed a nuclear state with such a high spin. In very light nuclei, i.e., p -shell and sd -shell nuclei, we know up to at most the SU_3 cut-off spins, which are far smaller than the above liquid drop values. But recently many high spin resonances have been observed in heavy ion reactions of the systems $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, $^{24}\text{Mg} + ^{28}\text{Si}$ and $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$. An example of the data is shown in Fig. 1 for the $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ system.³ The assigned or speculated spins are very large, for example, $36\hbar \sim 40\hbar$ in the $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ system, which are almost equal to J_{max} of RLDM for the compound nucleus ^{48}Cr . In this sense, the discovery of these high spin resonances is surprising. These states would provide us with another studying ground of high spin states of atomic nuclei.

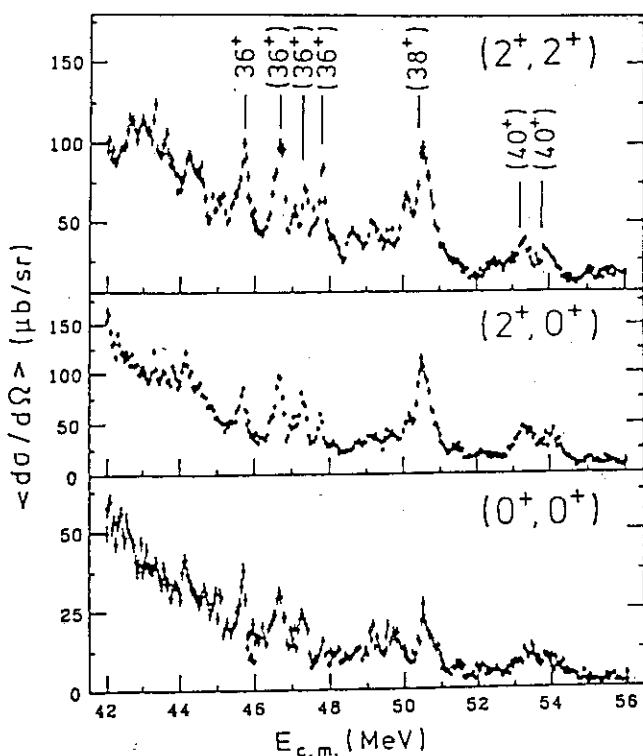


Fig. 1

Characteristic aspects of the resonances in the $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ system are summarized as follows,

- 1) very narrow widths $\approx 100 \sim 200\text{keV}$ in very high excitation $\sim 60\text{MeV}$ of ^{48}Cr .
- 2) much denser than the sequence of grazing partial waves.
- 3) correlated among many inelastic channels.
- 4) mass-symmetric decays $\geq 10\times$ mass-symmetric decays.

From these observations, one can expect that

- 1) a di-nuclear configuration with symmetric mass partition plays an important role in the resonance states,
- 2) many excited molecular configurations participate in forming the resonance states.

In order to describe such states, a new molecular model has been proposed. As shown in Fig. 2, we introduce a rotating molecular frame, the Z' -axis of which is parallel to the relative vector of two interacting nuclei. Collective degrees of freedom of constituent nuclei, such as the orientations, are treated as internal motions in the rotating frame. After the separation of the rotational degrees of freedom of the total system, there remain

several internal degrees of freedom to be solved. For that, we employ the method of normal modes. In other words, the new model gives rise to more rotational bands than expected from the sticking configuration, due to an interplay between the total rotational motion and internal motions of the di-nuclear system.

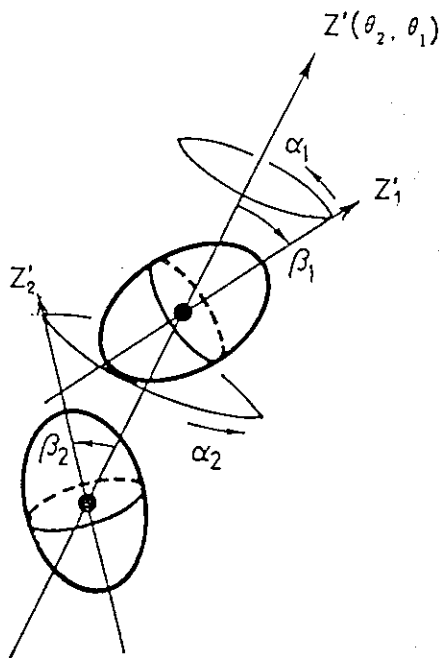


Fig. 2

§2. Formulation

For simplicity, we assume that ^{24}Mg nucleus has a symmetrically deformed shape with the constant quadrupole deformation $\beta_2 = 0.575$, consistent with $B(E2)$ value. We start with the Hamiltonian referred to the rotating molecular frame.⁴

$$\begin{aligned}
 H &= T + V \\
 T &= \frac{1}{2}\mu \cdot \dot{R}^2 + \frac{1}{2}\omega^t \cdot I \cdot \omega \\
 &\quad + \frac{1}{2}\omega_1^t \cdot I_1(\tau_1) \cdot \omega_1 + \frac{1}{2}\omega_2^t \cdot I_2(\tau_2) \cdot \omega_2 \\
 &\quad + \omega^t \cdot [R_1^t \cdot I_1(\tau_1) \cdot \omega_1 + R_2^t \cdot I_2(\tau_2) \cdot \omega_2]
 \end{aligned}$$

, where V is an interaction potential between the ions and is calculated by folding M3Y effective interaction⁵ with the density distributions of ^{24}Mg nuclei. ω and I are angular velocity vector of the relative vector and an inertia tensor of the total system referred to

the rotating frame.

$$I = I_\mu(R) + I_1(\rho) + I_2(\rho)$$

$$I_\mu(R) = \begin{pmatrix} \mu R^2 & 0 & 0 \\ 0 & \mu R^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$I_i(\phi) = R_i \cdot I_i(\tau) \cdot R_i^t$$

, where $I_i(\tau)$ is an inertia tensor of the i -th constituent nucleus in the coordinate frame of the principal axes, i.e., a diagonal inertia tensor. R_i is a rotation matrix connecting the molecular frame to the principal axes. The third line of the expression for T is the Coriolis coupling. Expressing the angular velocity ω_i in terms of the time derivatives vector of the intrinsic Euler angles,

$$\omega_i = V^t \cdot \theta_i$$

$$\theta_i \equiv \begin{pmatrix} \alpha_i \\ \beta_i \\ \gamma_i \end{pmatrix}$$

, where V in the transformation matrix. Then the total kinetic energy is rewritten as

$$T = \frac{1}{2} \sum g_{ij} \dot{q}_i \dot{q}_j$$

, where $q_i \equiv (R, \beta_1, \beta_2, \alpha, \theta_1, \theta_2, \theta_3)$. The coordinates γ_i 's do not appear due to the assumed axial symmetry. Two Euler angles α_1 and α_2 are transformed into one of the Euler angles of the total system $\theta_3 = (\alpha_1 + \alpha_2)/2$ and an internal degree of freedom $\alpha = (\alpha_1 - \alpha_2)/2$. The quantized form is obtained in a curved coordinate system as usual,

$$T = -\frac{\hbar^2}{2} \sum \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial q_i} \sqrt{g(g^{-1})_{ij}} \frac{\partial}{\partial q_j}$$

, where g is the determinant of the metric tensor g_{ij} . The above kinetic energy operator consists of the rotational and vibrational terms and their Coriolis coupling terms.

$$T = T_{rot} + T_{vib} + T_{cor}$$

, which is rewritten as follows in order to define an approximate but solvable zero-th order

Hamiltonian.

$$\begin{aligned}
T &= T_{rot}^0 + T_{vib}^0 + V_{add} + T_c \\
T_{rot}^0 &= \frac{1}{2\mu R^2}(M_1^2 + M_2^2) \\
&\quad + \frac{1}{2} \left[\frac{1}{4} \left(\frac{1}{I_0} + \frac{1}{\mu R^2} \right) \left(\frac{1}{\sin^2 \beta_1} + \frac{1}{\sin^2 \beta_2} \right) - \frac{1}{2\mu R^2} \right] \cdot \left\{ M_3^2 + \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial \alpha} \right)^2 \right\} \\
&\quad + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{I_0} + \frac{1}{\mu R^2} \right) \left(\frac{1}{\sin^2 \beta_1} + \frac{1}{\sin^2 \beta_2} \right) \cdot M_3 \cdot \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial \alpha} \right) \\
T_{vib}^0 &= -\frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{1}{\mu} \frac{\partial^2}{\partial R^2} + \left(\frac{1}{I_0} + \frac{1}{\mu R^2} \right) \left(\frac{\partial^2}{\partial \beta_1^2} \right) \right] \\
V_{add} &= -\frac{\hbar^2}{8} \left[2 \cdot \left(\frac{1}{I_0} + \frac{1}{\mu R^2} \right) + \left(\frac{1}{I_0} + \frac{1}{\mu R^2} \right) \left(\frac{1}{\sin^2 \beta_1} + \frac{1}{\sin^2 \beta_2} \right) \right]
\end{aligned}$$

, where M_i is an angular momentum component i the rotating frame and T_c includes T_{cor} and the remaining coupling terms.

As the effective potential, consisting of the folding potential V , the additional potential V_{add} and the centrifugal potential in T_{rot}^0 , has the local minimum for the internal vibrational variables R , β_1 and β_2 , we introduce the molecular-type basis wave function,

$$\Phi_\lambda \sim D_{MK}^J(\theta_i) \cdot \chi_{K}(R_1, \beta_1, \beta_2) \cdot e^{i\nu\alpha}.$$

An example of the effective potential for $J = 36$ is shown in Fig. 3 as a function of the variables R and $\beta (= \beta_1 = \beta_2)$, where we can see the local minimum $R \simeq 8_{fm}$ and the saddle point to dissociation. We expand the effective potential at the local minimum (naturally the pole - to - pole configuration), i.e., we have the harmonic terms and higher order terms. In Fig. 4, calculated energy levels for $J = 36$ are given, together with the intuitive figures of the normal modes. Degeneracies are resolved in most of the levels except the left-most column (no degeneracy the radial excitation) by taking into account the mutual-orientation dependent term. In Fig. 5, molecular high spin levels with $K = 0$ calculated by the present model are compared with those of the experiment in the energy region $40 \sim 55 MeV$. Preliminary calculations of the decay widths of the molecular states give order of $100 keV$ with the R -matrix theory. Qualitative agreements with the experimental features are encouraging for further investigations.

Ambiguities in the model stem mainly from those of the interaction potential in the inner region where two nuclei overlap and then the folding model, neglecting the Pauli principle, is inferred not to be valid. We introduced an effective repulsive force in addition

to the usual folding potential, so as for the total potential to simulate the proximity potential.⁶⁾ Fig. 6 shows spectra of the molecular normal modes with two different choices of the inner repulsive potential in addition to that simulating the proximity one. A striking feature is that the spectrum of the normal modes is quite stable against the change of the inner repulsion, though absolute energy positions shift accordingly.

In order to facilitate closer comparisons with experiments, spectroscopic properties of the levels are now being investigated.⁷⁾ More experimental data are desired such as spins and partial decay widths of resonances, and γ -decay widths etc.

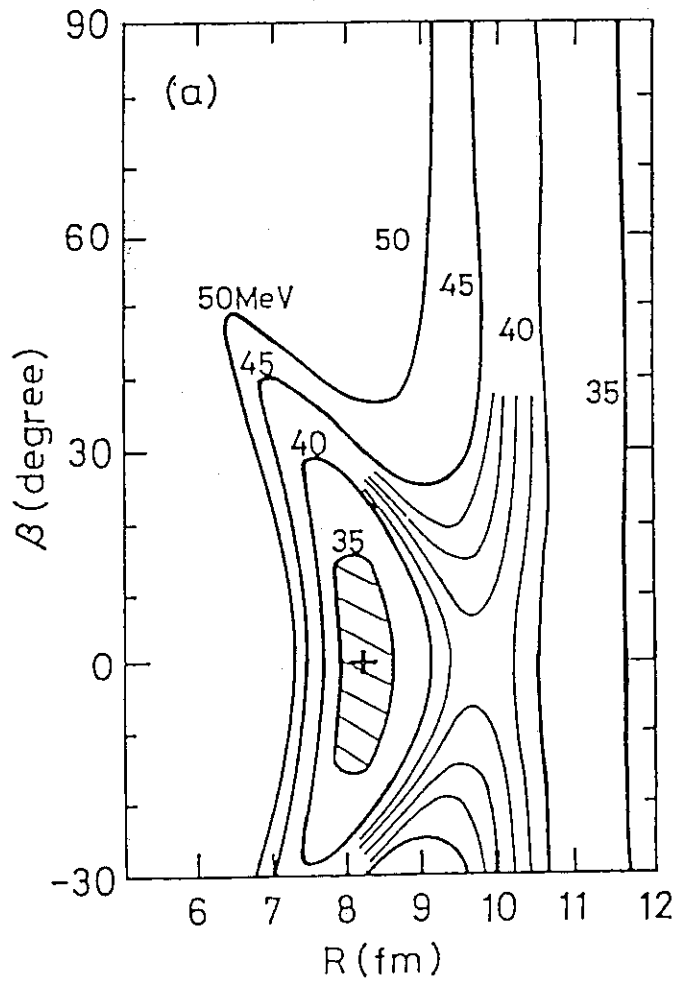


Fig. 3

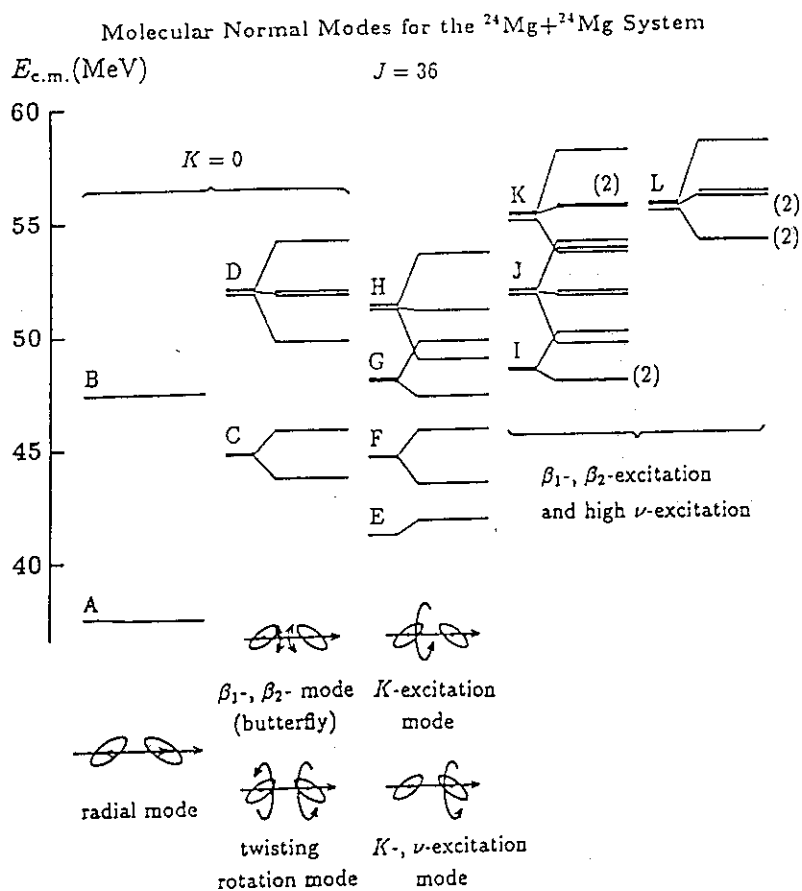


Fig. 4

$K=0$ Spectrum for the $^{24}\text{Mg}+^{24}\text{Mg}$ System

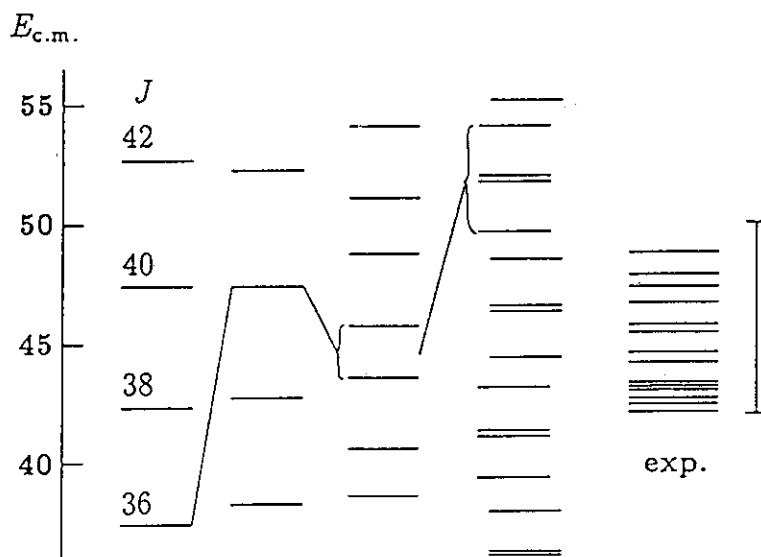


Fig. 5

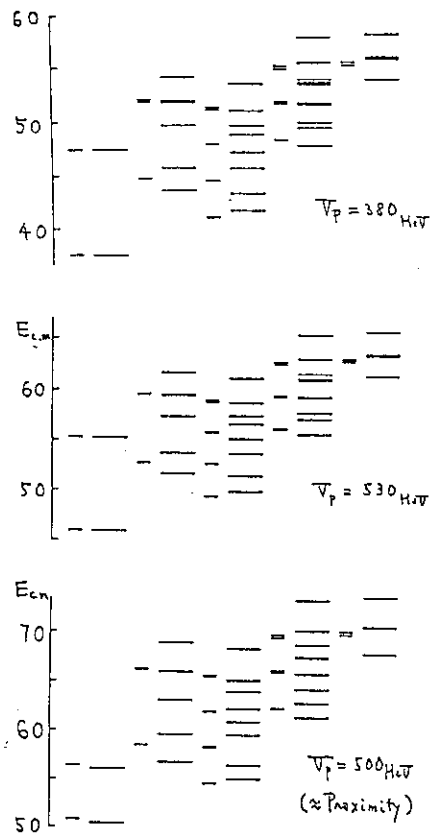


Fig. 6

References

1. talk given by K. Matsuyanagi in the present workshop.
2. S. Cohen, F. Plasil and W.J. Saviatecki, Ann. Phys. **82** (1974) 557.
3. A.H. Wuosmaa et al., Phys. Rev. **C41** (1990) 2666. see also, R.W. Zurmühle et al., Phys. Lett. **B129** (1983) 384. R.R. Betts, Proc. Second Intern. Conf. Nucleus - Nucleus Collisions (Visby, 1985), Nucl. Phys. **A447** (1985) 257c.
4. E. Uegaki and Y. Abe, Proc. Fifth Intern. Conf. Clustering Aspects in Nucl. and Subnucl. Systems, Kyoto, 1988, J. Phys. Soc. Jpn. **58** (1989) Suppl. 330.
Y. Abe, Proc. Intern. Symp. on Developments of Nuclear Cluster Dynamics, Sapporo, 1988, p.239.
E. Uegaki and Y. Abe, Phys. Lett. **231** (1989) 28.
5. G.R. Satchler and W.G. Love, Phys. Rep. **55** (1979) 183.
6. J. Blocki et al., Ann. Phys. **105** (1977) 427.
7. E. Vegaki and Y. Abe, preprint under preparation.

4. 高分解能クリスタルボールによる核分光

筑波大 小松原 哲郎

高スピン状態の原子核構造の研究は、高分解能クリスタルボールの進歩と共に、この数年来飛躍的に進歩してきている。このクリスタルボールとは、高スピン状態から脱励起する際にほぼ同時に放出される20～30の γ 線を効率良く測定する為に、多数の検出器をボール状に配置した γ 線検出装置である。多数の検出器は主にGeやBGO等の単結晶なので通称クリスタルボールと呼ばれる。このクリスタルボールを用いた実験は、高スピン状態から放出される γ 線の精密測定に最もその威力を発揮し、粒子回転整列の解明や、超変形状態の発見等、イラスト核分光に大きな成果をもたらした。現在、原子核構造の研究は、より複雑なサイドバンドや奇々核をも対象とした精密実験科学へ発展しつつある。

特に、この奇々核の原子核構造の研究にはまだ未解決な問題が数多くある。まず第一に、核の形状が問題である。原子核の形が最外殻の粒子の軌道に依存して変化する shape driving force の存在が予言されているが、これが奇々核の場合にどの様に働くか興味深い。質量数130の領域では、高スピン軌道は陽子も中性子も共に $h11/2$ に配位するが、その Fermi 面の位置が異なるので正反対の shape driving force を生じると予想される。即ち、陽子は Fermi 面が低く $\Omega \sim \frac{1}{2}$ なので原子核を prolate に変形させ、逆に中性子の Fermi 面は中ぐらいであり oblate に変形させる力を与える事になる。さらに、この領域の原子核には典型的に γ ソフトな核と言われる ^{128}Ba があるので、この γ ソフトなコアに陽子と中性子が一つずつ加わった奇々核の形状は三軸非対称であるかもしれない。次に、高スピン状態における陽子・中性子相互作用も未解決である。陽子同士あるいは、中性子同士に働く対相関力は、高スピン状態で弱くなることが知られているが、一方、陽子・中性子間の相互作用についての研究はこれからである。最後に、最近の奇々核の研究で最も話題になっている問題に指標逆転現象がある。これは、Routhian (回転系から見た粒子の励起エネルギー準位) の指標依存性が通常のクランキング模型の予想と正反対になり、unfavoured band が favoured band より低くなる現象の事である。特に奇々核の場合は、低スピンで逆転状態だった準位が、スピンの大きくなるにつれて逆転の度合いが減少し、高スピンでクランキング模型の予想通り元にもどる点が特徴である。この指標逆転現象は、これまで ^{152}Eu や ^{154}Tb 等の質量数150領域の核で観測されていた。このような観点から奇々核 ^{124}Cs の核構造の研究をNORDBALLを用いて行い、特にこの指標逆転現象が質量数130領域でも観測される事が初めて明らかになった。

高分解能 γ 線検出器 NORDBALL を用いてインビーム γ 線同時計数実験を行った。NORDBALLは、デンマーク、スウェーデン、フィンランド、ノルウェー、オランダ、イタリア、ドイツと、日本(広島大、九州大、筑波大、東大核研)との国際共同研究として、コペンハーゲン大学のニールス・ボーア研究所に建設されたものである。 γ 線検出器として15台のBGOアンチコンプトンシールド付Ge半導体検出器を用いた。これらは、 $\theta=37^\circ$ に5台、 79° に1台、 101° に4台、 143° に5台、それぞれ設置した。また、10台の BaF_2 シンチレータにより γ 線多重度を測定した。 ^{124}Cs の励起状態は、タンデム型静電加速器によって加速された66MeVの ^{13}C ビームを用いて、 $^{115}\text{In}(^{13}\text{C},4n)^{124}\text{Cs}$ 反能により生

成した。ターゲットとして厚さ $200\mu\text{g}/\text{cm}^2$ の self support のインジウム・フォイル3枚重ね (stacked target) を使用した。これまでのインビーム核分光では、数 mg/cm^2 の厚いターゲットを使用し反跳核をターゲット中で止めて測定した為、複合核が生成されてから止るまでの間に放出された γ 線は、Doppler shift による巾の広がりを受け、観測が非常に困難であった。しかし NORDBALL の様なクリスタルボールでは、個々の Ge 検出器の立体角が小さいので、Doppler shift による広がりが小さい。そこで、薄いターゲットを使用し、反跳核をターゲット中で止めず、すべての γ 線を積極的に Doppler shift させることで、寿命の非常に短い高スピン状態の観測が可能になる。この γ 線同時計測データは、リストモードで約 100×10^6 事象を磁気テープに記録した。さらに、Doppler shift attenuation method (DSAM) による寿命測定のために、 $700\mu\text{g}/\text{cm}^2$ のインジウムに $4\text{mg}/\text{cm}^2$ の鉛を蒸着した backed target を使用して同時計測実験を行い、約 50×10^6 事象を記録した。以上の NORDBALL による実験に加えて、角分布及び直線偏向の実験を筑波大学加速器センターに於いて行った。

