

JAERI-M
92-138

第三回原研タンデム・ブースター領域の核物理研究会
報告集

1992年2月27~28日、東海村

1992年9月

(編)岩本 昭・大島 真澄・池添 博・永目諭一郎・篠原 伸夫

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。
入手の間合わせは、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、お申しこみください。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）で複写による実費領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, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1992

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 ニッセイエプロ株式会社

第三回原研タンデム・ブースター領域の核物理研究会

報告集

1992年2月27～28日、東海村

日本原子力研究所東海研究所物理部

(編)岩本 昭・大島 真澄・池添 博・永目論一郎⁺・篠原 伸夫⁺⁺

(1992年8月19日受理)

原研では現在タンデム加速器の大幅増力を図る後段ブースターを建設中である。平成5年度予定のこの新加速器の完成に向けてこれまで毎年研究会を行ってきたが、それに引き続き「第三回原研タンデム・ブースター領域の核物理研究会」が1992年2月27日および28日に原研東海研究所において開催された。今回はタンデム・ブースターのエネルギー領域に限らず、より将来における核物理、核化学および学際領域の発展を展望して、以下の最近の話題を含めた。

低温における物理

高スピン・高励起状態の核構造

不安定核の核構造と不安定核ビームの応用

中高エネルギー領域での核物理

新施設の紹介と将来計画

所内および所外の各大学や研究所から合計68名の研究者が参加して活発な討論が行われた。この報告集は、標記研究会で発表された研究報告をまとめたものである。

また最終日にはタンデム・ブースターを用いた具体的な実験計画の提案および将来計画に関するフリートークが行われ積極的な提案がなされたが、それらについては省略する。

本研究会の世話人は岩本 昭、大島 真澄、池添 博、永目論一郎、篠原伸夫が担当した。

東海研究所：〒319-11 茨城県那珂郡東海村白方字白根2-4

+ アイソトープ部

++ 化学部

Report of the Third Seminar on Nuclear Physics at the
Energy Region of the JAERI Tandem-booster Accelerator
February 27-28, 1992, Tokai, Japan

(Eds.) Akira IWAMOTO, Masumi OSHIMA, Hiroshi IKEZOE
Yuichiro NAGAME⁺ and Nobuo SHINOHARA⁺⁺

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

(Received August 19, 1992)

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 27 to 28, 1992. Sixty eight participants from universities and from JAERI attended to discuss the following items:

1. Physics at low temperature
2. Nuclear structure at high spin and at high excitation energy
3. Application of unstable beam and their spectroscopy
4. Nuclear reaction at intermediate energy
5. New facilities

Keywords: Seminar, Proceeding, Tandem-booster Accelerator, Heavy Ion,
High Spin, Recoil Mass Separator

+ Department of Radioisotopes

++ Department of Chemistry

目 次

1. 低温核偏極を用いた物理	1
大矢 進 (新潟大理)	
2. 液体He中の不純物イオンのマイクロクラスター(スノーボール)	5
高橋 憲明 (阪大教養)	
3. イオントラップを用いた超微細相互作用の研究	12
和田 道治 (東大核研)	
4. ミュオン触媒核融合の現状と将来	20
永嶺 謙忠 (東大理/理研)	
5. 加速器質量分析(AMS)の現状と展望	27
今村 峯雄 (東大核研)	
6. INS空芯スペクトロメーターによる未知中性物体X ⁰ の探索	42
坂井 光夫 (東大核研)	
7. 笠原子核の励起と反応機構(英文)	62
佐川 弘幸 (東大理)	
8. 軽い中性子過剰核のスペクトロスコピー	71
中村 隆司 (東大理)	
9. ⁷ Liの3体共鳴(英文)	74
笹川 辰弥 (図書館情報大)	
10. 中間エネルギー核反応	84
堀内 昶 (京大理)	
11. 中重核のバンド構造の新しい視点	101
大塚 孝治 (東大理)	
12. 高スピンアイソマーと高スピンアイソマービーム	102
郷農 靖之 (理研)	
13. 中間エネルギー重イオン反応におけるスピン偏極現象とその応用	108
奥野 広樹 (東大理)	
14. RCNPリングサイクロトロン施設	109
畑中 吉治 (阪大RCNP)	
15. 高崎研に於けるイオンビームを用いた材料研究	115
檜本 洋 (原研)	
16. シーボルク超アクチニウム科学研究所について	115
梅澤 弘一 (原研)	

Contents

1.	Physics with Low-temperature Nuclear Orientation	1
	S. Ohya	
2.	Microcluster (Snow Ball) of Impurity Ions in Liquid Helium .	5
	N. Takahashi	
3.	Study of Hyperfine Interactions Utilizing Ion Trap	12
	M. Wada	
4.	Present Status and Future Plan of Muon Catalyzed Fusion	20
	K. Nagamine	
5.	Present and Future View of Accelerator Mass Spectrometry (AMS)	27
	M. Imamura	
6.	Search for Unidentified Neutral Particle X^0 with INS Air-core Spectrometer	42
	M. Sakai	
7.	Soft Multipole Excitations and Fusion Reactions in Halo Nuclei	62
	H. Sagawa	
8.	Spectroscopy of Light Neutron-rich Nuclei	71
	T. Nakamura	
9.	Three-body Resonance in ^{11}Li	74
	T. Sasagawa	
10.	Nuclear Reaction at Intermediate Energy	84
	H. Horiuchi	
11.	A New Point of View for Band Structures in Medium-heavy Nuclei	101
	T. Otsuka	
12.	High-spin Isomer and High-spin Isomer Beam	102
	Y. Gono	
13.	Spin Polarization in Intermediate-energy Heavy-ion Reactions and Its application	108
	H. Okuno	
14.	RCNP Ring Cyclotron Facility	109
	K. Hatanaka	
15.	Study of Materials Utilizing Ion Beams in TIARA	115
	H. Naramoto	
16.	On Glenn T. Seaborg Institute for Transactinium Science	115
	H. Umezawa	

1. 低温核偏極を用いた物理

新潟大学理学部 大矢 進

○ 低温核偏極の略史

低温核偏極を用いた物理の大きなトピックはWu女史等による β -DECAYにおけるParity非保存の発見から始った。その後、On-Line Nuclear Orientation まで可能になってきている。新潟大でも1980年からこれらの実験を始めてきている。それらの経験をふまえて紹介する。はじめに低温核偏極に関する主な出来事を次に示す。

- 1957年 Wu女史等による β -decayにおけるParity非保存の発見
(低温による核スピンの偏極)
- 1959年 強磁性体中での希薄不純物の強い内部磁場の発見
B.N. Samilov et. al., JETP 9(1959)448
- 1966年 低温偏極核の核磁気共鳴実験成功
E. Matthias and R. J. Holliday, Phys. Rev. 17(1966)897
半導体検出器の出現、
 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 希釈冷凍機の進歩
アイソトープのImplantation技術の進歩(質量分析器)
- 1978年 On-line Implantation into refrigeratorの成功
P. Herzog et. al NIM 155(1987)421
- 1980年 新潟大に $^3\text{He}/^4\text{He}$ 希釈冷凍機設置
- 1981年 加速器+質量分析器+ $^3\text{He}/^4\text{He}$ 希釈冷凍機 実験成功
Lueven group
- 現在 On-Line Nuclear Orientation 実験を行っているところ
Lueven, Daresbury, CERN, Oak Ridge

偏極核の核磁気共鳴(NMR-ON)の最初の実験は、1966年にMatthias, Holliday [1] によって行なわれた。この当時、温度を数十mKにするため断熱消磁冷却の方法が用いられてきた。そのため長時間の測定が出来なかったが、現在は $^3\text{He}/^4\text{He}$ 希釈冷凍機の発達により、低温の維持が容易になりこのNMR-ONの方法で超微細相互作用の研究が広く行なわれてきている。そのまゝに強磁性体中での希薄不純物の強い内部磁場の重要な発見があり、そのためいっそう核偏極が容易になった。

NMR-ONの方法についてはすでにより案内書が出版されている[2]。又、新潟大学の装置についての解説は参考文献[3]にある。

このNMR-ONの方法の特徴をまとめると次の様になる。

1. 共鳴ピークを観測するため精度が良くて、その分解能はレーザによるものとほぼおなじである。
 2. 共鳴を得るためには、温度の精度を必要としない。
 3. 放射性原子核の基底状態やアイソマーの g -factor が、精度よく決定出来る。
 4. 核整列の $anisotropy$ の温度依存性 (NO) とNMR-ONを比較すると前者は磁気モーメント、後者は g -factor の情報をあたえるのでスピンの決定が出来る。
 5. 感度が非常に良いので、非常に希薄な合金のHFIの研究が出来る。
 6. 質量分析器やRecoil-Implantの方法を用いることにより、化学的な方法では出来ない合金のHFIの研究が出来る。
 7. 電気的四重極モーメントや電場勾配の測定が可能である。
- 以上の様な特徴があるため超微細相互作用の研究にひろく応用されつつある。

○ 核磁気モーメントの測定

核スピンを偏極させるために超低温と強磁場が必要である。我々は通常、強磁性体の内部磁場を用いる。そのため試料を鉄かニッケルの箔に埋めこませる。これらの例を最近我々が行なった ^{124}I の場合を用いて示す。

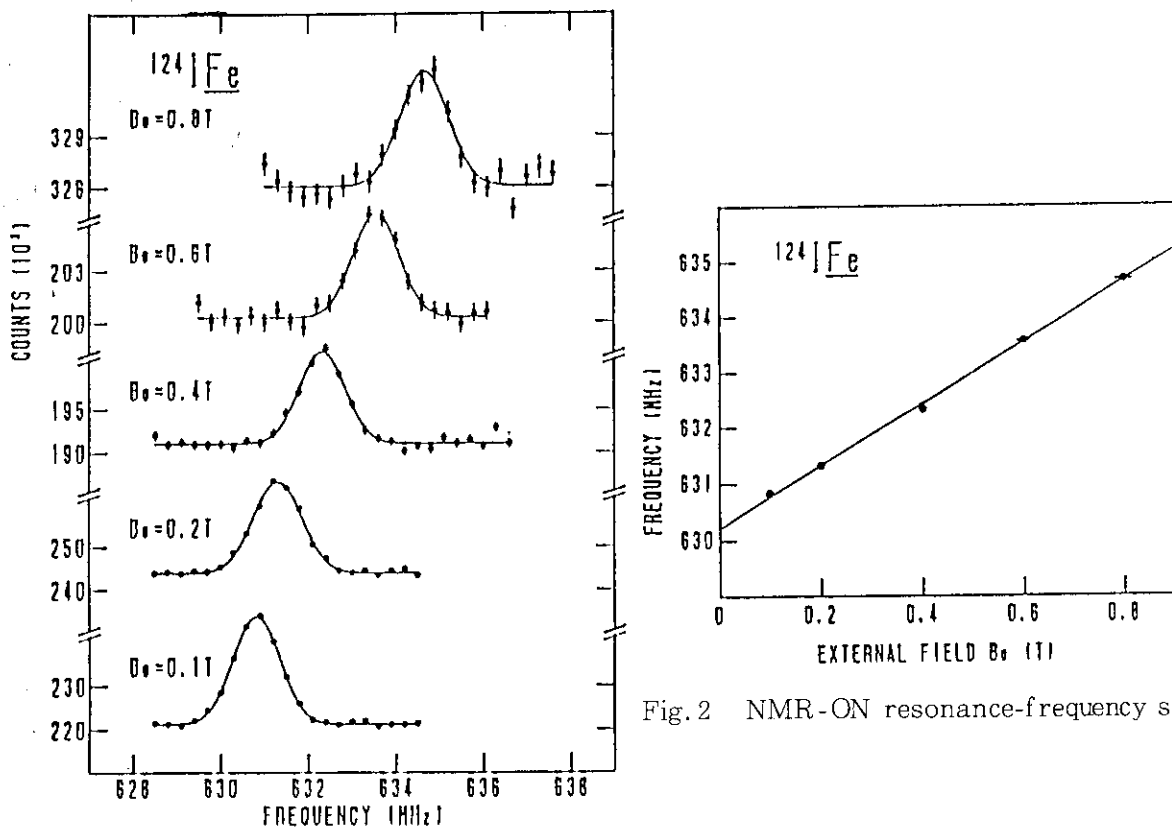


Fig. 1 NMR-ON spectra of ^{124}I Fe

Fig. 2 NMR-ON resonance-frequency shift

試料は核研のSFサイクロを用いて $^{123}\text{Sb}(\alpha, 3n)^{124}\text{I}$ の反応後のRecoil-implantの方法でFe箔(1 μm)に打込んだ。これを真空中で500度で熱処理を行なった。この熱処理を行なわない場合には、共鳴は得られなかった。熱処理は重要である。

^{124}I の603keVガンマー線をprobeとして、検出することによって共鳴ピークが得られた。共鳴は外部磁場 B_0 の強さによってshiftする。この結果を図1にしめす。横軸は外部RF周波数である。一般的に共鳴周波数は次の式で表される。

$$\nu = g \mu_N [B_{HF} + (1+K) B_0] / h \quad (1)$$

ここで、 B_0 は内部磁場で、 K はKnight shift factorである。この共鳴周波数を外部磁場の値でプロットしたのが図2である。(1)式から、

$$\nu_0 = g \mu_N \cdot B_{HF} / h \quad (2)$$

$$d\nu / dB_0 = g \mu_N \cdot (1+K) / h \quad (3)$$

が得られる。図2のY軸切片と傾きからその値が得られる。内部磁場は他の実験から知られている。その値 $B_0 = 114.50(5) \text{ T}$ を用いると、

$$|g(124\text{I}, 2-)| = 0.722(2)$$

を得る。もちろんg-factorが判っている場合は内部磁場が精度良く決定できる。又(3)式を用いて傾きからKnight shift factorがもとめられる。この場合、 $K = 0.002(2)$ である。一般にKnight shiftは小さいので、これを無視すると、この実験からでもg-factorと内部磁場を、精度はあまりよくないが別々に求められる。この場合 $B_0 = 115(3) \text{ T}$ となって前の値と一致している。詳しい結果は参考文献4を参照してください。

このような方法で核磁気モーメントの測定が精度よく出来るので、核構造の研究に応用去れているシクオーク効果の測定も計画されている。もしモーメントが他の方法で精度よく測定されている場合には超微細相互作用の異常性の研究にも応用される。

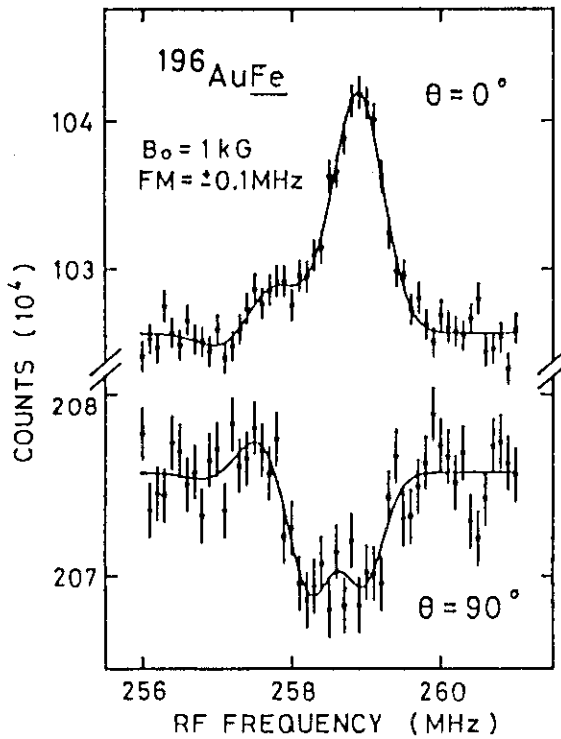
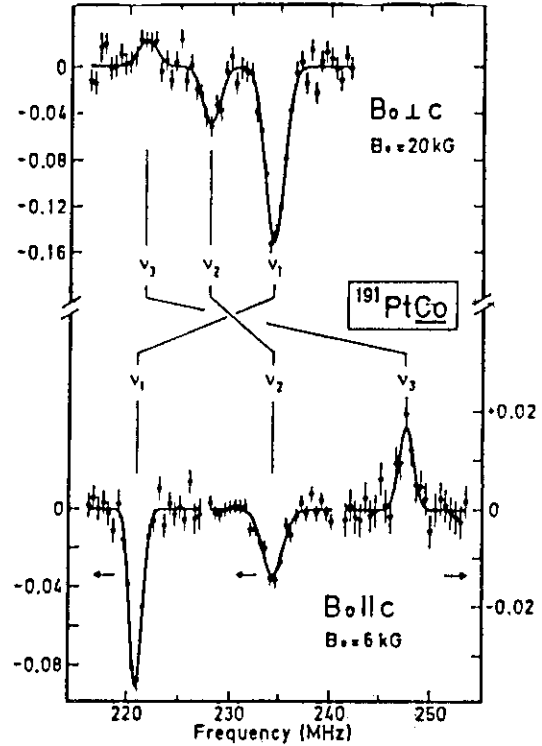
○ 電氣的四重極モーメントの測定

鉄はcubicで電場勾配の存在は考えにくい。しかしながらAuやIrなどを置換した場合、高次の効果として電場勾配が存在することが知られている。現在のところそのoriginは明らかでない。

例として $^{196}\text{AuFe}$ の共鳴を図3に示す[5]。磁氣的共鳴以外に副共鳴が見られる。これらの副共鳴周波数の差より四重極相互作用の大きさが判る。磁氣的相互作用と同じ様に電場勾配が判っている場合、四重極モーメントが得られる。この場合 $Q_0 = 0.81(7) \text{ b}$ が得られた。詳しくは参考文献5を参照して頂きたい。

Coのhcp結晶を用いるとおおきな四重極相互作用をえる。図4にその例をしめす。これは ^{191}Pt を質量分析器でCoの表面に打込んだ試料を用いている。外部磁場を各結晶軸にかけることによりその電場勾配のおおきさ及び符号が異なっているのが判る。詳しくは参考文献6を参照して頂きたい。

これらの事は原子核の電氣的四重極モーメントの測定ばかりでなく核物性の研究にも幅広く応用される。

Fig.3 NMR-ON spectrum of $^{196}\text{AuFe}$ Fig.4 NMR-ON spectra of ^{191}Pt in $\text{Co}(\text{hcp})$ from ref.6

このほか以下に示す測定が偏極核をもちいてなされてきている。これらについては参
紙面を省くので参考文献2を参照して頂きたい。

遷移における混合比のそくてい

α -崩壊の測定による核変形の研究

β -崩壊による核磁気モーメントの測定

基本対称性の破れの精密測定 (Time Reverse, Parity nonconservation)

現在世界では、加速器と質量分析器と $^3\text{He}/^4\text{He}$ 希釈冷凍機とをon-lineで結ん
だ方法がとられてきている。これから核物理の面で色々な研究がなされてくると思わ
れる。そういった測定器の設置が望まれる。

参考文献

- [1] E. Matthias and Holliday, Phys. Rev. Lett. 17, 897(1966)
- [2] "Low-Temperature Nuclear Orientation" edited by N. J. Stone and
H. Postma North Holland, Amsterdam, 1986.
- [3] 陸路直、大矢進、古沢昭、日本物理学会誌、36、760(1981)；陸路直、
大矢進、西村克彦、古沢昭、日本物理学会誌、42、276(1987)
- [4] S. Ohya, T. Yamazaki, T. Harasawa, M. Katurayama, N. Muturo, S. Muto and K. Heiguch,
Phys. Rev. C45(1992)162.
- [5] S. Ohya, S. Ohtake, K. Nishimura and N. Muturo, Phys. Rev. C36(1987)2072
- [6] B. Hinfurtner et. al., Phys. Rev. Lett. 64(1990)2188.

2. 液体 He 中の不純物イオンのマイクロクラスター (スノーボール)

大阪大学教養部 高橋憲明

要 約

液体ヘリウム中に不純物イオンを導入するとき、そのまわりにヘリウム原子が集められマイクロクラスターが生ずる。これをスノーボールと呼んでいる。スノーボール中では不純物イオンの核編極が保存されることが、スノーボールの寿命が数百ミリ秒に及ぶことが実験によって判明した。これらの紹介を行う。

スノーボールや不純物原子の液体ヘリウム中での振舞いにはまだ不明の点も多く、これについても問題提起を行う。

1. INTRODUCTION

Impurity ions introduced in liquid helium may behave as singly charged entities with effective mass of 50-100 He atoms, which are referred to as snowballs. A snowball is, therefore, an aggregate of helium atoms by means of electrostriction around an impurity core ion admitted in liquid helium.¹⁾ Not only helium ions as first noticed but also any other alien ions do form snowballs.²⁾ The method used in the study of polarization phenomena in heavy ion reactions³⁾ enabled us to conceive renewed interests to approach individual snowballs through alpha- and beta-ray counting.

While the snowball has been thought of a highly permanent solid entity,⁴⁾ there are still doubt whether all the existing evidences do decisively favour the picture of a solid core.⁵⁾ The preservation of nuclear polarization provides with an important clue to this issue, enabling us to test the inherent structure of snowballs directly as well as to peripheral problems of the above experiment.

Here, in this report, preservation of nuclear polarization of core ions ^{12}B ($T_{1/2} = 20.4$ ms, beta-radioactive) and measurement of lifetime of ^8Li ($T_{1/2} = 832$ ms, beta- and alpha-radioactive) snowballs are presented. It has been proved that the snowballs are far long-lived as compared to ^{12}B , namely, half-life of snowballs was obtained as 350 ms. This observed long lifetime supports the view that the snowballs constitute a suitable milieu for maintaining nuclear polarization of short-lived core ions throughout their lifetime.

2. FORMATION OF SNOWBALLS

An impurity ion admitted in liquid helium creates a strong electric field around itself. The electrostriction exerted on the He atoms surrounding the impurity ion compels them to exhibit an extremely small but finite electric dipole moment, despite the fact that the electric polarizability of helium atom is approximately only 0.5×10^{-24} cm³. To minimize the electrostatic energy, an aggregate of electrically polarized helium atoms is formed around the ion. The range of such an effect is calculated to be about 6 Å, thus, we may think of a charged spherical aggregate created around the impurity ion. The internal pressure has been calculated by Atkins,⁶⁾ who attempted to simulate the aggregate by a continuous medium. We know that the pressure of at least 25 atm is needed to solidify helium at 0 K. The calculated pressure by far exceeds the value of this melting pressure at $r < 6$ Å with a reasonable value for the surface tension. Such is a snowball, containing 50 - 100 helium atoms around a core ion and is singly charged.

We are thus led to consider that a snowball may well be of the solid entity, although there have been still no direct evidences for this statement.

3. EXPERIMENT

3.1. Freezing out of nuclear polarization of core ions

A 135-MeV nitrogen ion beam obtained from the cyclotron at the Research Center for Nuclear Physics, Osaka University, was shaped into pulses of 30-ms duration and 80-ms repetition and was focussed into a diameter of 4 mm on a target, a water-cooled thorium foil of thickness 20 mg/cm². Ions undergoing no interactions with Th nuclei were collected at a beam dump in the target chamber. Reaction products ¹²B were taken out at 25 degrees with respect to the direction of the incident beam through a collimator into the cryogenic space and were introduced into liquid helium at a temperature of 1.7 K. The temperature was monitored by the helium vapour pressure in the superfluid chamber and by a germanium and a carbon resistors placed inside the chamber. The chamber window was of 50-μm thick stainless steel and the reaction products with kinetic energy exceeding specified values determined from the range and the energy loss in the target and the window, penetrated into liquid helium. The residual range in the liquid helium is only a few mm at most. Most of the impinged ¹²B ions were neutralized during the stopping process. A fraction of ions survived without being neutralized, until they formed snowballs. These snowballs were dragged to the 20-mm

long central domain by a static electric field impressed in the 30-mm wide and 50-mm long superfluid chamber. The experimental setup is shown in Fig. 1.

A static magnetic field was produced all the way from the target to the superfluid chamber in the direction of the reaction normal and the strength around the domain was 0.9 kG with inhomogeneity less than 1 %. Beta rays from the unstable nuclei thus transported were detected during 40 ms of the out-beam periods by a pair of plastic counter telescopes deployed parallel to that direction.⁷⁾ Beta rays penetrated a 100 μm stainless steel window of the superfluid chamber and a 50- μm thick aluminium window of the vacuum chamber, before impinging a counter telescope which consisted of two energy-loss detectors of thickness 2 mm, one large energy detector and an anti-coincidence detector at the surface of the magnet poles. The energy threshold of the counter telescope was set at 3 MeV. Energy and time spectra were consistent with those of ^{12}B ($T_{1/2} = 20.3$ ms, $I^\pi = 1^+$ and $E_{\beta\text{max}} = 13.7$ MeV).

Nuclear polarization of ^{12}B was reversed during every other out-beam period by applying the adiabatic-fast-passage NMR over the resonance frequency 675 kHz during 5-ms rf-periods before and after the beta-ray counting. A pair of rf-coils were installed in the chamber and were dipped completely in the liquid helium. The NMR was otherwise applied over a frequency 150 kHz apart from the resonance and the nuclear polarization was kept unaltered. By taking the average of the left-right ratios of the counting rates, the beta-ray asymmetry was obtained free of the instrumental asymmetries.

Polarization of the ^{12}B was preserved during the flight in *vacuo* from the target to the chamber window, since the ion was energetic enough to be in the fully stripped state and no hyperfine interactions in the ion were effective. The collision time is short enough whilst penetrating the solid material such as the chamber window and no deterioration of polarization took place.

The angular distribution of beta rays from the polarized ^{12}B is asymmetric, owing to the parity non-conservation in the weak interaction and reads

$$W(\theta) = 1 - P\cos\theta$$

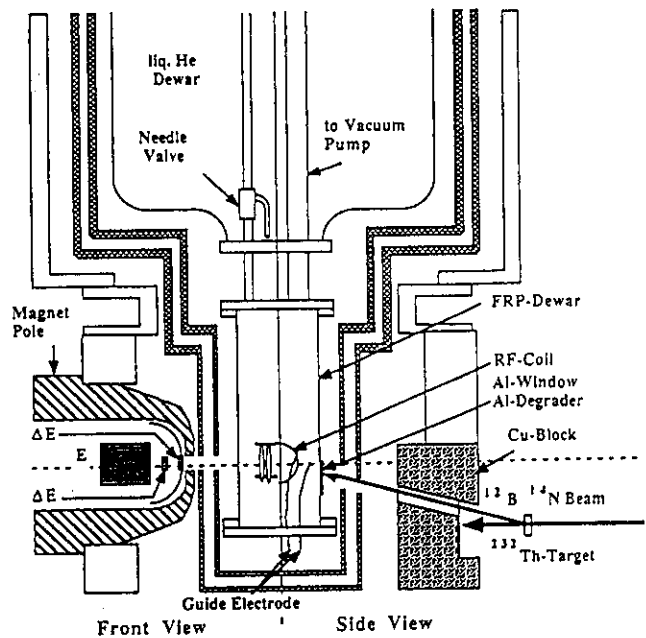


Fig.1 Setup for polarization measurements

with respect to the axis of ^{12}B polarization. Polarization P is expressed as

$$P = (1 - R^{1/2}) / (1 + R^{1/2}),$$

where

$$R = (N(0)/N(\pi))_{\text{off}} / ((N(0)/N(\pi))_{\text{on}}).$$

Here N 's stand for the counting rates of beta rays during off- and on-resonance periods at $= 0$ and π .