データ解析の結果得られた ^{124}Cs のレベルスキームを図1に示す。この核は奇々核である為低スピン核構造は非常に複雑であるが、高スピンは意外に単純で8組のバンド構造に分類できる。この低スピン部の拡大図を図2に示す。8組のバンドの中の3と4が最も γ 線強度が強いが、このバンドのバンドヘッドは図2の 608.5keV 準位で、そのスピン・パリティは角分布と直線偏向の結果から 7^+ である事が解った。これらの回転バンドの粒子配位構造を見る為に alignment plot を図3に示した。この図にバンド交差が観測されるが、バンド3、4 (上図) と、他のバンド5、6、7、8 (下図) では、そのバンド交差を起こす回転角速度が異なる。この領域の原子核は、陽子、中性子ともに $(h11/2)^2$ のバンド交差を起こすが、それらはどちらも回転角速度 $\hbar\omega \sim 0.4\text{MeV}$ で起こる事が偶々核や奇核でわかっている。バンド5、6、7と8は、このうち中性子の交差 $(\nu h11/2)^2$ である事が判った。また、回転角速度 $\hbar\omega \sim 0.55\text{MeV}$ で初めてバンド交差を起こすバンド3と4は、パウリの排他率により第一バンド交差 (AB crossing) が起きないことから、 $(\nu h11/2 \times \pi h11/2)$ 配位である事が結論できる。この粒子配位は低スピン部のバンドヘッドのスピン・パリティ 7^+ と非常に良く一致する。

図4に DSAM 実験のスペクトルを示す。974keV と 869keV の γ 線は、鉛の stopper 内で減速中に放出された為、 $\theta=37^\circ$ でエネルギーの高い方に肩があり、逆に 143° で低い方に肩が観測された。このスペクトルと、stopping power による個体中の減速のモンテカルロ計算とを比較し、最小二乗法を用いて算出した四重極モーメントを図5に示す。この fitting の際、観測できないサイドバンドや高スピン状態の四重極モーメントは、実験を最も良く再現するように仮定した。得られた実験値は、変形パラメータに換算すると $\beta \sim 0.25$ であり、この領域の標準的な値と良く一致する。

図6にセシウム及びランタンの奇々核の $(\nu h11/2 \times \pi h11/2)$ 配位について、 $\Delta I = 1$ の準位エネルギー差をしめす。この図の ^{124}Cs のデータの矢印で示されたスピンド、励起エネルギーの指標依存性が逆転している事が明確にわかる。低スピン部で指標逆転していて、高スピンドでもとにもどる事が判明した。他のセシウム同位元素では、まだ高スピンドのデータが不十分であるが、同様な傾向にあるといえる。一方、ランタンではこの逆転現象は観測されない事が判る。

この指標逆転現象の理論的説明には、三軸非対称変形、shell filling effect、陽子・中性子相互作用等があるが、まだ良く説明されていない現象である。図7に、三軸非対称に変形したクラッキング殻模型の理論計算を、実験値と比較して示した。変形パラメータ γ

を、非回転的な正の値 (Lund convention) にとると、計算でも指標逆転が再現できる。しかし、逆転の度合いが最も大きい $\hbar\omega=0.3\text{MeV}$ 以下で、理論値は実験値を説明できない。これは、クランキング殻模型が、 $I < J_p + J_n$ のスピンの低い領域では良い近似で無い為適用範囲外である事が原因である。指標逆転現象は、実験的にも理論的にも研究はまだ不十分であり、今後より系統的で精密なデータを蓄積していく必要がある。

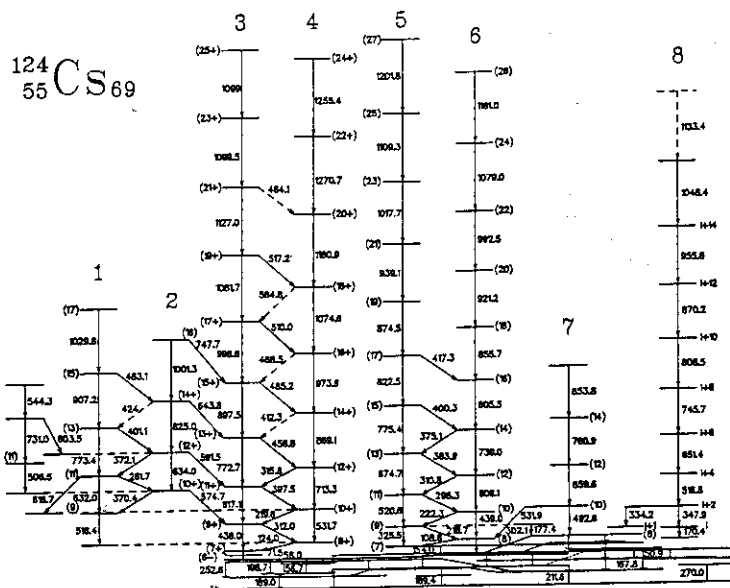


図 1

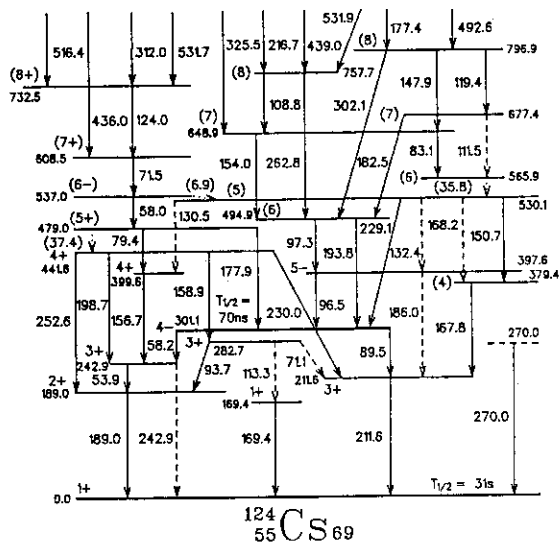


図 2

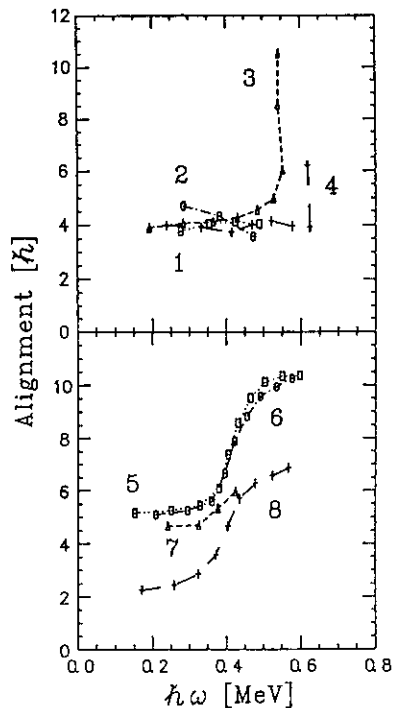
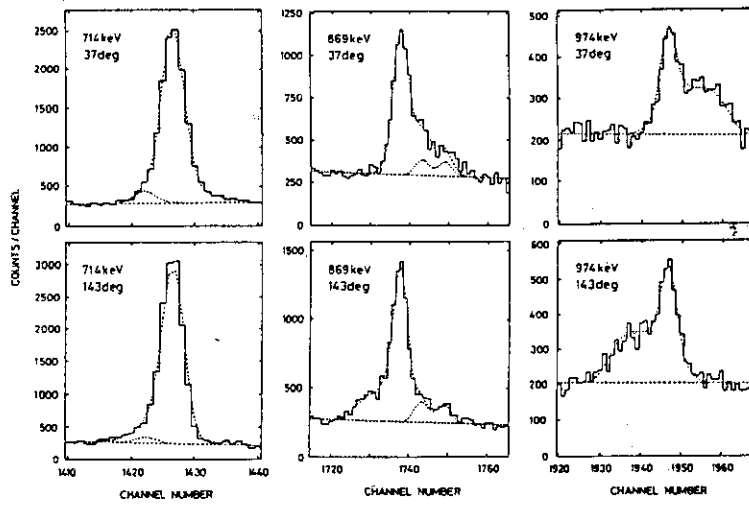
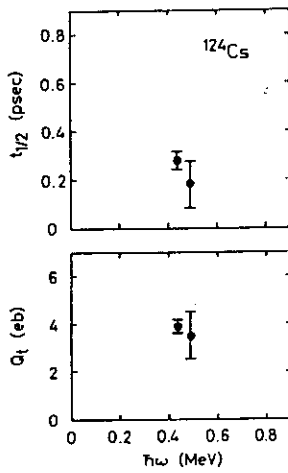


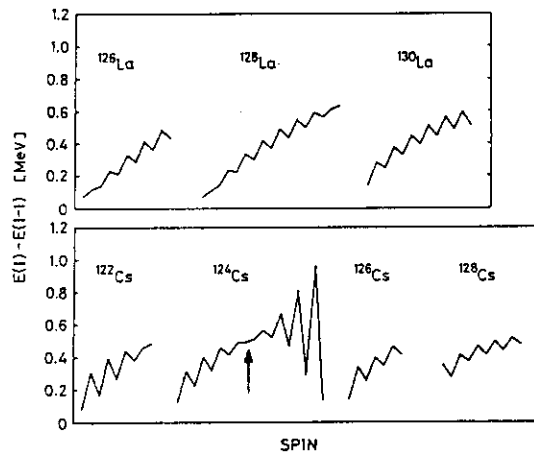
図 3



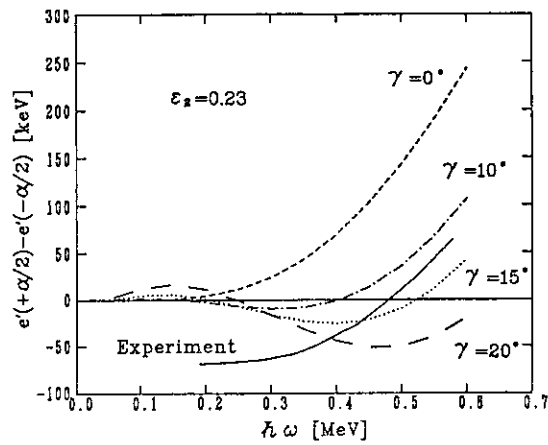
☒ 4



☒ 5



☒ 6



☒ 7

5. 回転する奇奇核での陽子-中性子間相互作用

筑波大学物理学系 松崎 昌之^{a)}

最終核子が高 j ユニーク・パリティ軌道を占める奇質量核の回転バンドは、回転角速度が増大するに従って二つの系列に分裂する。ユニーク・パリティ軌道では j が近似的に良い量子数であり、 $I - j =$ 偶数の状態群が $I - j =$ 奇数の状態群より相対的に低エネルギーになり¹⁾、前者を favored (f) 状態、後者を unfavored (u) 状態と呼ぶ。この二つの状態群は指標量子数 ($r = \exp(-i\pi\alpha)$, $I = \alpha \bmod 2$) で区別されているので、回転座標系に移って同じ角速度の点で見た両者のエネルギー差を指標分裂と呼ぶ。指標分裂の大きさは高 j 殻内での最終核子の位置に強く依存するが、1 準粒子状態では二つの状態群のエネルギーの上下関係すなわち指標分裂の符号が逆転することはない。ところがバンド交差 (例えば $(\pi h_{11/2})^{-1} \rightarrow (\pi h_{11/2})^{-1} (\nu i_{13/2})^{-2}$) 後の 3 準粒子状態ではこのエネルギーの上下関係の逆転 (以下指標逆転と呼ぶ) が系統的に観測された²⁾。この現象は、低 Ω (Ω : バンド・ヘッドでの粒子角運動量の z 成分) の同種 2 準粒子の整列によって引き起こされた $\gamma > 0$ (回転軸方向の径が減少するような非軸対称変形) に由来するものとして半定量的に理解できる³⁾ が、実験的には 2 準粒子整列が $\gamma < 0$ の変形を引き起こすと考えられている場合にも指標逆転が観測されているので、逆転の原因は静的非軸対称変形のみでは不十分である。他の原因としては、最終核子とガンマ振動との結合が最も有望である。ただし同じ $\gamma < 0$ であっても、1 準粒子状態ではガンマ振動は指標分裂を大きくする方向に寄与する⁴⁾ ので、偶偶"コア" (リファレンス状態) がバンド交差により 0 準粒子状態から 2 準粒子状態に変わったことによるガンマ振動モードの構造変化を正しく取り入れることが重要であろう。

以上のように奇質量核での指標分裂は、(非軸対称変形あるいは振動している) 回転ポテンシャル内の 1 核子のスペクトルの問題ととらえるのが一体場理論の精神と合致し、かつ経済的であろう^{b)}。一方、奇奇核の場合はどうであろうか。この場合考察する系は例えば中高 Ω ($\pi h_{11/2})^{-1}$ + 低 Ω ($\nu i_{13/2})^{-1}$ の異種 2 準粒子状態である。この場合低 Ω 準粒子の指標分裂は中高 Ω 準粒子のそれに比べて十分大きいので、 $\pi_{f\nu f}$ と $\pi_{u\nu f}$ を一つのバンドの f 系列と u 系列とみなすのが標準的な見方である。こういった系での指標逆転の発見は奇質量核での場合より早く、低 Ω 準粒子によって引き起こされる $\gamma > 0$ 変形によるものとして説明されてきた⁵⁾。すなわち低 Ω 準粒子は非軸対称変形を引き起こすためだけの存在 ("spectator") であり、エネルギー・スペクトルに直接の関与はしないと考えるのである。静的非軸対称変形に加えてガンマ振動と中高 Ω 準粒子 ("participant" または "odd-particle") との結合を考えることもでき、奇核の場合と全く平行である。低 Ω 準粒子と中高 Ω 準粒子や振動モードとの結合が弱ければこれによいが、一般には静的非軸対称変形を許した上で偶偶リファレンス状態の上の異種 2 準粒子 + ガンマ振動の系での相互作用を考えるべきであろう。そこで今回は準備段階として、陽子-中性子間相互作用によってクランキングモデルでの奇奇核の描像がどう修正されるかを、指標逆転現象を通して調べる。

a) 1991. 4. 1より福岡教育大学物理学教室

b) もちろん 3 つの準粒子と振動モードとの結合を陽に取り扱う立場も可能であるが、現実の計算においては模型空間が制限されるであろう。

具体的には、 $\gamma = 0$ または $\neq 0$ のクランキング模型によって構成した2準粒子状態の空間での(ストレッチしない) $Q \cdot Q$ 型の陽子-中性子間相互作用を計算した。模型空間は双方の高 j 殻をおおうように取り、相互作用の強さは自己無撞着値の2倍とした。この相互作用はこの空間で対角要素と非対角要素を持つ。以下の図ではクランキング模型の結果、相互作用の対角要素のみを考慮した結果、全要素を考慮して対角化した結果を示した。

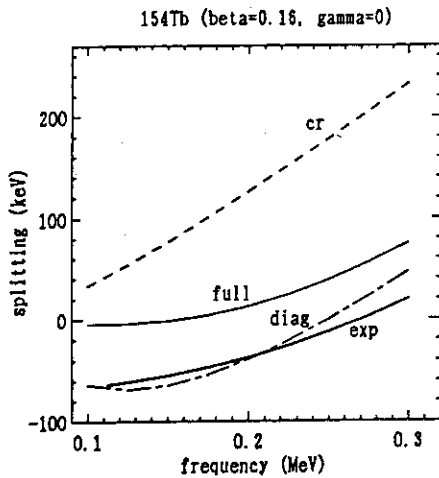


図1. ^{154}Tb での指標分裂の計算値と実験値を回転角速度の関数として示したもの。

図1は代表的な例として、系統的に強い指標逆転を示す $N = 89$ 同調体の中から ^{154}Tb を選んで、軸対称ポテンシャルを用いて計算した例である。軸対称なのでクランキングのみ (cr) では指標分裂は常に正である。次に $Q_0 \cdot Q_n$ 相互作用の対角要素を考慮する (diag) と、低スピンの約 100 keV 、高スピンの約 200 keV 指標分裂が減少して実験データでの逆転現象を良く再現する。しかし非対角要素まで考慮する (full) と、指標分裂は再び増加、すなわち、クランキングのみの結果に比べると依然改善されているが、対角要素が起こした指標逆転を弱めてしまう。

ここで実験データとの比較を離れて、対角、非対角要素各々の意味を考えてみる。対角要素は指標に依存したエネルギー・シフトを与える。これは静的非軸対称変形の1次の効果³⁾と定性的に同じで、低 Ω_n で指標逆転が起こることは解析的に理解できる。ただし指標分裂の変化量が静的非軸対称変形の場合には $Q_2^{(+)} = (Q_{+2} + Q_{-2}) / \sqrt{2}$ の期待値に比例していたが、今の場合は低 Ω 中性子の対角行列要素に比例する。一方、非対角要素まで考慮して対角化を行なうと配位混合が起こる。これが指標分裂を増加させることは、 f 状態の陽子の方が低 Ω 成分が大きいため、中性子との相互作用によってエネルギーを下げるような配位混合を起しやすくなる、と理解できる。

再び実験データとの関係に戻る。上述の計算例は、 $Q_0 \cdot Q_n$ 相互作用の効果は大きいがそれだけでは指標逆転の説明には不十分な場合があることを示している。当然次には $\gamma > 0$ の変形も入れた上で $Q_0 \cdot Q_n$ 相互作用を計算するというのが考えられる。実際、実験的情報がエネルギー・スペクトルだけならば、ポテンシャルの形状 (β, γ) を動かすことによってかなり大きな指標逆転を出すことが可能になる。しかし電磁遷移確率まで測られるようになると、 $B(E2: \Delta I = 2)$ の大きさは β に、 $B(M1)$ の指標依存性は γ に強い制限を与えることになる。これまで指標逆転の議論の主な舞台となっていた $A \sim 160$ 領域の奇奇核では電磁遷移確率の情報不十分だが、他の質量領域まで視野を広げるとそれらの情報が揃ったデータも出てきつつある。図2は $B(M1) / B(E2: \Delta I = 2)$ 比及び $B(E2: \Delta I = 2)$ が測られている⁶⁾ ^{124}Cs に対する計算結果である。

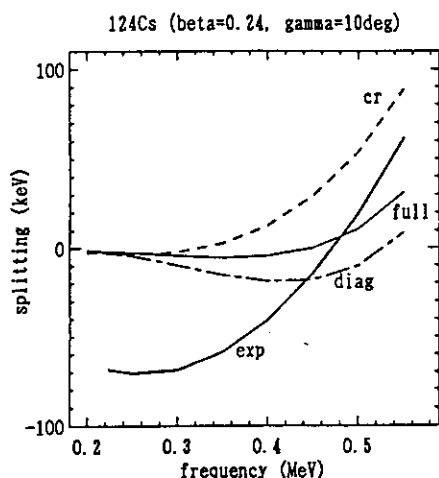


図 2. ^{124}Cs での指標分裂の計算値と実験値を回転角速度の関数として示したものの。

この核では陽子、中性子とも最終核子が $h_{11/2}$ 殻内にあるが、陽子の方が低 Ω 軌道にあるので "spectator" 的役割になる。電磁遷移確率から来る制限を考慮すると、今の枠組みでは低スピン領域での指標逆転は再現できない。エネルギーの指標分裂と $B(M1)$ の指標依存性は密接に関係していることが知られているが、 ^{124}Cs のデータでは、エネルギーは強い指標逆転を示すのに $B(M1)$ の指標依存性は正常で強い。このことが理論的説明を難しくしている。

いくつかの核に対する予備的な計算の結果を見ると、"participant" の Ω を Ω_0 として、 Ω_0/I が大きい領域ほどクランキング + $Q_0 \cdot Q_n$ 相互作用による計算値と実験値のずれが大きい。このことは、奇核での $B(E2: \Delta I = 1)$ や角運動量結合様式の研究の経験⁷⁾と照らし合わせると、ウォブリングの性質を内包した非軸対称回転核でのガンマ振動との結合が重要であることを示唆していると思われる。

まとめ：奇核での指標分裂を通して、回転核での陽子-中性子間相互作用によるクランキング模型への補正効果を調べた。 $Q_0 \cdot Q_n$ 相互作用が指標分裂を改善する効果は大きい、特に Ω_0/I が大きい領域のデータを説明するには不十分である。この結果は、陽子-中性子-ガンマ振動の結合効果を考える必要があることを示唆していると考えている。

文献

- 1) j が強く混合するナチュラル・パリティ軌道の場合については
M. Matsuzaki, Phys. Rev. C39 (1989), 691;
M. Oshima et al., *ibid.* C39 (1989), 645
- 2) 例えば C.-H. Yu et al., Nucl. Phys. A511 (1990), 157; 及びそこでの文献
- 3) M. Matsuzaki, Nucl. Phys. A504 (1989), 456
- 4) M. Matsuzaki, Y. R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 79 (1988), 836
- 5) R. Bengtsson et al., Nucl. Phys. A415 (1984), 189 --- この仕事が奇質量核の分析の手本になっている
- 6) T. Komatsubara et al., Z. Phys. A335 (1990), 113;
T. Komatsubara, UTTAC-57 (1990), 45
- 7) M. Matsuzaki, Proc. Intern. Conf. on High Spin Physics and Gamma-Soft Nuclei, Pittsburgh, USA, 1990, Ed. J. X. Saladin et al., (World Scientific, 1991), 365

6. IBFMによる奇核および奇奇核の記述

吉田 宣章, 佐川 弘幸, 大塚 孝治 (東京大学理学部)

1) 模型

相互作用するボゾン・フェルミオン模型 (Interacting Boson-Fermion Model, IBFM) では、相互作用するボゾンから成る偶偶核の芯に陽子と中性子を1個ずつ付けることにより奇奇核を扱うことができる。ハミルトニアンは、

$$H = H^B + H^\pi + H^\nu + V^{B\pi} + V^{B\nu} + V^{\pi\nu}$$

となる。ここで右辺各項は順に、ボゾンのハミルトニアン、陽子の単一粒子エネルギー、中性子の単一粒子エネルギー、ボゾン・陽子間相互作用、ボゾン・中性子間相互作用、陽子・中性子間相互作用である。今回の講演では、奇奇核に於ける指標逆転等の問題を、模式的計算及び、現実の奇奇核である ^{156}Tb に対する計算に於て扱った計算の途中結果を報告した。

2) 模式的計算

相互作用するボゾン模型 (IBM) のSU(3) 極限の基底状態バンドをとり、それに陽子と中性子を加えた模型で、手始めに、Hamamoto が粒子・回転子模型で提案したものと同様な原因による指標逆転¹⁾ がIBFMでも再現できるかどうか試みた。ボゾンと、陽子または中性子の間の相互作用は、通常 of 四重極四重極相互作用と交換相互作用の他、双極子双極子相互作用も加えて、コリオリ力を弱めた。交換相互作用を動かすことによってフェルミ・エネルギーを動かすことに相当する操作を行い、粒子・回転子模型と同様にIBFMでも指標逆転が再現できることが模式的計算で確かめられた。

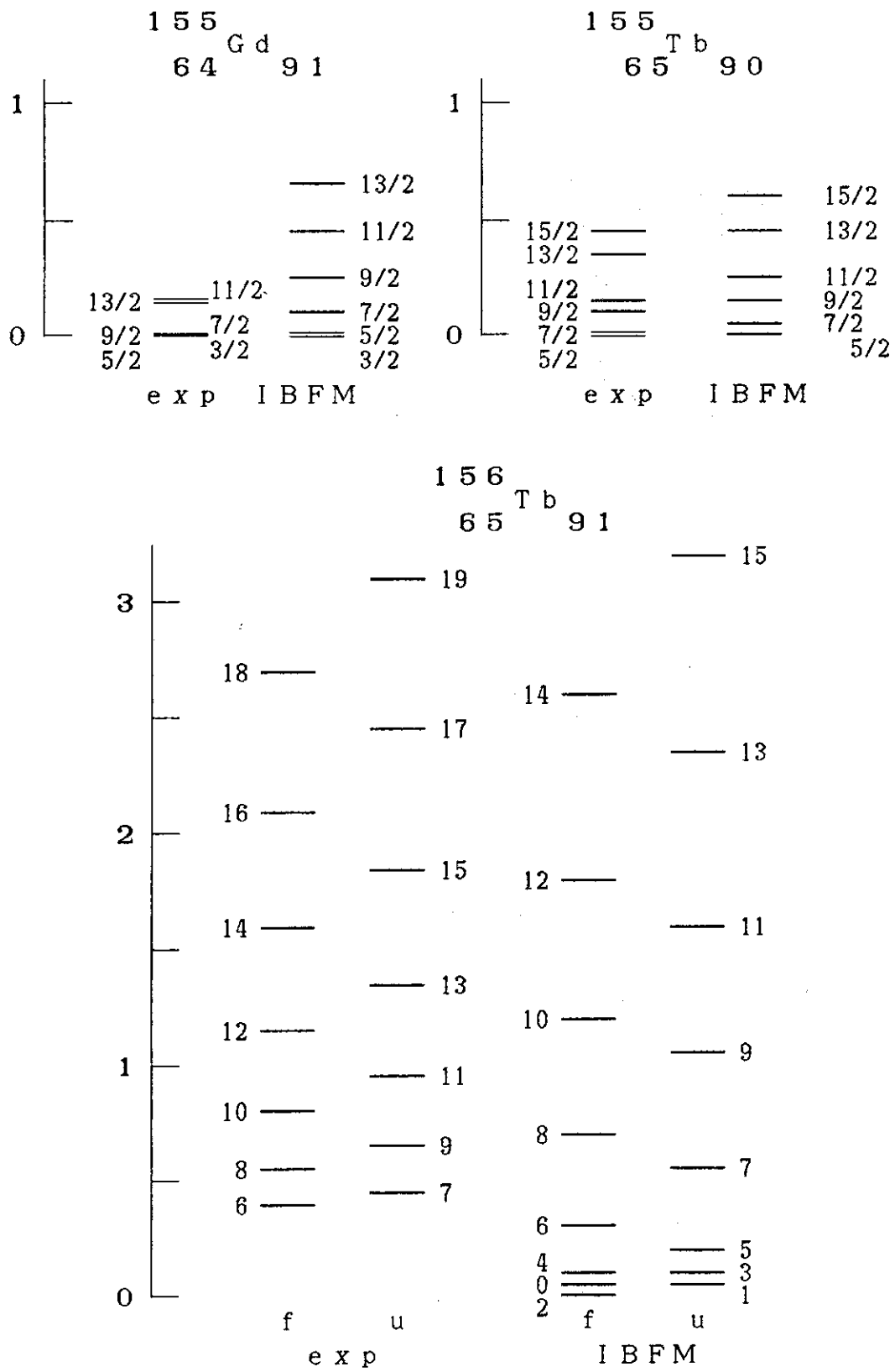
3) 現実の核への応用 (準備的計算)

奇奇核 $^{188}\text{Tb}_{91}$ の負のパリティのバンドを、 $^{184}\text{Gd}_{90}$ の芯に陽子と中性子を結合させた模型で扱った。芯は IBM2 の SU(3) 極限の基底状態バンドを用い、ハミルトニアンは ^{154}Gd の実験値から決めた。それに $h_{11/2}$ 軌道の陽子と $i_{13/2}$ 軌道の中性を加えた。ボゾン・陽子間相互作用とボゾン・中性子間相互作用は、それぞれに対応した奇核から決め、陽子・中性子相互作用としては Schiffer と True による現象論的相互作用²⁾ を採用してみた。

計算の途中結果は第1図のようになっている。実験³⁾ では角運動量が 1 1 以下の領域に於て、unfavored signature (u) の状態が favored signature (f) に対して相対的に下がっている指標逆転現象が見られるが、今回の計算では起こらなかった。しかし今後、相互作用の細かい調節、四重極演算子へのパウリ効果の反映、コリオリ力の調節、ベータ・ガンマバンドの影響などを取り入れた計算を行うことにより、改良できることが期待される。

参考文献

- 1) I. Hamamoto, Phys. Lett. B235 (1990) 221.
- 2) J. P. Schiffer and W. W. True, Rev. Mod. Phys. 48 (1986) 210.
- 3) R. Bengtsson, J. A. Pinston, D. Barneoud, E. Monnard and F. Schussler, Nucl. Phys. A349 (1982) 158.



第1図. ^{155}Gd 、 ^{155}Tb 、 ^{156}Tb の励起エネルギー (MeV)

7. 高励起・高スピン状態での巨大共鳴

東工大・理 古高 和禎

abstract: 入射エネルギー150、180、210MeVの $^{100}\text{Mo}+^{32}\text{S}$ 反応から放出されるGDR γ 線スペクトルを γ 線多重度の関数として測定した。各々の多重度に対して得られたスペクトルに対し、Single Lorentzianでのフィットによる予備的な解析を行なってGDRパラメータの励起エネルギー及び角運動量依存性を調べた。その結果GDRの見かけの巾は角運動量の増大によってあまり変化しないことが分かった。

1 はじめに

加速器の発達に伴って、高温高励起原子核の性質がそれから放出される荷電粒子や中性子のエネルギースペクトル及びその多重度や巨大共鳴 γ 線スペクトルなどの測定により活発に調べられてきている。励起エネルギーが増大すると、低励起の原子核の性質を支配している殻効果が消失し、原子核は古典的な液滴模型のような振舞いをすると予想されている¹⁾。このような状態においては、核のスピンが増大するとともにoblate変形の度合が増してゆくと想像され²⁾、ハイスピンにおいては”殻効果によらない”超変形が観測される可能性があり非常に興味深い。このような回転する熱い原子核の性質に関する研究は実験的には、重イオン核反応により生成された複合核から放出されるGDR γ 線のスペクトルを測定することによって行なわれてきている³⁾。

しかし、原子核の励起エネルギーが増大するとともにGDRの巾も急激に増大してゆくことがこれまでの実験の結果分かってきており、そのため例えば回転する熱い原子核の変形をGDR γ 線スペクトルから一義的に決定することは困難になっている⁴⁾。GDRの巾が励起エネルギーに伴って増大するのは自由エネルギー面が浅くなる結果、角運動量によって引き起こされた様々な変形が重ねあわされたため、すなわち角運動量の効果によるものと考えられている⁵⁾。例えば、コペンハーゲンのグループは質量数 ~ 110 付近の励起核のGDRの系統的な研究から、共鳴巾は励起エネルギーと共にあるエネルギーまでは増加するが、 $E_x \sim 150\text{MeV}$ 以上では巾は増加していないと報告し、このエネルギー領域では共鳴巾の増大をもたらす主な原因は角運動量による効果であると結論付けている⁶⁾。(図1)

だがこれまでに励起エネルギー及び角運動量の効果を分離してGDR γ 線を測定した例は殆ど無い。我々は高励起状態のGDRの励起エネルギー及び角運動量依存性を調べるため、質量数 ~ 130 励起エネルギー $80\sim 120\text{MeV}$ の原子核から放出されるGDR γ 線を γ 線多重度の関数として測定する実験を行なった。本研究会においては、得られた各多重度に対するスペクトルに対してSingle Lorentzianを用いたフィットによる予備的な解析の結果を報告した。

2 実験

実験は日本原子力研究所タンデム加速器施設において行なった。入射エネルギー150,180,210MeVの $^{100}\text{Mo}+^{32}\text{S}$ 反応（複合核 ^{132}Ce の励起エネルギーでそれぞれ80,103,125MeV）から放出されるGDR高エネルギー γ 線をビーム軸に対して 90° の方向にターゲットから20cmの位置においたBaF₂検出器で測定するとともに、それに伴う γ 線多重度を25(38)本のBaF₂検出器で測定して角運動量の情報を得た。中性子による事象は飛行時間法とBaF₂の波形弁別により除去した。宇宙線事象はBaF₂検出器を囲んだプラスチック・シンチレータのveto信号により除去した。 γ 線多重度測定系の効率約50%であった。図2に示したのは、実際の検出器の配置に対してモンテカルロシミュレーションにより得られた”放出された γ 線の数 M_γ ”と”鳴った検出器の数 N_γ ”の関係である。これより $N_\gamma=9\&10$ が角運動量 $I\sim 30$ に、 $N_\gamma=15\&16$ が $I\sim 60$ に対応することが分かる。各々の N_γ の値にゲートをかけて得られたスペクトルの例を図3に示す。

3 Single Lorentzianを用いたフィット

実験の結果得られたスペクトルからGDRパラメータを決定するためには、統計モデルに基づく計算にGDR強度関数を組み込んで各崩壊ステップ毎に γ 線スペクトルを計算して行き、最終的に得られるスペクトルを実験スペクトルと比較しなくてはならない。ここでは励起エネルギー及び角運動量の変化に対するGDRパラメータの変化の大まかな傾向を見るために、次式を用いて共鳴エネルギー E_G 及び見かけの巾 Γ を引き出した。

$$Y(E_\gamma) = A_1 e^{-E_\gamma/T_1} + A_2 e^{-E_\gamma/T_2} \frac{E_\gamma^4 \Gamma}{(E_\gamma^2 - E_G^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma^2}$$

T_1 の値は各々のスペクトルにおける $E_\gamma < 7\text{MeV}$ のデータから決定した。 T_2 の値に対しては2.1~2.7MeVのいくつかを用いてみた。図3の実線は $T_2=2.3\text{MeV}$ でのフィットの結果である。図4及び図5は各々 $\langle I \rangle$ 一定の下での E_x の増大によるGDRスペクトルの変化、及び E_x 一定の下での $\langle I \rangle$ の増大によるGDRスペクトルの変化の様子を（準位密度の効果を大まかに打ち消すためにスペクトルに $\exp(E_\gamma/T)$ という因子を掛けて）示したものである。これらの図から、 $\langle I \rangle$ 一定の下で E_x を増大させるとGDRの巾が増大していくこと、及び E_x 一定の下での $\langle I \rangle$ を増大させてもGDRの巾はあまり変化しないことが分かった。

4 まとめ

我々は入射エネルギー150、180、210MeVの $^{100}\text{Mo}+^{32}\text{S}$ 反応からのGDR γ 線を γ 線多重度の関数として測定した。実験の結果得られたスペクトルに対してSingle Lorentzianを用いた簡便なフィットを行ない、励起エネルギー及び角運動量それぞれの増大に対するGDRのみかけの巾の変化を調べた。その結果、見かけ

の巾は励起エネルギーの増大に伴って大きく増大してゆくが、角運動量の増大によってあまり変化しないことが分かった。統計モデルに基づく計算との比較による詳細な解析は現在進行中である。

この研究は著者の他東工大の村上健、笠木治郎太、矢嶋亨、小林史歩、原研の大島真澄、九大の新谷俊二、広大の富永秀樹の諸氏の協力により行なわれた。

- 文献: 1) Y.Alhassid *et al*; Nucl. Phys. A469(1987)205
 2) S.Cohen *et al*; Ann. Phys. (N.Y.)82,557(1974)
 3) J.H.Gundlach *et al*; Phys. Rev. Lett. 65 (1990)2523
 4) D.R.Chakrabarty *et al*; Phys.Rev.C37(1988)1437
 5) M.Gallard *et al*; Nucl. Phys. A443(1985)415
 6) A.Bracco *et al*; Phys. Rev. Lett. 62(1989)2080

図の説明

図1: A~110領域で得られた共鳴巾の励起エネルギー依存性(下図)。上図は融合核に持ち込まれた最高スピンの推定値(文献6.より転載)

図2: モンテカルロシミュレーションにより得られた”放出された γ 線の数 M_γ ”と”鳴った検出器の数 N_γ ”の関係

図3: 入射エネルギー150MeVでの各 N_γ のスペクトル。実線はそれに対するベストフィット。

図4: 入射エネルギー150MeV $N_\gamma=11,12$ のスペクトル(点)とそのベストフィット(実線)を入射エネルギー180MeV $N_\gamma=11,12$ のベストフィット(点線)と比較したもの(全て指数因子を掛けてある。)励起エネルギーの増大に伴って共鳴巾が増していることが分かる。

図5: 入射エネルギー150MeV $N_\gamma=15,16$ のスペクトル(点)とそのベストフィット(点線)を同じ入射エネルギーの $N_\gamma=9,10$ のベストフィット(実線)と比較したもの(全て指数因子を掛けてある。)角運動量の増大によっては共鳴巾はあまり変化していない。

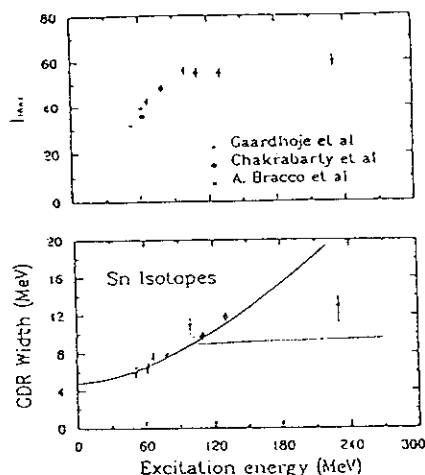


図1

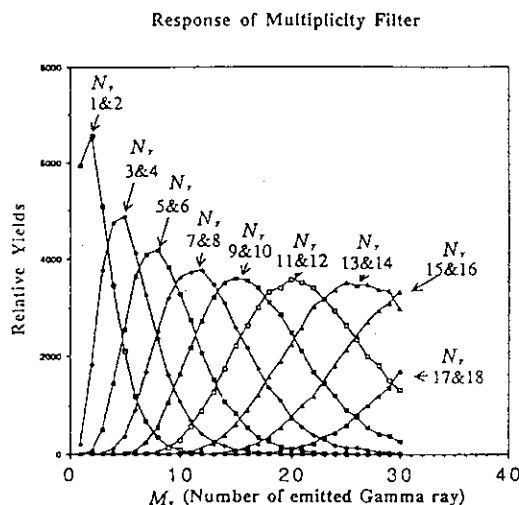


図2

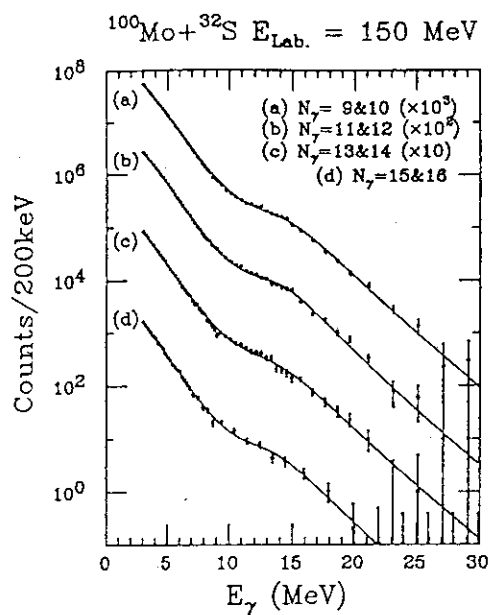


図3

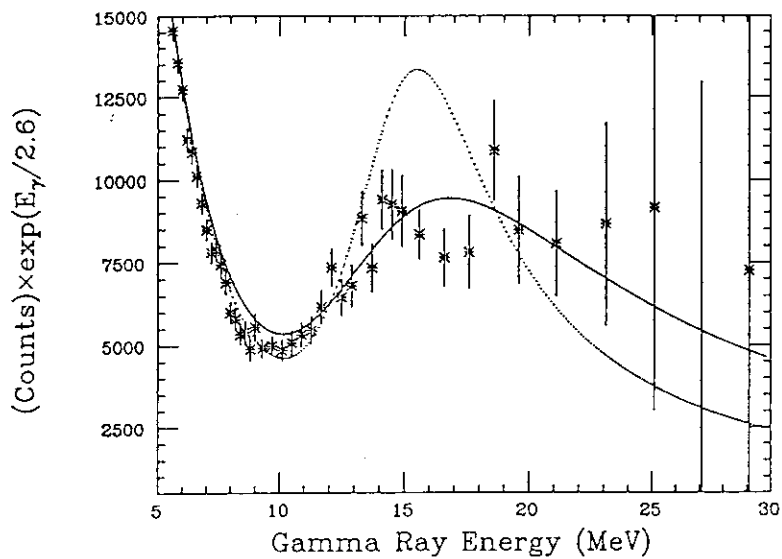


図4

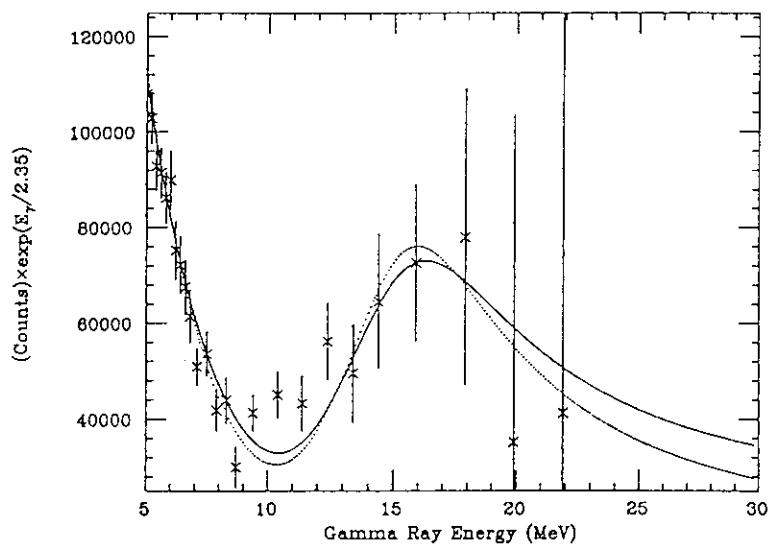


図5

8. ^{100}Sn 近傍の殻構造

小川 建吾 (関東学院大学・工)

1. はじめに

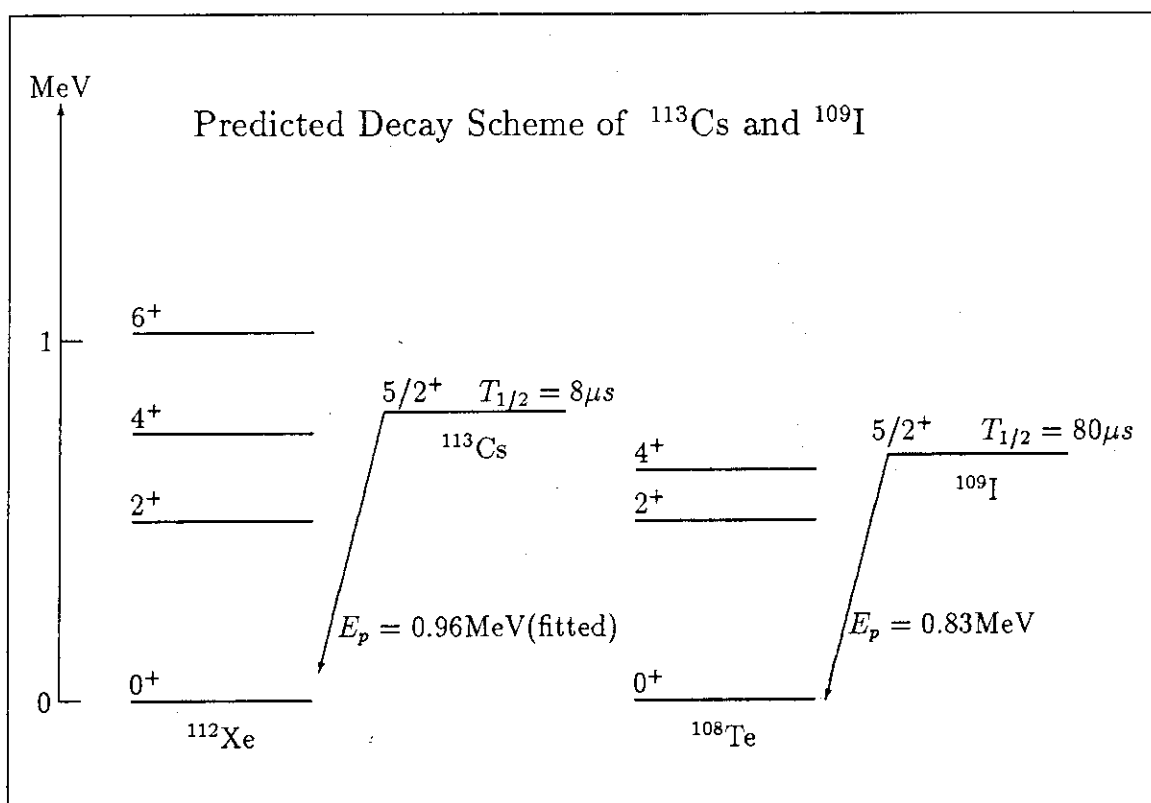
$Z = N = 50$ の ^{100}Sn は粒子放出に対して安定で、しかも2重閉殻核であろうと理論上予想されている。実験的には未発見ではあるが、最近この領域の陽子過剰核の研究はめざましく、現在のところ生成された最も軽い Sn アイソトープは ^{103}Sn で、GSI でその β 崩壊を観測している。日本でも原子力研究所・タンデムで ^{106}Sn 近傍核の実験が行われ、核構造の詳細が明らかにされつつある。以下ではこの領域の原子核が示す種々の特徴について報告する。

2. $Z, N \geq 50$ 領域における陽子放出核

proton drip line を超えた原子核が生成されれば当然放出される陽子が観測される筈である。このような陽子放出核 (proton radioactivity) は現在まで数個発見されている。そのうち2つがこの領域の ^{113}Cs と ^{109}I である。これらの核に関して実験的に測定された量は、放出陽子のエネルギー E_p および崩壊 $T_{1/2}$ の寿命である。

Nuclide	E_p (keV)	$T_{1/2}$ (μs)
^{113}Cs	958 ± 4	33 ± 7
^{109}I	811 ± 5	109 ± 17

このデータのみを手がかりに、この領域の殻構造を知ることができる。簡単な $(1d_{5/2}, 0g_{7/2})^n$ 殻模型での結果を以下に示した。この際1粒子エネルギーは $\Delta\epsilon(0g_{7/2} - 1d_{5/2}) \sim 0.5 \text{ MeV}$ とし、2体有効相互作用としては Schiffer-True 力を用いている。



図に示したように、原子核の半減期は実験値に較べやや短めではあるが、ほぼ再現したといえよう。これにより放出陽子は d 軌道上にいたと結論することが出来る。

さらに計算上は ^{105}Sb も $E_p = 0.86\text{ MeV}$ で $T_{1/2} = 5\mu\text{s}$ の陽子放出を行い ^{104}Sn に崩壊することが予想される。しかしながら実験的には確認されておらず、新たな問題を投げかけている。