Polarization measured was $7 \pm 3 \%$. Though we need more counting statistics, this value agrees well with the measured average polarization of ^{12}B from the same reaction at 129 MeV and at 30 degrees, $P = 10\%$.⁷⁾ Thus, we presume that the spin polarization of the core nucleus is essentially preserved through the lifetime.

3.2. Lifetime of Snowball

A beam of 150-MeV ^7Li ions was obtained from the cyclotron at the Research Center for Nuclear Physics and was shaped into pulses of 1.2-s duration and 3.2-s repetition. The beam was focussed into a diameter of less than 4 mm and was led to the target of CD_2 and the reaction products ^8Li were introduced into a cryogenic space at 0 degrees and into liquid helium at a temperature of 4.2 K through a window made of 50- μm thick aluminium. A part of ^8Li ions formed snowballs. These snowballs were displaced by approximately 10 mm by an electric field impressed perpendicular to the original beam direction between a grid and a surface-barrier detector in the liquid helium chamber.

The configuration near the centre of the cryogenic space is shown in Fig. 2. The electric potentials of the entrance window (A) and the detec-

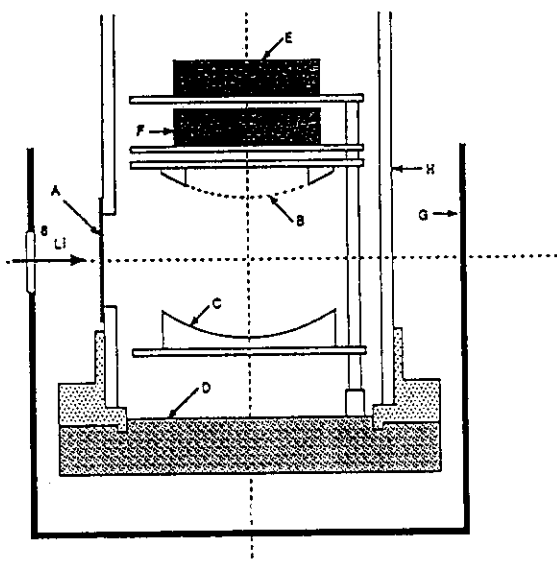


Fig.2 Center of the cryogenic space

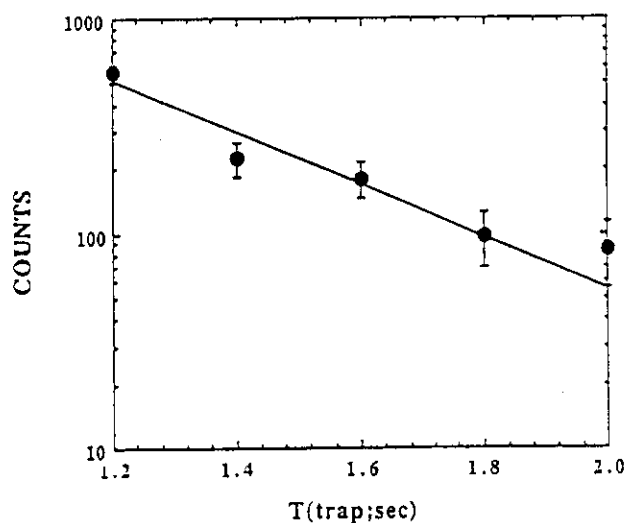


Fig.3 Alpha-particle counting with delay time

tors (E and F) were kept at +2 kV and 0 kV, respectively, and that of the grid (B) was +2 and +1 kV. The latter potential value was applied during an out-beam period after a certain delay time T_D from the end of the in-beam period and a measuring period was started. During the in-beam time and the subsequent delay time, the grid potential was kept at +2 kV. By changing the delay time, alpha-particles from ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$ were detected by the surface barrier detectors. This configuration enabled us to keep the produced snowballs in the vicinity of the grid when they were produced and later to transport and count them at the surface-barrier detector.

A delay time spectrum obtained with the alpha particle counting is shown in Fig. 3. A solid line is drawn for $T_{1/2} = 250$ ms as fitted to the measured points. This proves that snowballs are detected by means of alpha decay and the present alpha-particle detection method is also effective in determining the lifetime of snowball. We obtain from this observation a typical value for the half life of snowballs as 352 ± 82 ms, taking into account of the half-life of ${}^6\text{Li}$ nuclei. Our previous value with a conventional electric charge measurements produced a value for the half-life of about 1 s at a temperature of 1.7 K, i. e., with superfluid helium.

4. DISCUSSION

The observed lifetime strongly supports the view that the snowballs are as long-lived as many radioactive nuclei. Still the problem remains, if we are really observing snowballs. The answer is indirect but the drift velocity of the charge carriers we are dealing is in the right order of magnitude as that of snowball measured before by Meyer and Reif.⁴⁾

The lifetime obtained here is slightly smaller than the previous value. The reason is that the lifetime is the maximum expectation value in the measurements. The expected value depends slightly on the configuration of the apparatus used, moreover the alpha-particle is short-ranged and may be lost during transportation without reaching the surface of the detector, thus a slightly smaller value for the lifetime is quite possible to occur. In a previous measurement with a conventional electric charge method at 1.7 K, the lifetime obtained has been about 1 s. It is reported, the lower the temperature, the longer the lifetime of snowballs.⁵⁾

We are still far from inferring more quantitatively the internal structure of snowball, whether it is most likely of solid entity and it is highly symmetric, i. e., a picture of highly permanent cluster of helium atoms around a charged ion.⁴⁾ The conclusion of Atkins' estimation in terms of the classical thermodynamical approach is plausible still at this stage and this description gives a clear idea; electrostriction effects increase the liquid density over a large region surrounding the ion.

5. CONCLUSION AND OUTLOOK

We have obtained a typical value for the lifetime of snowballs by use of alpha- and beta-particle detection. The lifetime was in the order of 1 s. This assures that the lifetime of snowballs are long enough so that the nuclear spin polarization of many short-lived nuclei can be maintained throughout the lifetime in them. This will supply us with an important means to explore, whether such snowball has a highly symmetric structure, most likely a permanent solid core.

The "freezing-out" of polarization characterizes a snowball as an ideal stopping material for preserving nuclear polarization for the purpose of determining the electromagnetic moments of unstable nuclei, irrespective of what atomic number they sustain and how far they are apart from the stability line. This will definitely open a way to further use of exotic heavy-ion beams⁹⁾ to expand the study of nucleus from the conventional narrow region close to the stability line to an ample unknown space in N-Z plane.

This novel detection method of snowball will enable us to observe more closely the transport phenomena of alien ions in liquid helium. Possibly the use of ^6He and ^7He beams will enable examination of new phase in the problems of liquidity and solidification of bulk helium as nucleated by naturally occurring ions.¹⁰⁾ For these purposes pulsed beams of beta-active nuclei will be introduced into the liquid helium as impurity ions and the snowballs formed around radioactive nuclei will be detected by the beta-rays rather than alpha-particles from the short-lived nuclei and the spatial distribution of the snowball will be measured.

6. ACKNOWLEDGEMENTS

Experiments mentioned here were carried out in a group of T. Shimoda, Y. Fujita, H. Miyatake, T. Itahashi of Osaka University and the author. The experimenters would like to thank the RCNP cyclotron staff for their help at every stage. Measurements were carried out at the RCNP under the programme numbers 26A04, 28A05, 29A08 and 30A21. This work is supported in part by the Grant in Aid of Scientific Research (Ministry of Education, Science and Culture, Tokyo) and Grants from the Mitsubishi Foundation.

REFERENCES

- 1) L. Meyer and F. Reif, Phys. Rev. 110 (1958) 279L and G. Careri, F. Scaramuzzi and J. O. Thomson, Nuovo Cimento 8 (1959) 1758
- 2) W. W. Johnson and W. I. Glaberson, Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 214
- 3) See e.g., K. Sugimoto, M. Ishihara and N. Takahashi, Polarization Phenomena in Heavy-Ion Reactions in Treatise on Heavy-Ion Science, edited by D. A. Bromley, Vol. 3, Plenum Press, New York, 1985 and references therein. N. Takahashi, Hyperfine Interactions 21 (1985) 173

and K.H. Tanaka, Y. Nojiri, T. Minamisono, K. Asahi and N. Takahashi, Phys. Rev. C34 (1986) 580.

4) K. W. Schwarz, Adv. Chem. Phys. 33 (1975) 1

5) D. L. Goodstein, J. Low Temp. Phys. 33 (1978) 137

6) K. R. Atkins, Phys. Rev. 116 (1959) 1339

7) N. Takahashi, Y. Miake, Y. Nojiri, T. Minamisono and K. Sugimoto, Proc. INS Intl. Symposium on Nuclear Direct Reaction Mechanism, INS, University of Tokyo, p. 635 (1979).

8) G. A. Williams and R. E. Packerd, J. Low Temp. Phys. 33 (1978) 459

9) I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, S. Nagamiya, Y. Shida, N. Yoshikawa, O. Yamakawa, K. Sugimoto, T. Kobayashi, D. E. Greiner, N. Takahashi and Y. Nojiri, Phys. Lett. 160B (1985) 380, and I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi and N. Takahashi Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2676

10) M. W. Cole and T. J. Sluckin, J. Chem. Phys. 67 (1977) 746

3. イオントラップを用いた超微細相互作用の研究

東京大学原子核研究所 和田道治

イオントラップは電磁的にイオンを有限の空間に閉じ込めておく装置であり、精密分光、特に基本定数測定・時間標準へ応用されており、さらに、ペニングトラップ中の固有振動数の測定から、質量測定装置としても利用されている。「狭い空間に閉じ込めておく」というイオントラップの特質は、分光実験において感度、精度に大きく貢献している。

不安定核への応用では、マイッツのグループによってCERN/ISOLDE に於いて始められたペニングトラップによる質量測定が特筆される[1]。レーザー分光による精密超微細構造分光においても、マイッツ大においてオフラインのトラップで長寿命の不安定核について初めて測定され[2]、東北大学においてはオンラインのレーザー分光用イオントラップが建設されるなど[3]、ようやく不安定核へと進みだした所である。さらに、ISOLDEや核研においては、より広範囲の不安定核をより高速かつ高効率で直接トラップに捕獲する機構の開発が進められている[4,5]。さらに核研のトラップ計画では、極微量の不安定核を精密測定するための手段としてのレーザー冷却を目指しており、準備を進めている。

ここでは、イオントラップによる超微細構造相互作用研究の核物理への代表的な応用をまとめ、具体的に国内外で進められている実験/計画を紹介し、今後開発されなければならない点について述べる。

1. レーザー分光による超微細構造の精密測定による物理

レーザー及びマイクロ波による多重共鳴法によってトラップされたイオンの精密超微細構造分光が可能である。この分光法は、以下のような優れた特徴を持つ。

- 1) 極微量のイオンに対して分光可能であり、究極的には一個でも可能である。
- 2) 長い相互作用時間とドップラーフリーが容易に得られるので1Hz程度の絶対精度で測定できる。
- 3) 完全な孤立原子系とみなせるので物性的不定性が少なく、確度の高い分光が可能となる。

孤立原子系における超微細構造は、原子核の電磁特性と、価電子（それによる芯偏極による影響も含む）による原子核の位置における電磁場（超微細場）との相互作用によって原子準位（原子核準位）にシフトや分離を起こすことによる。分離の大きさは、相互作用の項ごとにA,B,C...という超微細構造定数によって記述され、表1に示すようにそれぞれ原子核の電磁モーメントを反映している。E0項は、全体をシフトさせるので、アイソトープ（あるいはアイソマー）間で比較することによって原子核の荷電分布の情報を得ることができる。M1項のAは、核磁気モーメントと価電子による原子核の位置の磁場の積になっているので、磁場が例えば安定核の μ IとAの比から得られれば、核磁気モーメントを得ることができる。E2項のB,M3項のCについても同様にそれぞれ電気四重極モーメント、磁気八重極モーメントを導きだせる。

表1 超微細構造定数と核モーメント

<i>term</i>	<i>I, J</i>	<i>const</i>	<i>moment</i>	<i>isotope shift</i>	
E0	≥ 0	-	-	IS	charge distribution
M1	$\geq 1/2$	A	μ	B-W	magnetization distribution
E2	≥ 1	B	Q_s	?	
M3	$\geq 3/2$	C	Ω	?	

しかしながら、超微細構造定数から核モーメントを直接引出すことは、原子核が有限の拡がりをもっておりかつ超微細場が一様でないため、得られる精度は限られる。(この事実は超微細構造異常(Hyperfine anomaly=hfa)[6,7]と呼ばれる。)逆に言えば、核磁気モーメントを求めるには、超微細構造定数をいくら精密に測っても役に立たないのである。実際多くの不安定核の磁気モーメントは、コリニアレーザ分光法というレーザのみによる限られた精度のAの測定から求められている。精密に核磁気モーメントを求めるには、やはり十分強い外場をかけて核磁気モーメント自身によるエネルギー分離を大きくして測定する必要があり、これにはペニングトラップが最適である。イオントラップによれば、超微細構造定数Aと核磁気モーメント μ_I を双方とも精度よく測定できることになる。我々は、超微細構造定数A自身を精密に議論する物理を持っていないし、核磁気モーメントについても同様である。しかしながら、これらの比(正確にはスピんで規格化した値の比)をアイソトープ間で比較することによって、超微細構造異常自身、つまり原子核中での磁化の分布と超微細場の不様性の影響(Bohr-Weisskopf効果)を研究することができるのである。1%の精度でB-W効果を議論するには、A, μ_I を少なくとも 10^{-6} 以上の精度で測定する必要がある。

一方、高次の超微細構造定数(B,C...)から、高次のモーメント(Qs,W)を導く上での問題として、次のようなことが上げられる。1)分離が小さくなるため、高精度で測定しなければ存在さえ確認できないことがある。2)電子のスピンの1以上の系なので、必然的に微細構造多重項が近傍に存在し、そこからの二次の摂動を強く受ける。代表的な超微細構造定数の周波数は、A,B,Cそれぞれ1GHz,1MHz,1KHzの程度であり、A,Bについては、限られた精度ながら、普通のレーザのみの分光法でも測定されている。しかし、Cは二重共鳴法を用いて基底あるいは長い寿命の準安定準位の超微細構造を測定しなければ、到底求めることは難しい。

イオントラップの威力を発揮できる超微細構造の研究対象をまとめると、

- 1)M1結合定数Aと核磁気能率 m_I の両方の精密測定による超微細構造異常(Bohr-Weisskopf効果)の研究や、
- 2)M3結合定数Cの測定による磁気八重極モーメントの導出、
が適していると考えられる。

超微細構造異常や、アイソトープシフトの研究にはミュオン原子法という別の勝れた研究手段がある。この原子では、電子に比べて重いミュオンが、内殻電子に排他則によって妨げられることなく1s軌道に入る。そのため原子核内部に深く入り込むことになり、原子核の内部電磁分布に極めて高感度のプローブとなる。しかも測定しやすい高いエネルギーのX線を放出する。例えばB-W効果を測定する際でも、アイソトープ間で比較する事無く直接B-Wエネルギーを測定できる。このようにミュオン原子法は、超微細構造を研究する上で大変有効であるが、短寿命核のミュオン原子はまだ観測されていない。「不安定核」「ミュオン」という2つの高価(希少)なものを結合させて研究することは極めて難しいが、最近、東大中間子センターで計画がスタートするようであり[***]大いに期待される。

2. 超高精度が得られる理由

さきに述べたように、イオントラップによる超微細構造分光は、極めて高い精度で測られることが大きな特徴として上げられる。その理由をまとめると、以下のような点である。

- 1)自然放射寿命が長い転移を測定している。

いくら分光の条件・技術が向上しても、自然放射転移の幅による制限を越えることはできない。超微細構造間の転移は磁気双極転移なので極めて寿命が長い。例えば水素原子の基底準位の超微細構造間の転移速度は、 10^{15} s^{-1} 程度である。当然、原子の基底準位(及び一部の準安定準位)以外の超微細構造では、超微細構造間の転移を待つ間もなく別の原子準位に転移してしまうので高精度測定は困難である。

- 2)相互作用時間が長くできる。

自然幅の次に共鳴線の幅を決めるのが、相互作用時間(コヒーレント時間)である。不確定性

(あるいは標本化定理)から、観測場との相互作用時間(の 2π 倍)の逆数程度の周波数分解能しか得られない。この時間は、トラップ時間、レーザーによる励起間隔、ガス衝突等による緩和による制限、その他の時間制限のうち短いもので決まる。この中にはもちろん原子核崩壊によって核が存在しなくなることも含まれる。十分弱い励起光で分光可能であれば、1秒程度のコヒーレント時間は得られる場合が多い。注意すべき点は、レーザー冷却をしているような条件では、極めてレーザーによる励起レートが高いので、そのままでは、マイクロ波場との相互作用時間がごく短くなっていることである。このような場合、実際はレーザーをチョップして、光のあたらない時間にマイクロ波と相互作用させなければならない。中性原子のトラップでは、レーザーを止めると重力で落ちていなくなってしまう(あるいは一様性を保つのが困難な範囲を移動してしまう)ので、噴水法などの特別の仕掛けがなければマイクロ波分光が難しいが、イオントラップでは、電磁場で閉じ込められるのでそういうことが容易にできる。

3) ドップラーフリー分光が実現している。

静止していない原子の分光では、常にドップラー効果による観測共鳴ピークの拡がりの問題が付きまとう。ところが、Dickeの効果により、その観測波長より狭い空間に閉じ込めておくだけで(一次の)ドップラー広がりを回避できるのである[8]。マイクロ波(波長数cm)分光においては、トラップ(内径1cm程)に閉じ込めておくだけでこの条件が容易に達成できる。この現象は、観測する波長より小さい振幅の運動は動いているように見えないというふうに直観的に理解できる。光分光(波長数100nm)の場合には、この条件を達成するのは難しそうであるが、一個のイオンのレーザー冷却によって実際に達成されている[9]。

4) 超微細構造分離を直接測定している。

コリニアール分光法などのレーザーのみによる超微細構造分光では、超微細構造分離(約 10^9 Hz)は2つの光の波長(周波数で 10^{15} Hz)の差で求めなければならないのに対して、マイクロ波分光では、超微細分離を直接測定している。もちろん、レーザー分光においても、光の絶対周波数を測って引算をする訳ではなく、差を校正する干渉計によって測定するのでかなりの精度を上げることは出来るのであるが、線幅自身が励起準位の寿命(通常数10 ns程度)で決まっているので絶対的な制限が存在する。マイクロ波分光では、マイクロ波フォトオンの共鳴吸収・放射を直接観測するのはエネルギーが低く放射レートも低いので困難である。そこで、レーザーとの二重共鳴法によってマイクロ波フォトン一個を可視光フォトン一個(あるいは後述する特別の分光法によって百万個もの)に量子増幅して共鳴を観測する。

2. 内外のイオントラップによる核物理を指向した超微細構造研究

時間標準などの一般物理の分野では、かなり多くのグループがイオントラップに取り込んでいるが、原子核物理の分野にはまだ極少数しかない。特に加速器施設と接続された、所謂オンライントラップは、計画を含めても、CERN/ISOLDE, Stockholm/MSI, Sendai/CYRIC, Tokyo/INS くらいである。このうちISOLDEや、MSIのトラップは精密質量測定のものであり、超微細構造研究用のオンライントラップは日本の2基(建設中も含めて)しかないようである。また、オンライントラップではないが、マインツのG. Werthのグループは、初めて不安定核($^{133,131}\text{Ba}$)の精密測定に成功しており特筆される[2]。さらにボルダールのNISTにおいては、安定核のみを対象にしているものの、初のレーザー冷却[10]、1イオンによる超精密分光[9]、核磁気モーメントと超微細構造定数の同時精密測定[11]、レーザー冷却による質量測定[12]など、我々が不安定核物理へ応用するための基礎的技術を多数開発している。

日本の2つのオンライントラップについて概況をまとめると[14]、まづ「仙台トラップ」[3,13]*は、東北大学サイクロトロンRIセンターのオンライン質量分離器に設置されたイオントラップで、レーザー・マイクロ波分光による不安定核の超微細構造の精密測定を目的としている。既に安定核である ^{87}Sr イオンの超微細構造の精密測定に成功しており、現在不安定核閉じ込めの試験をしている。ISOLからのビームは、一旦フォイルにインプラントされ表面電離で再イオン化される。このインプラントの深さが、効率に大きく影響するので、デグレタ法などによって浅いインプラント

化を検討している。また、赤外レーザーを付加して、準安定準位への汲み上げを防ぎ、検出感度の増強を目指している。

一方現在建設中の、「核研トラップ」[5,14]**では、仙台トラップや、現行のISOLDEの質量測定用ペニングトラップにおいて、効率・速度・汎用性の点で問題となったフォイルインプラント法をやめ、直接入射捕獲の技術開発を進めている。しかも、通常のISOLにおける、ターゲットイオン源の特性による高速性・汎用性の制限をも克服するべく反跳核同位体分離器と接続しようとしている。

3. 開発されなければならない技術

不安定核のイオントラップ実験と安定核のその最も大きな違いは、前者においては、使える試料の量が殆ど0個であるの対して後者は無限にあることである。安定核のみを研究するうえでは「効率」という言葉を考慮する必要が殆ど無い。不安定核は、原子核反応などによってトラップの外で造り出さなければならず、しかも有限の時間で崩壊してしまう。

この問題を克服する方法として、1)できるだけ大量・広範囲に生成する、2)高効率の入射・捕獲方法を開発する、3)超高感度の分光法を開発する、の3つの相補的な方法があると考えられる。1)については、ISOLDEの実験が成功した最大の要因は、強力な質量分離器施設であるISOLDEそのものの存在であることを考えると、日本の大型ハドロン計画のE-アレナの早期実現が切に待たれる。2), 3)については、いままきに開発を進めている技術である。

有限のビームエミッタンスを持った連続イオンイオンビームを、有限の大きさのトラップに閉じ込めることは、本来リウヴィルの定理に反していることである。逆に言えば何らかの冷却のメカニズムが無いがぎり不可能である。フォイルインプラント法においても、フォイル上に一旦止めるといふ一種の強力な冷却を行なっていると言える。さらに壁面から出発したイオンが再び壁に衝突する前に、ガスとの衝突によって冷却されなければ有限の時間閉じ込めておくことは出来ない。

標準的なISOLビームの直接捕獲については、R.B.MooreらがISOLDEにおいて開発を進めている[4]。比較的良質($20\pi\text{mm-mrad}$, 6 eV at 60 keV)のイオンビームのうち、アパチャーで切った $2\pi\text{mm-mrad}$ のビームを、20 eV以下に静電減速してRFトラップに入射・捕獲した。約1 kVのトラップRF場において約0.2%の収集効率を得ている。RFトラップへの有限エネルギーイオンビーム入射においては、そのドライブRFの位相に大きく依存して、捕獲される場合とすぐに壁に衝突してしまう場合がある。前置バンチング機構を用意して、RF位相窓を適切に選んで入射出来れば、効率を劇的に上げることができるはずである。またRF電圧を大きくすればその自乗に比例して効率が上がる。さらにトラップ自体を大きくして受容位相空間体積を増やせばやはり効率を上げることができる。このようにすれば理想的には100%近くの収集効率を得ることが可能であるという。

ISOLDEのような通常のISOLでは、静電減速して極低エネルギーのイオンビームを得るには、装置全体が高圧に浮いていなければならない。精密分光装置などを高圧の上で運用するのは厄介なので、ISOLDEでは、捕獲用のトラップは高圧に置くが、そこから取り出したバンチビームを傾斜電位空洞を用いて地上電位に落とし、地上電位の次段トラップに渡す構造を採る計画である。この点、核研のE-アレナR&DのISOLは、不安定核ビーム加速用のライナックへの入射条件との整合のために、ターゲットイオン源とISOL本体の双方を高圧に浮かせられるようにする予定である。(図1) この構造は、静電減速型のイオントラップ入射にとっても、非常に有用である。イオン源を極低い電位に置き、ISOL本体を負の高圧に置くことによって、静電減速後、地上電位で極低エネルギーの質量分離されたイオンビームを得ることが出来るのである。

一方、現在核研で建設中のトラップ** (図2) は、気体充填型反跳核質量分離器(GARIS)に接続して、その不安定核ビームを直接捕獲しようとするものである。これは、1)分離器自身がイオン源を持たないので汎用性を持つ、2)高速に分離できる、3)高効率(>10%)で分離可能である、等の特徴をもっており、それを直接イオントラップに閉じ込めることは大変魅力的である。しかしながら、イオンビームの質を問えば、極めて悪く($\epsilon > 1000\text{ mm-mrad}$, $\Delta E > 1\text{ MeV}$ 、しかも荷電数もいろいろ)イオントラップの受容能力と比べると到底直接捕獲は困難に見える。そこで、トラップの前段に強

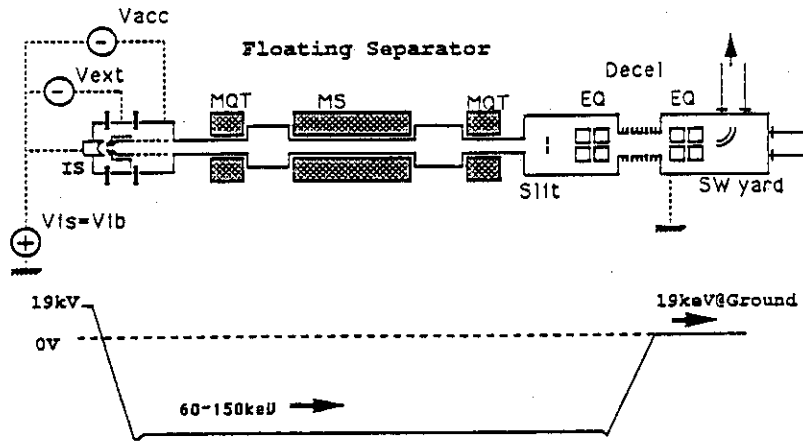


図1 核研 R & D E-Arena の静電浮上型 ISOL の電位構造

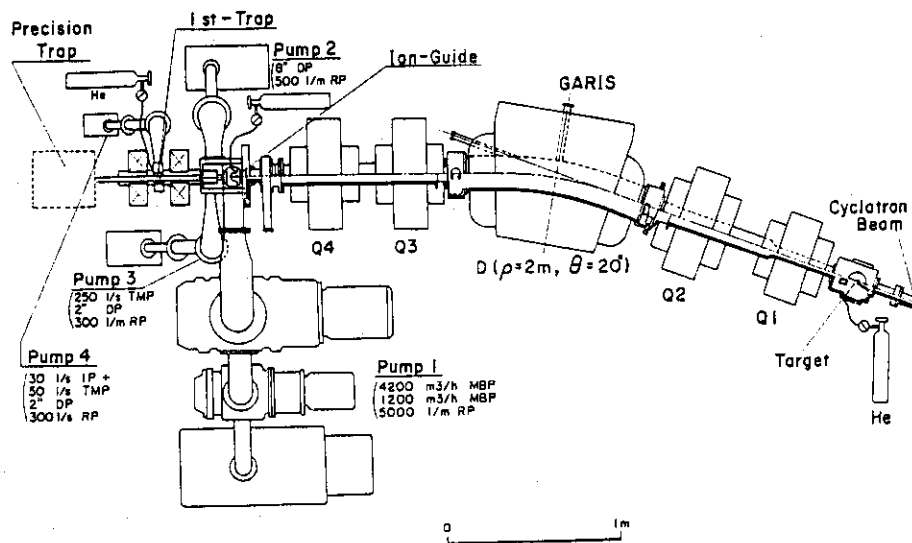


図2 核研GARISと建設中のオンラインイオントラップ系

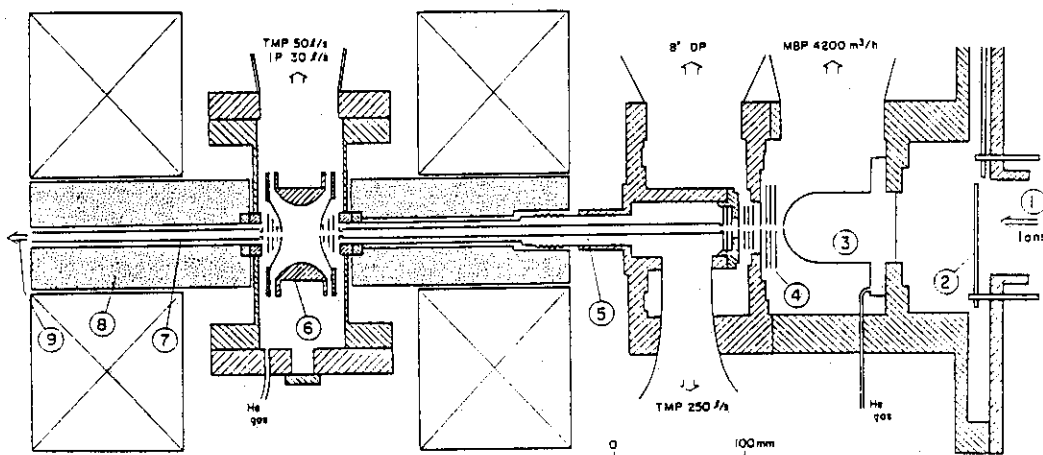


図3 スキーマイオンガイドとOPIGを用いたイオン直接捕獲システム

力な冷却器としてスクイーズイオンガイド機構を設置して、一価の温化された低エネルギー（数eV）のイオンビームにしてから初段のガス冷却用RFトラップに入射することにした。

イオンガイド法は、Jyvaskyla大で開発された技術でありISOLのイオン源の一種として広く使われている[15]。この仕組みは、100 Torr程度のHeガスセル中で核反応による生成反跳核を止め、一価のイオンに保ったまま温化し、ガス流によってセルの出口ノズルから押し出したものを、ガスは大型のメカニカルブースターポンプで引きとる一方、イオンは数百ボルトの電場でスキマーを経て高真空の方へ引出すというものである。この方法の問題点の一つは、真空度の悪いスキマーまでの加速の際、多重散乱によって比較的大きなエネルギー拡がりを持ってしまうことである。この問題を解決するために、やはりJyvaskylaのグループは、スクイーズと呼ぶ技術を開発した[16]。これによれば、10V程度の低い電圧でイオンを引出すことができ、それに伴うエネルギー拡がりも小さくできる。この低エネルギー引き出しは、イオントラップへの直接入射・捕獲にも適している。

気体充填型反跳核同位体分離器(GARIS)とイオンガイドとの組合せは、重イオン反応をイオンガイドに適用するときの問題となるプラズマ効果を防ぎ、より高効率のイオンガイド法として野村らによって提案され[17]、核研に建設され[18]、良好な結果を得ている。図3に、核研の初段トラップの詳細構成を示す。ここでは、スクイーズイオンガイドからの低エネルギービームをイオントラップまで運ぶ手段として、さらに、OPIG[19]と呼ばれる一種の引き伸ばし型RFトラップを使用している。

4. レーザー冷却の意義

ここでいうレーザー冷却は、ドップラーシフトを利用して吸収する光のエネルギーと放射する光のエネルギーの差が平均的には負になるような条件をつくり、その差の分だけ原子（イオン）の運動エネルギーが減り、冷却されるメカニズムである。中性原子の冷却については、1975年にT.Hansch, A.Shawowによって予言され[20]1986年にS.Chuらによって実現されたが[21]、イオントラップ中に閉じ込められたイオンについては、それに先立ち、1975年にD.Winland, H.Dehmeltによって提案され[22]、1979年にはD.Winland, W.Itanoによって実現されている[23]。レーザー冷却は、一回あたりのエネルギー減が小さいため、連続的に膨大な数の励起・崩壊を繰り返さなければ達成できない。中性原子の場合は、常に光に当たるようにするだけのことで容易ではなく、空間に保持するにも冷却された原子に8方向からレーザー圧を加え続けなければならない。実際はそういう条件にたまたま合ったものだけが冷却・保持されるため、「効率」が絶対的な意味を持つ不安定核への応用は極めて難しい。一方イオンの場合、「閉じ込め」自身は電磁場によって為されるため、より条件は容易になる。中性原子の場合と違って一方向からレーザーを照射すれば3方も冷却される。さらに、中性原子の場合は、冷却に合わせて波長を掃引（あるいはそれに相当する方法）しなければならないが、強くバウンドされたイオンでは、共鳴線にサイドバンドが立つため、その一つに固定しておけば冷却される[24]。等々、イオントラップ中のイオンに対するレーザー冷却は様々な利点を持ち、それ自身大変興味深い研究対象である。しかし、ここでは、「目的ではなく手段としてのレーザー冷却」特に不安定核のレーザー冷却による超高感度精密分光への応用について考えてみる。

トラップされたイオンのレーザー分光における感度向上において、レーザー冷却の効果は、閉じ込めポテンシャル井戸の底に集めるとい物理空間的な圧縮ばかりでなく、熱運動のドップラー効果による周波数空間の圧縮による励起レート、S/N比の劇的向上を呼ぶ。既に、イオントラップに捕獲された、Ba, Mg, Be, Hg, Srのイオンについて1イオンの観測がなされている[25,26]ばかりでなく、数個のイオンの結晶化とその相転移[27,28]も観測されている。一方、これを精密分光に適用するための方法として、電子棚上げ法が、Dehmeltによって提案され[29]、実際一個のHgイオンについての超高感度・超精密分光がNISTにおいて実現された[9]。

イオンのレーザー冷却の最大の弱点は、ほんの限られた元素のイオンしか冷却出来ないことである。レーザー冷却するためには、CWの周波数可変レーザーによる共鳴線より僅かに低いエネルギーの光りで、連続的に励起・放射が繰り返されなければならない。現在の技術では、そのようなレ

レーザー光が得られる波長範囲は可視と一部の紫外・赤外領域のみである。電磁的に閉じ込められるのはイオンであり、イオンになるとほとんどの元素の基底準位からの共鳴線が紫外領域にずれてしまう。可視域にとどまっているのは僅かに、重いアルカリ土類元素だけである。さらに、共鳴線に合うレーザー光が得られたとしても、ポンプアウトされてしまう準安定準位や超微細構造を持っていたりすると、また難しくなる。場合によっては数本のレーザーが必要になる場合もある。例えば、Caイオンの場合、冷却用の393 nmに加えて、準安定準位から汲み上げる赤外光(850nm+854nm)が2本必要である。 $S_{1/2}$ から $P_{1/2}$ でなく $P_{3/2}$ に励起する線を使うのが、超微細構造を持っているイオンの場合の鍵である。こうすれば、例えば、s+光を使えば、磁気サブレベルの最大の組みに集中させることができ、連続励起・放射を繰り返すことができるのである。

さらに、レーザーの波長の制限から、レーザー冷却できない元素のイオンについても、冷却されたイオンと混ぜることによってクーロン相互作用による関節的冷却(Sympathetic cooling[30])が可能である。冷却の効率・速度・到達温度については不利な点が多いと思われるが、分光の上では大きな利点がある。さきに述べたように、直接レーザー冷却されたイオンに対しての分光は、照射を止めている時間しかマイクロ波とのコヒーレント時間に出来ないのに対して、間接的に冷却されているイオンは、冷却用のレーザーを感じない。関節冷却されたイオンの分光は、極めて弱い光を用いることができ、かつさきに上げた冷却されたイオンが持つ超高感度性を備えているという理想的な分光ができるのである。

超高感度、究極的には1イオンについての精密分光が可能になれば、多少閉じ込め効率が悪くても、微量の不安定核に応用可能であるといえよう。さらに、短寿命の不安定核についてトラップの有効性に疑問が投げ掛けられている点についても、一個のイオンで分光が可能であれば、例えば、当初 10^6 個イオンがあれば半減期の24倍の時間がたっても1個は残っており、分光可能と言える。精度についても、むしろイオン雲よりも1個のイオンの方がより好条件であるといえる。

まとめ

イオントラップによる超微細構造の研究はその精度・感度の高さから時間標準等、安定核については、幾つかの研究グループが取り組んでいるが、不安定核へは、まだこれからといったところである。「閉じ込めておく」というトラップの最大の特徴が、寿命が短い不安定核に対して本当に有効であるかという本質的な疑問も投げかけられている。超微細構造の精密測定による核物理には、広い範囲(当然不安定核が入る)のアイソトープ間の系統的研究が必要であり、根気のいる作業である。いま、オンライントラップにおいて開発されなければならないことは、高効率・高速の捕獲法であり、高感度の分光法である。日本国内でも、幾つかのイオントラッププロジェクトが動きだしており、近い将来、必ずや大きな成果が上がるものと確信している。

なお、この報告の一部は、1991年11月に核研で行なわれた研究会「短寿命核ビームの科学」の報告ならびに1992年1月の「放射線検出による超微細構造相互作用」(大阪)研究会報告など、と重複していることをお断りしておく。

* この実験プロジェクトのメンバー構成は、藤岡學、篠塚勉、砂押仁、深代康之、古川、八木益男、佐藤伊佐務(以上東北大)、松木征史(京大)の各氏、および筆者である。

** 同、片山一郎、川上宏金、田中仁市、Xu Hong-Jie、(以上核研)、大谷俊介(電通大)の各氏、および筆者である。

*** 永嶺et al, 本研究会報告

[1] H.Stolzenberg et al, P.R.L. 65(1990)3104.

[2] Ch.Gertz et.al., Z.Phys. D5(1987)97.

[3] M.Wada et.al., Proc. of Int. Conf. EMIS-12, to be published in N.I.M. B, 1992.

[4] R.B.Moore et.al., Proc. of Int. Conf. EMIS-12, ibid.; R.B.Moore et.al., Phys. Scrip. T22(1988)28.

[5] I.Katayama et.al., Proc. of Int. Conf. EMIS-12, ibid.

- [6] A.Bohr and V.F.Weisskopf, Phys. Rev. 77(1950)94.
- [7] Buttgenbach, Hyp. Inter. 20(1984)1.
- [8] R.H.Dicke, P.R. 89(1953)472.
- [9] J.C.Bergquist et.al., PR A36(1987)428.
- [10] D.J.Wineland et.al., P.R.L. 40(1978)1639.
- [11] W.M.Itano et.al., P.R. A24(1981)1364.
- [12] D.J.Wineland et.al., P.R.L. 50(1983)628.
- [13] Y.Fukashiro et.al., Proc. of Int. Symp. on Lasers in Nuclear Physics, to be published in Hyp. Int., 1992.
- [14] M.Wada, Proc. of Int. Works.on Physics with Penningtraps, Sweden, 1991, to be published in Phys. Scripta, 1992.
- [15] J.Arje et.al., N.I.M. B26(1987)384.
- [16] A.Iivonen et.al., Proc. of Int. Conf. EMIS-12, ibid.
- [17] T.Nomura et.al., N.I.M. A269(1988)23.
- [18] H.Miyatake et.al., N.I.M. B26(1987)309.
- [19] Okuno et.al., J.P.S.J. 55(1986)1504.
- [20] T.Hansch, A.Schawlow, Opt.Comm. 13(1975)68.
- [21] S.Chu et.al., P.R.L. 55(1985)48.
- [22] D.J.Wineland, H.Dehmelt, Bull.Am.Phys.Soc. 20(1975)637.
- [23] D.J.Wineland et.al., P.R.L. 40(1978)1639.
- [24] D.J.Wineland, W.M.Itano, P.R. A20(1979)1521.
- [25] Neuhauser et.al., P.R.L. 41(1978)233.
- [26] Madej et.al., Opt. Lett. 15(1990)634.
- [27] F.Diedrich et.al., P.R.L. 59(1987)2931.
- [28] D.J.Wineland et.al., P.R.L. 59(1987)2935.
- [29] H.G.Dehmelt, IEEE IM31.83(1982).
- [30] D.J.Larson, et.al., P.R.L. 57(1986)70.

4. ミュオン触媒核融合の現状と将来

東京大学理学部／理化学研究所 永嶺謙忠

1. はじめに

ミュオンは寿命 $2.2 \mu\text{s}$ の不安定素粒子であり、正と負の電荷をもつ μ^+ と μ^- とがある。質量は電子の207倍、陽子の $1/9$ であり、 μ^+ を軽い陽子、 μ^- を重い電子と考えて、応用研究を理解出来る。ミュオン核融合〔正式にはミュオン触媒核融合 (muon catalyzed fusion、 μCF と略す) という〕には μ^- が関与している。

ミュオンは加速器を用いて強力に発生させることが出来る。陽子や重イオンを300 MeV以上のエネルギーまで加速してBe (ベリリウム) やLi (リチウム) の原子核にあてる。その結果、パイオン (パイ中間子: π^+ , π^-) を生じ、それが崩壊してミュオンが生まれる。原理的には1 GeVの重陽子1個から0.20~0.25個の μ^- が生まれ、それを利用することが出来る。即ち1個の μ^- を生むのに4~5 GeVのエネルギーが必要となる。この値が μCF のエネルギー生産性を議論する際に問題となる。

ミュオンを液体水素の密度 (ρ_0 , 4.25×10^{22} 原子核/cm³) に近い高密度のD-T系 (重水素と三重水素の混合系) の加圧気体または液体中に入れた場合のミュオン核融合を考えよう。まず加速器から打ち込まれた μ^- は減速され熱エネルギーとなり、電子と入れ代わり水素原子の $1/207$ のサイズをもつミュオン原子 ($t\mu$)、($d\mu$)をつくり、その基底状態に至る。この間の時間は約 10^{-10} sである。生成した($t\mu$)、($d\mu$)原子は小さな固い原子と云うことが出来る。

この水素同位体核 (p, d, t) のまわりに出来る負ミュオン原子は電氣的に中性で、容易に周囲の他の分子中の水素同位体核に近づき、ミュオン分子イオンを形成する。この分子イオンは大きさが小さく、この中ですぐ同位体核どうしの核融合が進行する。

この負ミュオン (μ^-) が触媒する核融合に関する研究の歴史は古く、1947年頃のFrank (英), Sakharov (ソ連) らの論文に始まっている。その10年後の米国カリフォルニア大学の加速器ベバトロンでのAlvarez (米) らの泡箱の実験やJackson (米) の理論研究などを経て、今から10年ほど前の1970年代後

半に、2つの水素同位核と μ^- とで出来るミュオン分子イオン($dt\mu$)や($dd\mu$)が共鳴的に生成される現象が Ponomarev (ソ連) と Gerstein (ソ連) によって理論的に予測され、ドゥブナで最初の実験が行われて以来、研究が盛んになった。特に高密度の重水素と三重水素の混合ガスの実験が開始された 1983 年以後は、研究が急ピッチで進展している。国際会議もいくつか開催された。いくつかの総合報告も発表されている。

2. ミュオン核融合の原理

μ CFの原理を、実用化との関連で最も興味を持たれている μ^- を D_2 と T_2 の混合ガスまたは液体に打ち込んだ場合について説明してみよう。図1の様に次のような巡回反応が起こる：ミュオン原子($d\mu$)、($t\mu$)の生成 \rightarrow ($d\mu$)から($t\mu$)への移行反応 $\rightarrow \mu^-$ がdとtのまわりをまわる($dt\mu$)ミュオン分子の生成 \rightarrow ($dt\mu$)分子内で μ^- がdとt間のクーロン力を弱めることに依って進行する核融合反応 \rightarrow 融合反応生成物であるアルファ粒子からの μ^- の離脱 \rightarrow ミュオン原子の生成 $\rightarrow \dots$ 。

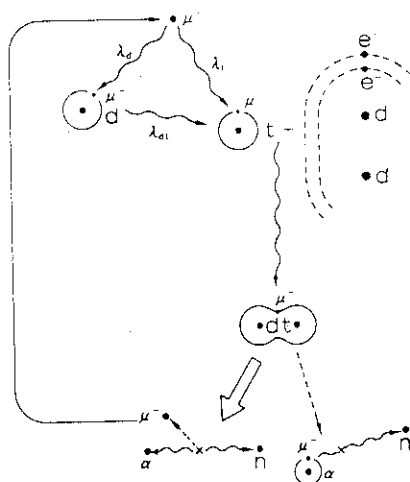


図1 D-T系の μ CFの原理図

この巡回反応が多いほど、またアルファからの離脱が大きいほど、 μ^- 1個から多量のエネルギーを生むことになる。 μ CFでは、通常の熱核融合反応に不可欠な“高温”を全く必要とせず、“低温”でエネルギー生産が行われる。高密度D-T系のように巡回反応率 λ_c が μ^- の自由崩壊率 λ_0 に比べて十分大きい場合には、 μ^- 1個当りの核融合反応数 Y は次のようにかける： $Y = [\lambda_0 / \lambda_c + W]^{-1}$ 。こ

ここでは λ_0 は μ CFサイクルの巡回率で、 W は巡回反応から μ^- が何等かの形で μ CFサイクルから離脱することによる全損失率である。

3. ミュオン核融合の原子分子過程

次に μ CF各ステップの反応率について、これまでに知られている実験事実を示してみよう。いろいろな密度 ϕ で行われた実験結果は、全て液体水素密度 ϕ_0 での値に規格化して示してある。

1) ミュオン原子生成率 λ_d 、 λ_t

ミュオン原子($d\mu$)、($t\mu$)は非常に速く生成される。例えば、($d\mu$)生成率 λ_d は $3.9(3) \times 10^{12} \text{s}^{-1}$ であり λ_0 に比べて7桁近く大きい。

2) 中間子分子内核融合反応率 $\lambda_{(dt\mu)r}$

基底状態の($dt\mu$)分子内では、 μ^- が d と t のまわりを巡る軌道(大きさは($d\mu$)や($t\mu$)のボーア半径のオーダー)に入り、 d と t の間のクーロン力が弱まり、 d と t の相対距離が零の位置での分子波動関数は有限の値を持つ。その結果、 $d+t \rightarrow {}^4\text{He} + n$ の核融合反応が急速に進行する。Jacksonによれば、 $\lambda_{(dt\mu)r}$ 値は λ_0 の 10^7 倍にも達する。より詳しい計算に依れば、後に示す($dt\mu$)分子の励起状態や分子内遷移の強さなどを全て考慮して、 $\lambda_{(dt\mu)r}$ 値は λ_0 の 10^6 倍になる。この値が非常に大きく、また密度に依って変化しないために、 $\lambda_{(dt\mu)r}$ が大きいことを前提として核融合中性子を測り、ほかの反応率を求めると云う形で、 μ CFの殆ど全ての実験研究が進められている。

3) ($d\mu$) \rightarrow ($t\mu$)移行反応率 λ_{dt}

($t\mu$)は($d\mu$)に比べると、基底状態のエネルギーが7%ほど小さいので、($d\mu$)と周囲の T_2 や DT との衝突で、容易に($d\mu$) \rightarrow ($t\mu$)という移行反応が起こる。

中性($t\mu$)原子は周囲の D_2 、 DT 分子内の d 核と結合して、($dt\mu$)分子をつくる。電子放出を伴う($t\mu$) $+D_2(2e^-) \rightarrow (dt\mu)+e^-$ のオージェ分子生成では、たかだか $0.05 \mu\text{s}^{-1}$ 程度の生成率でしかない。($dt\mu$)分子の回転及び振動状態の両方についての第一励起状態のエネルギー ε_{11} が -0.60eV 近辺という浅い位置にあることが期待されるために、($t\mu$) $+D_2 \rightarrow [(dt\mu)d2e]^-$ (反応率 $\lambda_{dt\mu-d}$) (1)、あるいは、($t\mu$) $+DT \rightarrow [(dt\mu)t2e]^-$ (反応率 $\lambda_{dt\mu-t}$) (2)、などの反応が図2に示すように共鳴的に起こる可能性がある。反応(1)、(2)が共鳴的に起こるのは、熱エネルギー ε_0 と($dt\mu$)分子の励起状態

(1.1)の束縛エネルギー ε_{11} との和 ($\varepsilon_0 + \varepsilon_{11}$)が、 D_2 またはDT分子の回転・振動基底状態から(1),(2)の右辺の電子分子のある回転・振動状態への励起エネルギーに合致するためである。Ponomarev らによる(dt μ)系に関する詳しい理論予測の後に、ドブナで行われた低密度の実験で $\lambda_{dt\mu}$ に関する下限が確認された。

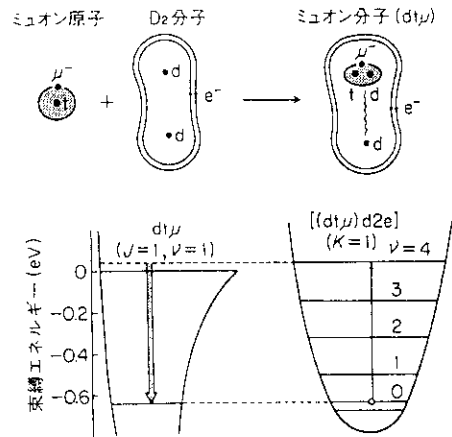


図2 dt μ 分子の共鳴的生成の原理図

実験的に λ_{dt} や λ_{dt} を求めるには、高密度の混合ガス系で核融合中性子の時間スペクトルを μ^- の入射時を時間の原点として測定し、 λ_0 を得て、その λ_0 の D_2 と T_2 の相対濃度比 ($C_d, C_t, C_d + C_t = 1$)への依存性を測ることに依って得られる。LAMPFにおけるIdaho国立工学研究所などのグループは ϕ_0 に近い高密度で25 Kから800 Kまでの温度範囲で実験を行い、 λ_0 について図のような結果を得た。 λ_0 は $C_d/C_t \sim 1$ の混合ガスで800 Kで最高値となり、 $160 \mu s^{-1}$ に達する。また図から明らかのように、 ϕ を増加すると λ_0 が増加する(実験値は既に ϕ_0 に規格されている)。これらの実験値から λ_{dt} が $300(40) \mu s^{-1}$ と求まり、 $\lambda_{dt\mu-d}$ や $\lambda_{dt\mu-t}$ が図3に示すような温度依存性をもつことが判った。密度依存性を確認する意味で、液体状態でのD-T混合系を用いた実験を行った。 $C_d/C_t \sim 1$ で、25 Kにおいて λ_0 が $150 \mu s^{-1}$ にも達することが分かった。結果は密度依存性の重要性を示している。より詳細な実験で明らかになった分子生成率の密度依存性は、 $(\mu t) + D_2 + D_2^1$ のような3体反応などの原子分子反応多体力の効果を考えることにより説明されると考えられている。

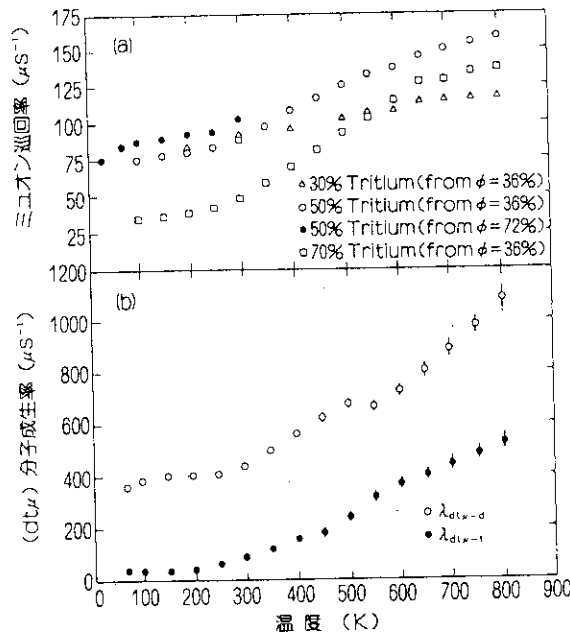


図3 いろいろな密度での $(dt\mu)$ 分子の生成率の温度依存性

4) 反応生成物 ${}^4\text{He}$ への付着率 (ω_s)

核融合反応による中性子の絶対測定を行い、 Y を実験的に求め、 λ_0/λ_0 との差から損失率 W を求めることが出来る。 W は、反応生成物アルファへの μ^- の付着率 (ω_s) による損失の外に、 $(dd\mu)$ 、 $(tt\mu)$ などの分子内核融合率が小さい分子の生成率 ($\omega_{dd\mu}$ 、 $\omega_{tt\mu}$) などによる損失も問題となる。中性子の絶対測定による ω_s の決定が、LAMPF (米) と PSI (スイス) の二つの研究所で行われた。結果は相互に矛盾した実験データとなっている。このことは中性子測定のみで、 ω_s を決めることの難しさを示している。

我々、東大理・理研・原研を中心とした研究グループは、東京大学中間子科学研究センターで α 付着率に対する全く新しい実験を行った。 α に μ^- が付着することに依って生ずるミュオン原子 (μHe) からの X 線を捕らえることを試みた。温度 20 K で液体の D-T (T_2 濃度: 30%) について行ったが、トリチウムの β 線の制動ふく射によるバックグラウンドを減らすために、パルス状のミュオンを用いて位相敏感測定を行った。同時に中性子測定も行った。この実験から次の結論が導かれている。(1) X 線からみる限り α の付着率は小さく、0.34(13) % である。(2) 中性子で求めた α 付着率は 0.5 % もあり、隠された損失過程が存在しているように見える。

5) He 不純物への移行反応 (λ_d 、 λ_t)

全損失率 W の中で、不純物 ^4He 、 ^3He への μ^- の移行反応率は正確に求める必要がある。トリチウムが崩壊し ^3He が増加し (0.28 %/月)、核融合反応によって ^4He が生まれるためである。(μd), (μt) から He への移行反応は、これまでに気体の D_2 、 T_2 中の He について実験が行われ、直接移行反応 ((μd) + He \rightarrow (μHe) + d) の理論値 (10^6s^{-1}) に比べて 100 倍以上も速い速度で反応が起こることが知られていた。Popov らは、この反応がミュオン分子 ($d\text{He}\mu$) 形成を経由して起こるために $10^8 \sim 10^9\text{s}^{-1}$ もの速い反応が起こると云う理論を提唱した。

東大・理研グループは、液体 D_2 中に 430 ppm の He を入れ、($d\text{He}\mu$) \rightarrow (μHe) + d と遷移する際に放出される放射性フォトンの直接観測に成功した。実験条件は先の ($d\text{t}\mu$) 系の ω_s 測定と全く同じである。この実験においては、放射性フォトンに特徴的なエネルギースペクトルが観測された。この光の絶対強度及び強度の時間依存性から $\lambda_{d\text{He}}$ の値が液体 D_2 温度で $11 \times 10^9\text{s}^{-1}$ と求められた。この値は、確かに大きいものであり、気体中での μCF については、 ^3He の除去について十分の注意が必要である。