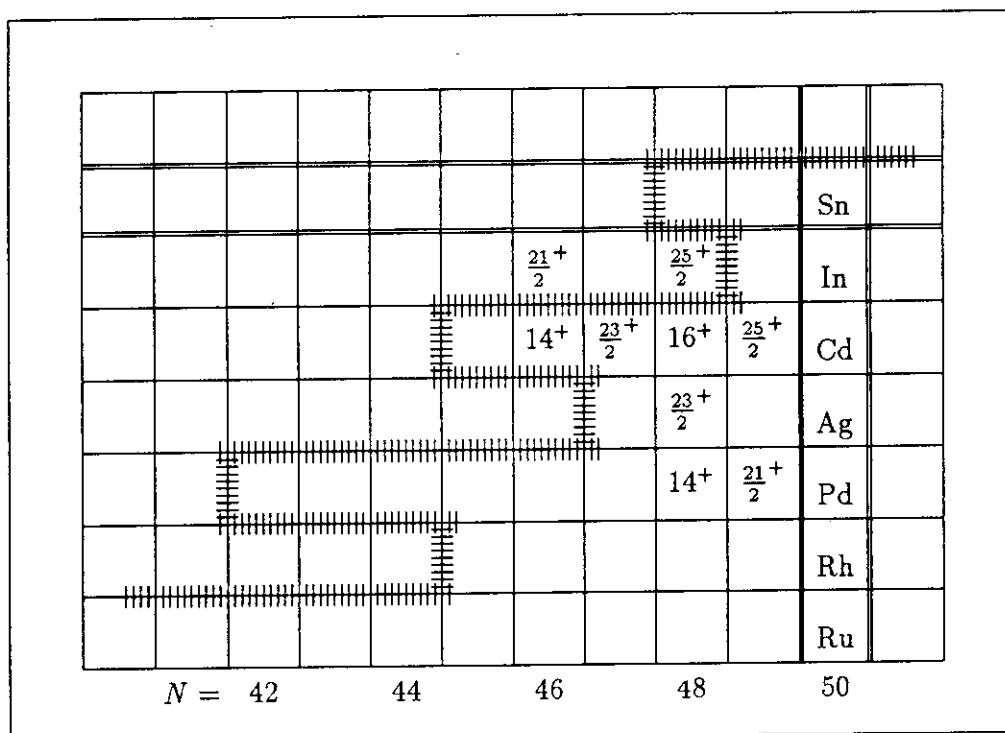
以上のようにこの領域には proton drip line が走っており、粒子放出に関係した現象を探るには好都合である。

2. $Z \leq 50 \leq N$ 領域の β 崩壊

現在 GSI グループによって集中的に調べられているのがこの領域である。ここでは原子核は β^+ 崩壊を起こすため、 $(0g_{9/2})_p \rightarrow (0g_{7/2})_n$ の Gamow-Teller 遷移の研究が quenching の問題との関連で興味を中心となる。最近行われた $^{102}\text{Cd} \rightarrow ^{102}\text{In}$ や $^{100}\text{Cd} \rightarrow ^{100}\text{In}$ のデータを信頼ある波動関数を用いた解析が待たれている。

3. $Z, N \leq 50$ 領域の励起状態

この領域の核では陽子、中性子とも $0g_{9/2}$ を占めるため、高スピン・アイソマーの存在が予想される。これは2体の陽子-中性子相互作用によりストレッチ状態 $J=7^+$ がエネルギー的に低くでることに起因し、多粒子系でも高スピン状態の中に励起エネルギーの小さなものが得られる。このような状態は γ 遷移で崩壊する適当な状態がないことから、 β decaying isomer となる。殻模型計算で予想されるこのような高スピンアイソマーを次の図に示した。



このうちいくつかのアイソマーの励起エネルギーは particle threshold 以上になるが、centrifugal barrier の影響で penetration probability が小さくなるため、やはり β decaying isomer になると予想される。さらに ^{97}In や ^{95}In のように drip line を超えた核においても観測可能なアイソマーが存在し得ると予想される。

9. レーザーによる不安定核の研究

京都大学 下村 浩一郎

(原稿未提出)

10. アクチナイド領域におけるOctpole変形

原研 杉田 道昭

(原稿未提出)

11. CARPの光学的開発とsd殻陽子過剰核の核分光への応用

京都大学 羽鳥 聡

(原稿未提出)

12. 理研不安定核ビーム実験

理化学研究所/東京大学 石原 正泰

(原稿未提出)

9. レーザーによる不安定核の研究

京都大学 下村 浩一郎

(原稿未提出)

10. アクチナイド領域におけるOctpole変形

原研 杉田 道昭

(原稿未提出)

11. CARPの光学的開発とsd殻陽子過剰核の核分光への応用

京都大学 羽鳥 聡

(原稿未提出)

12. 理研不安定核ビーム実験

理化学研究所/東京大学 石原 正泰

(原稿未提出)

9. レーザーによる不安定核の研究

京都大学 下村 浩一郎

(原稿未提出)

10. アクチナイド領域におけるOctpole変形

原研 杉田 道昭

(原稿未提出)

11. CARPの光学的開発とsd殻陽子過剰核の核分光への応用

京都大学 羽鳥 聡

(原稿未提出)

12. 理研不安定核ビーム実験

理化学研究所/東京大学 石原 正泰

(原稿未提出)

9. レーザーによる不安定核の研究

京都大学 下村 浩一郎

(原稿未提出)

10. アクチナイド領域におけるOctpole変形

原研 杉田 道昭

(原稿未提出)

11. CARPの光学的開発とsd殻陽子過剰核の核分光への応用

京都大学 羽鳥 聡

(原稿未提出)

12. 理研不安定核ビーム実験

理化学研究所/東京大学 石原 正泰

(原稿未提出)

13. 理研RIPSを用いた不安定核ビーム実験

理化学研究所 久保 敏幸

理研リングサイクロトロン施設の不安定核ビームラインRIPS、及びそれを用いた不安定核ビーム実験について紹介した。理研RIPSの特長は、向上したビーム強度、並びにスピン偏極した不安定核ビームの供給である。この特長を利用して、1990年の1月以来、既に10テーマ近くの実験が行なわれている。

§ 1 不安定核ビームラインRIPSの概要

RIPS^{1,2)}は、入射核破碎反応によって生成された不安定核を効率良く収集分離し、純度の高い二次ビームとして供給することを目的とする不安定核ビームラインである。RIPSの名称は、Riken Projectile-fragment Separatorの略称である。

RIPSの概略図を図1に、基本仕様を表1に示す。図1に示すように、RIPSのビームラインは、2個の二重極電磁石(D1, D2)、12個の四重極電磁石(Q1-Q12)、4個の六重極電磁石(SX1-SX4)から構成され、全体としてアクロマチックビームラインを形成するようイオン光学の設計がなされている。ビームライン中にはF1, F2, F3の三つの焦点があり、運動量に関してF1はdispersive、F2とF3はachromaticな焦点である。生成用ターゲットから0度方向に放出された不安定核ビームは、電磁石の収束分析作用を受けながら輸送され、F3に設置される実験装置に供給される。

RIPSのアイソトープ分離は、magnetic rigidity に関する分析作用とエネルギー減衰の組み合わせによって行われる。不安定核ビームは一次ビームとほぼ同一の速度を持って生成されるという反応機構の性質から、F1焦点までの分析作用によりアイソトープのA/Zに基づく分離が達成される。この分離はA/Zの縮退並びに不安定核の運動量の広がりによって必ずしも充分ではない。分離を更に向上させるため、中間焦点F1にエネルギー減衰用フォイル(energy degrader)を設置する。エネルギー減衰率がアイソトープの $A^{2.5}/Z^{1.5}$ に依存して異なるため、F1焦点以降の分析作用によって $A^{2.5}/Z^{1.5}$ に基づく分離が達成される。以上二段階の独立した分離法によって、純度の高い不安定核ビームがF2焦点において得られる。energy degraderとしては、F2焦点のachromatic条件を保持するような勾配を持ったくさび型のもの(achromatic energy degrader)が用いられる。

現在までのところ、 ^{40}Ar 以下の重イオンビームを用いた不安定核ビームの生成が主に行われている。不安定核ビームのエネルギーは、核子当たり約100MeV以下の中間エネルギー領域である。

§ 2 RIPSの特長

入射核破碎反応を用いた不安定核ビームラインは、既に1980年代から米国LBL研のBevalac施設並びに仏国GANIL研において稼働しており、安定線から離れた不安定核に関する先駆的研究がなされている。従って、1990年1月から稼働を始めたRIPSは、第二世代の不安定核ビームラインとすることができる。RIPSの基本設計で

はこのことを考慮し、不安定核ビームの性能を向上する努力をはらった。

第1に、不安定核ビームの強度を向上させるため、大きなアクセプタンス並びに大きな magnetic rigidity を持つようにした。表1参照。中間エネルギー入射核破碎反応の場合 kinematic focusing が必ずしも充分でないため、大きなアクセプタンスはビームの強度を向上させる上で効果的である。大きな magnetic rigidity は、一次ビームに比べ大きな magnetic rigidity を持つ中性子過剰核を効率良く生成する上で極めて有効である。RIPSの場合、ドリップライン近傍の中性子過剰核に対しても、加速器の供給する最大エネルギーの使用が可能である。これは、より厚いターゲットの使用及びより強い kinematic focusingの利用を意味し、中性子過剰核ビームの強度を向上させる。

第2に、スピン偏極した不安定核ビームの供給を可能とした。これは入射核破碎反応の反応過程を利用する方法で、そのためにビームスウィンガーを生成用ターゲットの前に設置した。図1参照。これにより0度以外での収集が可能となり、不安定核ビームのスピン偏極が期待できる。

第3に、不安定核ビームの純度を高めるべく収差を補正する機能を付けた。そのために、4台の六重極電磁石が設置されている。図1参照。RIPSが大きなアクセプタンスを持つため、この機能は純度を高める上で重要である。

§ 3 RIPSの性能

RIPSの供給しうるビーム強度を、軽い中性子過剰核について表2に示す。使用した一次ビームは 100 MeV/u の ^{18}O 又は 112 MeV/u の ^{15}N 、生成用ターゲットは 1.1 g/cm² のBe、一次ビームの強度は約 100 pA (6.2×10^{11} 個/sec)である。表2で注目されるのは、 10^4 個/sec以上にも達するドリップライン中性子過剰核 ^8He , ^{11}Li , ^{14}Be のビーム強度である。これはRIPSの第1の特長によるものであるが、既存の類似装置の水準(例えば³⁾ GANIL LISEにおける170個/secの ^{11}Li)に比べ、2桁以上の向上に対応する。この性能を基に、本格的二次反応実験による不安定核の研究が期待されている。

入射核破碎反応の反応過程を用いるスピン偏極した不安定核ビームの生成は、旭氏らによる実験によって、その有効性が最初に示された⁴⁾。RIPSを用い、更に、入射エネルギー依存性、ターゲット核依存性、放出角度依存性が調べられ、この現象が中間エネルギーにおいて一般性を持つことが示されている。得られた偏極度は大きく、5%から20%に達する。この特長を用いて、広範な領域の不安定核に対する核モーメントの測定並びに物性物理の応用などが期待される。

六重極電磁石による収差補正の効果については、ビームスポットのテール部分の広がり補正され、不安定核ビームの純度の改善が確認されている。現在達成されているアイソトープ分離の分解能 $A/\Delta A$ は、FWHMで約 100である。FW1/10Mでは、約 50である。

§ 4 RIPSを用いた不安定核ビーム実験

RIPSの上記特長を利用して、1990年1月からの約1年間において、既に10テ

一マ近くの実験が行われてきている。それらは、主に次の三つに分類することができる。

1) 中性子過剰核の構造に関する研究。

相互作用断面積の測定による、 ^{11}Li , ^{14}Be などの中性子ハロー核の密度分布の決定、電磁破碎反応の断面積測定による、同中性子ハロー核のソフトE1モードの研究。

2) 天体核物理に関する研究。

天体核物理における Key Reaction の反応率の測定。例えば、 $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$ 反応を、逆反応の ^{14}O の電磁破碎反応から調べる。

3) スピン偏極した不安定核ビームを用いた研究。

NMR法を用いた ^{14}B , ^{15}B , ^{11}Be , ^{13}O 等の磁気モーメントの測定。これらの実験の物理的意義については、本研究会において、石原氏による報告がなされている。

§ 5 今後の発展計画

発展計画として、二次反応実験による中性子過剰核の励起状態の研究が計画されている。これは、中性子過剰核を二次反応によって励起し、その励起状態から放出される荷電粒子と中性子間の粒子相関測定を行う実験である。励起状態の情報は、invariant mass 法によって求められる。現在、この計画のためのスペクトロメータの建設が進行中である。このセットアップは、C型分析電磁石、荷電粒子検出用のdrift chamber系、中性子検出用のplastic scintillator hodoscopeから構成されている。最初の実験としては、中性子ハロー核に存在が期待されているソフトE1モードの直接観測が計画されている。

もう一つの計画は、低エネルギーの不安定核ビームを効率良く供給する試みである。これは主に、融合反応や天体核物理に関連する反応への適用を目的としている。核子当たり数 MeV までの減速が必要であるが、これはエミッタンスを悪化させ、結果としてビーム強度の損失を招いてしまう。この状況を改善するため、ガス充填型同位体分離器の原理⁵⁾を導入し、RIPSの終段部(F2からF3の部分)に数 torrのHeガスを充填する計画が進行中である。

文献

- 1) T. Kubo et al., Proc. 1st Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, ed. by W. D. Myers, J. M. Nitschke and E. B. Norman, World Scientific, Singapore, p. 563 (1989).
- 2) T. Kubo and M. Ishihara, Proc. 2nd IN2P3-RIKEN Symp. on Heavy-ion Collisions, ed. by B. Heusch and M. Ishihara, World Scientific, Singapore, p. 40 (1990).
- 3) R. Anne et al., Phys. Lett. B250 (1990) 19.
- 4) K. Asahi et al., Phys. Lett. B251 (1990) 488.
- 5) 例えば、H. Miyatake et al., Nucl. Instr. and Meth. B26 (1987) 309.

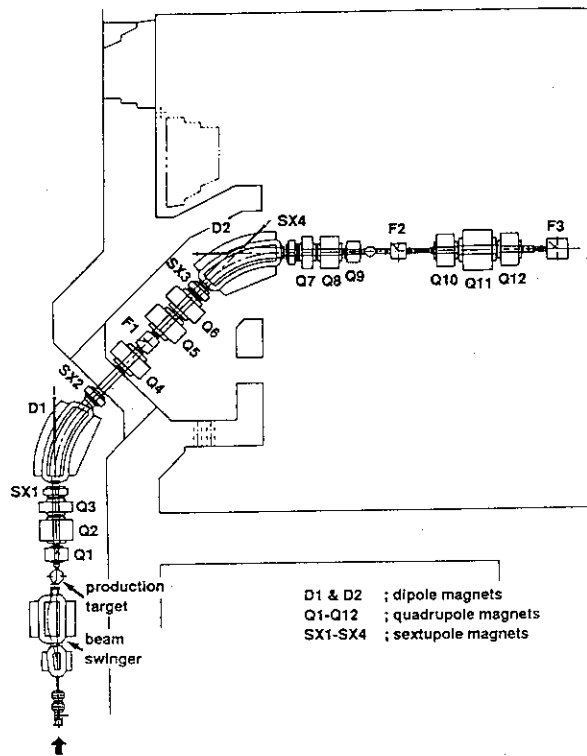
表 1. RIPSの基本仕様.

Configuration	Q-Q-Q-SX-D-SX-Q (first stage) Q-Q-SX-D-SX-Q-Q-Q (second stage) Q-Q-Q (third stage)
Angular acceptance	80 mr, circle
Solid angle	5 msr
Momentum acceptance	6 %, for full angular acceptance
Max. magnetic rigidity	5.76 Tm, 65% larger than that of the cyclotron
Focuses	F1, dispersive, 2.4cm/%, end of first stage F2, double achromatic, end of second stage F3, double achromatic, end of third stage
Flight path length from production target	10.4 m to F1, 21.3 m to F2, 27.5m to F3
Isotopic separation	A/Z and energy loss
Goal of mass resolution (F2)	$A/\Delta A > 100$, for achromatic energy degrader
Beam swinger	max. 15 degrees

表 2. 軽い中性子
過剰核ビームの強度.

fragments	I/I ₀	I [pps]
¹⁶ C	2x10 ⁻⁵	1x10 ⁷
¹³ B*	7x10 ⁻⁶	4x10 ⁶
¹⁴ B	2x10 ⁻⁶	1x10 ⁶
¹⁵ B	8x10 ⁻⁷	5x10 ⁵
¹¹ Be*	5x10 ⁻⁶	3x10 ⁶
¹² Be	2x10 ⁻⁶	1x10 ⁶
¹⁴ Be	1x10 ⁻⁸	6x10 ³
⁹ Li*	6x10 ⁻⁶	4x10 ⁶
¹¹ Li	6x10 ⁻⁸	4x10 ⁴
⁸ He	6x10 ⁻⁷	4x10 ⁵

図 1. RIPSの概略



$I_0 = 6.2 \times 10^{11}$ pps (100 pA).

反応: $100\text{MeV/u } ^{18}\text{O} + \text{Be}(1.1\text{g/cm}^2)$, $*112\text{MeV/u } ^{15}\text{N} + \text{Be}(1.1\text{g/cm}^2)$.

14. Explosive Nucleosynthesis in the Universe

S. Kubono

Institute for Nuclear Study, University of Tokyo,

Abstract: Recent development of experimental studies of some explosive nucleosynthesis processes in the universe is discussed, which include the rapid-proton process and the primordial nucleosynthesis.

Nucleosynthesis plays a crucial role in the stellar evolutions and also in the formation process of the early universe just after the big bang. Figure 1 displays several nuclear reaction processes which take place in stellar sites, and some of them in the primordial site as well. At low temperatures, the possible processes undergo for a long duration, but the ones at high temperatures go very rapidly. The density is of course a crucial parameter here. In high temperature

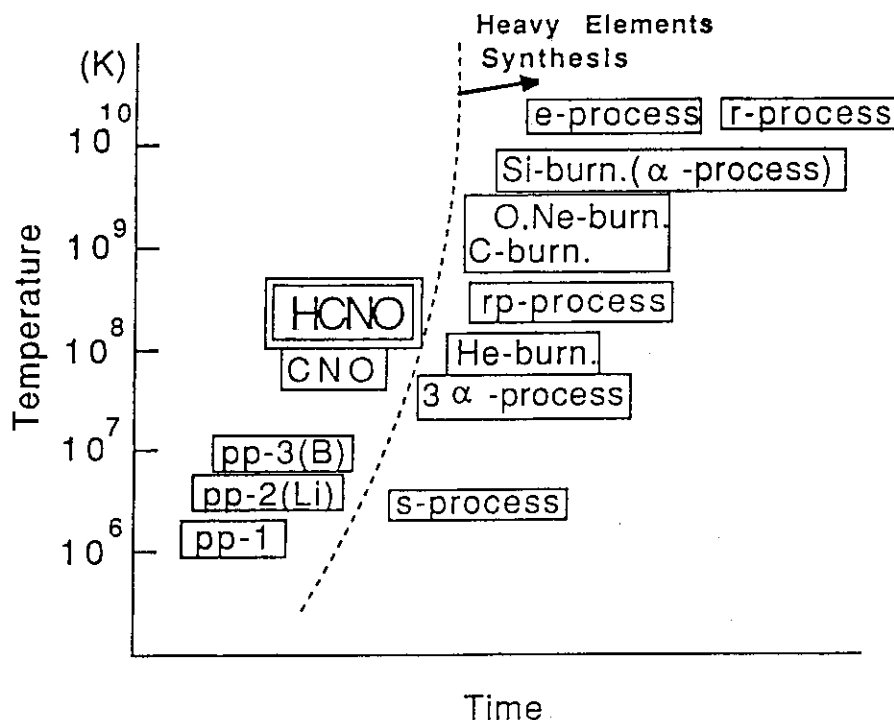


Fig. 1 Nuclear reaction processes in the stars. Density is also a crucial parameter to be considered here.

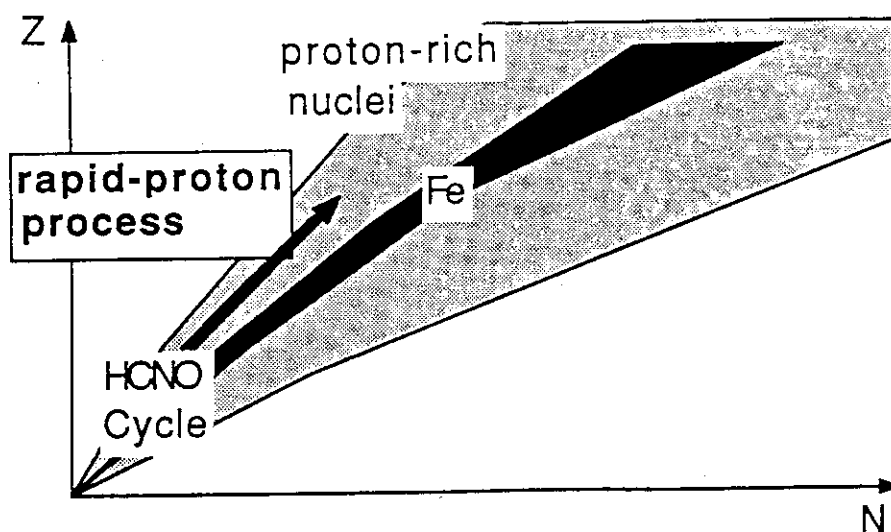


Fig. 2 Nucleosynthesis in the rapid-proton process.

burning stages nucleosynthesis often includes unstable nuclei. Here, nucleosynthesis process is always a competition of beta decay and the reactions such as radiative capture processes in unstable mass region on the nuclear chart (N-Z plane), and the rate of reaction processes in high-density high-temperature sites usually exceed the beta decay rate.

The rapid proton (rp) process¹⁾, which will take place in high temperature, hydrogen rich sites, is expected to involve many proton-rich unstable nuclei, as shown schematically in Fig. 2. However, the nuclear structures are often little known of these nuclei. Actually, the proton drip line (the limit to hold protons bound in the ground state) in the sd-shell ($Z = 8 - 20$) region has been experimentally clarified very recently. Under these circumstances it should be worthwhile to check experimentally the key nuclear reactions for nucleosynthesis scenarios in nuclear astrophysics. Some scenarios are still based on rather fragile bases in a sense of nuclear physics.

Recently, considerable efforts have been made for investigating experimentally the breakout process from the hot-CNO cycle,¹⁻³⁾ which leads to the onset of the rp-process. The main sequence of the breakout process is said to be $^{15}\text{O}(\alpha, \gamma)^{19}\text{Ne}(p, \gamma)^{20}\text{Na}$.^{1,2)} For this problem we have investigated the nuclear reactions of the onset process, i.e., $^{19}\text{Ne}(p, \gamma)^{20}\text{Na}$ and $^{20}\text{Na}(p, \gamma)^{21}\text{Mg}$ by using indirect method. The nuclear structure of ^{20}Na was studied through the direct charge-exchange reactions ($^3\text{He}, t$) and (p,n) on ^{20}Ne , and many new levels (with excitation energies and the spin-parities) were identified, including the 2.637 MeV 1^+ state which could be an s-wave resonance just above the proton threshold. This new state was found to produce at least two orders of magnitude larger reaction rate at the

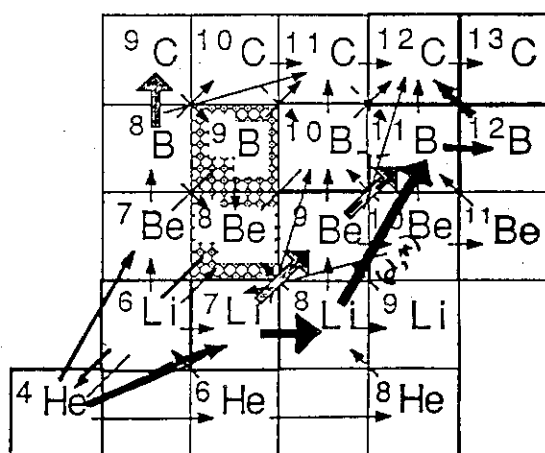


Fig. 3 Nucleosynthesis flow-diagram predicted by inhomogeneous big bang models.³⁾

temperature region of interest. Consequently, the ignition temperature of this process is found to be lowered roughly a factor of two. The next process $^{20}\text{Na}(p,\gamma)^{21}\text{Mg}$ was also examined by using the reaction $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^6\text{He})^{21}\text{Mg}$. Here, the nuclear structure of ^{21}Mg was completely unknown near and above the proton threshold in ^{21}Mg . Large level shifts were observed in the levels in that energy region. The s-wave resonant state assumed in the previous theoretical estimates was found to be a bound state here, giving almost no effect to the reaction rate for the nucleosynthesis. In total, the thermal reaction rate in the temperature region of $T_9 = 0.1 - 1.0$ was found to be a few orders of magnitude overestimated in the previous predictions. The detailed discussion will be found in refs. 4 - 6).