4. 今後の課題

(1) エネルギー利用に向けて

D-T 系の μCF に於て、アルファ付着率が決まると、エネルギー生産の上限が決まる。東大・理研・原研グループの X 線の実験結果は 0.34 (13) % となっていて、ミュオン 1 個をつくるエネルギーを越える可能性が出てくる。但し、このブレイクイーン条件は、科学的ブレイクイーンと称されるべきであって、加速器での電力などの消費エネルギーや、核エネルギーから熱エネルギーへのエネルギー変換器でのロスが考慮されていない。これを考慮したいわゆる経済的ブレイクイーンには、更にもう 3 倍のエネルギー生産の向上が必要であると云われている。

この 3 倍の壁を破るために考えられていることを以下にまとめる。

(イ) 実験研究を D-T 系の (温度、密度、混合比) について未探求の領域に進める。

- (ロ) これまでに考えられていない極端条件下での μ CFを試みる。レーザー、超強磁場、高周波電磁場、局所的プラズマ、などの利用が考えられる。特に、レーザーを用いて $(dt\mu)$ 分子生成をコントロールしたり、 α 付着率が小さくなる様な分子内核融合を起こさせる。
- (ハ) 実用炉では高強度の μ^- が小さい領域に止められてミュオン核融合を起こす。その際に予想される複数個の μ^- やミュオン原子・分子どうしが相互作用する状況では、エネルギー生産に有利な現象が生まれる可能性がある。
- (ニ) 加速器の効率向上、ミュオン発生技術の向上、特に1次ビームの巡回利用などを追求する。

(2)ハイブリッド炉としての利用への展望

さてこれまでの μ CFの実験では、 μ^- 1個当りの100回以上の核融合が起こっていることは確かである。この事実を踏まえて、より効率の良いエネルギー生産方式が考えられないであろうか。Petrov によって提案されたミュオン核融合ハイブリッド炉(MCHR)が一つの方式であり、その後色々な考察が進行している。この提案の重要な点は、加速器からの重陽子ビームから π^- 生成と核子生成を行わせ、 π^- はD-T系の μ CFを、核子は ^{238}U にあて核分裂と ^{239}Pu の発生を起こす。又、 μ CF1個当たり100個の14 MeV 単色中性子の大半を ^{238}U にあて、中性子1個当たり2.3個の ^{239}Pu の生産と0.86回の核分裂に使用する。これらの結果生ずる核分裂エネルギーを加速器の運転と、 ^{239}Pu を通常の原子炉の燃料に使おうというものである。この考えでは、 μ CFのおかげで、加速器による核増殖効率が倍増し、既に採算が採れるとされている。

(3)エネルギー以外の利用への展望

元々核融合を起こす領域が小さいことが特徴の、 μ CFから強力に発生する単色14 MeV 中性子は、実用化の可能性があり、早急に、大型加速器に直結した実験ファシリティ計画の実現が望まれる。又、現実にはたやすく強力に起こっている核融合現象は、通常の熱核融合の工学的研究に寄与する他、keV領域の低速 μ^- 源として基礎科学の発展に寄与することも指摘されている。

5. 加速器質量分析 (AMS) の現状と展望

東京大学原子核研究所 今村峯雄

1. はじめに

放射能の発見以来放射性核種が科学の諸分野に果たした役割の大きさは言を待たないが、半減期の長い核種（半減期： 10^1 - 10^8 年）についてはその応用はこれまで比較的限られたものであった。その大きな理由の一つはその検出が容易でなかったことによる。一方で長寿命核種の重要性は、より短寿命の核種に劣るものではない。われわれが現在直面している深刻な問題の多くは、潜伏期間の長い病気とか温暖化の問題とかいうように我々の経験のサイクルに比してゆっくりとした時間スケールで起こる現象であって、これらは実験を繰り返して現象を把握する伝統的な科学の手法が適用しにくい。いきおい対象を拡大し精密化を計り場合によっては過去の現象も掘り起こす必要がでてくる。このような中で長半減期放射性核種がこれらの問題の科学的な側面で果たしうる役割も決して小さくはないと期待される。AMS技術の出現は従来検出困難であった長寿命核種の検出感度を飛躍的に高めた。AMSが適用可能な核種はまだ極めて限られているが、長寿命核種の特性を利用した応用がいろいろな分野で試みられている。

加速器を核種の分析に最初に用いたのはL. Alvarezで1939年に遡る¹⁾。回想を綴った彼の寄稿によると、当時 ^3H の方が ^3He より安定であると信じられていた。 ^3He の安定性を調べるため、D-D反応で製造した ^3He をBerkeleyの60"サイクロトロンによって直接検出する実験を計画したのであるが、その予備実験として、ヘリウム加速時の検出器（電離箱）のバックグラウンド測定を行なった。そして加速条件を ^4He から変化させたとき ^3He にあたる位置に小さなピークが存在することを偶然発見したのであった。その後この方法はL. AlvarezやR.A.Mullerらによりクォークの探索研究に利用されたが多くの研究者の注目を集めることはなかった。

AMSが広く注目されるようになったのは1977年のUC-BerkeleyのR.A.Mullerの論文²⁾ "Radioactive dating with a cyclotron"によってであり、サイクロトロンが年代測定の強力な手段になることを示して以来である。AMSは当初の主流であったサイクロトロンから現在はタンデム・バンデグラーフを用いる方法へとその重心を移動した。現在約40の施設がAMSの研究を実施あるいは計画中である。表1にAMSの歴史の概略を示す。表2には関連する研究分野とそのおもな研究題目を示した。最近のこの分野の活動は文献3-5参照。

我が国では東京大学タンデムが既存の加速器を利用し、また名古屋大学が市販のAMS専用機を導入して1980年代初期に活動を始めた。東大は多目的装置を目指し、 ^{10}Be 、 ^{14}C 、 ^{26}Al に関連した研究を行ってきた。現在平成3年度より3年計画で加速器更新事業（5MV）が進行中で、AMS測定系も一新されグレードアップすることが期待される。名大では ^{14}C に焦点を絞った研究が行なわれてきた。このほか大阪大学ではAVFサイクロトロンによる ^{41}Ca の検出が試みられた。最近筑波大学タンデムでは重い核種の測定にむけてAMS系を整備して行く計画が進められている。本稿はAMSの現状について概観をまとめたものであるが、東大タンデムで行なった最近の研究例も若干紹介したい。

表1. AMSの歩み

1939	Cyclotronによる ³ Heの発見	Alvarez and Cornog
1977	Cyclotronによるdatingの提唱	Muller
1977	Tandem van de Graaffによる ¹⁴ C検出	Rochester-Toronto-Simon Fraser大グループ
1978	1st AMS symposium	計画着手も含め3facilities
1981	2nd AMS symposium	約17facilities
1981	最初のAMS専用市販機 (東大タンデムAMS最初のデータ、1982) (名大タンデムAMS、1983)	General Ionex Co.
1984	¹⁴ C測定精度放射線測定に肩を並べる	ETH-Turich
1984	AMS' 84 (3rd int. AMS symp.)	約24 facilities
1987	AMS' 87	約32facilities
1990	AMS' 90	約40 facilities
1990	Recombinator入射器によるAMS	US-AMS Co.

表2. AMSの関連分野

年代測定・トレーサー

考古学・人類学
医学・生物学
環境科学
地球・宇宙科学

核種・元素・粒子分析

材料工学
素粒子・原子核

Fractional charge・Heavy boson・
排他率の破れの探求、半減期測定、
核反応断面積、広島・長崎の
中性子評価

表3. AMSで測定された放射性核種

測定頻度の多い核種

核種	半減期 (y)	測定感度*
¹⁰ Be	1.5x10 ⁶	3x10 ⁻¹⁵
¹⁴ C	5.7x10 ³	3x10 ⁻¹⁶
²⁶ Al	7.2x10 ⁵	1x10 ⁻¹⁵
³⁶ Cl	3.0x10 ⁵	2x10 ⁻¹⁵
⁴¹ Ca	1.0x10 ⁵	1x10 ⁻¹⁵
¹²⁹ I	1.6x10 ⁷	1x10 ⁻¹⁴

*安定核種に対する放射性核種の比
その他の放射性核種：³H、⁷Be、²²Na、
³²Si、⁴⁴Ti、⁵³Mn、⁵⁵Fe、⁶⁰Fe、⁵⁹Ni、¹²⁶Sn、
²⁰⁵Pb、²³⁰Th and etc.

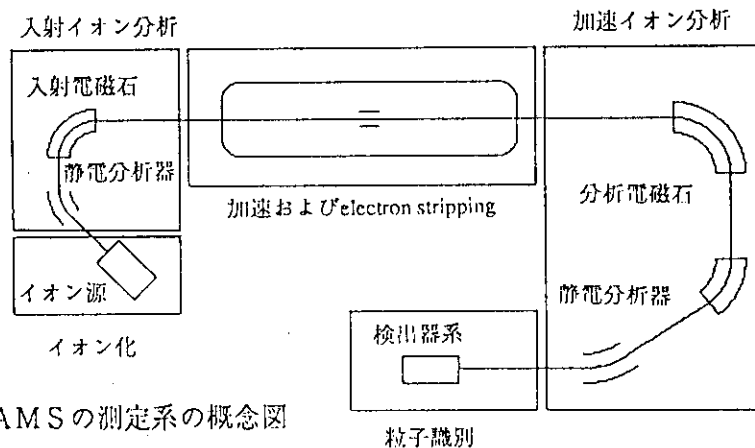


図1. AMSの測定系の概念図

2. AMSの原理の概略

2-1. イオン計数と測定効率

放射線測定では、単位時間に計測されるカウント数 n_c は $\lambda \eta_c N_r$ となる。 N_r は放射性核種の数、 λ はその壊変定数、 η_c は計数効率である。イオン計数での試料のイオン電流（粒子束）を I 、加速効率を η_{ac} 、試料に含まれる安定核種数を N_s とすると、計測数 n_{ac} は $\eta_{ac} I N_r / N_s$ である。同じ試料量、同じ時間での測定を考えた場合、得られるイベント数の比 n_{ac}/n_c は、

$$n_{ac}/n_c = \eta_{ac} I / \lambda \eta_c N_s$$

となる。AMSではイオン源からの試料電流は数-数十 μA (10^{13} - 10^{14} ions/sec) で、通常の質量分析の数桁高い試料電流である。仮に 1 mg の安定核種（炭素なら $5 \cdot 10^{19}$ atoms）を含む試料に対し試料電流を $10 \mu\text{A}$ ($6 \cdot 10^{13}$ ions/sec) とし、便宜上 $\eta_{ac}/\eta_c = 1$ とおくと (η_{ac} 、 η_c は通常は 0.1-1)、1 mg の炭素中の ^{14}C 測定に対しては n_{ac}/n_c の値は約 10^6 となり測定効率（速度）が著しく向上する。 N_s の小さい試料ならばさらに測定効率がよくなる。

天然の放射性核種の場合には一般に比放射能は低く、一方放射線を測定する場合の試料はかなり大きくできる。例えば ^{14}C 年代測定で 1 グラムの試料はしばしば用いられる試料量である。しかしこの場合でも AMS はなお 1000 倍ほど効率がよいと言える。

また上の式から半減期が長ければ長いほどイオン計数が測定効率上は有利であるが、微量の試料については半減期が一年以下のものでもイオン計数の方が効率がよいことになる。

2-2. AMSの原理と測定系の概略

イオン計数を通常の高エネルギー質量分析法によって行おうとすると、同質量分子イオンと同重体の存在が本質的な難点として残る。これらの質量差は極めて小さくかつ長寿命放射性核種の存在比は 10^{12} といった小さな値であるので分離はほとんど不可能である。膨大な数のバックグラウンドの中に隠れて全く測定できない。加速器を用いイオンを加速することによりこれらの困難が解決される。すなわち、

- (1) electron stripping によって分子イオンを分解する
- (2) E - dE/dx 等の測定によって同重体を識別する。

(1) については、単純な分子は +3 以上の価数を持つものは実質的に存在しないことを利用し数 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ の厚みの物質層（ガスあるいは固体薄膜）を通過させ荷電変換を行い +3 以上の電荷を持つイオンにして分析する。(2) については、約 0.5 MeV/核子以上に加速することによって検出器による粒子識別を行う。このような方法をとれば、検出器におけるバックグラウンドは非常に小さな値になる。原理上は極めて高い検出効率と感度が達成されることになる。

実際には事はそれほど単純ではないこともすぐわかる。存在比が 10^{12} 以下といった超微量核種の分析が AMS の対象になることが多いので、試料にわずかに ppm レベルで含まれる同重体の不純物でもほとんど検出器を死滅させる計数率を生ずることになる。さらに、毎秒数カウント、あるいはそれ以下の超微量イオン流を如何に安定に検出器に導き % 以下の測定精度を達成するか。これらが AMS の技術的課題である。

AMS が長寿命核種の一般的分析法として確立しているとは現状では言いがたい。

表4. 大強度スパッタ負イオン源からの負イオン生成量⁷⁾

Ion	Sputter target	Typical ion current (μA)
$^9\text{Be}^-$	BeO+Ag powder	0.1
$^9\text{BeO}^-$	BeO+Ag powder	8
$^{12}\text{C}^-$	graphite	300
$^{27}\text{Al}^-$	Al metal	4
	Al_2O_3 +Ag powde	1
$^{28}\text{Si}^-$	silicon crystal	250
$^{32}\text{S}^-$	sulphides	200
$^{56}\text{Fe}^-$	Fe metal	4
Pt	Pt metal	150

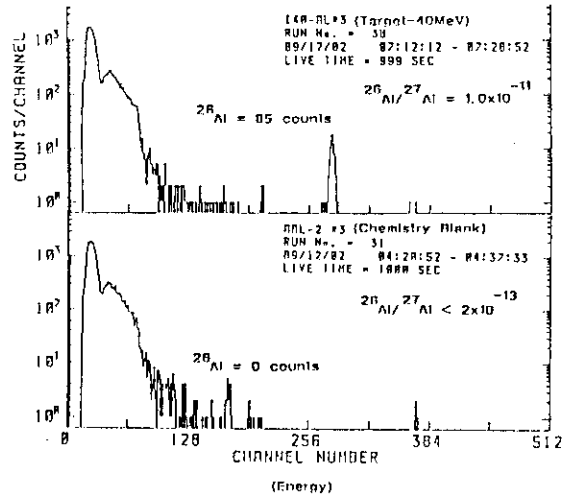


図2. Al_2O_3 +Ag試料で観測される $^{26}\text{Al}^{2+}$ のエネルギースペクトル。検出器はSSDのみ使用。ブランク試料には ^{26}Al に相当するピークは現われない。マグネシウムを10ppmほど試料に加えるとこの領域にピーク (10^{-12} 程) が現われるようになる。MgH⁺で加速されたものが観測されるようになる。

けれども特に応用上重要な核種についてはその測定法が個々に実用化されており (表3)、従来の放射線測定法に代わる分析法として広まっている。AMSの測定系を特にタンデム加速器を念頭におくと図1のように概念的に示すことができる。以下にAMS測定系の現状を、試料のイオン化、入射イオン分析、加速、加速イオン分析、粒子識別の測定ステップに分けて概説する。

3. AMS測定系の現状

3-1. イオン源

最近のAMSはタンデム加速器を用いるものが大半を占めている。微小試料のイオン化にはイオンビームによるスパッタを用いることが多いが、タンデムでは負イオンで入射するのでCsスパッター型負イオン源が適している。Csの電離面 (ionizer) を広く取り、Csイオンが効率よく微小の試料面を衝撃するように工夫し、微少の試料から高い負イオン電流を得ることができるよう様々なタイプのものが開発されている。AMSは試料中の微量核種の分析が目的であるから一般に多数の試料を次から次へと分析することになる。そのため多数の試料を同時に装填し、タレット機構などで試料交換をするメカニズムも備えている⁶⁾。

Csスパッタにおける負イオン生成の効率 (イオン化効率) は、目的元素の電子親和力のほか、試料表面の仕事関数 (Cs層の厚さなどに依存)、放出原子の速度や角度に依存するので、イオン源によって多少異なるが、表4に示すR. Middletonのデータが参考に

なる⁷⁾。引き出し電流はおおよそスパッタ率 \times イオン化率と考えてよい。

AMSにおけるイオン源の役割として、このほか、同重体負イオンの不安定を利用するバックグラウンドの低減がある。 ^{14}C 、 ^{26}Al 、 ^{129}I を測定する場合にはこれらの同重体 ^{14}N 、 ^{26}Mg 、 ^{129}Xe の負イオンが不安定であるという極めて幸いな事実がある。直接これらが負イオンとして加速計測されることはなく、何らかのメカニズム、例えば分子イオン等の形で入射加速され分解生成したようなごく一部のものが観測にかかるだけなので、比較的容易に粒子検出器により測定することができる。図2には ^{26}Al の測定例を示す。検出器は重イオン用のSSDで直接イオンのエネルギーを測定したものであるが、 ^{26}Al を含まない精製した試料では ^{26}Al に相当するエネルギー領域にはピークは観測されない。

^{32}Si 、 ^{41}Ca などの場合には、試料自身の不純物、場合によってはイオン源まわりから発生した同重体イオン (^{32}Si 、 ^{41}K 等) の妨害が検出器で対応できなくなるほどになる。このような場合同重体の分子負イオンが安定でないもの (SiH_3^- 、 CaH_3^-) を入射加速イオンとして選ぶ方法が考案され、成功している。

3-2. 入射イオン分析系

イオン源からのビームは目的イオンのほかにクラスターイオン、分子イオンが含まれ、更に試料に含まれる不純物による微量のものも含めるとほとんど無数のイオン種が存在すると言ってよい。したがってすべてのイオンを入射加速する方法は特別な目的以外は得策ではない。入射電磁石によって目的質量の負イオンだけを選択するが、スパッタイオンのエネルギー分散の裾や、分子イオンの分解のために入射電磁石だけではエネルギーの異なる他のイオンが入射加速される効果を見逃すこともある。最近に入射系に静電分析器を加えて二重収束を採用している例も増えている。

3-3. 加速器

初期のサイクロトロンを利用するAMSは現在ではほとんど姿を消した。イオン源の項で述べたように、負イオン発生における同重体負イオンの不安定性を利用すると ^{14}C など多くの核種が同重体の深刻な妨害を避けることができる。タンデムが主流となった背景はここにあるのだが、逆に負イオン加速をサイクロトロンで行えば事情は同じである。BerkeleyのMuller, Bertscheらのグループは半径15cmの永久電磁石を用いた超小型サイクロトロンを用いるAMS機を試作した。Cイオンを軌道半径10cm、40kVまで加速し、最近天然レベルの ^{14}C の検出に成功した⁸⁾。

重い元素(鉄以上)の分析は dE/dx による粒子識別が難しい。エネルギーを十分大きくすると電子を完全にはぎ取ったイオンにすることができ、目的核種の核電荷が妨害同重体の核電荷より大きい場合に同重体との分離を行うことができる。サイクロトロン、線形加速器、タンデムに後段ブースターを接続した複合系がこの目的に用いられた^{9, 10)}。

3-4. 加速ビーム分析系

分析電磁石 ($(E/q)(M/q)$ の分析) のほかに静電分析器などのエネルギー分析器 (E/q の分析)、速度フィルター ($(E/q)/(M/q)$ の分析) のうちいずれかを組み込む必要がある。加速の途中段階で生じた残留ガスとの荷電変換・散乱によって、連続エネルギー成分が加速管内の真空度に応じた割合で生じており、入射加速イオンの中に質量数の異なるものがあれば同じmomentumのものが分析電磁石を通過することになる。これらは粒子検

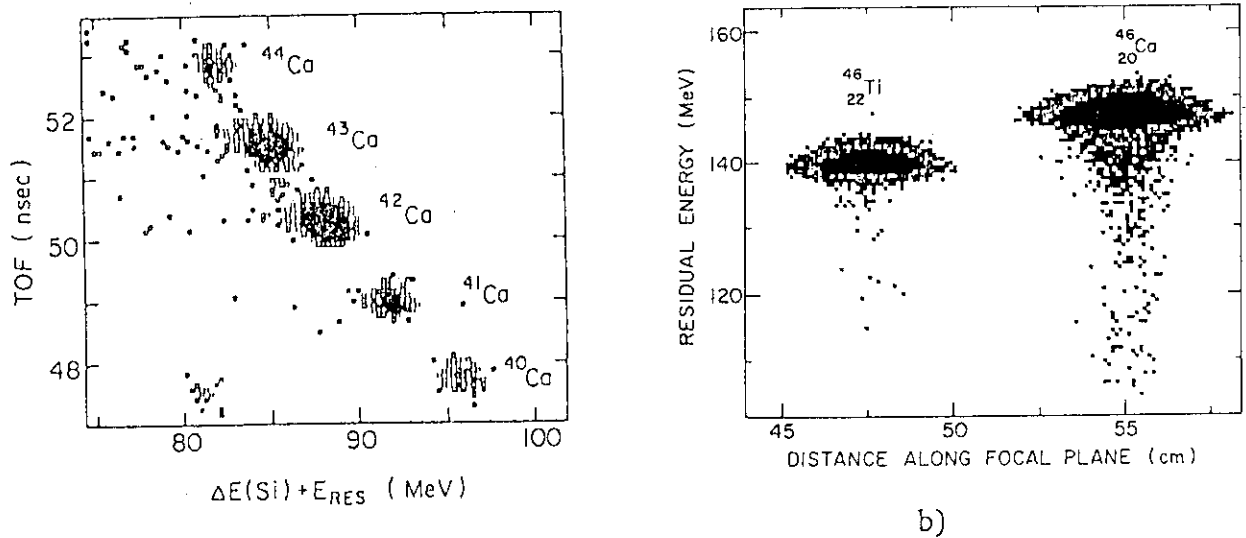
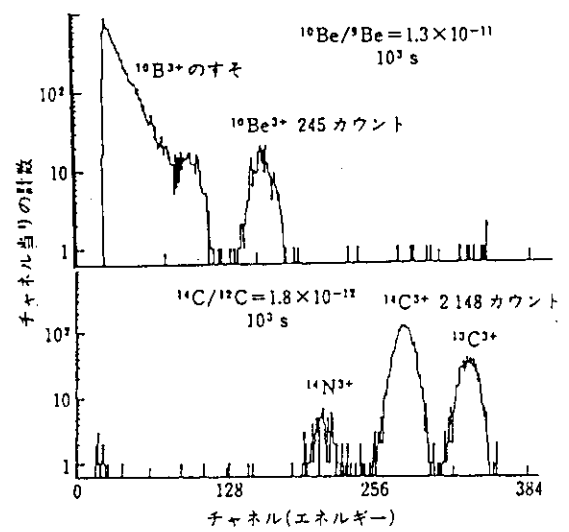


図3. 検出器による粒子識別の例。
 a) ^{41}Ca の測定例²⁷⁾、TOF+ ΔE -Eによる。
 ΔE -E windowによってKとの分離を行なっている。b) Gas-filled magnetによる同重体の分離例¹²⁾。イオンエネルギー217MeV、ガス圧8torr。c) アブソーバー+SSDによる測定例(東大タンデム)、ターミナル電圧は ^{14}C の場合3.0MV、 ^{10}Be は3.5MV。 ^{13}C はCHとして入射したものが正イオンの段階で荷電変換されることにより、また ^{14}N はNHから生ずる。



出器で分離できたとしても膨大な計数率になるので予め除いておくほうがよいのである。

3-5. 検出器

E - dE/dx型の検出器(分割電極型の電離箱、電離箱のdE/dxとSSD等)が最も標準的な検出器である。アブソーバー(金属膜又はガス層)とSSDの組合せでも1-2MeV/核子の低エネルギーイオンでも同重体を十分分離して測定できる(図3)。アブソーバーの利用は妨害同重体の核電荷が目的核より大きいときその除去にも有効である。重元素になると同重体の分離が難しくなるので完全に電子を取り去ったイオンとして粒子分析器で測定することがあることをのべたが、何度か薄膜を通過させるためにビームロスが大きくなる。この検出感度の低下を防ぐためガス充填型の電磁石¹¹⁾が粒子弁別器として用いられるようになってきた¹²⁾。

4. 測定方法

安定同位体に対する放射性核種の割合、すなわち同位体比がわかればその元素の量から放射性核種の絶対値を求めることができる。試料中の絶対量を求めるときは、一定量の安定同位体を加えてその同位体比をみる。AMSの測定で必要なのはこの同位体比の測定である。

4-1. 質量走査方式

交互に各々の同位体を加速して測定する方法が質量走査方式である。安定同位体の方は電流で測定する。各々の同位体に対応して入射系電磁石の磁場又は電場を走査する。また加速後のビームトランスポート系のパラメータも必要に応じて同期させる。電場走査は速い走査が可能である。入射電磁石チャンバーの電位をパルス的に変化させて順次各々の同位体を高速入射して加速し走査測定する方法は、チューリヒ工科大学タンデム加速器施設で最初に成功した¹³⁾。タンデム加速器のような静電型の加速器では大きな電流が入射すると加速管の過剰負荷が生じビームが不安定になる。全体を数ヘルツで繰り返し走査し、存在度の大きい同位体は短時間(数十μ秒)、放射性核種はより長い時間(数百m秒)入射し平均的な電流を抑えて測定し信号を積分する。高速走査を行なうとイオン源でのビーム量のふらつきの影響を小さくできる効果もある。測定精度の高い¹⁴C測定法がこの方法で実現され(±0.5%以下)、気体検出器で得られている最高精度にはほぼ肩をならべるまでに至った¹⁴⁾。

4-3. 非走査方式

高速走査の方法は制御系、電源等の安定性が鍵となる。質量走査を行わないスタティックな方法がいくつか試みられ高精度の測定に成功している。

ビームに含まれる分子イオンを利用する内部ビームモニター法¹⁵⁾はその一つで、東大タンデムで成功した。内部ビームモニター法は、測定しようとする放射性核種と同質量の微量の分子負イオンを利用するものである。この”内部モニターイオン”は目的負イオンと同時に入射加速されるが、ビームストリッパにより分解生成する正イオンのうち目的の正イオンとmomentumの近いイオンをモニターすることにより、ビームの透過率を知ることができる。重イオン検出器で測定した放射性核種の計数を入射前の値に補正し、安定同位体の電流値(入射系でのモニター値)との比をとって同位体比を測定する(図4)。この方法ではイオン電流の不安定性、加速器でのビーム透過率の変動が相殺され影響しない利点がある。

再結合型入射系(recombinator injection system)¹⁶⁾はUS-AMS社が最近開発したもので、ある意味では上の内部モニター法を発展させたものとも考えられる。図5に示すように同位体比測定に必要な複数の質量を分離した後再び合流させタンデム加速器に入射する方式を採る。高精度¹⁴C測定用に市販されているが、具体的な性能についてはまだ報告がない。