Another high temperature nucleosynthesis which has been investigated extensively is the primordial nucleosynthesis which would have occurred just after the big bang in the early universe. Figure 3 displays a nucleosynthesis-flow diagram predicted by inhomogeneous big bang models,⁷⁾ which predicts finite metallicity. This is in contrast with the fact that the standard big bang model (homogeneous model) predicts almost nothing for heavy element production. One can study these models by checking experimentally each reaction process which would be involved in the models.

In the inhomogeneous big bang models,⁷⁾ the postulated dominant flow path, which bypasses the $A = 8$ gap, is $^4\text{He}(t,\gamma)^7\text{Li}(n,\gamma)^8\text{Li}(\alpha,n)^{11}\text{B}(n,\gamma)^{12}\text{B}(\beta^-)^{12}\text{C}$. In this reaction sequence, the $^8\text{Li}(\alpha,n)^{11}\text{B}$ process was studied recently for the first time by using the inverse reaction $^{11}\text{B}(n,\alpha)^8\text{Li}$.⁸⁾ Several resonances were observed. We have studied the properties of the nuclear levels in that energy region in ^{12}B by using the direct $^9\text{Be}(\alpha,p)$ reaction. A 64-MeV α beam

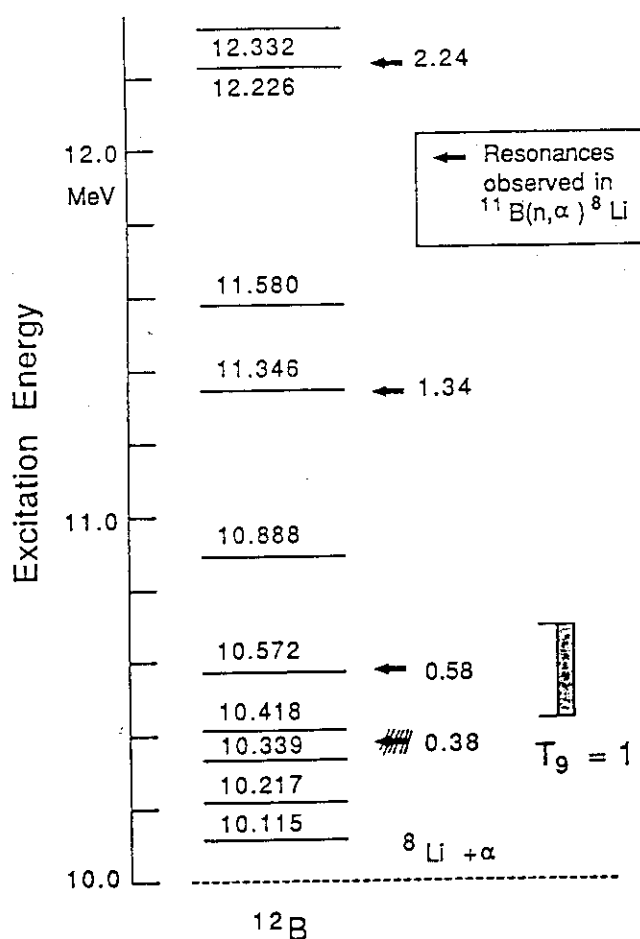


Fig. 4 Nuclear levels observed in the $^9\text{Be}(\alpha, p)^{12}\text{B}$ reaction, and the resonant states seen in the inverse reaction $^{11}\text{B}(n, \alpha)^8\text{Li}^4$.

was obtained from the INS sector-focussing cyclotron, and the experiment was performed with the QDD spectrograph system.

Figure 4 displays the nuclear levels observed in the $^9\text{Be}(\alpha, p)^{12}\text{B}$ reaction, where the $^8\text{Li} + \alpha$ threshold lies at 10.000 MeV in ^{12}B . These states are well corresponding in energy to all the resonances observed in the $^{11}\text{B}(n, \alpha)^8\text{Li}$ reaction⁸⁾ except for the lowest state, which was not well determined in their experiment. It is natural that the triton transfer reaction (α, p) on ^9Be excites with reasonable cross sections the α -cluster states in ^{12}B .⁹⁾ The most important temperature for the $^8\text{Li}(\alpha, n)^{11}\text{B}$ reaction is around $T_9 = 1$, which is a typical temperature for heavy element synthesis in the primordial universe. There are two states excited at 10.418 and 10.572 MeV (± 11 keV) in the present reaction in this energy region. The latter state corresponds well within the uncertainty to the resonance at 0.58 MeV, and is very clearly excited, e.g., about 200 $\mu\text{b}/\text{sr}$ at 10° .

The observed level width of the 10.572 MeV state is not larger

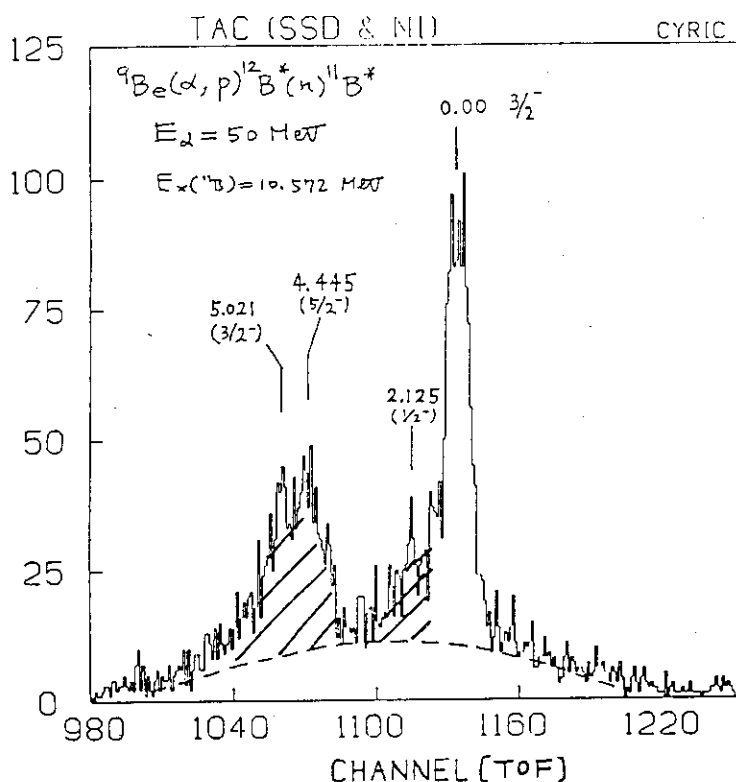


Fig. 5 Neutron decay spectrum from the 10.572 MeV state in ${}^{12}\text{B}$ excited by the ${}^9\text{Be}(\alpha, p){}^{12}\text{B}$ reaction measured at 30° .

than $20 (\pm 10)$ keV, which is much smaller than ≤ 200 keV in ref. 8). However, the width of the 10.418 MeV state is as large as 130 keV.

The angular distribution obtained for the 10.572 MeV state was analyzed with exact finite-range distorted wave Born approximation calculations. The shape of the angular distribution is fitted reasonably well by the calculations assuming $J^\pi = 0^+$ or 1^- for the state. By taking into account the Wigner limit of the α -decay, this state has most probably $J^\pi = 1^-$. This spin assignment is consistent with the assumption made in ref. 8). The angular distribution of the 10.418 MeV state has almost identical shape to that of the 10.572 MeV state, suggesting also $J^\pi = 1^-$ for this state.

The astrophysical S-factor obtained from the previous (n, α) experiment was 8400 MeV·b at 0.58 MeV, where the width ≤ 200 keV was implied. This value of S-factor, however, would be modified to a larger value as it is correlated with the width when they were derived from a resonance scattering experiment.

A part of this work will be found elsewhere¹⁰⁾. Recently, we have performed more direct measurement with using the projectile fragment separator RIPS at RIKEN. The cross sections of the ${}^4\text{He}({}^8\text{Li}, {}^{11}\text{B})n$ reaction were measured¹¹⁾ at the thermal energies.

The next question in this problem is the branching ratios of the neutron decays from the states of interest in ^{12}B . Only the neutron decay to the ground state was determined from the inverse $^{11}\text{B}(n,\alpha)$ reaction. It was suggested in ref. 8) that these contributions could be less than 10 % of the decay to the ground state. This branching ratio also has been measured here.

A 50-MeV α -beam was obtained from the INS cyclotron, and the experiment was performed in the beam course of particle-gamma correlation chamber. The leading protons from the $^9\text{Be}(\alpha,p)^{12}\text{B}^*(n)^{11}\text{B}^*$ reaction were detected at 18° with a counter telescope of silicon detectors, and the decay neutrons were detected by three sets of NE213 liquid scintillators placed at 30° , 50° and 75° . The energies of the neutrons were determined by measuring the time-of-flight, and the gammas were clearly separated out by taking the ratios of partial and total integration of the light outputs.

Figure 5 shows a part of the experimental results, i.e., the decay neutron spectrum from the 10.572 MeV resonant state in ^{12}B , measured at 30° . One can clearly see that the sum of the intensities of the neutron decays to the excited states are almost the same as that to the ground state. Therefore, the reaction rate of the $^8\text{Li}(\alpha,n)^{11}\text{B}$ process should be increased by roughly a factor of 2. Detailed report will be found elsewhere.¹²⁾

REFERENCES

- 1) R. Wallace and S. E. Woosley, *Astrophys. J. Suppl.* 45 (1981) 389.
- 2) K. Langanke, M. Wiescher, W. A. Fowler, and J. Görres, *Astrophys. J.* 301 (1986) 629.
- 3) M. Wiescher, J. Görres, F. -K. Thielemann, and H. Ritter, *Astr. Astrophys.* 160 (1986) 56.
- 4) S. Kubono et al. *Astrophys. J.* 344 (1989) 460.
- 5) S. Kubono, et al., *Z. Phys.* A334 (1989) 512.
- 6) S. Kubono et al., *Proc. 18th INS Int. Symp. Physics with High-Intensity Hadron Accelerators*, ed. S. Kubono and T. Nomura, World Scientific, 1991, p. 167.
- 7) J. H. Applegate and C. J. Hogan, *Phys. Rev. D* 31 (1985) 3037.
R. A. Malaney and W. A. Fowler, *Astrophys. J.* 333 (1988) 14.
T. Kajino, et al., *Heavy Ion Physics and Nuclear Astrophysical Problems*, ed. S. Kubono et al., World Scientific, 1988, p. 51, and references therein.
- 8) T. Paradellis, et al., *Z. Phys.* A337 (1990) 211.
- 9) S. Cohen and D. Kurath, *Nucl. Phys.* A101 (1967) 1.
- 10) S. Kubono, et al., *Z. Phys. A*, in press.
- 11) R. Boyd, et al., to be published.
- 12) S. Kubono, et al., to be published.

15. Some Oak Ridge Experience

H. J. Kim, JAERI and ORNL

Heavy-ion beams routinely provided by the Holifield Heavy Ion Research Facility (HHIRF) facility of Oak Ridge National Laboratory are summarized in Table I. As many of you know, the 25-MV, folded tandem and the isochronous cyclotron can be operated in coupled mode to provide more energetic beams than the tandem alone. As can be seen from the contents of the table, there is a considerable overlap between the beams routinely provided by the ORNL facility now and the beams to be provided by the JAERI facility upon the completion of the booster project. Thus I believe my Oak Ridge experience may be of some value to you, insofar as it relates to research activities you may pursue in near future. The variety of accelerator based heavy-ion research activity conducted at ORNL is well documented, e.g. Physics Division Annual Report. Thus I shall share with you my recent experience with a particular, new experimental device in some detail, rather than talk a little about experiences with a number of different devices. The new device, HILI detector system[1], which was designed specifically for reactions induced by energetic heavy ions, is described on Figs. 1 and 2. With HILI it is possible to study binary (or fusion) reactions in coincidence with light particles emitted (or evaporated) in greater detail than heretofore possible. An example of such a study is the recent measurement of evaporation residues in coincidence of n, p, d, t and alpha particles for the ^{79}Br beam on ^{27}Al target at 11 - 15 MeV/A. Figure 3 illustrates how the contribution from complete fusion reactions can be disentangled and separated from other contributions by studying the multiplicity of light particle in coincidence with heavy fragments (evaporation residues) for the $^{79}\text{Br} + ^{27}\text{Al}$ case. Many man-years of hard work from a group of dedicated physicists was required to design, construct and commission this device. In particular, as can be surmised from Figs. 1 and 2, a fairly elaborate and complex data acquisition and analysis sub-system is needed as an integral part of HILI if one is to take full advantage of all the features incorporated into this device. I can not place enough emphasis on the importance of the role (often times neglected) played by the data acquisition and analysis system: ion chambers and hodoscopes are useless unless signals from them can be shaped, processed, sorted, correlated, stored and displayed (on-line live display) in a timely fashion.

[1] D. Shapira et al., Nucl. Inst. Meth., A301 (1991) 76.

Table I HHIRF Beams Provided for Scheduled Experiments

BEAM	MAXIMUM ENERGY (MeV)	MODE*	BEAM	MAXIMUM ENERGY (MeV)	MODE*
1H	25	T	51V	216	T
7Li	128	T,C	52Cr	230	T
9Be	158	C	56Fe	890	T,C
10B	168	C	58Ni	1010	T,C
11B	169	T,C	60Ni	228	T
12C	300	T,C	63Cu	189	T
13C**	67	T	65Cu	290	T
16O	405	T,C	64Ni**	290	T
17O**	381	C	70Ge	154	T
18O**	356	T,C	74Ge	306	T
19F	190	T	76Ge	305	T
23Na	117	T	79Br	1000	C
24Mg	200	T,C	81Br	604	C
25Mg	132	T	74Se	164	T
26Mg**	200	T	76Se	169	T
27Al	196	T	78Se	320	T
28Si	333	T,C	80Se	285	T
29Si	150	T	82Se	315	T
30Si	264	T	90Zr	500	T
31P	136	T	93Nb	276	T
32S	725	T,C	107Ag	374	T
34S**	170	T	109Ag	733	C
36S**	165	T	116Cd**	499	C
35Cl	703	T,C	112Sn**	570	C
37Cl	187	T	116Sn**	684	T,C
40Ca	601	C	120Sn	240	T
44Ca**	205	T	148Nd**	700	C
48Ca**	200	T	150Nd**	760	C
45Sc	200	T	150Sm**	701	C
46Ti**	280	T	156Gd**	885	C
48Ti	581	T,C	197Au	591	T
49Ti**	235	T	208Pb	982	C
50Ti**	250	T	238U	119	T

* T = Tandem alone; C = Coupled mode.
 ** Beam provided with separated isotope probe sample.

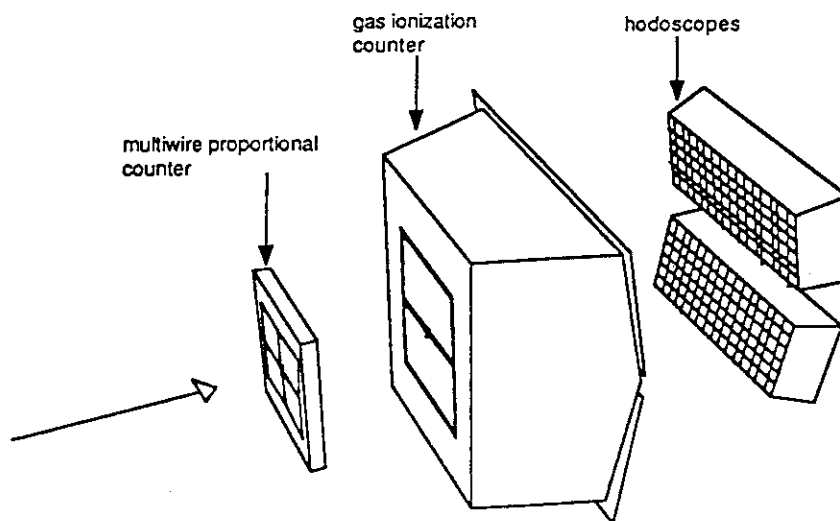


Fig. 1. An exploded view of the HILI detector system showing its three major components.

HEAVY ION LIGHT ION DETECTOR SYSTEM

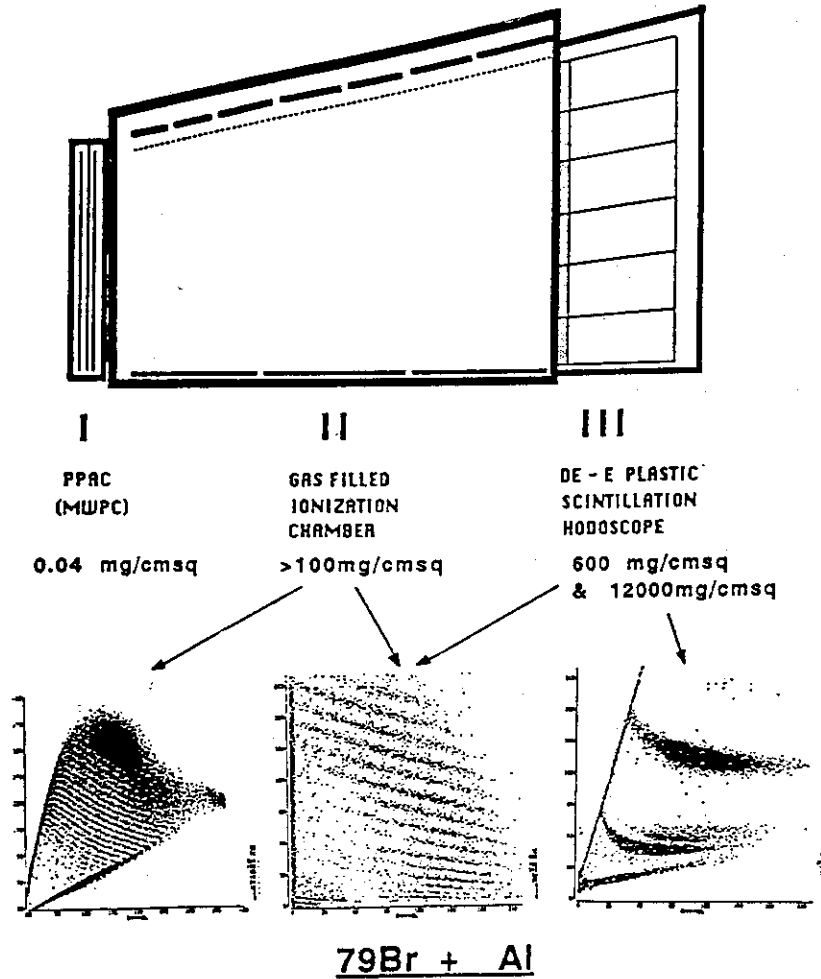


Fig. 2. A cutaway side view of one quadrant of the HILL. The detector is constructed in layers of increasing areal thickness. Typical spectra of energy and energy loss correlations between different layers of the detectors used to identify reaction products are also shown.

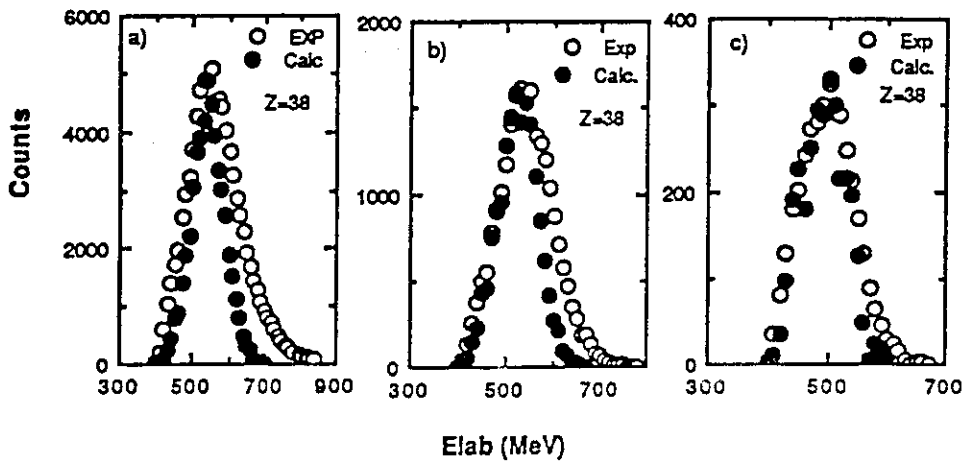


Fig.3. Comparison between measured and calculated spectra for Z=38; a) in coincidence with one proton, b) in coincidence with one proton and one alpha, c) in coincidence with one proton and two alphas.

16. LNLにおける反跳核質量分析器

筑波大 加速器センター 長島 泰夫

1) はじめに

イタリアの北部有名な水の都ベネツィアの隣パドバ市の郊外レニャーロ町に、1.8 MVの最高電圧を誇るタンデム静電加速器(1.8XTU)を有するレニャーロ国立原子核物理学研究所がある。イタリアの原子核研究の体制はフランスのそれと同様な組織となっており、政府直属のイタリア原子核物理学研究機構に一本化されて、大学の教育組織と別立てとなっている。個々の大学には大きな実験設備はなく、加速器等大型の実験設備を有する4つの研究所がこの機構の付属研究所として建設され、全国の共同利用施設として運営されている。主だった大学にはこの研究機構のブランチがあり、教育は大学で、研究はこのブランチを通して行う様になっている。レニャーロ国立原子核物理学研究所はこの4つの研究所のひとつで、静電加速器を用いる低エネルギー原子核実験をはじめ、物性物理、放射線物理等の実験研究のイタリアにおける拠点となっている。

1984年に筑波大学加速器センターはレニャーロ国立原子核物理学研究所と交流協定を締結し、タンデムエネルギー領域の重イオン原子核反応機構の研究、特に核融合反応機構の共同研究、更にはタンデム加速器周辺技術の共同研究、情報交換等、幅広く交流を進めてきている。筆者は建設間もない1982年に重イオン核反応機構グループに招かれ、このグループとしては初めての実験であった $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ 系核融合反応断面積の測定を共同で実行し、その後も度々招かれクーロン障壁近傍における核融合反応機構の研究を共同テーマとし実験をおこなってきた。ここでは、その過程に於いて製作されてきた反跳核質量分析器についての現状とテスト実験の結果について報告する。

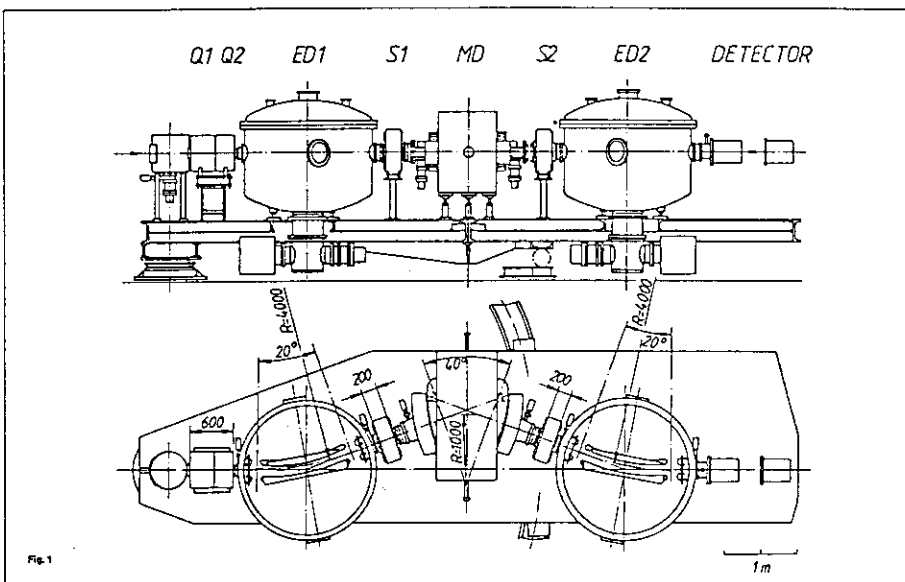


図 1

2) 反跳核質量分析装置

レニャーログループは独自に開発した静電偏向器を用いて $\theta = 0$ 度を含む角度における蒸発残留核の測定を行い、 $\text{Si} + \text{Si}$, $\text{Si} + \text{S}$, $\text{Si} + \text{Ni}$, $\text{S} + \text{Ni}$ 等の系のクーロン障壁近傍における核融合反応機構の研究を系統的に行ってきた。

た。しかしながら、より重い系、より低いエネルギー領域に興味が発展していくにつれ、反応断面積の急激な減少と、弾性散乱断面積の急激な増加により、性能が S/N 比で 10^{10} 、弁別可能最大質量で100以下である静電偏向器による実験装置では高品質のデータを得る事が困難となってきた。そこで、16XTUで実験可能な重い系におけるクーロン障壁以下での核融合反応機構の研究を進めるべく、又残留核- γ 線同時測定実験による高励起状態の研究をも進めることを目的として反跳核質量分析装置の開発が行われた。

ハオリスチア-レダソラツソ、コソモシヨリニが主となり、1984年より開発が進められ昨年の夏に調整を完了、実験に使用出来るようになった。構成は図1にしめす様なE.D.-M.D.-E.D.構成でE.D.とM.D.の間にマルチポールマグネットを配し、高次の収差を取り除ける様になっている。現在のところ、このマルチポールマグネットを使い熟せる段階には至っていない。図の左端の円が散乱層でその中心が散乱中心となり、上面に4台のアナロジトウゲ検出器が $(\theta, \phi) = (45, 45), (-45, 45), (135, 135), (-135, 135)$ に設置され簡単な残留核- γ 線同時測定実験が出来る体制となっている。表1に設計上の仕様を載せておく。現在、概ね設計値に近い性能を得ていると言える。レナ-ロク-ル-フが最も苦労している点は、E.D.にいかにか安定に偏向電圧をかけ続けられるかという事で、電子計算機で自動的にエッジングを行うアルゴリズムを開発し、ビ-ムタイムに先立ち数日前から行う電圧上昇作業において、自動的にエッジングを長時間行い安定な動作を得るよう努力をしている。

3) 反跳核質量分析装置のテスト実験

完成した反跳核質量分析装置の性能を確認する為に中重核の $^{32}\text{S} + ^{64}\text{Ni}$ 、及

	MD	ED1, ED2	
Radius of curvature:	1 m	4 m	
Deflection angle:	40°	20°	
EFB shim angles:	7°	0°	
EFB radii:	3.0 m	0 m	
Gap:	120 mm	150 mm	
Maximum field:	1 T	30 kV/cm	
Maximum rigidity: (central trajectory)	1 Tm (=48.5 MeV amu/q ²)	12 MV (=6 MeV/q)	
	Q1	Q2	S1, S2
Diameter (mm)	100	100	200
Effective length (mm)	300	200	~ 200
Max. field at pole tip (T)	0.6	0.6	0.06

m/q range	$\pm 7\%$
Energy range (ΔE)	$\pm 20\%$
Solid angle acceptance (Ω)	$> 10\text{msr}$
Mass resolution (at $\Omega = 5\text{msr}, E = \pm 10\%$)	1/280
Magnification (dispersion plane)	-4.0 to -1.0
Dispersion (focal plane at 60 cm)	10 mm/%
Energy resolution via (TOF)	ca. 0.1%

表 1

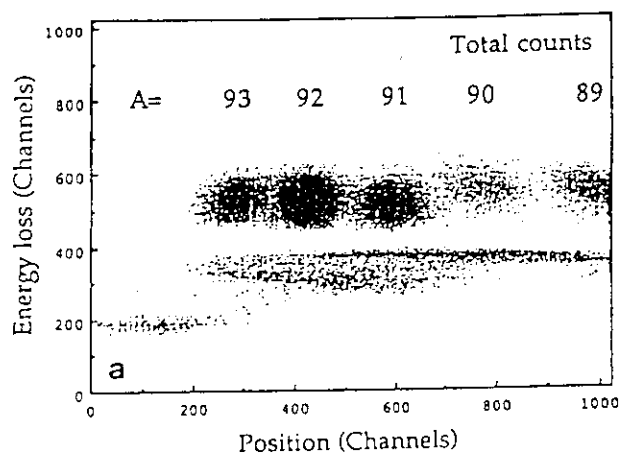


図 2

び更に重い $^{58}\text{Ni} + ^{90}\text{Zr}$ 系の核融合反応において $\theta = 0$ 度に出た蒸発残留核と前方5度に出た核子移行生成核の測定を行った。Gas ΔE 検出器を用い、 $E_{\text{lab}} = 116\text{MeV}$ で測定した。質量分解能として約1/200である事が $\text{PPAC} + \Delta E$ 2次元スペクトラム (図2) よりもとめられ、S/N比は約10³であった。4台のPPAC+ ΔE 検出器による γ -蒸発残留核同時測定のテスト実験を $^{33}\text{S} + ^{124}\text{Sn}$ 、 $E_{\text{lab}} = 160, 170\text{MeV}$ で行った。これは $^{33}\text{S} (^{124}\text{Sn}, 5n) ^{152}\text{Dy}$ 反応においてイギリス、ダブリンのTwinらにより ^{152}Dy にSuperdeformed band (SD)が見出された例で、 γ -蒸発残留核同時測定のテスト実験に好適であるといえる。PPAC+Bragg-Curveを組合わせた焦点面検出器を用い、 $300\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ^{124}Sn ターゲットからの蒸発残留核を検出した。PPAC+ ΔE 検出器による γ 線のエネルギースペクトラムに小さいながらも ^{152}Dy のSDバンドがはっきりと認められている (図3 矢印)。エネルギーと強度 (約1%) において、ダブリンの結果を再現している事がわかった。図4に焦点面検出器で検出した蒸発残留核の質量-ブライグピーク2次元スペクトラムを示す。中央3本の線が $q = 25$ の質量151、152、153の蒸発残留核であり、質量分解能は満足出来るものである。図3の矢印で示したSDバンドにゲートをかけて収集された蒸発残留核の質量スペクトラムを図5に示した。M = 152 (^{152}Dy) とほぼ同程度の強度でM = 151 (^{151}Tb) が鮮明に存在している事がわかる。これは、 ^{152}Dy

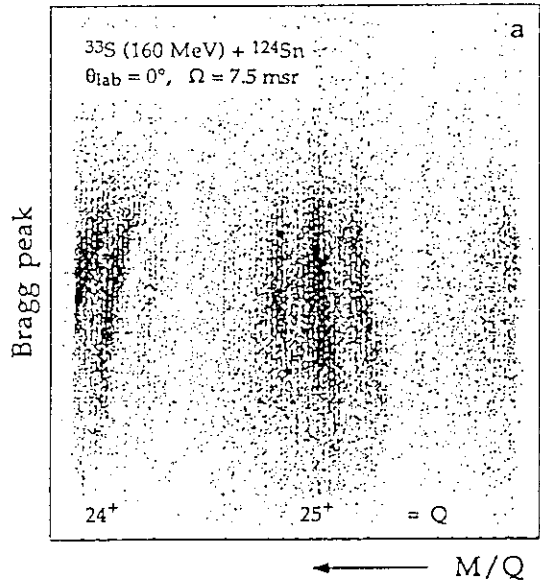


図 3

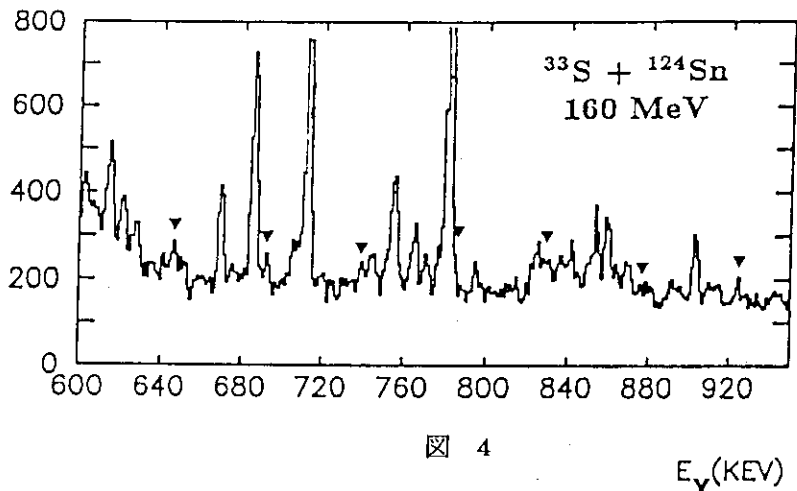


図 4

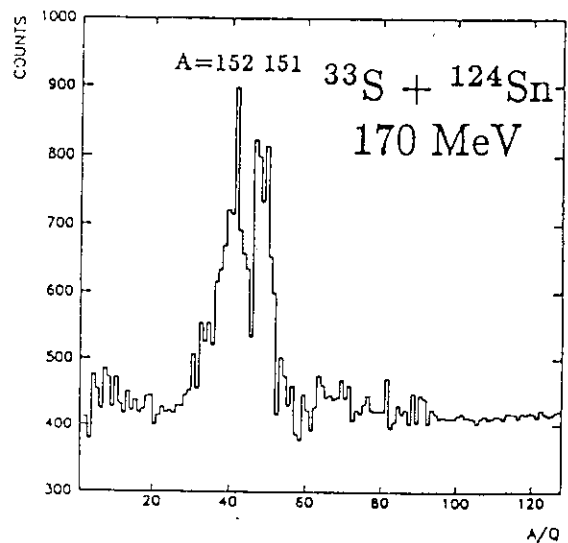


図 5

のSDPと同一の遷移エネルギーをもつ励起されたSDPが151Tbの上に在る事を示している。この事実は γ -蒸発残留核同時測定を行って初めて明らかになってきた事で、反跳核質量分析装置なしでは、極めて難しく見つけ難い事である。

このような簡単な77コブトソ γ e検出器を反跳核質量分析装置に組み合わせるだけでも核構造の研究に有効であることがわかった。本格的な77コブトソ γ e検出器いわゆるクリスタル γ を取り付けた反跳核質量分析装置は高励起状態の核構造の研究に非常に大きな武器となることは明白である。

4) まとめ

ロシア国立原子核研究所で開発された反跳核質量分析装置は、その主目的であるより重い系での γ - γ 障壁近傍における原子核反応機構の実験研究をより精密に行う為には十分な性能を持っているばかりか、77コブトソ γ e検出器と組合わす事で極めて高感度の粒子- γ 同時測定装置として、高励起状態の核構造を調べる有効な手段となる事がわかった。現在この目的の為に、NordballとEuroballの中間規模の 4π - γ -Spectrometer (G.A.S.P)が開発されつつある。これは、80台のBGO SCINTIの内部 γ と40台の77コブトソ γ 付き γ e検出器より構成され、単独使用と反跳核質量分析装置との結合使用が可能となっており、大きく期待されている。

17. “大型GARIS”による超重元素の研究

東大核研 野村 亭

結論から記す:

折角、タンデムのブースターができるのなら、その存在を世界に知らしめるような特色ある仕事を是非ともするべきである。原研にふさわしい研究として薦められるのは、

- (i) acceptance angle の大きな気体充填型反跳核分析器(GARIS)をつくり、(理研のもの2倍くらいでよい。)
- (ii) アクチナイド標的を用意し、
- (iii) $(\text{Hl}, \alpha \text{xn})$ 反応により、超重核の研究をすることである。

筆者は、この方策をとった場合、超重核発見の確率は70%はあると思う。それにかかる価値は十分あると考えられるが、いかがであろうか？

大型GARISは、他の稀現象の研究にも極めて強力な実験装置であり、実際、最近の理研GARISで行なわれたテスト実験では、 ^{101}Sn の生成がほぼ確認されている。やや、楽観的にいえば、 ^{100}Sn も容易に見つかりそうだ。また、核反応機構の研究やin-beam gamma spectroscopy にも有力な研究手段をあたえる。

以下に理由を記す:

- (i) GARISは、抜群な収集効率をもつ。
- (ii) 反応生成核は、しばしば、ビーム方向と異なる角度に飛び出すから、acceptance angle をできるだけ大きくする必要がある。上記の反応はそのよい例である。
inverse reaction は、(適用できる場合もあろうが、)余り実際的でない。普通ビーム強度も小さく、標的も薄くなる。
- (iii) GARISの欠点は、質量分解能が悪いことである。しかし、適当なカウンターとくみあわせることにより、この欠点はカバーできることが多い。カウンターやデータ処理は日新月异である。しかし、収集効率が悪くては、話にならぬ。
- (iv) GARISは、比較的安価である。なにより重要なのは、容易に安定に働くことである。人不足の今日、ものづくりでなく、研究に没頭できる。
- (v) 上記の研究は、ユニークである。(これは、決して、他の地道な研究を阻害するものではない。)

参考として、理研GARISのset-upの例を示しておく。

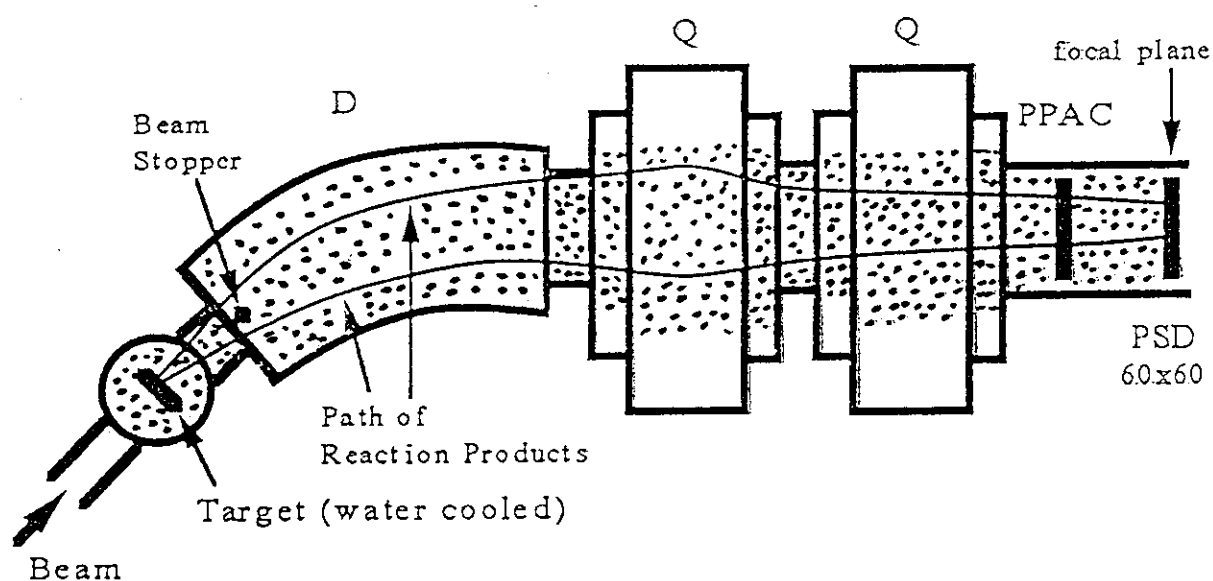
RIKEN Gas-Filled Recoil Separator (GARIS)

$$BP \propto \frac{Mv}{g_{av}}$$



Gas-Filled Region
(0.5 ~ 10 torr)

$$\propto MZ^{-\alpha} \quad (\because g_{av} \propto vZ^{\alpha}; \alpha = 1/3 \sim 2/3)$$



D: Bending angle : 45 deg.; Radius: 1.2 m
 Pole gap : 15 cm
 Max. field : 1.5 tesla

Q: Bore radius : 15 cm
 Max. field gradient : 5.2 T/m

Aims

- (1) Efficient collection of reaction products
 - Spectroscopy for exotic nuclei -
- (2) Injector to IGISOL (ion-guide ISOL)
 to avoid "plasma effect"

18. 核反応機構研究のための“Reaction Filter”

京大理 村上 哲也

I はじめに

これから原研タンデム・ブースター加速器を使ってできる核物理は、入射粒子のエネルギーで言えば核子当り7-20 MeVの領域で、1979年にBNLで開かれた“Symposium on Heavy Ion Physics from 10 to 200 MeV/amu”で活発に議論された終状態が連続状態になるような重イオン反応がその主なものになるだろうと思われまます。悪く言えば、“世界に遅れること10年”の核物理をする事になるわけですが、加速可能な粒子が基本的に周期律表全領域にわたることから、まだ新しいことの出来る可能性が充分残されているといえるでしょう。少し入射粒子のエネルギーの低い場合は、重イオン反応と言えどもその性格はかなりよく分かっていて、衝突パラメーターを使って単純に3つぐらいに分類する事が出来ます。即ち、衝突パラメーターが入射粒子と標的核の半径の合計より大きいときに起こる弾性散乱、両者がほとんど同じぐらいのときに起こる非弾性散乱、核子移行反応などの直接反応、更に衝突パラメーターが小さくなったときに起こる融合反応がその3つです。残念ながらこんなに単純な描像は入射粒子のエネルギーが核子当り5 MeVぐらいに至ると途端に成り立たなくなり、70年代の始めから簡単に説明できない現象が現われるたびに

Deep Inelastic Collision
 Quasi-elastic Collision
 Complete Fusion
 Massive Transfer
 Multistep Direct Reaction
 Breakup
 Breakup-fusion
 Hot Spot
 Sequential Decay

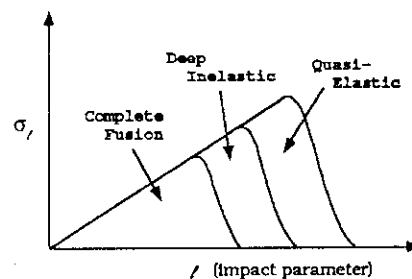


図 1

など本当に多くの新しい概念、用語が導入されてきました。1981年に、筑波大学で開かれたシンポジウムに於て東大教養の市村さんが、これらの用語をFeynman Diagramを用いて理論的に分類しようと試みられました。実験を通じて、理論的に比較的明確な分類がなされた各々の概念に対応した現象を見るためには、図1に概念的に示したように観測可能な物理量を反応に関与する核運動量または衝突パラメーターの関数として測定する必要があります。では、ある観測量を衝突パラメーターの違いによって分類する“Reaction Filter”としてどのようなものがあるのでしょうか？ここでは、ミシガン州立大学での実験結果などに基づいて、これまでに試みられてきた色々な方法についてまとめてみて、これから、原研でどの様な測定装置を“Reaction Filter”として作るべきかについて考えてみようと思います。

II Reaction Filter の種類

これまでに衝突パラメータの情報を得るために測られてきた物理量としては次にあげるようなものがあります。

1. 運動量の移行量

- 残留核の質量と速度
- 核分裂片間の開き角度

2. 軽い放出粒子の多重度

3. 系全体の持つ角運動量

- γ 線の多重度

これら3つの物理量の測定方法について以下にまとめてみます。

どれぐらいの運動量 (linear momentum) が標的核に移行した

かは、衝突パラメータの大きさと密接な関係にあることが期待されます。この移行運動量は、反応の結果つくり出される残留核の持つ運動量を測定することにより見積ることが出来ます。残留核の運動量を決めるためには、残留核の持つ質量と速度を測るのが最も単純ですが、質量や速度の測定のために多少工夫がいきます。近年この最も直接的測定法を駆使して、Texas A&M Univ. の Wada et al. は、精力的に "Incomplete fusion" と呼ばれて

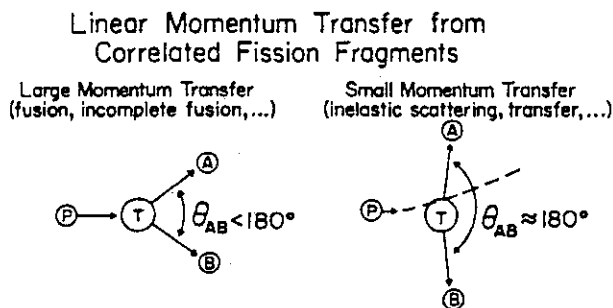


図2

いる反応についての研究を行っています (Ref. 1)。この方法以外にも、核分裂の結果作られる2つの大きな核の塊の放出される実験室系で角度の開き (folding angle) を測ることによって、移行運動量を見積ることが出来ます。その原理の概念図を図2に示します。簡単に言うと、ある運動量移行を受けてビーム方向に動いている複合原子核の系が重心系で開き角 180° で核分裂するとき、実験室系で見ると開き角が 180° より小さくなることを利用するわけです。この角度の小さくなる割合は、簡単に運動量移行の量と結びつけることが出来ます。この方法を使ってFatyga et al. は、移行運動量の分布がどのように入射エネルギーによって変化するかを調べましたが、その結果を図3に示します (Ref. 2)。低い入射エネルギーで支配的な完全核融合反応が入射エネルギーが高くなるに従って徐々にその重要度を失っていく様子ははっきり見てとれます。この方法は簡単な原理に

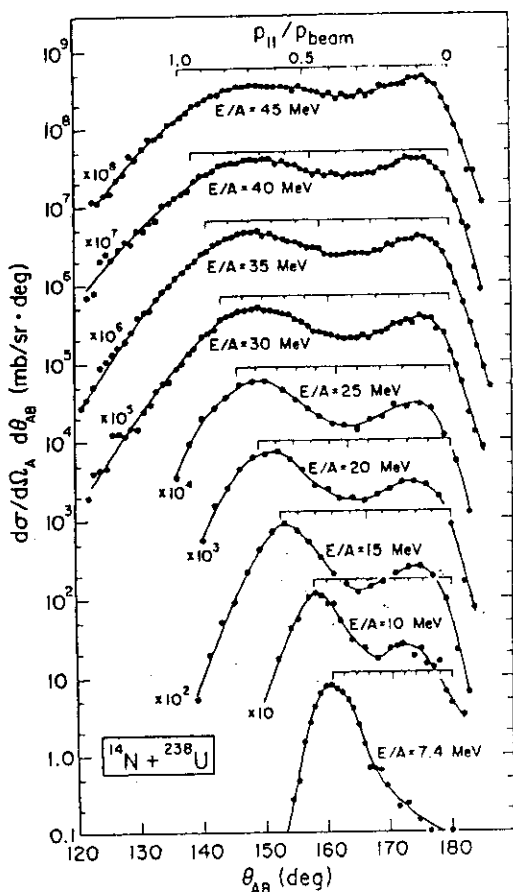


図3

基づいているので比較的信頼度が高いのですが、標的核として実験に使えるものが核分裂し易い非常に重い核に限られていると言う欠点があります。従って、反応機構を系統的に調べるのには余り適していません。