4-4. 微少ビームのチューニング

AMSにおける放射性核種のイオンビームはイオン電流としては測定できないほど微量であるので、ビームの加速誘導には特別の工夫が必要である。初期調整はパイロツ

図4. 東大タンデムでの内部ビームモニター法によるAMS測定系およびデータ収集系。

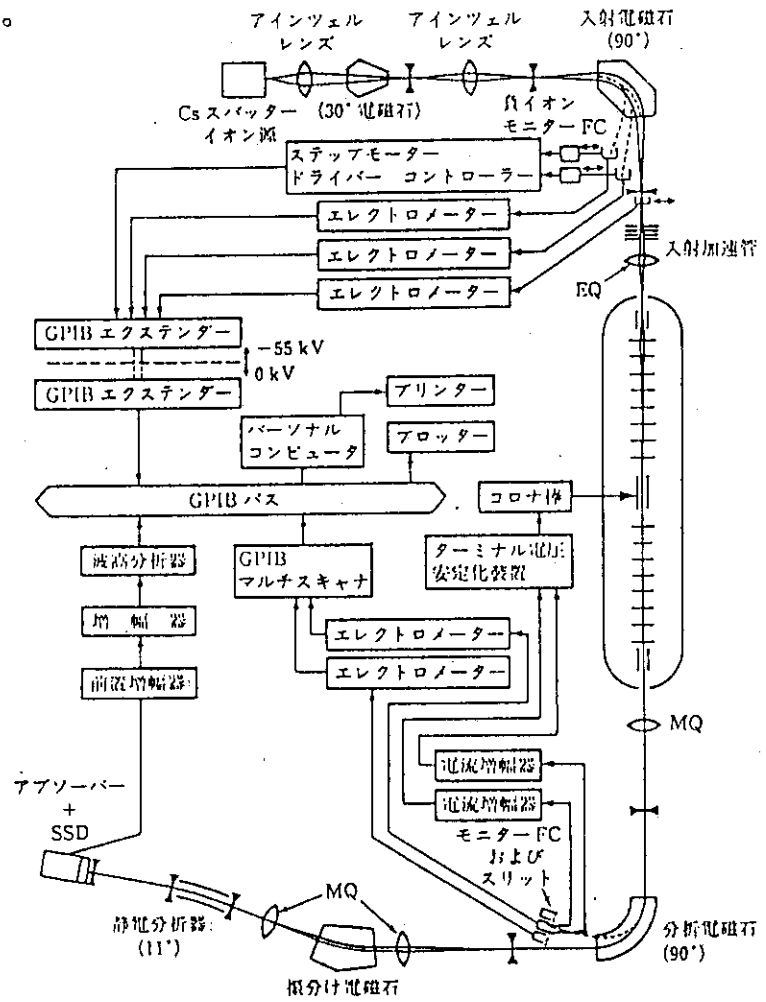
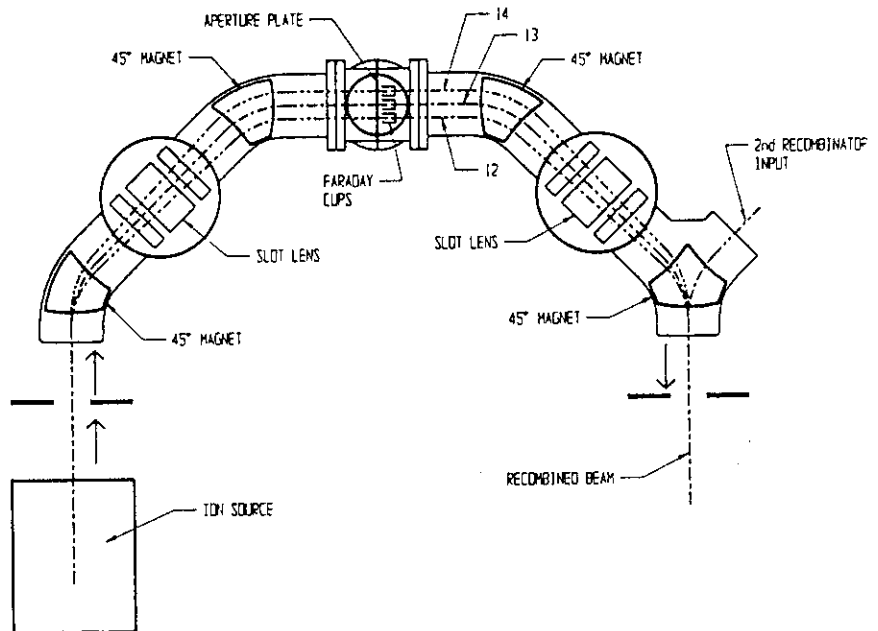


図5. 再結合型入射系¹⁶⁾。同位体比測定に必要な質量だけを選び加速する。この図では¹²C、¹³C、¹⁴Cが一旦質量分析された後再び合流して加速器に入射する。



トビームを利用することが多い。同重体ビームを利用したり、加速器への入射イオン、荷電変換後のイオンの M/q 、 E/q 比がそれぞれ同じになるようなイオン種をそれぞれに選んで入射系、加速ビームトランスポート系の調整を行うことができる。高速走査法や内部ビームモニター法などでは安定同位体イオンやモニターイオンの電流がほぼ連続的に得られるので、そのスリット電流を利用して同時にタンデム加速器の電圧安定化を行なうことができ (slit-feedback stabilization)、通常用いられるGV-feedback stabilizationよりもよい安定化が可能である。

5. 検出効率、感度、測定精度

5-1. 検出効率

検出効率はイオン源で消費された核種の数に対して検出器で計数される数である。スパッターされた試料原子の検出の全効率 ϵ は試料のイオン化効率 ϵ_i と加速効率 η_{ac} の積で与えられる。

$$\epsilon = \epsilon_i \eta_{ac}$$

また、加速効率は入射系・加速器およびビーム輸送系のビーム透過率 ϵ_t 、ビームの荷電変換における電荷分布の効率 ϵ_c 、検出器系の効率 ϵ_d の積として表すことができる。

$$\eta_{ac} = \epsilon_t \epsilon_c \epsilon_d$$

ϵ_i は前述したように試料の化学形、元素または分子のイオン化ポテンシャル (正イオン)、電子親和力 (負イオン) に左右される。Middletonの高出力イオン源での測定では次のような値が得られている。

BeO (1.8%, BeO+Ag), C (9%, graphite; 7.7%, CO₂), Al (0.25%, Al₂O₃+Ag), Cl (16%, AgCl), CaH₃ (0.2%, CaH₂+H₂) などである。 ϵ_t は特にAMSを主眼に設計された施設では90%以上の効率を達成している。旧東京大学タンデムの例ではBe, C, Al等では20%程度である。タンデム加速器の場合、ビーム透過率を大きくするにはストリッパチャンネルの口径に余裕を持たせる必要があるが、口径を大きくするとガス・ストリッパでは加速管へのガスの流れ込みが増え、真空劣化のため加速管の途中で起こる荷電交換によるビームロスが大きくなる。この影響を少なくするためにストリッパチャンネル部に小さなターボ分子ポンプを付け加速管の真空劣化を招かない対策を行なうなどの対策がなされている。 ϵ_c は、イオンの電荷分布による効率である。 ϵ_d はほぼ1と考えてよい。

したがってイオン光学的に十分設計された加速器を用いればC, Clなどイオン化効率の高い核種の検出の全効率は%オーダーとなり、原理的には百個の原子があれば検出することが可能である。

5-2. 感度

最低何個の原子が測定可能かと言うことで感度を定義することもできる。しかしながら、定量的な測定ではほとんどの場合同位体比の測定を経由して行なわれるので、感度は通常安定同位体に対する比で示されている。

感度は検出効率とバックグラウンドの大きさで決まる。バックグラウンドとしては二つの要素がある。測定装置のバックグラウンドと試料の汚染に由来するバックグラウンドである。前者は質量の異なる他のイオンからの散乱線などが原因である。これは途中

にバッフルなどを入れたり、検出器でのTOF測定やエネルギー分解能を上げることで改善できる。

代表的な放射性核種で得られている測定感度は表3に示すように 10^{-15} のオーダーである。半導体材料等の分析を目的として安定な核種に対するAMSも行なわれているが測定感度は 10^{-12} のオーダーである。この感度を実現するには極めてクリーンなイオン源を必要とし、質量分析したCsビームを試料に衝撃し不純物の混入を押さえるなどの試みを行なっている。

5-3. 測定確度、精度

標準試料と比較する相対測定を行なうことが多い。その場合標準試料の絶対値とその

表5. NIST標準参考試料の測定値の比較

Sample ID	$^{10}\text{Be}/^{9}\text{Be}$ Measured
U Tokyo	$\times 10^{11}$
NBS-1	3.022 ± 0.071
NBS-P	3.090 ± 0.067
(average)	3.056 ± 0.049
ETH-Zurich	
BSNB01	3.090 ± 0.080
BSNN02	3.060 ± 0.080
(average)	3.075 ± 0.057

表6. 標準試料に対する測定データの再現性。a) ^{10}Be : BST-S0-S3はBeO試料の ^{17}O の濃度を変化させた試料でBST903は同じ標準をベースに作成した使い古した試料。b) ^{26}Al : AST901-904は $\text{Al}_2\text{O}_3+\text{Ag}$ 試料に微量加えるホウ素の量を変化させたもの。AST893は同じ標準をベースに作成した使い古した試料。使い古していくとどちらも重い同位体が増加する傾向を示すが、作成したばかりの試料では統計誤差以上の差異は見られない²⁸⁾。

(a) ^{10}Be standard sample ($^{10}\text{Be}/^{9}\text{Be} = 4.98 \times 10^{-10}$)

Sample name	Number of run	^{10}Be Counts (average)	I_{26}/I_{25}^{*} ($\times 10^{-2}$)	$[^{10}\text{Be}/^{9}\text{Be}]$	
				($\times 10^{-10}$)	(relative to BST903)
BST903	12	2337	2.99 ± 0.06	4.91 ± 0.11	$\equiv 1$
BST-S0	4	2180	2.28 ± 0.03	4.75 ± 0.08	0.967 ± 0.027
BST-S1	4	2818	1.50 ± 0.01	4.83 ± 0.04	0.982 ± 0.024
BST-S2	4	1979	2.34 ± 0.04	4.79 ± 0.11	0.975 ± 0.032
BST-S3	4	2119	1.94 ± 0.01	4.83 ± 0.04	0.983 ± 0.024

(b) ^{26}Al standard sample ($^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} = 9.12 \times 10^{-10}$)

Sample name	Number of run	^{26}Al Counts (average)	I_{26}/I_{27}^{**} ($\times 10^{-1}$)	$[^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}]$	
				($\times 10^{-10}$)	(relative to AST893)
AST893	9	5279	4.23 ± 0.22	13.65 ± 0.66	$\equiv 1$
AST901	4	3660	41.8 ± 3.0	13.99 ± 0.27	1.025 ± 0.054
AST902	6	3122	17.5 ± 0.8	14.10 ± 0.43	1.033 ± 0.059
AST903	6	4266	7.42 ± 0.61	14.29 ± 0.33	1.047 ± 0.056
AST904	6	3656	3.71 ± 0.27	14.15 ± 0.36	1.037 ± 0.057

* $I_{25} = [^9\text{Be}^{16}\text{O}^-]$, $I_{26} = [^9\text{Be}^{17}\text{O}^-] + [^9\text{Be}^{16}\text{OH}^-]$.

** $I_{26} = [^{10}\text{B}^{16}\text{O}^-]$, $I_{27} = [^{27}\text{Al}^-] + [^{11}\text{B}^{16}\text{O}^-]$.

測定値の差を測定装置の質量差別効果を含んだ補正係数として扱い、実際の試料に対する値づけを行なう。チューリヒ工科大の報告によると、装置の質量差別効果を独立に測定し補正すると $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ 比は0.1%の誤差で通常の質量分析で得た同位体比を再現したと

している。標準試料は ^{10}Be 、 ^{14}C 等については米国国立標準技術研究所 (NIST) の標準試料が入手でき、他のいくつかの核種についても研究者間の相互比較が行なわれている。表4はNISTより配付された標準参考試料の測定データの比較である。

測定精度は同じ複数の試料を測定した場合の再現性から評価できる。東大タンデムでの測定精度の例を表5に示す。報告されている最も高い精度として ^{10}Be 、 ^{26}Al 、 ^{41}Ca で1-3%、 ^{14}C で従来のガス検出器に匹敵する0.5%以下の精度に達している。

6. AMSの応用

表2で示したようにAMSの応用分野は極めて多岐にわたっている。素粒子・原子核分野ではfractional charge, heavy boson等のexotic particleの探索^{17,18)}にAMSの方法が用いられたし、Pauliの排他率の破れの可能性を ^{20}F (^{20}Ne の内殻軌道に電子が余分に入った状態)の存在から追及した実験が報告されている¹⁹⁾。 ^{32}Si 、 ^{41}Ca 、 ^{44}Ti 、 ^{60}Fe の半減期が測定された。また半減期の長い核種の検出が容易にできるようになったのでこれらを生成する核反応断面積の測定も数多くおこなわれている。広島での被爆中性子線量測定への応用が ^{36}Cl 、 ^{41}Ca で行なわれた^{21,22)}。いずれも(n, γ)反応で生成する核種であるが、これらの結果を含めて考えるとDSP-86の中性子スペクトルよりもやや速中性子成分の多いスペクトルとなる。

年代測定は、歴史や美術とりわけ先史遺跡とのからみでしばしば重要な役割を持っているので、多くの人の関心と呼ぶことが多くインパクトも大きい。AMSによる ^{14}C 年代測定が0.1-1mgの炭素試料、場合によっては10 μg でも正確、かつ迅速にできるようになったためである。AMSによる年代測定が話題を呼んだ最近の例としてはトリノの聖骸布 (キリストの遺骸を包んだものとされてきたが13世紀に織られた布であることが明らかになった) やフランス、スペインの洞窟壁画 (線描に用いられた炭を測定) の年代測定への応用などがある。

医学・生物学の分野では ^3H 、 ^{14}C などのDNA標識による研究が、注目される。AMSを検出手段とすれば遺伝子に放射壊変の影響を与えない程度のRI標識で研究が可能になる。一方超微量"元素分析"としてのAMSの利用は、半導体などの材料分析、鉱物試料の白金属元素等の分析などに応用された。

東大タンデムでの最近の研究から二つの応用例を紹介する。

アルミニウムの代謝に関する ^{26}Al トレーサー実験^{22,23)}

アルミニウムのトレーサーとしてこれまでは極く短寿命の同位体しか利用できなかった。そのため、主要な元素のなかで生体中での代謝はあまりよく知られていない。アルミニウムは古くよりALS病、アルツハイマー病に関与しているとの説があり、アルミニウムの脳における代謝は非常に興味のあるところである。AMSを用いれば ^{26}Al をトレーサーとして利用することができる。腹腔に注射した ^{26}Al について脳や臓器等への取り込みをラットを使い測定し、脳・血液・肝臓・腎臓等の臓器中へのAlの取り込みを5-75日観察した。その結果アルミニウムは脳に非常に早い段階で取り込まれ (注射量の約一万分の1) 75日の観測期間では全く減衰を示さないことが初めて明らかになった。

高速単色中性子による核反応生成断面積測定^{24,25)}

図6. ラットにおけるアルミニウム代謝- ^{26}Al トレーサー実験。 ^{26}Al は腹腔注射後5日以内に脳中に取り込まれており、以後ほとんど減少しないかむしろ増加している。肝臓、血液中の ^{26}Al は約20日の半減期で減少していることがわかる。

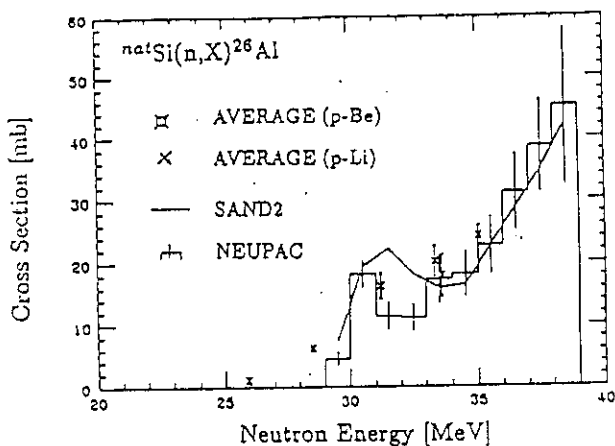
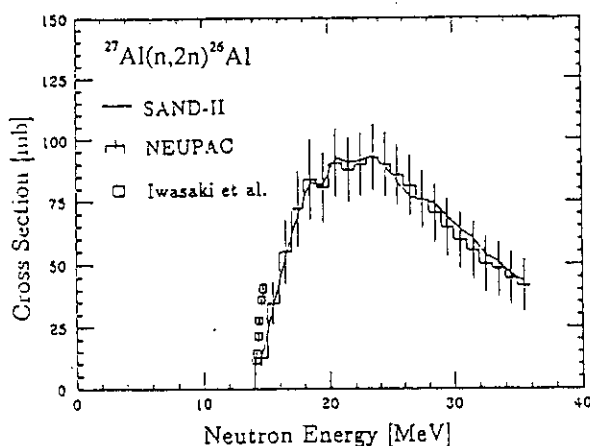
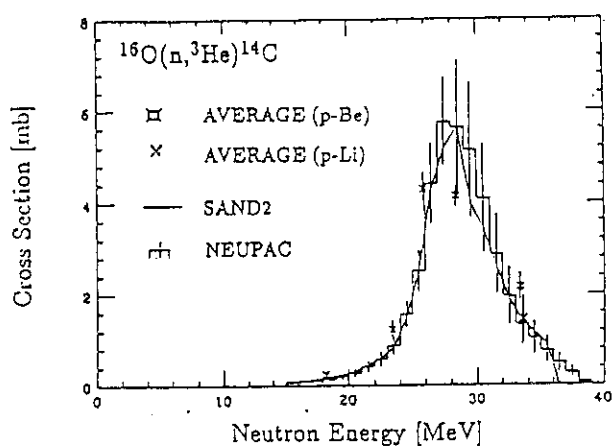
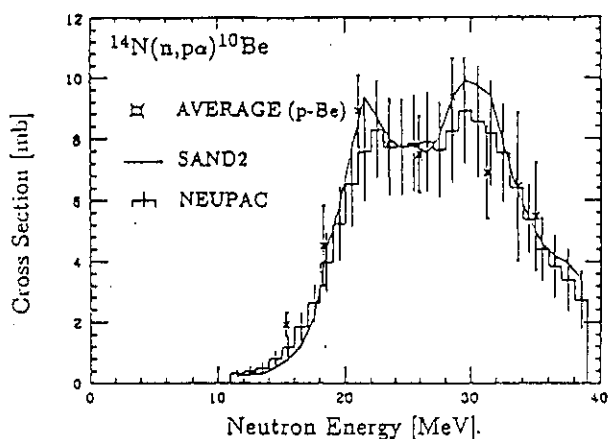
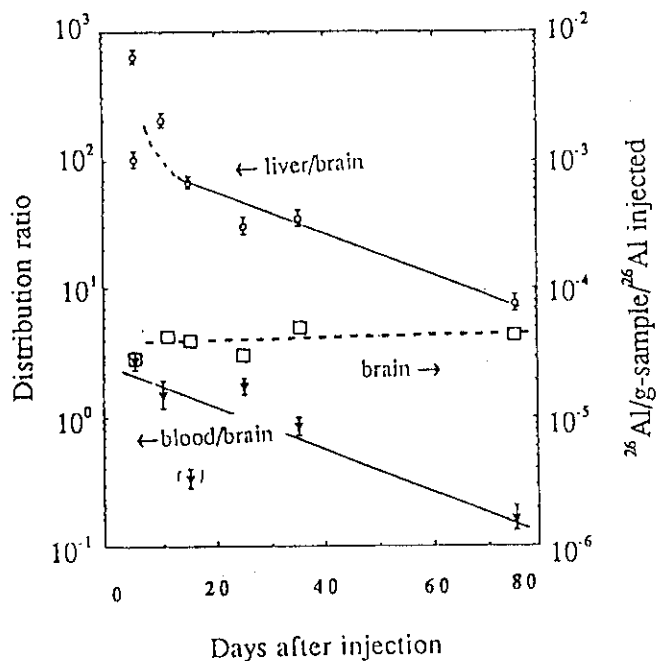


図7. 高速中性子による ^{10}Be 、 ^{14}C 、 ^{26}Al 生成反応の励起関数。unfoldingの方法としてSANDII、NEUPACの2方法を用いた結果を示す。ピーク中性子エネルギーに対する平均断面積を定義し、最適化を行なった結果も一部示した。

中性子による核反応は宇宙線二次粒子による天体・地表等での核種生成の主反応であり、同時に加速器施設での構造材、空気などでの放射性核種生成の主反応でもある。この中でも特に半減期の非常に長い核種が重要である。これらの生成反応断面積を知ると同時に放射線施設での長期的な廃棄物管理を考えるような工学的な見地からも必要となる。核研SFサイクロトロン陽子ビームをベリリウム、リチウムターゲットに当てて得られる準単色中性子 ($p\text{-Be}$, $p\text{-Li}$ 中性子源) を用いて ^{10}Be 、 ^{14}C および ^{26}Al を生成し、AMSによって断面積を測定した結果を図に示す。これらの実験では $10^{11}/\text{cm}^2$ 前後の中性子fluenceで生成する $10^7\text{-}10^8$ 個の核種を測定している。

7. 今後の展望

AMSは極めて高い感度と測定効率によって長寿命放射性核種の応用の可能性を著しく拡大した。年代測定とトレーサを手段とする考古・人類学や環境・地球科学の分野を中心に、強力な研究手段を提供しつつある。しかし現状では重い元素のAMSは特殊な場合をのぞいて難しく、なお未発達な技術といえる。重い元素 (high-Z) への挑戦はAMSが普遍的な分析技術の一つとしてとして定着するために必要なステップである。

重い元素のAMSが困難になる理由は、検出器による同重体分離の不完全さによるものであるが、レーザーを利用して、選択的に効率よくイオン化する技術、同重体負イオンを選択的に脱イオン化させる²⁶⁾といった方法の発展が突破口となって進展することが期待される。

AMSの技術が今後ひろく利用されるためには加速器の小型化が必須である。大型加速器は費用対効果比から考えて汎用機としては限界がある。汎用機器となる条件として低エネルギーの質量分析計と同程度に自動化され、高精度で扱いが楽なものをつくられる必要がある。この点で注目されるのは前に述べたBertcheらによる半径15cmのサイクロトロンである。小型のAMS装置は医生物分野での ^3H 、 ^{14}C 用汎用検出器としての将来性が高い。

このように考えてくると将来のAMS装置はいくつかの分化をきたすであろう。一つは上に述べたような極めて小型の ^3H 、 ^{14}C 用のもので高効率ではあるがさほど精度を必要としない医学・生物学用のもの、もう一つは高精度、高効率の ^{14}C 年代測定用であり、これはすでに市販されているものの中にそのプロトタイプを見ることができる。そしてさらに一回り大きい多目的のAMS装置である。

応用においてAMSはどのような貢献が可能であろうか。 CO_2 、 CH_4 と温暖化のモデル化はその一つでありすでに深海の ^{14}C の三次元濃度マップを作る作業が世界の主要ないくつかの海洋研究所を中心に国際的な共同研究としてスタートしている。温暖化モデル化の確立には温暖化ガスの物質循環を解明することが必須であり、とりわけ海水表層から深海への炭素の移行速度は重要なパラメータである。深海の ^{14}C の三次元濃度マップによって数十年といわれる海水表層から深海への炭素の移行速度の詳細が明らかになり、長期的な温暖化ガスの地表濃度の予測が可能となると期待される。

環境問題と関連して貢献しうるもう一つの対象は水資源と環境物質の水質への影響評

価への可能性である。地下における水の動きは天然に存在する ^3H 、 ^{36}Cl 、 ^{129}I をトレーサとして可能であり、長期的な水の動きに対するアプローチとしてほかに有効な方法が見当たらないだけに大きな意味がある。

医学・生物学や考古学への貢献は特に述べるまでもないことであるが、考古学は美術や歴史とも関連しており、自然科学の方法が文科的な領域と深く関わり合っている数少ない領域の一つであることは特筆すべきことであろう。また現代は遺跡文化財に対する関心がどの国においても非常に高くなっている。中国など未開拓の多くの遺跡を抱えた国では、将来膨大な調査の需要が発生することは間違いない。我が国では遺跡調査における建設の遅延が話題になることも多い。年代調査はAMSにより簡略化、迅速化するのでその効果は単に純学術的なものに限られるだけではない。

最近是个々の原子を観測あるいは計測したり、制御する技術が急速に進歩している。レーザー共鳴励起、イオントラップなどはいずれも微少個の原子の検出に威力を発揮する。しかしこれらは大量に存在する原子の中から迅速に微量同位体成分を検出定量するには必ずしも適していない。AMSは微少個の原子を扱うが木を見るのではなく森を調べる技術である。大量イオンビームを扱い微量の放射性同位体を迅速に検出定量するのに優れており、今後も超微量分析の重要な技術として進展することは間違いないと思われる。

- 1) L. Alvarez, and R. Cornog, Phys. Rev. 56,379(1939).
- 2) R. A. Muller, Science,196,489 (1977).
- 3) Proc. 4th Int. Symp. on Accelerator Mass Spectrometry, Nucl. Instrum. and Methods, B29, 1-455(1987).
- 4) Proc. 5th Int. Symp. on Accelerator Mass Spectrometry, Nucl. Instrum. and Methods, B52, 211-630 (1990).
- 5) 今村峯雄、永井尚生、小林紘一、質量分析, 39, 283(1991).
- 6) 東大の新タンデムではNECのMulti-cathode SNICS(40試料)を採用.
- 7) R. Middleton, Nucl. Instrum. and Methods, 214,139 (1990).
- 8) K. J. Bertsche, C. A. Karadi, R. A. Muller and G. C. Paulson, Nucl. Instrum. and Methods, B52,398 (1990).
- 9) G. M. Raisbeck and F. Yiou, J. Phys.(Parts) 40, L-241 (1979).
- 10) H. Faestermann, K. Kato, G. Korschinek, P. Krauthan, E. Nolte, W. Ruhm and L. Zerle, Nucl. Instrum. and Methods, B50, 275 (1990).
- 11) C. B. Fulmer and B. L. Cohen, Phys. Rev. 109, 94 (1958).
- 12) M. Paul, Nucl. Instrum. and Methods, B52, 315 (1990).
- 13) M. Suter, R. Balzer, G. Bonani and W. Wolfli, Nucl. Instrum. and Methods, B5, 242 (1984)
- 14) M. Suter, J. Beer, D. Billiter, G. Bonani, H. J. Hoffmann, H. A. Synal and W. Wolfli, Nucl. Instrum. and Methods, B40/41, 734 (1989)
- 15) M. Imamura, Y. Yamashita, K. Yoshida, I. Yamane, H. Yamashita, T. Inoue, S. Tanaka, H. Nagai, M. Honda, K. Kobayashi, N. Takaoka and Y. Ohba, Nucl. Instrum. and Methods, B5, 211 (1984).