軽い放出粒子の多重度は、直感的に考えると、重イオン同士の衝突が正面衝突に近くなればなるほど（つまり衝突パラメーターが小さくなればなるほど）、大きくなるであろうと期待されます。中間エネルギー重イオン反応の説明によく使われる、Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU) 模型などの理論計算も、軽粒子多重度が衝突パラメーターと密接に関係することを示唆しています (Ref. 3 を参照)。しかし、理論的に予言された多重度と衝突パラメーターの相関は、実験に使われる大きな立体角をおおうように設計された検出器系の持つ応答関数、エネルギーしきい値等によってかなり歪曲されるので、現実に軽粒子の多重度が衝突パラメーターの情報を与えてくれるかどうかはそれほど明かではありません。中性子の多重度については、 $E/A=14.5$ MeVでの $^{20}\text{Ne}+\text{U}$ 反応に於いて測定された中性子多重度が前に述べた folding angle とほぼ線型相関を持つことが確認されていて、核子当りのエネルギーが15 MeVの領域では中性子多重度が "Reaction Filter" として充分機能することが分かっています (Ref. 4)。これに対して荷電粒子の多重度に関しては、これまで実験的に衝突パラメーターとの相関が調べられていなかったので次の節で少し詳しく述べるように相関実験を行ってみました。軽粒子多重度の測定は、原理的に調べる系を選ばないと言う長所がありますが、かなり大がかりな検出器系とデータ収集系を必要とすると言う欠点もあります。

γ 線の多重度は、系全体の持つ角運動量とほぼ線型相関を持つので、 γ 多重度を測定することによって全角運動量そして半古典論の助けを借りて衝突パラメーターの情報を得ることが出来ます。その手順について今回は詳しく述べませんが γ 多重度の測定のためにはクリスタルボールのような大がかりな 4π 検出器それにデータ収集系がやはり必要になります。

III ミシガン州立大での実験： 荷電粒子多重度VS運動量移行量

前に述べたように、軽粒子の多重度はそれほど明確な形で衝突パラメーターの情報と結びついていません。そこで我々は信頼度が比較的高いと思われる folding angle法を併用することによって、荷電粒子多重度法の "Reaction Filter" としての有用性を調べてみました。実験はミシガン州立大学のK500超伝導サイクロトロンを使って $^{36}\text{Ar}+^{238}\text{U}$ $E/A=35$ MeV と $^{14}\text{N}+^{238}\text{U}$ $E/A=50$ MeV について行いました。詳しい実験条件については Ref. 5を参照してもらうことにしますが、検出器についてだけ略記すると、軽粒子($Z=1-8$)の多重度の測定には "Dwarf Ball-Wall" (Ref. 6) と呼ばれるワシントン大学のよって開発された総計96個の plastic-CsI(Tl) phoswich検出器から成る小型の 4π 検出器を用い、核分裂片の測定には2個の X-Y-position sensitive parallel plate multiwire検出器(35×18 cm²)を用いました。この実験の結果得られた核分裂片の開き角、 θ_{f1} 、と測定された荷電粒子の多重度の相関を図4に示します。図の上部に参考のために移行運動量 ΔP を入射粒子の運動量 P との比の形で掲げてあります。この図において一番上のパネルは $\theta \sim 5-170^\circ$ をおおう96個の検出器をすべて使った荷電粒子多重度、まん中のパネルは $\theta \sim 35-170^\circ$ をおおう "Dwarf Ball" だけを使った測定結果、そして最下段のパネルは $\theta \sim 5-35^\circ$ をおおう "Dwarf

Wall”だけを使って得られた多重度です。この図から明らかに、前方角度 $\theta \sim 5-35^\circ$ に $\Delta P/P$

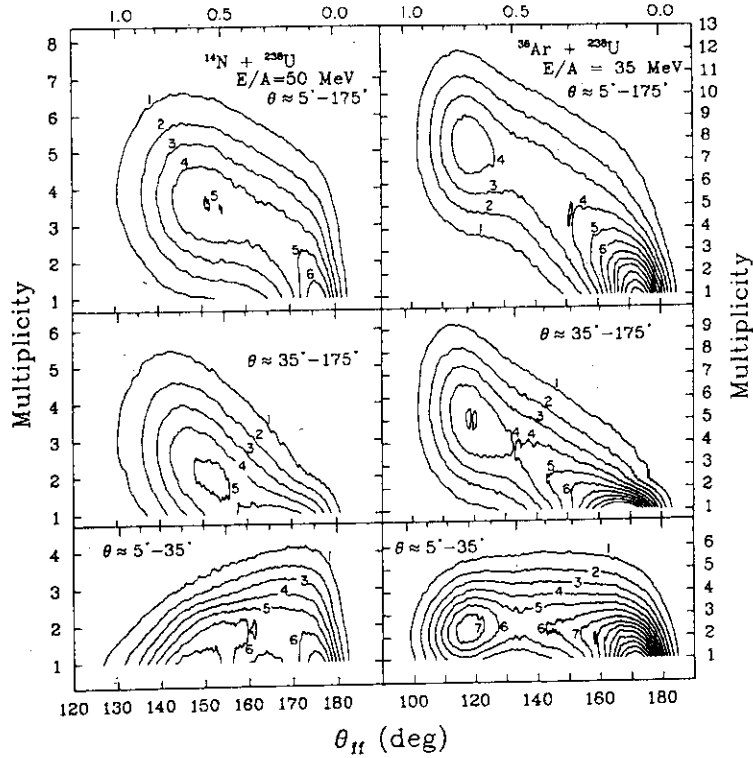


図4

放出される荷電粒子の持つ多重度は殆ど移行運動量に関係しないこと、中間あるいは大きな角度($\theta \sim 35-170^\circ$)に放出される荷電粒子の多重度は移行運動量とほぼ線型相関関係にあること等が分かります。ただ注意すべきは、2つの測定量の相関関係にかなりの幅があることです。実際、測定された荷電粒子の多重度を使って folding angleの分布にゲートをかけてみると、特に多重度が中間の値である場合はかなり幅の広い分布を示します。このことは言い換えると、荷電粒子の多重度は、核反応の中で運動量移行の大きいcentral collisionを運動量移行の小さなperipheral collisionから分離するぐらいには使えるがそれ以上を望むのはかなり無理があることを示唆しています。最後に参考までに、この実験の際に取り込んだパラメーターの数は総数で約400でした。

IV まとめにかえて

以上のように、これまでに原子核実験に用いられてきた数種類の“Reaction Filter”についてまとめてみましたが、それぞれなんらかの欠陥を持ちながらも反応機構を分類するのに必要な衝突パラメーターに関する情報を提供してくれています。しかし、これから原研で行われるであろう比較的入射粒子の持つエネルギーが低い領域での重イオン反応の研究に応用するには別の面からの考察も必要です。1つ目にあげた方法のうちfolding angle法はごく限られた標的核にしか応用できないし、2つ目の軽粒子の多重度測定は低い入射エネルギー領域では多重度そのものが大きくないので余り確実に機能してくれそうもありません。3つ目の方法“ γ 多重度”については今回は詳しく述べませんでした。系全体の持つ角運動量に変換するためには信頼できる統計的崩壊過程の計算が必要ですが、計算

に必要な情報そのものにはかなりの不確定性があります。こう考えると入射エネルギーが低い反応の場合、殆ど確実に evaporation residue が出来ることから、残留核の速度と質量を直接測定する方法がかなり有力な "Reaction Filter" になると思われます。残留核の速度と質量を効率よく測定するためには、現在原研で提案されているような反跳粒子質量分析器の使用が非常に有効です。分析器の構成として、これまでよく使われてきた電場と磁場との組合せを採るか、それとも核研の野村さんの提案されるような Gas filled dipole magnet を用いるべきかはこれから議論すべきだと思いますが、"Reaction Filter" として使うためには、次のような条件を満たす必要があります。すなわち、立体角が 10msr 以上、同時に測定できる速度範囲が $\pm 5\%$ 以上、そして質量分解能 $\Delta A/A$ が 1/300 以下等です。しかしこれだけでは先行している諸外国の研究所に太刀打ち出来ないので、散乱槽あるいは最終像点にクリスタルボールが設置できるように設計すべきだと思います。例えば、クリスタルボールと反跳粒子質量分析器を組み合わせて使うことによって超変形バンドの研究が今までより高い S/N 比で行うことが出来るでしょう。"Reaction Filter" として使える反跳粒子質量分析器を設置することは、これから核子当り 10 MeV 前後の重イオン反応研究を効率よく行うために非常に重要だと思います。

参考文献

1. R. Wada et al., Phys. Rev. C39 (1989) 497.
2. M. Fatyga et al., Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1376.
3. C.A. Ogilvie et al., Phys. Rev. C40 (1989) 654.
4. J. Galin et al., Nucl. Phys. A447 (1985) 519c.
5. M.B. Tsang et al., Phys. Lett. 220B (1989) 492.
6. D.G. Sarantites et al., Nucl. Instrum. Methods A264 (1988) 319.

19. 原研における反跳核質量分析器の計画

原研 池添 博

原研タンデム・ブースター加速器用測定装置としてどのようなものを設置すべきかについて検討中である。今回のような研究会の成果を参考にして決定したい。そのための叩き台のひとつとして反跳核質量分析器を提案したい。

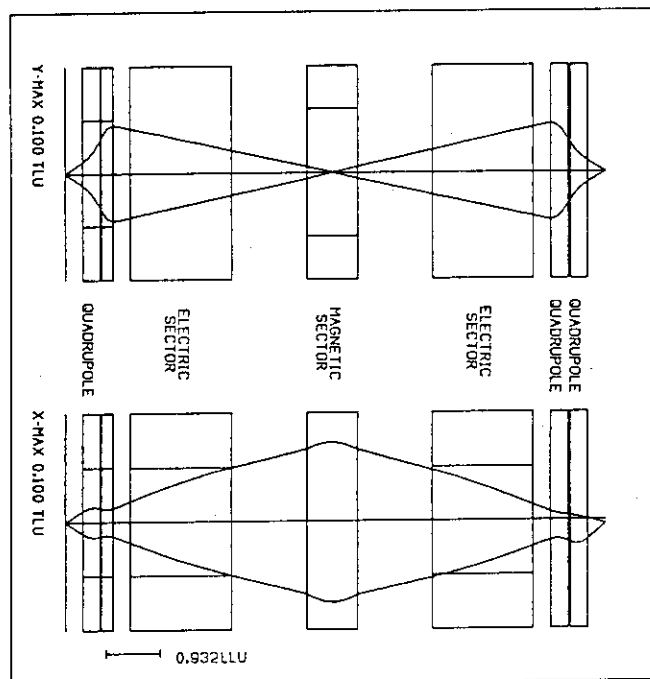
原研ブースターはタンデムからの重イオン ($30 \sim 150 \text{ amu}$) を高効率で加速できるように計画されている。この質量領域のビームの加速器としては、タンデム・ブースターがそのビーム特性において優れている。この良質のビームを使っておこなう実験として、安定線から離れた原子核のスペクトロスコピーや、Subbarrier 領域での反応メカニズムの研究などがある。これらの研究では、測定すべき原子核の生成断面積は μb またはそれ以下であり、従って未反応ビームから効率よく分離して測定しなければならない。とくに融合反応でつくる場合、前方 0° に飛び出す原子核を測定するためには強い未反応ビームのバックグラウンドをどれだけ減少できるかが重要である。また原子核の原子番号と質量数を測定するとき、従来の $\Delta E - E$ 法や TOF 法では限界がある。この2つの要請を満たすものとして反跳核質量分析器が考えられる。

ここでは未反応ビームの分離能力に優れている ED-MD-ED タイプを考える。(ED: 電場、MD: 磁場)。電場は E/q の一定のものを通させる。(E はエネルギー、q は電荷)。このためビームエネルギーと反跳エネルギーの差が大きい反応程未反応ビームからの分離がよくなる。重いターゲットに軽い入射イオンの場合がこれに当たる。この場合、反跳エネルギーが小さいので、 α 粒子などの蒸発のため反跳を受けてビーム方向の広がりが大きくなり、スペクトロメータへの入射の割合が減る。生成断面積の小さい反応では効率を稼ぎたいので、軽いターゲットに重い入射イオンをあてる逆反応を利用する。この場合反跳核のビーム方向の広がりは反応によっては 1° 以内に入ってしまうので高効率で測定できる。またこの反応では反跳核のエネルギーが大きいので、Focal Plane で従来の $\Delta E - E$ 法によって原子番号を決めやすくなる利点もある。その反面、ビーム速度と反跳速度が近かき反跳原子核を未反応ビームから分離することがより困難になる。又、ED の電圧も高くなる。原研ブースターの最高エネルギーを仮定したとき反跳核のエネルギーは $E/q \sim 9 \text{ MeV}$ 以下と考えてよい。この場合、電場の強さとしては $\varepsilon \rho = 2 E/q$ から $\varepsilon \rho = 18 \text{ MV}$ となる。 $\rho = 4 \text{ m}$ とすると $\varepsilon = 45 \text{ KV/m}$ である。この値はレニャーロの RMS の場合 ($\varepsilon = 30 \text{ KV/m}$) や GSI の SHIP の場合 ($\varepsilon = 40 \text{ KV/m}$) に比べて高い。

0° 方向に反跳核分析器を置いたとき入ってくる未反応ビームはEDの電極に当たって散乱する。このときビームが電極に当たってEDの電圧が不安定になることはないが、散乱ビームが後ろのMDとEDを通過して Focal Plane に入ってくる。これをできるだけおさえるために、1) EDの偏向角度を大きくとる、2) EDの電極にスリット(幅4mm、長さ30cm程度)をあける、またはその1部をメッシュにしてビームの散乱を減らすことが考えられる。

下図はED-MD-EDの偏向角度が25-50-25度ときのGIOSコード¹⁾による計算結果である。計算の目標として大立体角(10msr)、許容エネルギー範囲±20%、質量範囲±5%、全長9m以内を考えている。EDの間隔は15cmで、Focal Planeの手前のQ-レンズの内径は約30cmである。倍率はx, yとも1の程度でイメージサイズはx方向で2mm、y方向で10mm程度、質量分散は10mm/%、質量分解能は300以上が期待できる。散乱ビームの減少率をFocal Planeの位置で 10^{-13} にすることを目標にしている。この減少率でnb程度の現象が検出可能になる。

- 1) H. Wollnik et al., GIOS - a program for the design of general ion-optical system. Physikalisches Institut, Universitat Giessen, D-6300 Giessen, Germany.



20. 中間エネルギーでの重イオン反応

- Dynamical Effects in HIC(10~20MeV/u) -

原研物理部 仁井田 浩二

Giessen大 W. Cassing, U. Mosel

MSU

S. Hannuschke

中間エネルギー(10MeV/u~2GeV/u)の重イオン核反応は、実験室系で、高温・高密度の核物質の性質、また、有限フェルミオン系の非平衡なダイナミクスを探ることのできる唯一の手段である。その重要な課題の一つは、核物質の状態方程式(EOS)、そして高温・高密度の核物質中での強い相互作用の情報を得ることにある。これらの量は、天体物理、宇宙物理に対しても、実験室から提供できる貴重な情報である。しかしながら、重イオン反応で作りだされる高温・高密度の状態は、反応中のごく限られた時間と空間にしか存在しないため、実験データから直接EOS等を引き出せない。このエネルギー領域では、時間に依存する平均場と共に平衡化の度合いを決定する核子-核子衝突とが、重イオン反応のダイナミクスを決定する重要な量である。そこで平均場と核子-核子衝突の効果の入った位相空間での微視的なシミュレーションを用いて、重イオン反応の解析が広範に行われている[1,2]。このレポートでは、原研のタンデム領域のエネルギー(10~20MeV/u)の典型的な現象、深部非弾性散乱と融合反応について、我々の微視的なシミュレーションで得られたダイナミカルな側面について報告する。

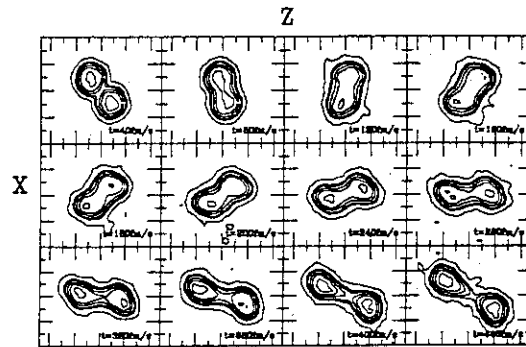
現在、中間エネルギーの重イオン反応を記述するシミュレーションで、信頼できかつもっとも広く使われている理論的枠組みは、一体の位相空間分布関数に対するVUU(Vlasov-Uehling-Uhlenbeck)方程式である[1,2]。

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{p_1}{m} \cdot \frac{\partial}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} U(r,t) \cdot \frac{\partial}{\partial p_1} \right] f(r, p_1; t) &= \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{\text{coll}} \\ &= \frac{4}{(2\pi)^3} \iint d^3 p_2 d^3 p_3 \int d\Omega |v_{12}| \frac{d\sigma}{d\Omega} \delta(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) \\ &\quad \{ f(r, p_3; t) f(r, p_4; t) [1 - f(r, p_1; t)] [1 - f(r, p_2; t)] \\ &\quad - f(r, p_1; t) f(r, p_2; t) [1 - f(r, p_3; t)] [1 - f(r, p_4; t)] \} \end{aligned} \quad (1)$$

ここで $U(r,t)$ は時間に依存する平均場、 $d\sigma/d\Omega$ は核媒質中での核子-核子散乱断面積、 v_{12} は衝突する核子の相対速度である。この方程式は、位相空間での分布関数 $f(r, p; t)$ の時間発展を記述する。左辺は、Vlasov項と呼ばれ、時間に依存する平均場 $U(r,t)$ による変化を記述し、右辺 = 0 が丁度TDHFの古典近似の方程式になっている。右辺は二体の衝突項で、on-shell のインコヒーレントな核子-核子衝突を記述する。従って、この方程式を決定する物理量は、時間に依存する平均場 $U(r,t)$ と、核媒質中での核子-核子断面積 $d\sigma/d\Omega$ の二つである。通常この二つは独立にパラメトライズされるが、より基本的な多体論の立場では密接な関係を持っており、我々の時間に依存するG行列理論(TDGMT; Time Dependent G-Matrix Theory)[3]では統一的に記述される。ここで報告する比較的低いエネルギーに対して、我々は原子核の基底状態を良く記述する有効相互作用を、ひとつのG-Matrixの近似として採用し、平均場、核子-核子断面積、さらに陽子-中性子制動輻射断面積を自己無撞着に記述する[4]。

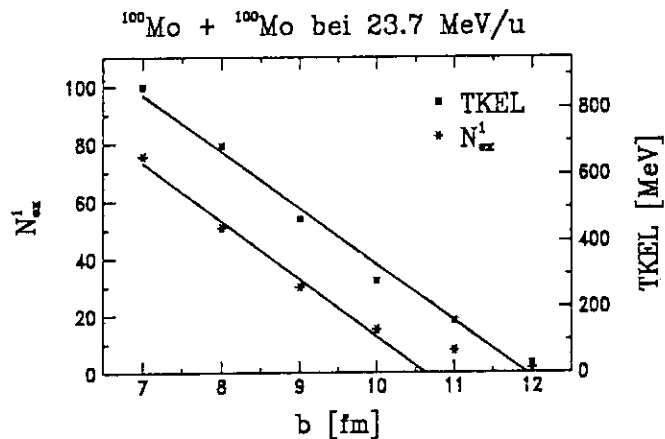
低エネルギー重イオン反応の典型的な反応様式の一つである重イオン深部非弾性散乱は、TDHFや現象論的摩擦模型、輸送理論などを用いてその様々な現象が解析されてきた。VUUのように平均場と二体の衝突項の効果をも自己無撞着に微視的に追えることが可能になった現在、それらの現象の理解は深まったであろうか。いくつかの我々の結果を紹介したい[5]。図1は、 $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$, 14.7MeV/u, $b=8\text{fm}$ の反応面での密度の時間発展である。

図1. $^{100}\text{Mo}+^{100}\text{Mo}$, 14.7MeV/u
 $b=8\text{fm}$
 $x-z$ 平面での密度分布
 時間間隔は40fm/c



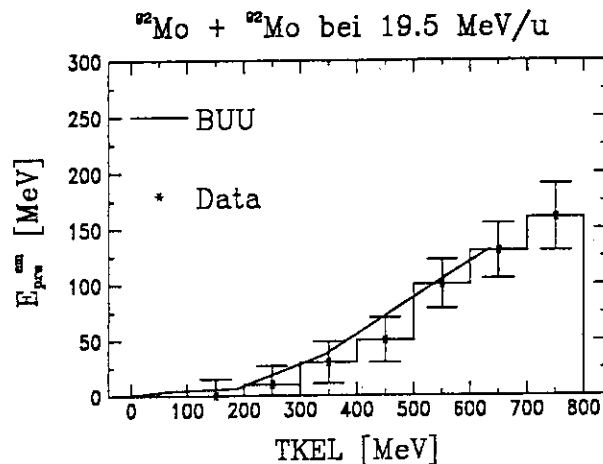
エネルギーを失って、変形したふたつの核に この場合は負の散乱角に 再び分かれていく。VUUの結果は、エネルギーと衝突係数で決まる 散乱角-相対運動エネルギー損失(TKEL)の関係をよく再現する。VUUは微視的ではあるが、古典的描像のシミュレーションなので、核子の軌道を追うことができ、エネルギー散逸のメカニズムをより詳細に見ることができる。図2は、衝突係数の関数として、交換した核子の個数と TKELをプロットしたもの

図2. 交換核子数 N_{ex}^1 と TKEL



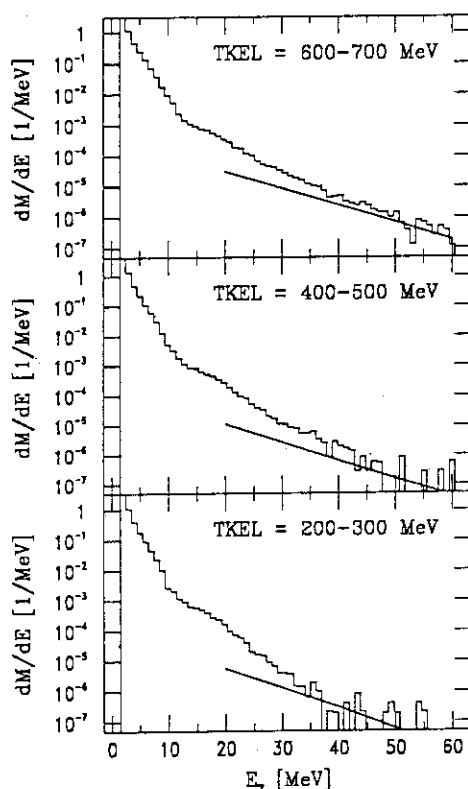
である。交換した核子の個数は、二つの核の重心を結ぶ線上の midpoint で、それに垂直な面を通過した核子の個数として定義してある。二つの量の間には大きな衝突係数の領域を除く

図3. 前平衡粒子の持ちだしたエネルギー



ふたつの核が接触し、核子やエネルギーのやりとりをしながら回転し、多量の相対運動のきれいな相関がみえる。即ち、多量の相対運動エネルギーの損失は、核子の交換によって担われていることが解る。さらに、質量分布の幅が統計的に交換される核子の揺らぎに起因しているとすれば、我々の結果から評価される質量分布のバリエーションは、TKELの関数としてプロットされている実験の値をよく再現する。このことを使って、エネルギーと散乱角の分布にガウス分布を仮定すると、Wilczynski-plotもよく再現できる。深部非弾性散乱のより選択的な情報として、図3には、TKELの関数として前平衡的に放出される粒子が持ち出すエネルギーが示してある。実線がVUUの結果で、エラーバー付きのヒストグラムが実験値である。更に、図4は、TKELと同時測定した γ 線のエネルギースペクトルである。重イオン反応からの γ 線スペクトルは3つの成分に分かれる。ひとつは10MeV以下の領域で、これは励起した核の統計的崩壊からの γ 線、15MeV前後の領域はGDRからの γ 線、30MeV以上の領域は、インコヒーレントな陽子-中性子衝突の制動輻射からの γ 線である。VUUではインコヒーレントな核子-核子衝突の歴史を追うことができ、そこからの γ 線を記述できる。我々の結果(実線)は30MeV以上の高エネルギー γ 線の部分をよく再現している。以上のことより、平均場と核子-核子衝突の効果を自己無撞着に取り扱うVUUの解析から、重イオン深部非弾性散乱のダイナミカルな側面、即ち、TKELと散乱角の関係、そのエネルギー損失のメカニズム、また、反応初期の情報を担っている前平衡粒子、高エネルギー γ 線等を統一的に理解できる。

図4. $^{92}\text{Mo}+^{92}\text{Mo}$, 19.5MeV/u からの
 γ 線のエネルギースペクトル



融合反応でも入射エネルギーが10MeV/uを越えると、反応のダイナミカルな側面が重要になってくる。例えば、複合核からの α 粒子のスペクトルから評価される放出バリエーションの高さは、平衡を仮定した静的なポテンシャルから評価されるバリエーションより相当低い。その理由として、ダイナミカルに励起される変形などが議論されてきたが、まだ明確ではない。VUUで融合反応のダイナミカルな側面を見てみよう[6]。図5は、Ni+Mo, 10.9MeV/u, $b=0$ の反応面での密度の時間発展である。150fm/c位までの時間に、高エネルギー γ 線や前平衡粒子が放出される。その前平衡粒子が持ち出すエネルギーは実験の結果とよく一致する。前平衡粒子放出の後の相当長い時間、融合核は依然としてダイナミカルな変形をともなった運動を見せており、平衡な状態には至っていない。図6にビーム方向とそれに垂直な方

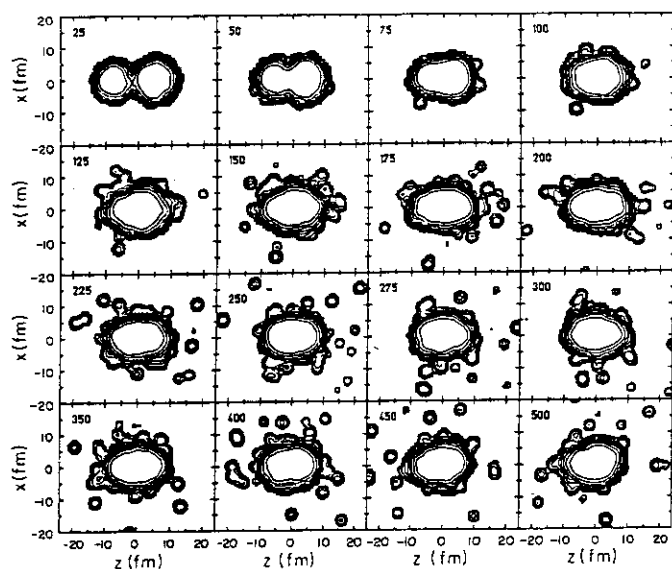


図5. $^{60}\text{Ni}+^{100}\text{Mo}$, 10.9MeV/u, $b=0$
x-z平面での密度分布、

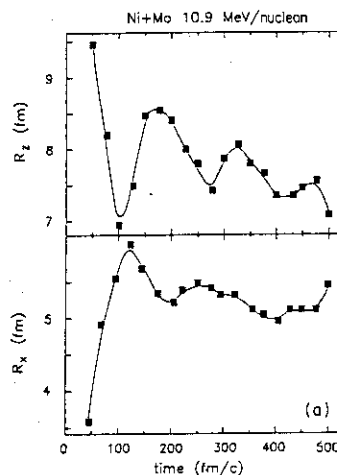


図6. R_x , R_z の時間変化

向での融合核の半径の時間発展をプロットしてある。振動が長い時間続いているのがわかる。VUUで得られた175fm/cのポテンシャルの形から α 粒子の放出バリアを評価すると [6]、ビーム方向で11.8MeV、それに垂直方向で18.5MeV、実験値は11MeVであるから、ビーム方向だけに放出するとすれば実験と一致する。しかしながら、表面で平均すると、密度の変形だけでは まだ実験値を説明できない。いずれにしても、10MeV/u以上の融合反応では、反応のダイナミカルな側面を微視的に記述する必要があり、そのことが、融合核の最大励起エネルギー、崩壊のメカニズム等の問題を理解する上で重要になってくるであろう。

以上、10MeV/uから20MeV/uの重イオン深部非弾性散乱、融合核反応について、VUUで得られたいくつかの結果を紹介した。このエネルギー領域の重イオン反応で作りだされる高励起の核物質を理解するうえで、反応のダイナミカルな側面を押さえることが重要であることを最後に再び強調したい。

参考文献

- [1] G.F. Bertsch and S. Das Gupta, Phys. Rep. 160 (1988) 189
- [2] W. Cassing, V. Metag, U. Mosel and K. Niita, Phys. Rep. 188 (1990) 363
- [3] W. Cassing, K. Niita and S.J. Wang, Z. Phys. A331 (1988) 439
- [4] K. Niita, W. Cassing and U. Mosel, Nucl. Phys. A504 (1989) 391
- [5] S. Hannuschke, diploma thesis, university of Gissen 1990, unpublished
- [6] M. Gonin, et al., Phys. Rev. C42 (1990) 2125

21. 重イオン反応機構と、フラグメントの質量数、運動量分布

京大理 丸山 敏毅, 大西 明, 堀内 昶

低エネルギーから中高エネルギーの広い領域に対して重イオン反応の形態がどのように変化し、その変化にはどのような機構が働いているかを、理論的な枠組みで統一的に議論することはいままですらなされていない。Quantum Molecular Dynamics (QMD)^[1]による計算は、mean field と、2核子衝突によって重イオン反応を扱うため低エネルギーから高エネルギーまで広い領域で有効であり、重イオン反応の研究、特にフラグメント生成のような fluctuation に起因する現象を扱うのに適している。我々は、この微視的な理論である QMD を重イオン反応の約 1 MeV/u から数 100 MeV/u の広いエネルギー領域に適用しいくつかの結果を得た。

1. フラグメント質量数分布と反応機構の概観

我々は $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ の系の計算を、1 MeV/u $\lesssim E_{\text{lab}} \lesssim 200$ MeV/u のエネルギー領域について行い衝突後約 350 fm/c の時刻におけるフラグメント質量数の分布を計算した。Fig.1 に衝突径数毎の質量数分布を示す。低エネルギーの mass number $A_f=32$ の近辺の分布は系が融合していることを示しており、^[2] $A_f=1$ の近くは、核子や小さい質量数のフラグメントの生成を示している。

中心衝突 ($b=0$ fm) の場合、低エネルギーでは $A_f \sim 32$ のフラグメントが見られ、入射エネルギーが上がるにつれてその分布が、質量数の小さな方へ移行している。そして、 $E_{\text{lab}} \gtrsim 50$ MeV/u に於いては、ほとんどのフラグメントが nucleon-like なものになっている。つまり、Fusion \rightarrow 核子放出を伴う Fusion 的な反応 (Incomplete Fusion) \rightarrow Explosion へと反応機構が移行していることを示している。

非中心衝突 ($b=3$ fm)、周縁衝突 ($b=5$ fm) の場合では、 $E_{\text{lab}} \sim 40$ MeV/u までは $b=0$ fm の場合とよく似た分布を示している。ところがそれより高いエネルギーでは $b=3$ fm では $A_f \sim 8$ のフラグメント、 $b=5$ fm では $A_f \sim 16$ のフラグメントが主に現われる様になる。これらの大フラグメントの存在によってわかるのは、高い入射エネルギーでの反応機構が非中心衝突ではいわゆる Participant-Spectator (P-S) 的になり、周縁衝突では深部非弾性衝突 (DIC) 的、準弾性 (QE) へ移行する、と

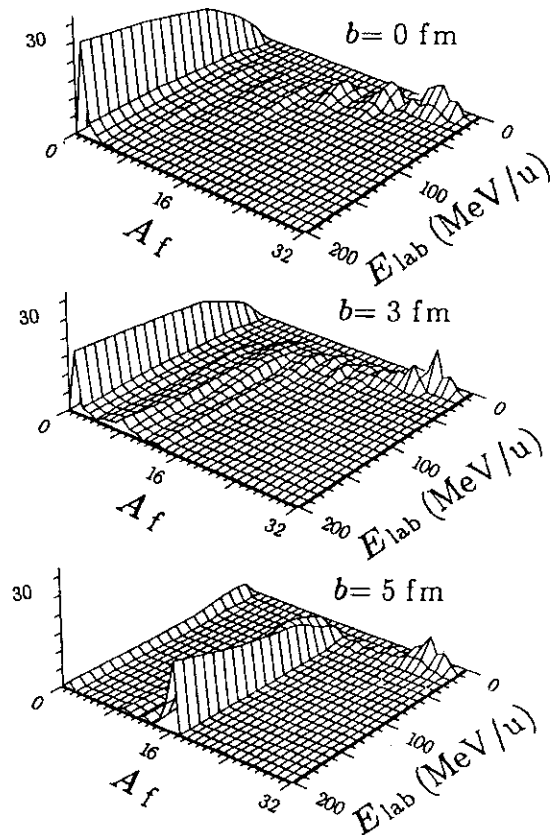


FIG.1. Incident energy dependence of fragment mass A_f distribution for $b = 0, 3$ and 5 fm. The ordinate shows $N_{A_f} \cdot A_f$ with N_{A_f} standing for the fragment multiplicity.

いうことである。

このように、生成されるフラグメントの質量数分布から、反応機構の入射エネルギー、衝突径数依存性の概観を得ることが出来る。

2. 大フラグメントの運動量分布と PROJECTILE FRAGMENTATION

フラグメントの質量数分布から、軽い核同士の反応機構の概観を議論したが、P-S、DICのような反応機構は、大フラグメントの運動量(または運動エネルギー)、内部エネルギー等を分析する必要がある。

DICでは、核間相対運動のエネルギーが内部励起に散逸される様子が、Wilczynski plot(運動エネルギーと散乱角の相関)によって表されている。これをQMDによって再現し周縁衝突に於ける散逸機構の詳しい分析をすることは非常に興味深いことであるが、今回はP-S的反応について考察した。

P-S反応とは、核と核の重ならない部分は反応に寄与せず、入射速度に近い速度を保ったまま放出されるとするものである。この場合、フラグメントの速度分布を近似するものにGoldhaber model^[3]がある。

$$Yield \propto \exp[-(\vec{p} - \vec{p}_0)^2 / 2\sigma^2] \quad (01)$$

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{A_f(A_{proj} - A_f) / (A_{proj} - 1)} \quad (02)$$

これは特に高入射エネルギーの反応で実験データを良く再現するが、入射エネルギーが低くなるにしたがい、フラグメントの高運動量成分の分布の幅にくらべて低運動量成分の幅が大きくなる、などのずれが生ずる事が知られている。^[4,5] この様な、P-S また周縁衝突に於ける projectile fragmentation の様な反応をQMD等のモデルを用いて再現し、その詳細な機構を議論することは重要な課題である。

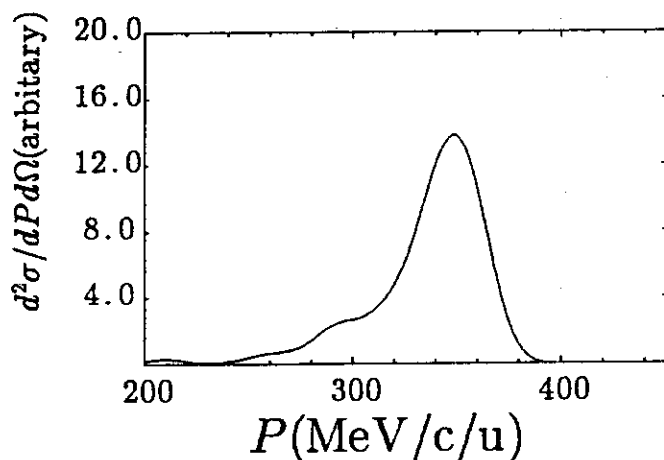


FIG.2. Fragment momentum / nucleon distribution at laboratory angle of 6°. The reaction is $^{14}\text{N} (70 \text{ MeV/u}) + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{X}$.

我々は $^{14}\text{N}(70 \text{ MeV/u}) + ^{12}\text{C}$ 系の計算を行い、比較的少数の核子のはぎ取られる projectile fragmentation 機構について考察した。Fig.2に示すのは $^{14}\text{N}(70 \text{ MeV/u}) + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{X}$ 反応の、フラグメント ^{13}X の運動量分布である。この計算にはさきに述べた実験結果の傾向である、低運動量側のtailが現われている。実験的に得られる高運動量側の分布の幅からGoldhaber modelによって計算される換算幅 σ_0 は、入射エネルギーに依存し、生成されるフラグメントに依らないが、我々の計算による換算幅は、実験値^[4,5]より大きい。更に $^{14}\text{N}(35 \text{ MeV/u}) + ^{12}\text{C}$ の場合は、質量数の減少によるpeakの移動も大きく、多数の核子のはぎ取られる反

応では未だ議論に耐え得るほどに精度が良くない。 $E_{\text{lab}}=70$ MeV/u に比べ $E_{\text{lab}}=35$ MeV/u の場合に再現性が悪いことを考えると、これは核間の引力が強すぎるためであると思われる。そのために我々の計算による換算幅が大きすぎたり、生成フラグメント質量数依存性が大きくなっているものと思われる。

そこで我々の計算での高運動量側の幅の起源として、projectile fragmentation に依る部分と、核間相互作用から来る spurious な部分があると仮定する。その、核間相互作用による部分を、

$$\sigma_{0 \text{ N-N}} \equiv \sqrt{\sigma_0^2(A_f = 13) - \sigma_{0 \text{ exp}}^2} \quad (03)$$

とし、それを用いて補正された幅と、補正された換算幅

$$\sigma_{\text{adj}} = \sqrt{\sigma^2 - \sigma_{0 \text{ N-N}}^2 \cdot A_f/13} \quad (04)$$

$$\sigma_{0 \text{ adj}} = \sigma_{\text{adj}} \sqrt{(A_{\text{proj}} - 1)/A_f(A_{\text{proj}} - A_f)} \quad (05)$$

を計算することが出来る。Table 1 に $\sigma_{0 \text{ exp}}$ として 69 MeV/c ($E_{\text{lab}}=35$ MeV/u)^[4]、90 MeV/c ($E_{\text{lab}}=70$ MeV/u)^[5] を用いて計算した $\sigma_{0 \text{ adj}}$ を示す。 $E_{\text{lab}}=70$ MeV/u の場合、この補正によりかなりよく実験を再現している。

TABLE 1.

The value of $\sigma_{0 \text{ adj}}$ (MeV/c).

A_f	13	12	11	10
QMD($E_{\text{lab}}= 35$ MeV/u)	69(fit)	85	160	99
QMD($E_{\text{lab}}= 70$ MeV/u)	90(fit)	91	86	88

しかしながら、これはあくまでも現在の我々の QMD 計算の悪い点を補ったもので、核の初期条件を変える等の改善の余地がある。つまり、QMD 計算の初期条件を作る際に、核表面の広がりが大きいと、Coulomb 力に対して核力の効き方が長距離的になり、核間の引力が大きすぎる可能性があるのである。衝突径数の小さな反応を扱う際は問題がないが、周縁衝突を定量的に扱う場合この様な注意が必要である。

REFERENCES

- [1] For example, J. Aichelin and H. Stöcker, Phys. Lett. **176B**, 14(1986).
- [2] Toshiki Maruyama, A. Ohnishi and H. Horiuchi, Phys. Rev. **C42**, 386(1990).
- [3] A. S. Goldhaber, Phys. Lett. **B53**, 306(1974).
- [4] A. Kiss, et al, Nucl. Phys. **A499**, 131(1989).
- [5] Y. Blumenfeld, et al, Nucl. Phys. **A445**, 375(1986).

22. EFFECTIVE NUCLEAR FORCE DEPENDENCE OF COLLECTIVE FLOW & NEAR-AND FAR-SIDE CONTRIBUTION TO EJECTILE POLARIZATION

A. Ohnishi, T. Maruyama, and H. Horiuchi
Department of Physics, Kyoto University

abstract: Effective nuclear force dependence of collective flow and near- and far-side contribution to ejectile polarization are studied by the use of the Quantum Molecular Dynamics (QMD) and "QMD + external mean field model". In the first part, the importance of the exchange term or momentum dependence of the mean field is stressed. In the latter part, the ejectile polarization dip in the reaction of $^{15}\text{N} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^{14}\text{A} + \text{X}$ at 70 MeV/u. is interpreted as the statistical average of near- and far-side contribution.

1. Effective Nuclear Force Dependence of Collective Flow^[1]

Since the first observation, the collective flow has attracted much attention as a candidate to determine the equation of state (EOS) of nuclear matter and, naturally, the effective nuclear force. Up to now, some effective forces are found, which reproduce the flow data in the high energy region. One of them is the simplified Skyrme force which gives us a stiff EOS, and another is the Gogny force which gives us a soft EOS and momentum dependent mean field^[2]. The largest difficulty to determine the EOS in the high energy region originates from the ambiguity of 2-nucleon collision cross section and the exchange effects. In the low and medium energy region, the exchange effect is large and drastically changes, and the flow is considered to be less sensitive to the 2-nucleon collision cross section. Therefore the study of collective flow evolution in this energy region is expected to be useful to determine the EOS of nuclear matter.

Recently, the dependences of collective flow on impact parameter and incident energy in low and medium energy region has been measured.^[3] The aim of this study is to understand the effective force dependence of the flow behavior in this energy region. For this aim, we studied the flow evolution by the use of the Quantum Molecular Dynamics (QMD). We used the Gogny force and the Wada force. The latter gives us a stiff EOS and momentum independent mean field. In Fig.1, we show the incident energy dependences of collective flow in $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ reaction at the impact parameter 3 fm.^[3]

As the incident energy increases, the effect of the repulsive density dependent force increases, and in addition, the attractive exchange term decreases in the case of the Gogny force. In this energy region, the density does not become so large and the effect of the exchange term is larger than that of density dependent force. Thus the incident energy dependence of flow in the case of the Gogny force is larger than that of the Wada force. So it seems that the incident energy dependence only by

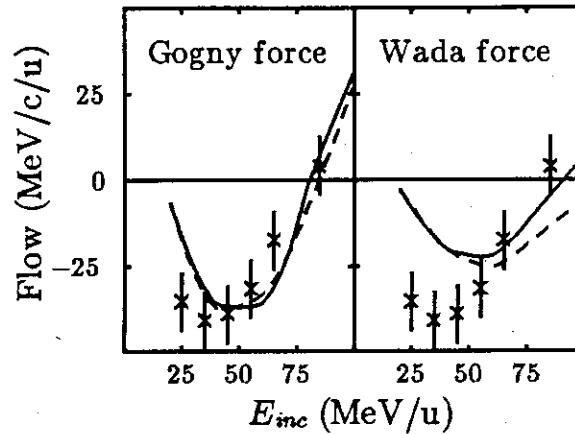


Fig.1 Collective flow in $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ reaction. The solid, dashed lines, and crosses represent the QMD results with $\sigma_{NN}=40, 20$ mb, and the data^[3], respectively.

the density dependence is not enough and the momentum dependence of the mean field, or the exchange term, is necessary to reproduce the experimental behavior of the flow. This fact is less ambiguous than in the higher energy region since the flow is less sensitive to the 2-nucleon collision cross section.

2. Near- and Far-Side Contribution to Ejectile Polarization^[1]

The projectile fragmentation is now an important way to get the polarized unstable nucleus beam. Asahi et al.^[4] showed that this method is useful, and that in the reaction of $^{14}\text{N} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^{12}\text{B} + \text{X}$ (40 MeV/u), the ejectile polarization is well understood with a simple semi-classical picture on the assumption that the near-side contribution is dominant. In Asahi's picture, which relates the momentum of the removed nucleon and the ejectile angular momentum, the ejectile polarization is a monotonous function of ejectile momentum and its slope is positive and negative in the near- and far-side dominance case, respectively. The polarization in the reaction of $^{15}\text{N} + ^{93}\text{Nb} \rightarrow ^{12}\text{B} + \text{X}$ can be also understood in the same picture on the assumption of the far-side dominance.^[5] However, in the gold target reaction at 69.5 MeV/u, the polarization has a dip around the momentum distribution peak.^[5] One of the probable origin of this behavior is the mixing of the near- and far-side contributions to the ejectile polarization, but it has not been understood yet when and where the near- or far-side contribution becomes dominant and the mixing of them becomes important for the ejectile polarization.

We study the near- and far-side contribution to the ejectile polarization by the use of "Quantum Molecular Dynamics + external mean field" model. In this model, the two nuclei interact through this mean field and the stochastic 2-nucleon collisions. We use the Gogny interaction as the effective nuclear force and the target mean field is constructed by the folding potential of the Gogny interaction. Since the total angular momentum is not conserved with the usual treatment of the 2-nucleon collision term, we restored it by the uniform rotation of the total system.

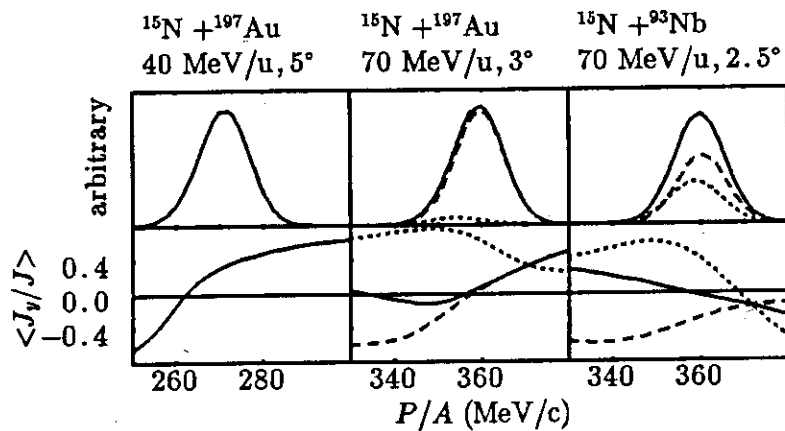


FIG.2 The momentum distribution (upper) and the polarization $\langle J_y/J \rangle$ (lower) of mass number =14 nuclei produced in the ^{15}N induced reactions. The dashed, dotted, and solid lines show the near-, far-side contribution, and their average, respectively.

In Fig.2, we show the momentum distribution and the ejectile polarization in the ^{15}N induced reactions. In the case of ^{197}Au target reaction at 40 MeV/u, far-side contribution is negligible and polarization is a monotonous function of the ejectile momentum. In the same reaction at 70 MeV/u, however, the far-side contribution cannot be neglected while the cross section is small. The far-side component has a large positive polarization since the contact time is long and the ejectile has enough time to absorb the relative angular momentum. Thus there appears a dip as the result of their statistical average. In the case of ^{93}Nb target reaction at 70 MeV/u, the ejectile polarization is dominated by the far-side contribution and the slope becomes negative.

The computer calculation for this work was supported in part by the Institute for Nuclear Study (INS), University of Tokyo, Research Center for Nuclear Physics (RCNP), Osaka University, and Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI), Tokai.

References

- [1] A. Ohnishi, T. Maruyama, and H. Horiuchi, Contribution paper to the Fourth International Conference on Nucleus Nucleus Collisions, Kanazawa, Japan, 1991
- [2] F. Seville et al., *Nucl. Phys.* **A501** (1989), 137
- [3] J. Peter, *Proceedings of the International Symposium on Heavy-Ion Physics and Application, Lanzhou, 1990*, World Scientific, to be published.
- [4] K. Asahi, et al., *Phys. Lett.* **251B** (1990), 488
- [5] H. Okuno, Master Thesis, unpublished; The authors thank Prof. Asahi and Mr. Okuno for their kindness to show us the unpublished data.

23. GSIでの最近の話題

東北大学 篠塚 勉

(原稿未提出)