- 16) K. H. Purser, T. Smick, A. E. Litherland, R. P. Beukens, W. E. Kieser, L. R. Kilius, Nucl. Instrum. and Methods, B35, 284 (1989).
- 17) R. D. McKeown, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A323, 145 (1987).
- 18) T. K. Hemmick, D. Elmore, T. Gentile, P. W. Kubik, S. L. Olsen, D. Ciampa, D. Nits, H. Kagan, P. Haas, P. F. Smith, B. B. McInteer and J. Bigeleisen, Phys. Rev. D41, 2074 (1990).
- 19) E. Nolte, Th. Faestermann, H. Gail, A. Gillitzer, G. Korschinek, D. Muller, R. Scheuer, V. M. Novikov, A. A. Pomansky, D. Miljanic, A. Ljubicic and B. A. Logan, Nucl. Instrum. and Meth., B52, 563 (1990).
- 20) T. Straume, R. C. Finkel, D. Eddy, P. W. Kubik, H. E. Gove, P. Sharma, S. Fujita and M. Hoshi, Nucl. Instrum. and Methods, B52, 552 (1990).
- 21) W. Ruhm, K. Kato, G. Korschinek, H. Morinaga, A. Urban, L. Zerle and E. Nolte, Nucl. Instrum. and Methods, B52, 557 (1990).
- 22) K. Kobayashi, S. Yumoto, H. Nagai, Y. Hosoyama, M. Imamura, S. Masuzawa, Y. Koizumi and H. Yamashita, Proc. Japan Acad., 66B, 189 (1990).
- 23) K. Kobayashi, S. Yumoto, H. Nagai, Y. Hosoyama, M. Imamura and H. Ohashi
Proc. of the Int. Conf. on Evolution in Beam Applications, Takasaki, 1991(1992)p.576.
- 24) M. Imamura, S. Shibata, Y. Uwamino, H. Ohashi, H. Nagai, M. Takabatake, K. Kobayashi and T. Nakamura, Nucl. Instrum. and Methods, B52, 595 (1990).
- 25) T. Nakamura, H. Sugita, M. Imamura, Y. Uwamino, H. Nagai and K. Kobayashi
Phys. Rev. C43, 1831(1991).
- 26) D. Berkovits, E. Boaretto, G. Hollos, W. Kutchera, R. Naaman, M. Paul and G. Vager,
Nucl. Instrum. and Methods, A281, 663 (1989).
- 27) D. Fink, M. Paul, G. Hollos, S. Theis, S. Vogt, R. Stueck, P. Englert and R. Michel, Nucl. Instrum. and Methods, B29, 275(1987).
- 28) 永井尚生、今村峯雄、小林紘一、吉田邦夫、大橋英雄、山下博、質量分析、39、315 (1991).

6. INS 空芯スペクトロメーターによる未知中性物体 X^0 の探索*

東京大学原子核研究所 坂井光夫

目次

1. はじめに
2. GSIにおける重イオン、重原子核衝突実験
－陽電子ピークの発見－
3. ORNLにおける陽電子、重原子核散乱実験
－340 keVの電子線、陽電子線の発見－
4. INSにおける陽電子、重原子核散乱実験－1
－330 keV電子線の探索－
 - 4-1 実験－1 (1987年)
 - 4-2 実験－2 (1989年)
 - 4-3 実験－3 (1991年)
5. INSにおける陽電子、重原子核散乱実験－2
－410 keV電子線の探索－ (1989年)
6. 実験結果のまとめ
7. X^0 の一つの描像
8. 謝辞

※この報告は次に記す研究者による共同研究の成果をまとめたものである。
藤田雄三、今村峯雄、小俣和夫、吉川宣治 (核研)、大矢進、武藤豪 (新潟大学)、
郷農靖之 (理研)、三浦太一 (高エ研)、清水俊 (東工大)、S.Chojnacki (ワルシ
ャワ大)

1. はじめに

最近の物理学を賑わしている代表的なトピックスとして、高温超電導、常温核融合、17 keV 重中性微子、GSI の陽電子ピークなどが挙げられよう。我々の研究は最後の現象と深くかかわりのあるものと考えられる。

2. GSI における重イオン・重原子核衝突実験 —陽電子ピークの発見—

1980年ドイツ国立重イオン研究所(GSI)の研究者は重イオン線型加速器(UNILAC)を用いUとUの如き重い原子核同士の衝突実験を行ったところ、思いがけず、陽電子のスペクトルに狭い巾をもつピークを発見した^{1,2)}。この奇妙な現象はGSIの3つのグループにより今日迄精力的に研究が続けられてきた。今迄得られた主要な実験結果を要約すれば次の如くである。1) 陽電子と同じエネルギーを持つ電子が180度方向に同時に放出される。2) ピークは複数で、最近の同時計数の実験的結果では、第1図の如く和スペクトルで 510 ± 16 、 640 ± 10 、 716 ± 10 、 809 ± 8 、 895 ± 10 keVのエネルギーを持つ5本のピークが存在する³⁾。3) ピークのエネルギーは入射、標的の原子核の組合わせによらず一定である。(但し、10 keV程度のかかなり大きな誤差範囲内の話であるが。) 4) 発生断面積は入射と標的核の原子番号の和の約20乗という大きな依存性を持つ。現在これらの実験的事実に基く現象論的シナリオは、衝突の際未知の相互作用により未知中性物体 X^0 が静止に近い状態で発生し、続いて180度方向に陽電子と電子を放出して崩壊するというものである。この現象は発見以来10年余を経過した今日でも、多くの理論家の努力にもかかわらずその解明に成功していない。これは極めて異例のことと言えよう。

3. ORNL における陽電子、重原子核散乱実験 —340 keVの陽電子線及び電子線の発見—

1986年ポーランドのMikolajkiの夏の学校に出席した際、クラカウの研究者E.Bozekから最近アメリカのOak Ridge国立研究所(ORNL)で奇妙な実験が行われたという話を聞いた。陽電子をThターゲットに照射したところ、ターゲットから単色の陽電子と電子線が同時に発生することを見出したというものであった。もしこれが本当なら、量子電磁気学の今迄知られていない新しい側面を照らし出している可能性があるのではないかと考えた。11月になるとその実験結果がPhys. Lett.誌上に発表された⁴⁾。実験方法は陽電子放射源 ^{68}Ge をTh薄膜に密着させ $^{68}\text{Ge}-^{68}\text{Ga}-^{68}\text{Zn}$ の崩壊鎖よりの陽電子(^{68}Ga の陽電子の上限エネルギーは1.9 MeV)を照射しTh薄膜の背面より放出される電子、陽電子をミニオレンジ電子線分析器を用いて電荷、運動量を選別した後同時計測を行うというものである。実際第2図に示す如

く陽電子同時計数スペクトルの340 keV付近に小さなピークが認められた。ORN Lの研究者はこのピークのエネルギーがGSIの2番目のピークのエネルギー640 keVの約半分に当たることから、このピークの発生機構はGSIのピークのそれと何らかの深い関係があるのではないかと推論した。この論文は世界的な反響を呼び、早速Frankfurt (独) とArgonne (米) で殆ど同じ実験方法で追試が行われた。翌年の1987年2つの論文が発表されたが、いずれも否定的で問題のピークを確認することは出来なかった^{5,6)}。因みに欧米ではこのピークは511 keVの消滅光のコンプトンエッジと解釈されているようである。

4. INSにおける陽電子、重原子核散乱実験-1 - 330 keV電子線の探索 -

4-1 実験-1 (1987)

我々はこれらの追試実験がおこなわれていることは知る由もなく、この重大な実験結果に基づき、INSでの追試実験の可能性につき真剣に検討した。その結果ORN Lで発生が認められたと言われる340 keVの単色電子線をINS空芯スペクトロメーターを用いて検証しようというものであった。もちろん X^0 の発生断面積は小さくその崩壊電子線の強度は極めて弱い筈で、同時計数測定が最良の方法に違いないが、スペクトロメーターを用いることによりバックグラウンドを大幅に減らすことが出来るので実験をしてみようということになった。当時我々は ^{72}Ge 、 ^{152}Gd 、 ^{154}Gd 、 ^{118}Sn 等のK/L内部転換電子線の強度比の測定を行っていた。線譜の測定には藤田により開発された電子位置検出器を用い、運動量範囲約6%の電子を1,500チャンネルに表示する方式を採用していた。特に運が良かったのは ^{118}Sn の測定には $^{118}\text{Te} - ^{118}\text{Sb} - ^{118}\text{Sn}$ の崩壊鎖が用いられており、 ^{118}Sb は上限エネルギー2.66 MeVの高いエネルギーの陽電子を放射する。従って、この ^{118}Te をそのまま照射用陽電子源として用いればよい。 X^0 発生機構のシナリオによるが、エネルギーEを持つ陽電子・電子対を放出して崩壊するのであるから、発生に必要なエネルギーは $2E + 2mc^2$ となりこれが発生の閾値と考えられる。E=330 keVとすると、この値は1682 keVとなる。陽電子スペクトルのこの値以上の陽電子が発生に一樣に寄与するとすれば、この有効陽電子数と全放射陽電子数の比は、 ^{118}Te の場合は21%となり ^{68}Ge の場合は0.7%であるので X^0 の検出には ^{118}Te を用いた方が格段に有利となる。実験方法は簡単で第3図に示す構造を持つ陽電子照射体をスペクトロメーター内の線源の位置に置き、位置検出器を焦点面に設置する。330 keVの電子が検出器の中央に像を結ぶように磁場を設定して、前述の運動量範囲の電子群に線譜構造があるか調べる。この場合重要な事は第3図に示すごとく、ターゲットのバックングに厚いAlの薄膜を用いたことで、放射源からの内部転換電子線はこの膜を通過する際のエネルギー損失により完全にエネルギーの一樣性を失い線譜構

造がなくなることである。

実験は1986年の12月から1987年の8月まで5回 (I-V) 行われた。線源はINSサイクロトロンからの40 MeVの α 粒子を濃縮 ^{116}Sn に照射し ($\alpha, 2n$) 反応で製造された。この種の実験は長時間の測定を要し、エレクトロニクス系、検出器系機器の安定性が不可欠である。結局 I, II, IV の実験から解析可能なデータが得られた。Table I にその実験条件を示す。先ずスペクトルを測定してみると、次のことが分かった。

- 1) Bhabba 散乱による電子の連続分布が電子スペクトルの主要なバックグラウンドとなる。
- 2) 磁場を反転してスペクトルをとると、線源からの陽電子がターゲットを通り抜けて直接検出器に到達する。このため陽電子スペクトルのバックグラウンドは電子のその20倍に達する。
- 3) スペクトルはベル状となるが、これは検出効率が検出器の両端に行くに従い減少することによる。

スペクトルの解析にはこの検出効率の変化を除くため電子と陽電子のスペクトルの各々のチャンネルに対応する計数の比をとり比スペクトル N_-/N_+ をつくる。解析結果を第4図に示す。検出器の1チャンネルの運動量ピンは0.005% に当たり設定装置分解能 ($\Delta P/P$) を1% に設定したので50チャンネルの計数和をつくり、0.25% のピンについてプロットしてある。図示の如く328.6 keV の位置にピークが現れた。ターゲット内のエネルギー損失を Landau の式⁷⁾ を用いて補正すると 330.8 ± 1.0 keV の値を得た。なおピークの半値巾は 3.7 ± 0.5 keV で、これは分解能1% に当たり設定装置分解能に当たる。すなわちこの分解能の段階では電子線の自然巾を測定から導き出すことは出来ない。U ターゲットでも実験誤差内で等しいエネルギーを持つピークが観測されたが、Ta のターゲットでは観測出来なかった (第5図参照)。発生断面積の上述の3回の実験結果の平均値は $160.2(1 \pm 0.15 \pm 0.25)$ mb となった。この値は最近の再解析の結果である。断面積の計算は、1) 閾値以上のエネルギーを持つ陽電子はエネルギーに無関係に一定の発生確率を持つ、2) 崩壊電子線は等方に放出される、3) 照射陽電子のターゲット内の平均距離は $2.2(1 \pm 0.25)t$ とする (t はターゲットの厚さ)、という3つの仮定に基づき行われた。この実験結果は早速まとめられて、この年の10月 Phys. Rev. Lett. に投稿された。しかしこの年前述の如く2つの否定的な論文が発表されたこともあって、2人の referee のいずれも我々の結果を認めようとしなかった。紆余曲折の末、一年遅れの1988年10月に Phys. Rev. の Rapid Communication として発表された⁸⁾。

4-2 実験-2 (1989)

この論文は世界的に注目されることになり G S I の Kienle グループの若手研究者 H. Tsertos よりこの論文に対する批判のコメントが Phys. Rev. に投稿された⁹⁾。コメントの趣旨はもしこの X^0 が入射陽電子と核内電子との Bhabba 散乱の共鳴状態と

すれば、ピークの中は60 keV程度広がる筈で、論文の中とは桁が違う。従って報告されたピークはなんらかの核崩壊に起因するというものである。Phys. Rev. の編集者から反論があるなら書くようにとの連絡があったので、早速コメントのコメントを書いた¹⁰⁾。X⁰を Bhabha 散乱の共鳴状態とすればこのコメントは正しく、実際我々もこの問題につき議論をした。しかし、実験結果に間違いはないので発生機構として今までとは異なるシナリオを考えなければならぬ、というものである。

しかしながら、この実験結果は現在の物理学の常識からはずれたまことに不思議なものであり、国内外の大部分の物理屋はこれに対して疑念を持っているように見受けられた。実験結果に自信はあったが、確信を一層深めるため1989年10月から12月にかけて測定方法に改良を加えて再測定に挑戦した。主な改良点は第3図の照射体の構造を変えて、Alの厚いバックキングの代わりに2 μmの薄い Polypropylene の膜を用い、その中の損失エネルギーを小さくして放射源からの330 keVに近いエネルギーの2本の内部転換電子線C1, C2が焦点面に像を結ぶようにする。C1, C2は夫々¹¹⁹Teからの339.3 keVと¹¹⁸Teからの331.3 keVの電子線である。狙いは異なる構造を持つ照射体を用い、各電子線のエネルギー損失の条件を変え、ピーク位置の移動と巾の変化から発生場所を同定しようというものである。このため第6図の如きN(Normal)、R(Reverse)、B(Bare)の異なる照射体を用いて三種類の実験を行った。各々の場合C1, C2及び探索電子線Oのエネルギー損失条件が異なるので、それ従ってピーク的位置が移動する。その模様を模式図を第7図に示す。この図よりNの場合にはOとC2は重なり doublet となりRの場合には完全に分かれる。実際スペクトルを測定した結果は第8図の如くになり、完全に予想したスペクトル構造が得られた。この実験結果は電子線Oがターゲットから出ていることの直接的な証明である。線譜の形の変化に関する解析結果は第9図の通りで予想された通りの結果となっている。実験結果をTable IIにまとめて示す。表の右より第2列目のI_Δは単位照射陽電子当たりの電子発生量に比例する量で、表からわかる如く実験条件が変わっても、この量は各電子線ごとに一定となっている。このことは実験が正常に行われ、解析も間違いのないことを示している。目的の電子線Oのエネルギーと発生断面積の平均値は夫々330.1 ± 0.3 keVと160(1 ± 0.19 ± 0.25) mb となった。この結果をまとめて1990年の9月及びPhys. Rev. Lett. に投稿した。しかし今回も前回同様中々refereeの同意が得られず、1年後の1991年9月 Rapid Communication として Phys. Rev. に発表された¹¹⁾。その間 referee の1人から、この電子線はTh自体から発生しているのではないかとの疑問が寄せられた。この疑問に答えるためThターゲットのみで測定を行ってみたが、この電子線は観測されなかった。

4-3 実験-3 (1991)

陽電子・重原子核の散乱によるX⁰の発生は前述の referee の反応からも知れる如く前述の2度の検証にもかかわらずその結果は世界的に完全に無視された情勢であ

った。しかし我々はそれにもめげず、今までの実験の再確認のため1991年10月から12月にかけて新しい陽電子放射源 ^{82}Sr を用いて第3回の実験を行った。 ^{82}Sr を選んだ理由は次の通りである。1) この現象が ^{118}Te 特有のものでないことを確かめること。2) 半減期が25.5 day と長く実験がやり易い。3) 娘核 ^{82}Rb の陽電子スペクトルの上限エネルギーは3.37 MeVと高く分岐比を考慮して計算した閾値以上の陽電子の全崩壊陽電子数に対する割合は38%で ^{118}Te の21%に比べて約2倍となり X^0 発生の効率が大幅に向上する。4) 発生断面積は閾値以上のエネルギーを持つ陽電子はエネルギーに無関係の一定の発生確率を持つと仮定して計算が行われて来た。 ^{118}Te と ^{82}Sr では上限エネルギーが大幅に違うので、もし今回の発生断面積が前回のそれと等しければ、この仮定の正しさが証明される。すなわち ^{82}Sr を用いることによりこの仮定のテストを行うことが出来る。

^{82}Sr は大阪大学核物理研究センター(RCNP)のAVFサイクロトロンからの50 MeV陽子を濃縮ターゲット $^{85}\text{RbCl}$ に照射し $^{85}\text{Rb}(p,4n)^{82}\text{Sr}$ 反応で製造した。陽電子照射体はAlパッキングを用いる第3図と同じ構造のものを用いた。得られたスペクトルを第10図に示す。明瞭なピークが現れたがターゲットを外した場合このピークは消える。(第11図)ピークのエネルギーの決定と巾の整合性の検定は、製造の際 $^{85}\text{Rb}(p,n)^{85}\text{Sr}$ 反応でby productとして、 ^{82}Sr の約7%製造される ^{85}Sr の514 keV γ 線のThターゲット中の外部転換電子線(404.5 keV)を参照線として用いて行われた。第10図には磁場を $B_p(404.5 \text{ keV})/B_p(330.5 \text{ keV})$ だけ強くして測定したラインスペクトルが一緒に示されている。この2本の電子線はいずれもターゲット内より放出されるので、エネルギー損失は殆ど等しい。従ってピークのずれから直ちにエネルギーを決定することが出来る。結果は、 $330.1 \pm 0.4 \text{ keV}$ となり前回の測定値とよく一致する。またピークの巾が等しいことは両電子線が同じ条件でターゲット中より放出されていることを示している。なおこの精度の実験からは自然巾を導き出すことは出来ない。実験誤差を考慮して巾の上限を1.5 keVと定めた。発生断面積は前2回の実験の際と同じ解析方法を用いて計算され、 $158(1 \pm 0.22 \pm 0.25) \text{ mb}$ が得られた。この値は ^{118}Te の場合の発生断面積と実験誤差内で一致している。このことは少なくともこのエネルギーの範囲内では陽電子の X^0 発生確率はエネルギーによらないという仮定の正当性を実験的に証明したものである。以上今までの3回の実験結果から、ガレリオが“それでも地球は廻っている”といったように、我々は“それでも330 keVの電子線は存在する”と云わざるを得ない。この実験結果は近く投稿の予定である¹²⁾。

5. INSにおける陽電子、重原子核散乱実験-2

- 410 keV電子線の探索 - (1989)

我々は5年余の実験の結果330 keVの電子線の発生を確認した。しかしこ

のエネルギーがGSIの2番目のsum peakのエネルギー $640 \pm 10 \text{ keV}$ の半分に近いという事実だけからGSIの実験との関連性を議論することは説得性に欠けると云わざるをえない。もしGSIと同じ現象が起こっているとすれば、我々のターゲットからGSIと同じ他の電子線が出ている筈である。この電子線が検出出来れば上記の関連性の仮説の信憑性が高まることとなる。そこで、 640 keV のsum peakの強さに匹敵すると報告されている和エネルギー $809 \pm 8 \text{ keV}$ に対応する 405 keV 付近のエネルギーを持つと予想される電子線の探索を行うこととした。陽電子照射源として第3図と同じAlバッキング方式を採用し、 405 keV の電子線が検出器の中央に像を結ぶように磁場を設定する。実験は1989年の前半に行われた。実験条件をTable IIIに示す。観測されたスペクトルは各実験シリーズ毎に第12図の左側に図示してある。

スペクトルに共通の特徴は、2本の強いピークA, Bが現れることで、Aは消滅光、Bは ^{118}Sn の 528 keV のガンマー線のターゲット内の外部光電効果による電子線であると同定出来る。Bのピークの形に注目するとUとThの場合で際だった違いが認められる。すなわち、Uの場合ではI, IIのいずれの場合もAの形に比べて低エネルギー側に明らかな裾を引いている。一方Thターゲットの場合はAとBの形には差がない。この事情を定量的に調べるため各実験シリーズ毎にAの形を標準形としてBを重ねる。この場合Bのピーク的位置は正確に定まっているので、これにAのピークを合わせる。この操作により第12図の右側に示されるような解析結果が得られた。この結果I, IIのUの実験の場合Bの低エネルギー側の裾に弱い新しい電子線Oが埋もれているのが明らかになった。一方Thの場合にはBはAと実験誤差内で一致する。IIIのThの場合にはAとBの間に弱いbumpが認められる。統計は悪いが上述のAとの重ね合わせの方法を用いるとピーク的位置を決定することが出来る。第12図の右下の図がそれである。以上に述べた解析の結果をTable IVに表示する。Oのエネルギーの平均値は $410.3 \pm 0.3 \text{ keV}$ となった。なお実験の信頼性、解析の正当性をチェックするため reduced intensity I_{red} を定義して検定を行った。

この量は4-2の I_{Δ} に相当する量で、実験シリーズ毎に異なる実験条件を規格化したもので電子線の発生確率のみに比例するものである。従って、発生物理的プロセスの等しい電子線については、シリーズに無関係に一定とならねばならぬ。Table IVの左から5列目はこの量を示す。上記の要求された条件が満たされていることが分かる。IIのAの値が小さいのは照射体支持台にプラスチックを用いたため消滅光の発生が少なくなったためである。発生断面積は6列目に、照射陽電子のターゲット内の飛程を考慮して補正した値を7列目に示す。この実験精度内では、UとThのターゲットの場合の断面積の差は認められない。断面積の平均値は $212 (1 \pm 0.23 \pm 0.25) \text{ mb}$ となる。この結果はINS Reportに発表され¹³⁾ 近く Phys. Rev. に投稿の予定である。

6. 実験結果のまとめ

1986年暮れより現在まで5年余りにわたり行われた $e^+ + \text{Th}$, U相互作用による X^0 発生の実験により得られた実験結果をまとめると次の如くなる。

- 1) 陽電子により照射されたThとUのターゲットから330 keVと410 keVのエネルギーをもつ2本の単色電子線が発生する。
- 2) 電子線のエネルギーは上記2本の電子線の各々の場合に共通してターゲットの種類に無関係に一定である。
- 3) 発生断面積は各々の電子線について、使用したターゲットの種類に関係なく実験誤差内で一致した。ただしTaをターゲットとして用いた場合、電子線の発生は観測されなかった。発生断面積はターゲットの原子番号の依存性を持つと考えられるが、GSI実験の場合ほどではない。
- 4) 330 keVと410 keVの電子線発生断面積は夫々 $160(1 \pm 0.10 \pm 0.25)$ mb (IV-1, IV-2, IV-3の平均値)と $212(1 \pm 0.23 \pm 0.25)$ mbとなった。この2つの値は統計誤差内で一致するが、有意の差があると考えの方が妥当であろう。フェーズスペースの差による可能性がある。
- 5) 4-2の実験ではターゲットは陽電子線源の後に位置する。それにもかかわらず電子線が観測された。この事実は電子線が入射陽電子の方向と180度の方向に放出されていることを示し、発生断面積の計算で電子線が等方に放出されるとする仮定の部分的証明を与えるものである。
- 6) 330 keVの電子線は ^{118}Te の代わりに新しい ^{82}Sr の陽電子線源を用いても観測された。従って電子線発生の現象は陽電子線源によらない一般的現象と考えられる。
- 7) ^{118}Te と ^{82}Sr で発生断面積に差はなかった。このことは陽電子スペクトルの上限エネルギーに大きな差があることを考えると、閾値以上のエネルギーを持つ陽電子はエネルギーに無関係に発生確率が一定であるという仮定の実験的証明を与える。
- 8) 陽電子線源を外し、Thターゲットのみでスペクトルをとって見たが電子線は現れなかった。電子線はThの何らかの核崩壊に起因するものではない。
- 9) 線譜の中は、問題の電子線のエネルギーに近いエネルギーを持つ内部または外部転換電子線のそれと殆ど等しく、現在の実験精度からは自然巾を決定することは出来なかった。上限として決定された1.5 KeVの中は X^0 の寿命が 4.3×10^{-19} secより長いという制限を与える。この電子線の中が狭いことは X^0 は殆ど静止状態で発生することを意味し、これまで一般に考えられてきたBhabha散乱の共鳴状態と考えるシナリオと根本的に矛盾する。従って異なる発生機構を考えざるをえない。これまでの共鳴状態探索の実験が失敗¹⁴⁾したのは上記の実験的事実からすれば当然の帰結と云える。
- 10) 我々は $e^+ + \text{Th}$, Uの相互作用で、330 keVと410 keVの単色電子線の

発生を確認した。このエネルギーはG S Iでの同時計数測定で観測された5本の和ピークのうち最も強いと報告された和エネルギー640 keVと809 keVの2本のピークのエネルギーの半値に極めて近い。このことはINSとG S Iの現象の間の深い関連性を強く示唆するものである。

7. X^0 の一つの描像

G S IとINSの実験結果、及びこれまでの理論的研究に基づき、 X^0 についての個人的描像を次に述べよう。 X^0 は原子核の近くの強いクーロン場にある陽電子と電子の相互作用により発生するものと考えられる。従って発生は2体の相互作用によるものではなく、3体のそれによるものである。原子核付近の陽電子はG S Iの衝突実験では、supercritical collision または time changing strong electromagnetic field により生まれ、INSの陽電子照射実験ではインパクトパラメータの小さな散乱により造り出される。従ってG S IとINSの実験方法はいずれも陽電子を原子核の近傍に造り出す方便で、 X^0 を発生させるという意味では同等となる。これで両者の関連性が明瞭となる。発生機構については今まで色々の理論が提出されているが、今もって満足すべきものは存在しない^{15,16}。一般には、この X^0 は素粒子ではなく恐らく陽電子と電子を構成粒子とする半径数百fmの拡がりを持つ複合粒子でポジトロニウムに似たものではないかと考えられている。この考えに立つとG S Iの5本のsum peak (うち強い2本はINSでも確認された)は、この粒子の励起状態とみなされ、その間にはbaryonの質量法則 $M^2 \propto J$ (J :角運動量)と類似の質量法則が存在する可能性がある。この推論に従いG S IとINSの実験結果を用いて分析したところ、 $M^3 \propto L$ という法則が成り立つことが分かった¹⁷。用いた実験Dataとこの法則による計算結果をTable Vに示す。準位のLの値は、基底状態の質量は $2mc^2$ (1022 keV)に近いと仮定して、この準位にL=0を与えることにより決定した。第13図にこのmass formulaによるplotを示す。baryonの場合のChew-Frautschi diagramと似た直線のプロットが得られた。baryonの法則はQCDのconfining fieldポテンシャル $V \propto r$ に起因する。一方、 X^0 の発生には $V \propto r^2$ の力が働くと考えられる。直線からのずれは表の右より1列と2列に示されるが、これからジグザクの傾向が認められる。この事実は、質量系列が一重項と三重項の2つの系列に分かれる可能性を示唆しているように見える。なお、このプロットにはG S Iの3番目の 716 ± 10 keVの電子線Dataが用いられていない。G S Iの最近の実験結果によると、この電子線は他の電子線と異なる性質を示すと報告されている。¹⁸ このことはこの解析の妥当性を示すと同時に、他の励起モードの存在の可能性を示唆する。

8. 謝辞

我が国ではなじまないこの種の奇妙な実験に対して関心を示して下さい、荒船

次郎(東大宇宙線研)、山崎敏光、志田嘉次郎、片山一郎(東大核研)、平尾泰男(放医研)、永井泰樹(東工大)、牟田泰三(広大)、大島真澄(原研)、杉本健三(阪大)、森永晴彦(ミュンヘン工大)、南部陽一郎(シカゴ大)の諸氏を始めとする多くの方々に先ずお礼を申し上げたい。長期間にわたる実験が遂行出来たのは核研の皆様の変わらない支持の賜であり誠に有り難い次第である。 ^{118}Te 、 ^{82}Sr の陽電子源製造には核研サイクロトロン、阪大核物理研究センター、サイクロトロンの関係の方々から暖かい協力を戴いた。心から感謝の意を捧げる。

文献

- 1) M.Clemente, E.Berdermann, P.Kienle, H.Tsertos, W.Wagner, C.Kozhuharov, F.Bosch, and W.Koenig, Phys. Lett. B137, 41 (1984)
- 2) T.Cowan, H.Backe, M.Begemann, K.Bethge, H.Bokemeyer, H.Folger, J.S.Greenberg, H.Grein, AGruppe, Y.Kido, M.Kluver, D.Schwalm, J.Schweppe, K.E.Stiebing, N.Trautmann, and P.Vincent, Phys. Rev. Lett. 54, 1761 (1985)
- 3) W.Koenig, E.Berdermann, F.Bosch, S.Huchler, P.Kienle, C.Kozhuharov, A.Schoter, S.Schuhback, and H.Tsertos, Phys. Lett. B218, 12 (1989)
- 4) K.A.Erb, I.Y.Lee, and W.T.Milner, Phys. Lett. B181, 52 (1986)
- 5) R.Peckhaus, Th.W.Elze, Th.Happ, and Th.Dresel, Phys. Rev. C36, 83 (1987)
- 6) T.F.Wang, I.Ahmad, S.J.Freedman, R.V.F.Janssens, and J.P.Schiffer, Phys. Rev. C36, 2136 (1987)
- 7) L.Landau, J.Phys. U.S.S.R. 8, 201 (1944)
- 8) M.Sakai, Y.Fujita, M.Imamura, K.Omata, S.Ohya, and T.Miura, Phys. Rev. C38, 1971 (1988)
- 9) H.Tsertos, Phys. Rev. C40, 1839 (1989)
- 10) M.Sakai, Phys. Rev. C40, 1841 (1989)
- 11) M.Sakai, Y.Fujita, M.Imamura, K.Omata, S.Ohya, S.Muto, Y.Gono, and S.Chojnacki, Phys. Rev. C44, 944(1991)
- 12) M.Sakai, Y.Fujita, M.Imamura, K.Omata, Y.Gono, T.Miura, S.Shimizu, and S.Chojnacki, to be published in Phys.Rev.
- 13) M.Sakai, Y.Fujita, M.Imamura, K.Omata, S.Ohya, S.Muto, Y.Miura, Y.Gono, and S.Chojnacki, INS- Rep- 916, March (1992)
- 14) H.Tsertos, C.Kozhuharov, P.Armbruster, P.Kienle, B.Krusche, and K.Schreckenbach, Phys. Rev. D40, 1397 (1989)
- 15) Y.Jack Ng and Y.Kikuchi, Phys. Rev. D36, 2880 (1987)
- 16) Paolo Cea, Phys. Rev. D39,340(1989)
- 17) M.Sakai, Fizika 22, 5 (1990)
- 18) H.Bokemeyer and W.Koenig, GSI-91-45, September (1991)

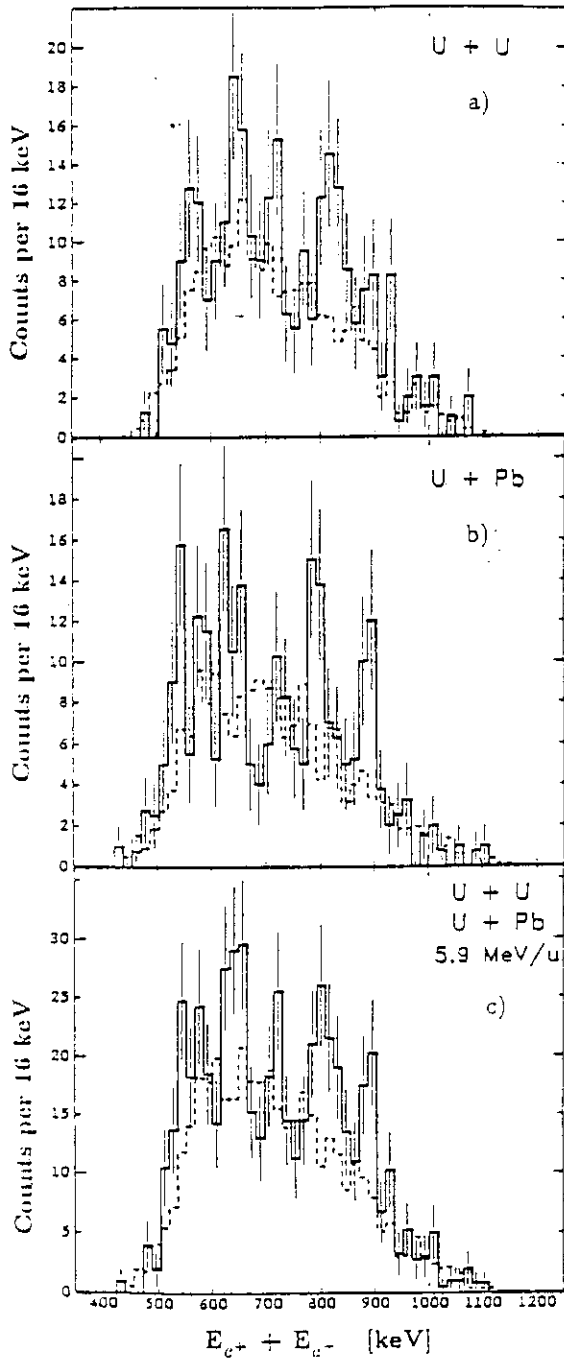


Fig. 1 GSI ORANGEグループによる陽電子・電子同時計数測定による和スペクトラム

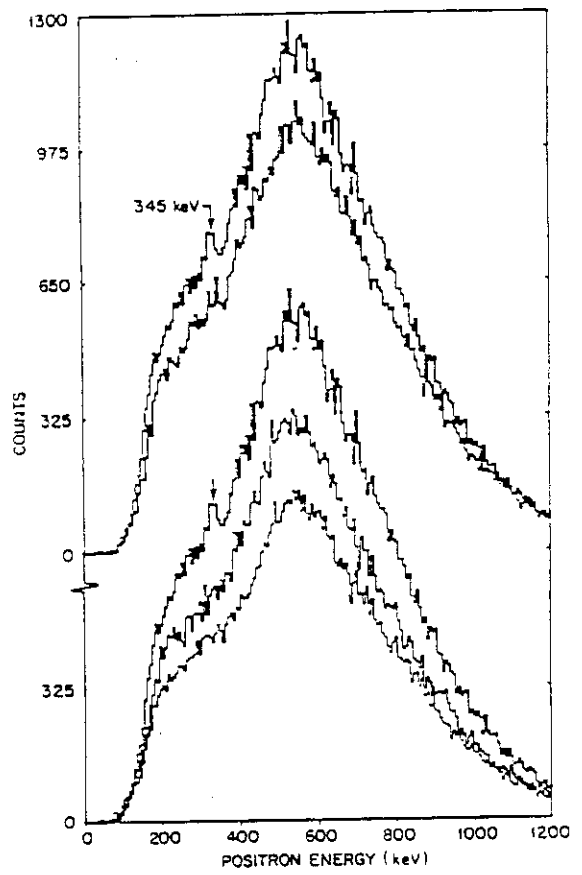


Fig. 2 ORNLの陽電子同時計数スペクトラム

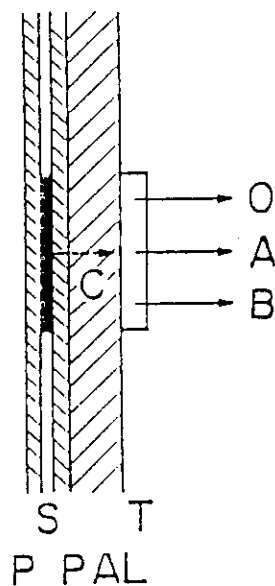


Fig. 3

陽電子照射体

S : 放射源、T : ターゲット、A l : Alターゲットバックング、P : polypropylene薄膜
 C : 内部転換電子線、(Alとターゲットの中で大巾にエネルギーを失う。)
 O : 探索電子線、A、B : 外部転換電子線

TABLE I

Specification of experimental conditions

Run No.	Initial source activity (mc)	Target material	Thickness (element mg/cm ²)	Measuring period (min)
A-I	0.35	Th+Collodion	3.0	3944
A-II	0.40	U ₃ O ₈	2.2	3345
A-IV-1	0.28	ThO ₂	2.9	2760
A-IV-2	0.28	Ta Metallic foil	3.1	4380

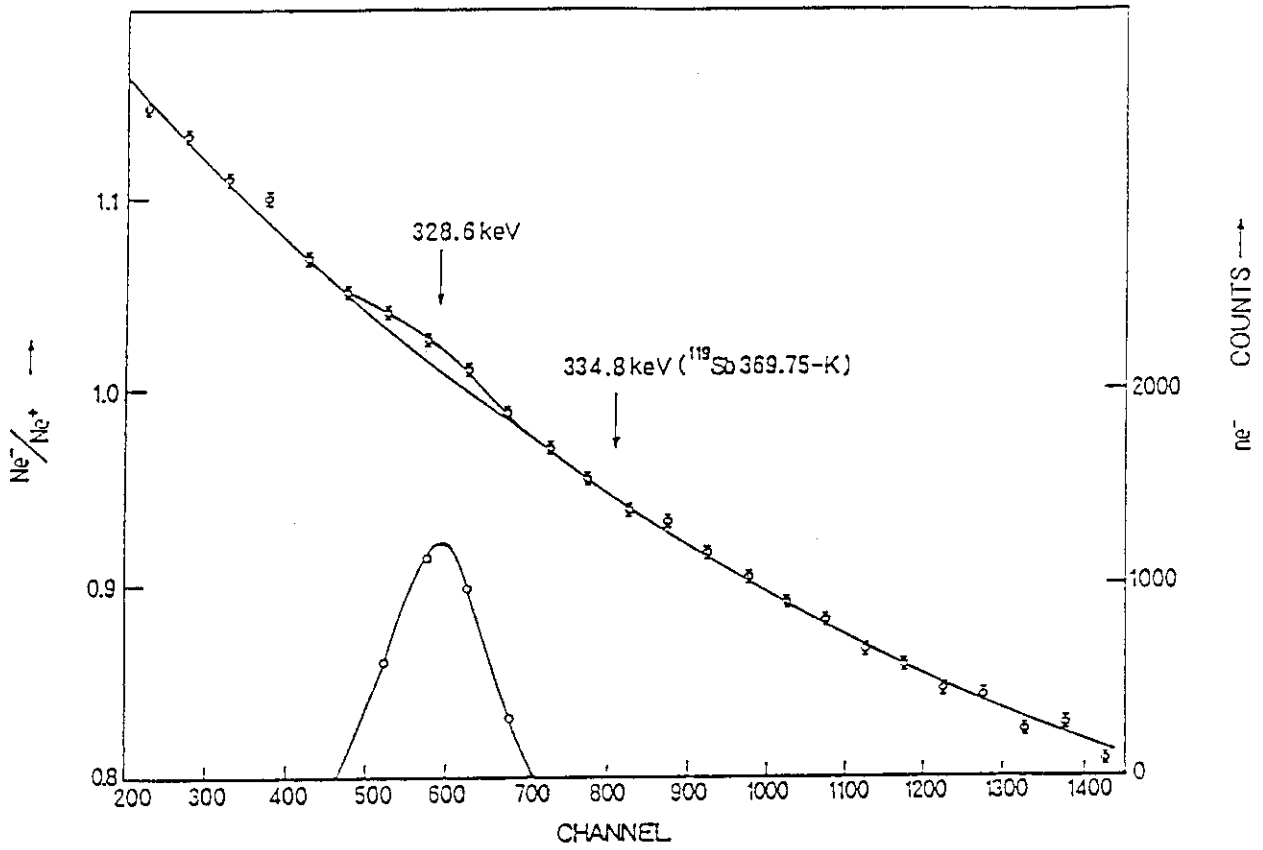


Fig. 4

Th ターゲットを用いた場合の比スペクトラム
 下部のピークはexcess electron のスペクトラムでスケールは右側に示す。

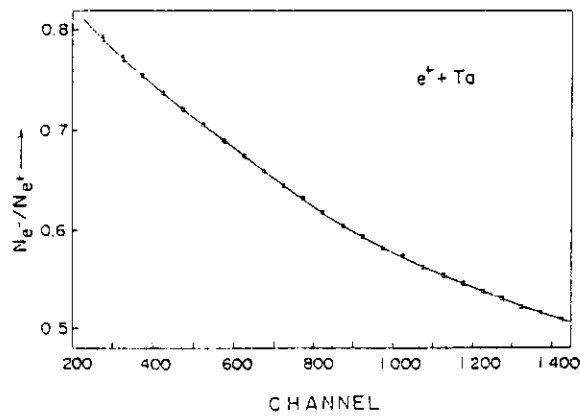


Fig. 5

Ta ターゲットを用いた場合の比スペクトラム
 ピークは現れない。

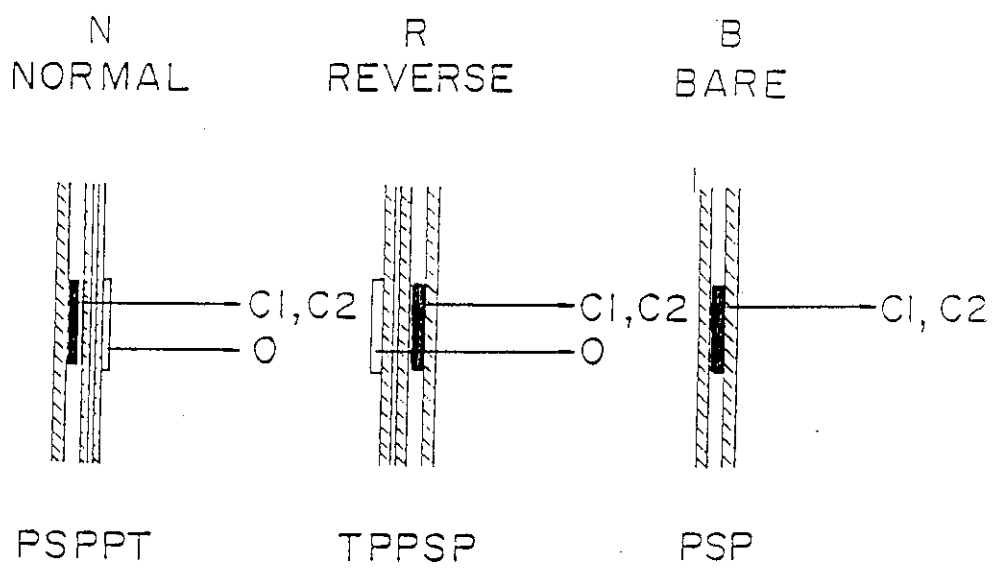


Fig. 6

N, R, Bの実験に用いられた照射体の構造
 RはNを裏返したもの。S：放射源、T：ターゲット、P：polypropylene膜、
 C1、C2：内部転換電子線、O：探索電子線

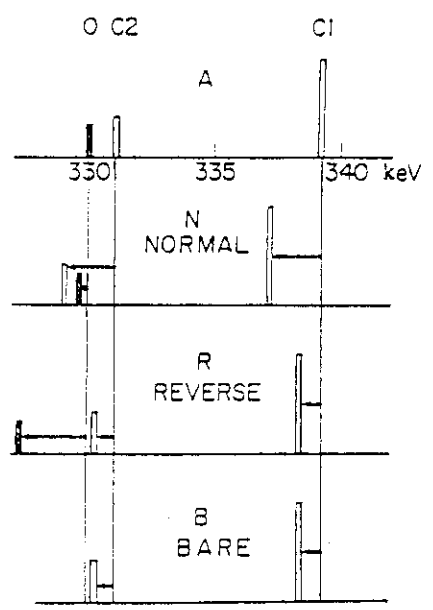


Fig. 7

電子線のエネルギー損失によるピーク位置の移動の予測図

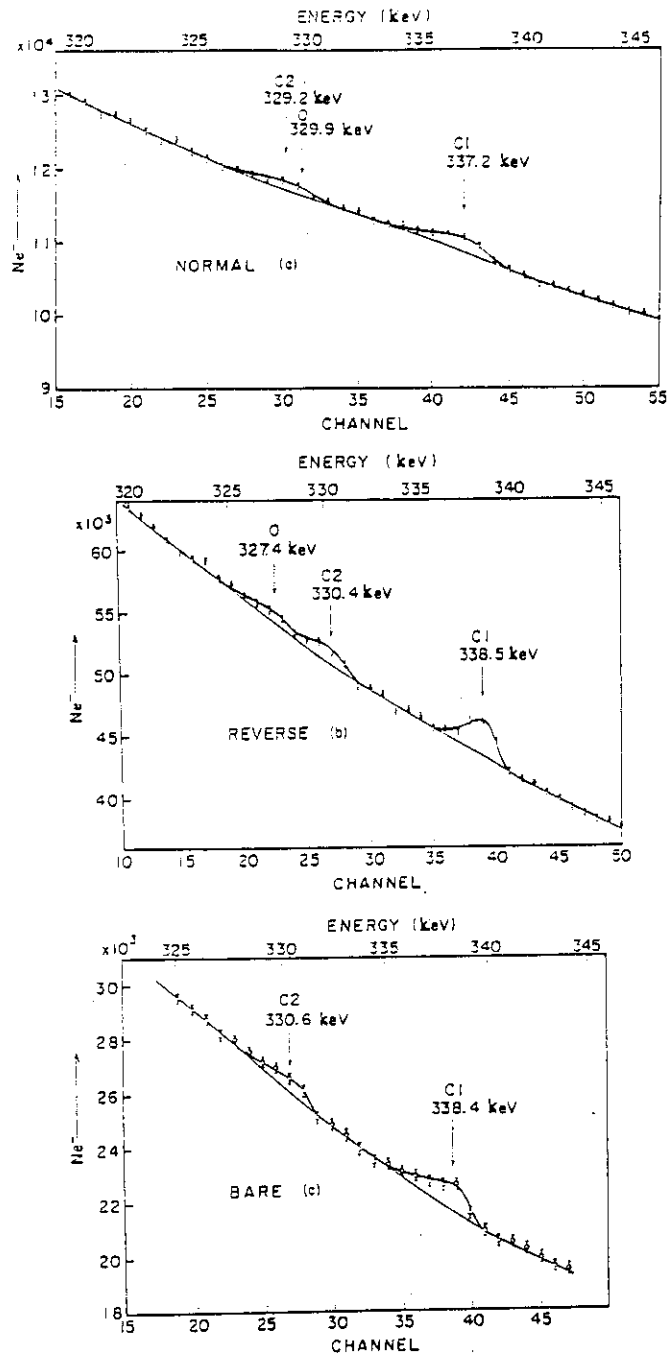
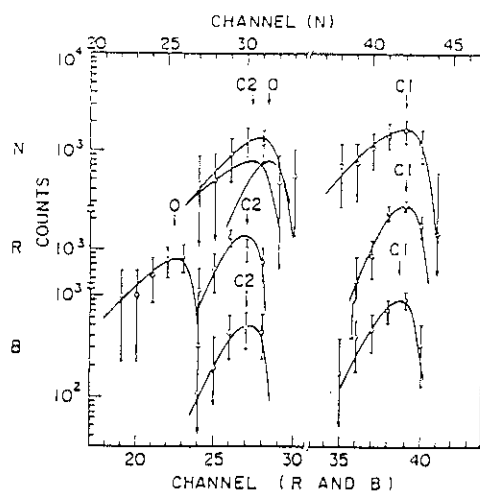


Fig. 8

上よりN, R, Bの電子スペクトル



Peak shape of each electron line. The peaks are fitted with the standard shapes as shown by solid curves (see text).

Fig. 9

N, R, Bの場合の各電子線の巾の変化

TABLE II

Electron lines observed in the present experiments.

Line	Channel	E_{exp} (keV)	Energy loss (keV)	Normal (N)			
				E (keV)	I	$I_{\Delta} (\times 10^{-1})$	Γ (keV)
$\Delta^+ (^{118}\text{Te}) = 416 \mu\text{Ci}$ and $\Delta^+ (^{119}\text{Te}) = 40.5 \mu\text{Ci}$							
C1	1134 ± 8	$337.23(\text{std})^b$	2.03	339.26	7720 ± 1350	1906 ± 333	2.7 ± 0.3
C2+O	832 ± 8	329.57 ± 0.37			6030 ± 1280	145 ± 31	2.4 ± 0.3
C2	817 ± 7	329.20 ± 0.36	2.04	331.24 ± 0.36	3350 ± 1030	80 ± 25	
O	845 ± 7	329.91 ± 0.36	0.31	330.22 ± 0.36	2680 ± 830	65 ± 20	
Reverse (R) $\Delta^+ (^{118}\text{Te}) = 524 \mu\text{Ci}$ and $\Delta^+ (^{119}\text{Te}) = 45.1 \mu\text{Ci}$							
C1	1050 ± 7	$338.47(\text{std})^b$	0.79	339.26	8440 ± 950	1871 ± 211	1.8 ± 0.2
C2	726 ± 8	330.42 ± 0.29	0.80	331.22 ± 0.29	4090 ± 720	78 ± 14	1.8 ± 0.4
O	605 ± 11	327.42 ± 0.40	2.55	329.97 ± 0.40	3280 ± 760	63 ± 15	2.5 ± 0.4
Bare (B) $\Delta^+ (^{118}\text{Te}) = 270 \mu\text{Ci}$ and $\Delta^+ (^{119}\text{Te}) = 19.6 \mu\text{Ci}$							
C1	1045 ± 11	338.35 ± 0.30	0.79	339.14 ± 0.30	3460 ± 580	1765 ± 296	2.0 ± 0.3
C2	732 ± 11	330.56 ± 0.40	0.80	331.36 ± 0.40	1860 ± 560	69 ± 19	1.8 ± 0.3

^aTotal number of positrons used in the experimental series is $\Delta \times 3.7 \times 10^4 \times T_{1/2}(\text{sec})/\ln 2$.

^bStandard for energy determination.

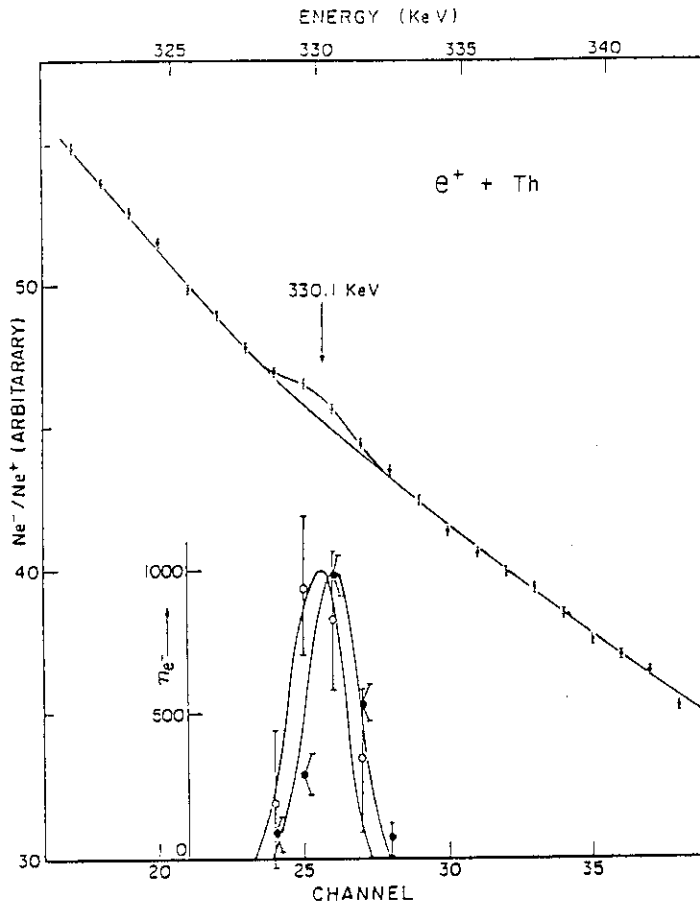


Fig. 10 ⁸²Sr を陽電子放射源として用いた場合の比スペクトラム

第4図の説明文参照。♣ は 404.5 keV (⁸⁵Sr) 外部転換電子線の線譜

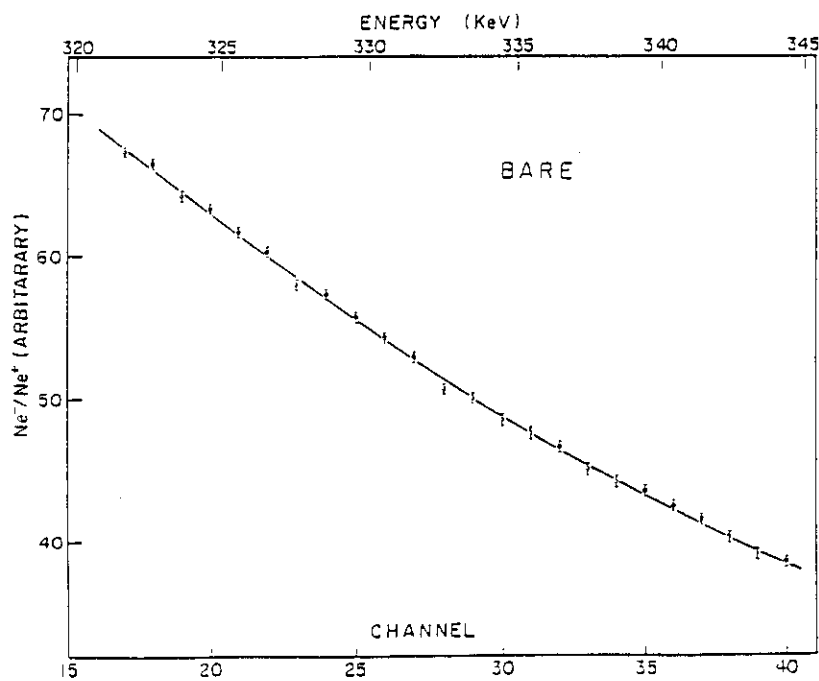


Fig. 11 Th ターゲットを外した場合の比スペクトラム

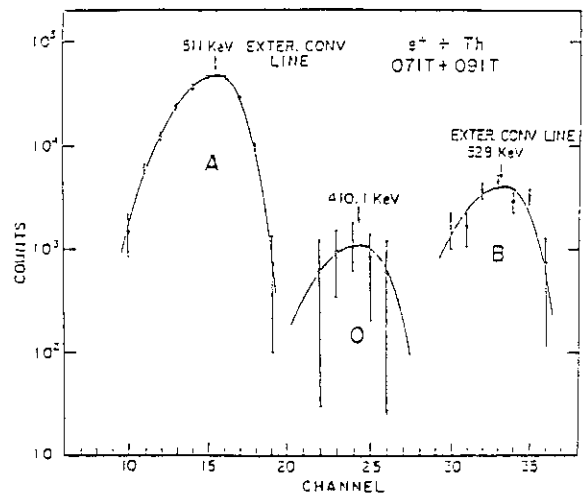
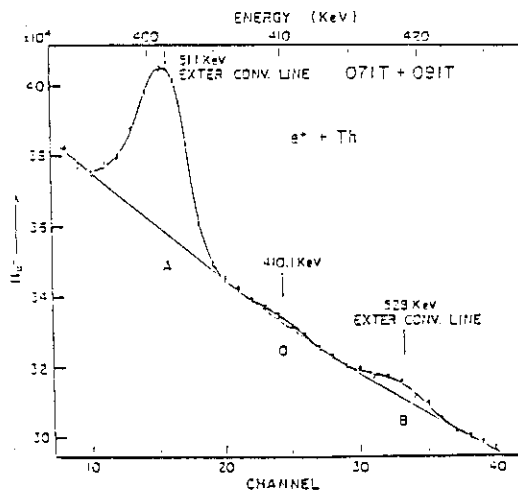
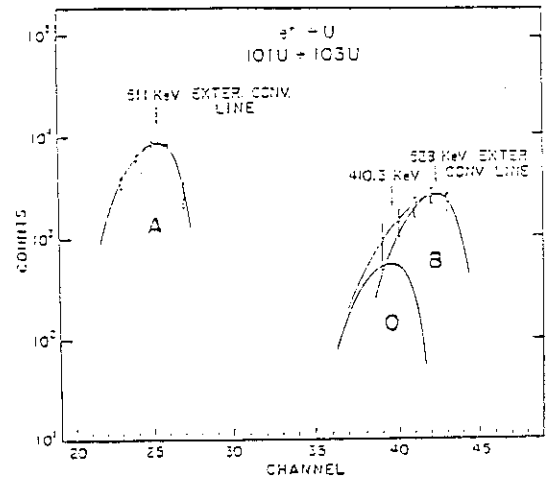
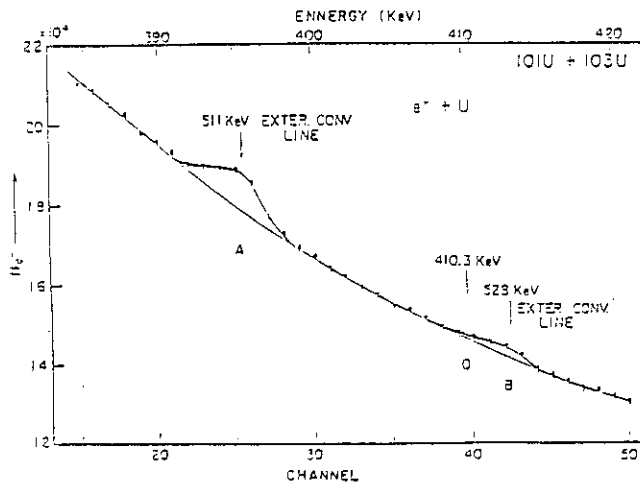
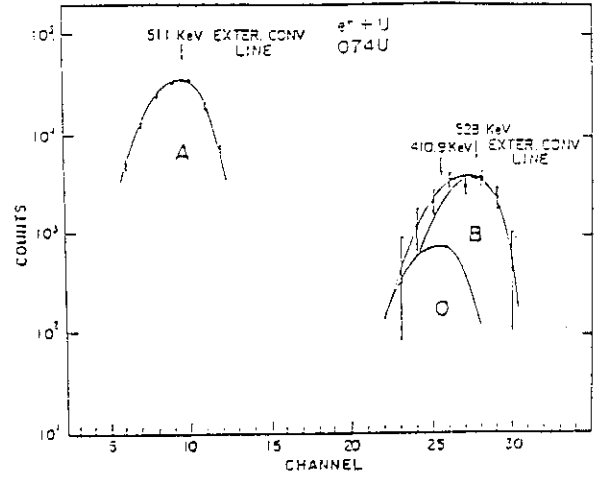
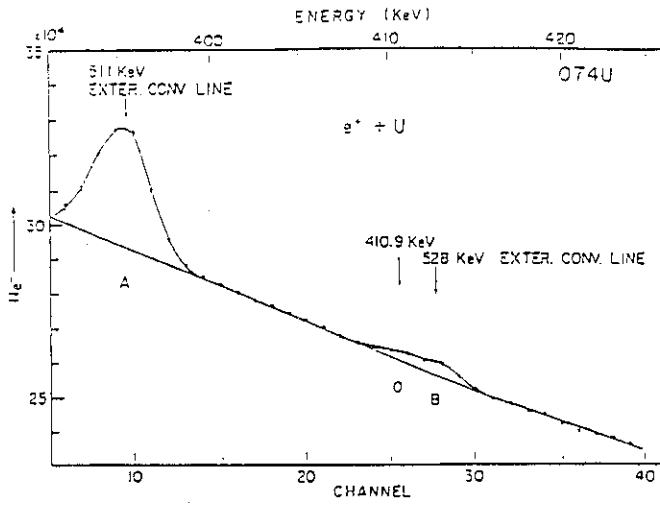


Fig. 12 410 keV 電子線の実験

左側は電子線スペクトル、右側はAの形を標準型としたピークフィティングの結果を示す。

TABLE III

Specification of experimental conditions

	I(U)	II(U)	III(Th)		
Series No.	074U001	101U001	103U001	072T001	091T002
Initial source activity(mCi) J	0.90	0.77	0.77	0.90	0.97
Δ^a	0.149	0.145	0.144	0.122	0.137
Target thickness (element mg/cm ²) T	2.26	0.95	1.37	1.91	2.10
Resolution(%) $\Delta P/P$	0.5	0.2	0.2	0.5	0.5
Solide angle(%) Ω	0.8	0.48	0.48	0.8	0.8
Normalization factor N ^{b)} c)					
$N = J \Delta T \Omega \eta$	0.160	0.0326	0.0470	0.111	0.123
N_{sum}	0.160	0.0796		0.234	

a) $\Delta = \exp(-0.693(T_1 - T_0) / T_{1/2}) - \exp(-0.693(T_2 - T_0) / T_{1/2})$. T_0 , T_1 and T_2 are the initial, start and stop times of the experimental series. Total number of positrons used in the measurement is $J \times \Delta \times 3.7 \times 10^6 \times T_{1/2}(\text{sec}) - \ln 2$.
 b) N is proportional to the total events recorded by the detector.
 c) η stands for the detector efficiency.

TABLE IV

Electron lines observed in the present experiments

Experiment I (U)

Line	Energy	Experimental intensity	Intensity ratio	Reduced intensity	Experimental cross section	Cross section ^{b)}
	E(Kev)	$I_{exp} \times (10^{-2})$	R	$I_{red} \times (10^{-2})$	$\sigma_{exp}(\text{mb})$	$\sigma(\text{mb})$
A	395.4 ^{a)}	1357±21	10.6±1.5	8480±130		
B	413.1 ^{a)}	127±18	1.0	794±112		
O	410.9±0.7	29±16	0.23±0.13	181±100	450±245	205(1±0.54 -0.25)

Experiment II (U)

A	395.4 ^{a)}	305.2±11	3.36±1.50	3835±138		
B	413.1 ^{a)}	79±11.5	1.0	993±144		
O	410.3±0.7	17.6±9.4	0.223±0.123	221±117	495±255	225(1±0.52 -0.25)

Experiment III (Th)

A	401.3 ^{a)}	2070±24	11.3±1.2	8846±100		
B	419.0 ^{a)}	183±19	1.0	782±81		
O	410.1±0.4	46.5±15	0.254±0.086	198.7±64	470±150	210(1±0.30 -0.25)

a) Standard energy.

b) The effective path length in the target, λ , is taken $2.2(1 \pm 0.25)T$.
 $\sigma = \sigma_{exp} / \lambda$

TABLE V

L	E_{exp} (GSI) (keV)	E_{exp} (INS) (keV)	M_{exp} (keV)	M_{exp}^3 (MeV ³)	M_{cal}^3 (I) (MeV ³)	M_{cal} (I) (keV)	M_{cal}^3 (II) (MeV ³)	M_{cal} (II) (keV)	$M_{exp} - M_{cal}$ (I) (keV)	$M_{exp} - M_{cal}$ (II) (keV)
0					1.396	1118	1.508	1147	—	—
1					2.539	1364	2.539	1381	—	—
2	540 ± 16		1562 (16)	3.81 ± 0.11	3.681	1544	3.770	1556	+18	+6
3	640 ± 10		1662 (10)	4.59 ± 0.08	4.824	1690	4.902	1698	-28	-15
		330.8 ± 1.0	1683.6 (20)	4.77 ± 0.02						
4	809 ± 8		1831 (8)	6.14 ± 0.08	5.966	1814	6.033	1819	+17	+23
		410 ± 1	1842 (2)	6.25 ± 0.02						
5	895 ± 10		1917 (10)	7.04 ± 0.11	7.109	1923	7.164	1926	-6	-9
6					8.251	2021	8.296	2023	—	—

Mass systematics.

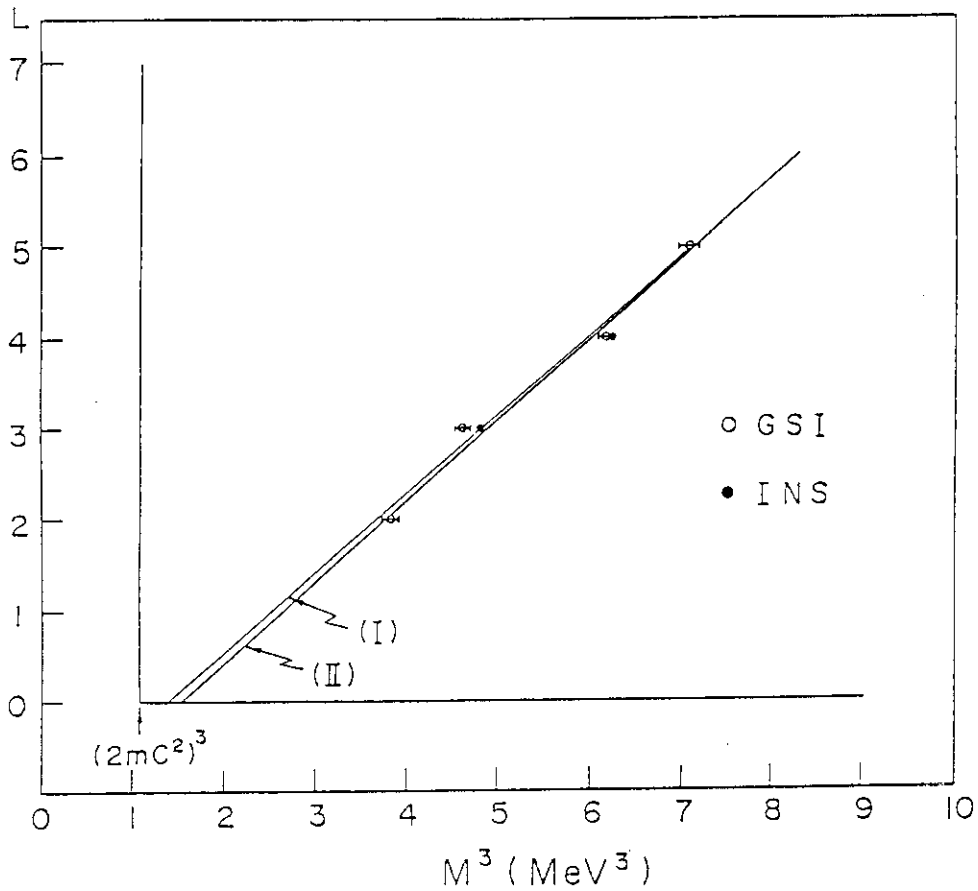


Fig. 13

X⁰ mass diagram

7. Soft Multipole Excitations and Fusion Reactions in Halo Nuclei

H. Sagawa

Department of Physics, Faculty of Science, The University of Tokyo
Hongo 7-3-1, Bunkyo-ku, Tokyo 113

Abstract: Multipole soft excitations in a halo nucleus with loosely-bound neutrons are studied by using self-consistent H-F + RPA response function theory. Sharp peaks with multipoles $J^\pi = 0^+, 1^-, 2^+$ are found near the threshold at $E_x \sim 1$ MeV having significant portions of the sum rule values and narrow widths. The tail of the loosely-bound neutron is responsible to cause the sharp peaks in the response. We studied also the effect of soft dipole state on the fusion reactions. A large enhancement of the fusion cross section of halo nuclei is shown by using the extended Wong model.

§1. Introduction

Experimental studies of unstable neutron-rich nuclei have been possible using exotic radioactive beams produced by projectile fragmentations through heavy-ion collisions. The main motivation for these experiments is to determine the masses and the radii of very neutron-rich nuclei which have not been studied in the past[1]. Moreover, much attention has been paid recently to study the excitation modes of unstable nuclei [2,3,4]. In this paper, I discuss only the dynamical problems of halo nuclei: the multipole excitations and the fusion cross sections. The static properties of halo nuclei are reviewed in my recent publication[5].

The giant dipole resonance was first observed in the late 1940's and has been of central interest both experimentally and theoretically. In a microscopic picture, the giant resonance can be described as a coherent superposition of particle-hole (p-h) excitations which exhausts most of the sum rule value[6]. In nuclei with excess neutrons, low excited dipole states (LDR) might decouple from the giant dipole state (GDR) while upholding their appreciable transition strengths[7]. Some experimental evidences for the LDR have been reported in light[8] and heavy nuclei[9], and they are called "Pigmy Resonance". The LDR is expected to have more transition strengths in extremely neutron-rich light nuclei like ^{11}Li since the ratio of neutron to proton numbers is bigger than that of heavy nuclei: the ratio N/Z is 2.7 in ^{11}Li , while it is 1.5 in ^{208}Pb . Moreover, it is expected that the long tail of loosely-bound neutrons (so called *halo neutrons*) will increase further the transition strengths of the LDR. The dipole excitation in halo nuclei is named "soft dipole mode"[10].

Recently, the electromagnetic dissociation (EMD) cross sections of light neutron-rich nuclei have been obtained from the target dependence of the interaction cross section[2]. The EMD cross section is attributed to the break-up process through

the excitation of dipole state in the projectile. The measured EMD cross sections of light neutron-rich nuclei show an enhancement compared with the results of the standard treatment, especially with the high- Z targets. This fact suggests the existence of low excited strong dipole states in neutron-rich nuclei such as ^{11}Li . The projectile energy dependence of the EMD cross sections in ^{11}Li is also studied to determine the excitation energy and the transition strength of the low energy dipole excitation[11].

Several microscopic calculations have been done to study the LDR in light neutron-rich nuclei using a large scale shell model[12,13], the cluster-orbital shell model[14] and the random phase approximation (RPA)[15,16]. The sum rule approach was also discussed in Ref.[17] in relation with the electromagnetic dissociation cross sections. In this paper, I will present the result of the self-consistent Hartree-Fock (H-F) + RPA calculation in a halo nucleus ^{10}He .

§2. Self-consistent H-F + RPA Response Function Calculations

Three important ingredients in our H-F + RPA model are as follows:

- 1) *the effect of loosely-bound neutrons on the mean field potential and the particle-hole (p-h) interaction.*
- 2) *the coupling of the low excited states to the highly excited resonances.*
- 3) *the continuum effect above the particle threshold on the width of the resonance.*

In the present theory, the effect of loosely-bound neutrons on the mean field potential and the p-h interaction is taken into account in the self-consistent way[18]. The self-consistency between the potential and density will cause essential differences between our calculated results and those obtained by the Woods-Saxon or the harmonic oscillator model. Namely, the properties of the excitations near the particle threshold reflect unique features of the halo nucleus, as will be discussed later. The coupling of the low excited excitations to the highly excited giant resonances was discarded in the calculations of the cluster-orbital shell models[14] and the cluster sum rules[17]. In the RPA response function calculation, there is no truncation of the p-h states so that the coupling is treated properly. The third point is the continuum effect above the particle threshold which is important to study the width of the excited state. We will take into account the coupling to the continuum solving the equation for the p-h Green function in the coordinate space.

I calculate multipole strengths not only with $J^\pi = 1^-$ but also with $J^\pi = 0^+$ and 2^+ in the nucleus ^{10}He . The nucleus ^{10}He has the same neutron number as ^{11}Li , and might have characteristic features similar to ^{11}Li due to the halo neutrons. As the effective interaction, the parameter set of the density dependent Skyrme force SGII[19] is adopted both in the H-F and the RPA calculation. The parameter set SGII gives reasonable values of the Landau parameters in comparison with the renormalized G-matrix calculations, and at the same time also realistic single-particle energies and densities in the H-F calculations. In order to emphasize the nature of the loosely-bound neutrons due to the small separation energy of the

$1p_{1/2}$ -orbit, the spin-orbit force is taken to be $W_0 = 150 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^5$ instead of the original value $W_0 = 105 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^5$. The single-particle energies and the r.m.s. radii of occupied orbits in ^{10}He are given in table 1.

Table 1. Single-particle energies and r.m.s. radii of occupied orbits in ^{10}He calculated by using the Skyrme interaction SGII with the large spin-orbit parameter $W_0 = 150 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^5$. The mass radii are also given in the last row.

	s.p.energies (MeV)	r.m.s.radii (fm)
$1s_{1/2}$	-20.66	1.97
ν $1p_{3/2}$	-7.51	2.80
$1p_{1/2}$	-0.70	4.57
π $1s_{1/2}$	-34.96	1.99
$\sqrt{\langle r^2 \rangle}_m$		2.99

We took the cut-off radius of H-F and RPA calculation to be $R = 30 \text{ fm}$ which is good enough to take into account properly the loosely bound nature of the neutron wave function. The H-F neutron potential is shown in fig. 1. The last neutron $1p_{1/2}$ -orbit has a small binding energy 0.7 MeV in ^{10}He , while the $1s_{1/2}$ - and $1p_{3/2}$ -orbits have large separation energies. The large r.m.s. radius 4.57 fm of the neutron $1p_{1/2}$ orbit is attributed to the small energy separation. We should notice that the neutron potential V_n in ^{10}He behaves very much different from the one in ^{16}O , namely, the tail of the potential behaves as a screened Coulomb potential like $e^{-\mu r}/r$ or $e^{-\mu r}/r^2$ in ^{10}He . This behavior is also completely different from the Woods-Saxon potential.

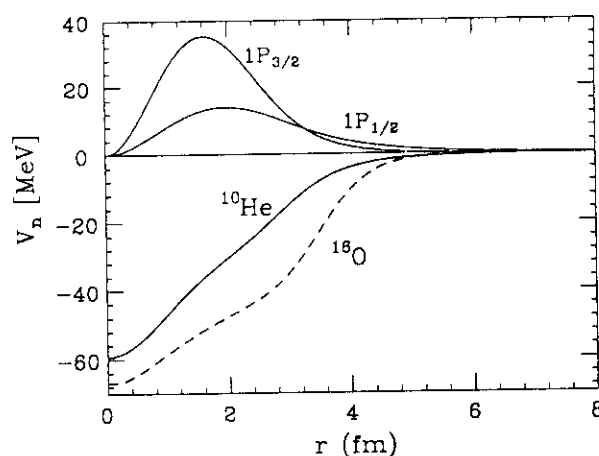


Fig. 1 The H-F potential and the single-particle wave functions of neutrons in ^{10}He . The H-F potential of ^{10}He is calculated by using the Skyrme force SGII with the large spin-orbit parameter $W_0 = 150 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^5$. The potential in ^{16}O is shown also by the dashed line.

The strength distributions of the isovector dipole states are shown in Fig. 2. Compared with the unperturbed response, the RPA response below 10 MeV is

quenched to some extent by the repulsive isovector interaction. The response below 4 MeV is dominated by the halo neutrons. Namely, the sharp peak at 1.6 MeV is due to the neutron excitation from $1p_{1/2}$ - to $s_{1/2}$ -state, while the strength at $E_x \sim (3 \sim 4)$ MeV is originated by the p-h configuration ($d_{3/2} 1p_{1/2}^{-1}$). The strengths in the energy region $E_x \sim (8 \sim 11)$ MeV come from the p-h excitations from the neutron $1p_{3/2}$ orbit. Two peaks at higher excitation energies $E_x \sim 17$ MeV and 24 MeV are due to the proton p-h excitations from $1s_{1/2}$ -orbit. The quenching of the strength distribution below 4 MeV is small: 20 % of the unperturbed strength. On the other hand, the strength at 10 MeV decreases very much due to the interaction. The peak of the RPA response near $E_x \sim 12$ MeV has only 1/3 of the unperturbed strength and the remaining strengths are shifted to the higher energy region. The idea of the decoupling of the low-excited Pigmy states below $E_x = 4$ MeV from the giant resonances is supported by the present numerical results. The transition strength below $E_x = 4$ MeV exhausts 7% of the energy-weighted sum rule (EWSR), which is very close to the value of the molecular sum rule for the oscillation between the halo neutrons and the core[20,17]. The dominant strengths of the EWSR stay in the energy range $E_x = (10 \sim 30)$ MeV.

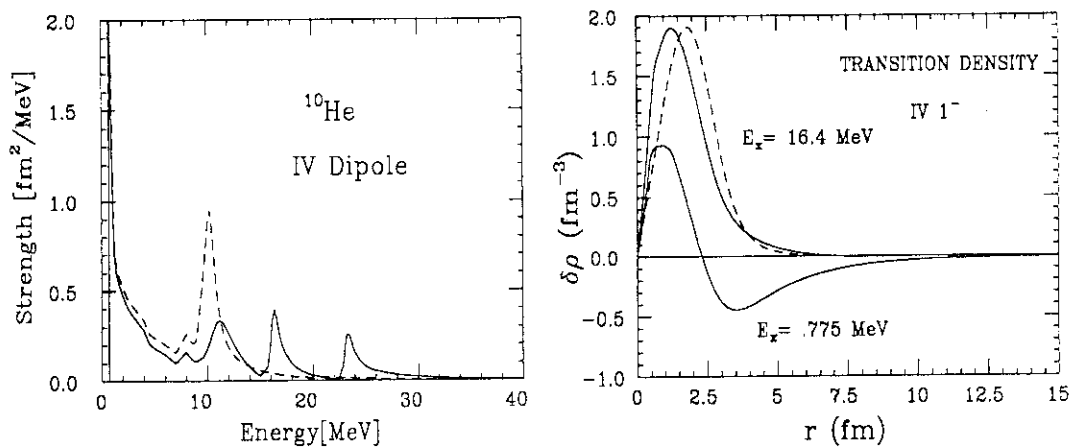


Fig. 2 The strength distributions and transition densities of isovector dipole excitations in ^{10}He . The dashed curve in the left window shows the unperturbed response, while the solid curve corresponds to the RPA response. The calculated transition densities are shown in the right window with the collective Tassie one.

The transition densities of two dipole excitations at $E_x = 0.775$ and 16.4 MeV are given in the right window of Fig. 2 together with the Tassie one. The transition density at $E_x = 16.4$ MeV has a shape similar to the collective Tassie one, while the low excited state at $E_x = 0.775$ MeV has a transition density completely different from the prediction of the collective model. A similar transition density with node has been observed in the lowest dipole state both in ^{16}O and ^{40}Ca [21].

§3. Threshold Anomaly and Quasi-Rydberg Nuclei

The strength distributions of the isoscalar monopole and quadrupole states are

shown in Figs. 3–4 together with their transition densities. It is interesting that we found in both cases sharp peaks of the strength distributions at $E_x \sim 1$ MeV

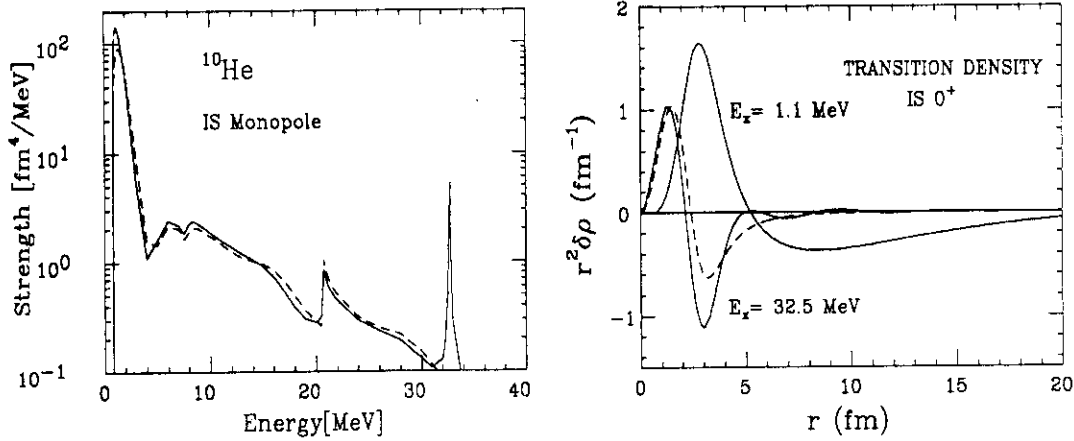


Fig. 3 The strength distributions and the transition densities of isoscalar monopole excitations in ^{10}He . For details, see the captions to Fig.2.

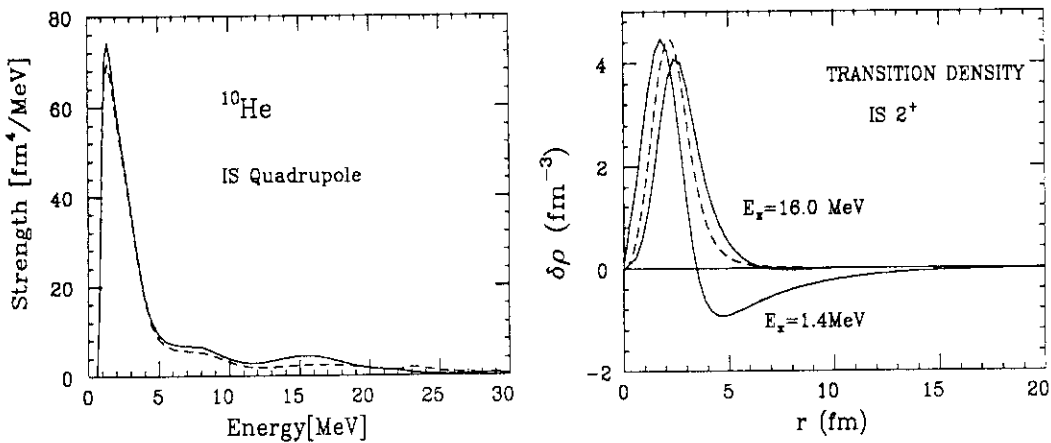


Fig. 4 The strength distributions and the transition densities of isoscalar quadrupole excitations in ^{10}He . For details, see the caption to Fig. 2.

which exhaust 30 % and 25 % of the EWSR for the monopole and the quadrupole, respectively. The remaining strengths are distributed in the higher energy region. Although the highly excited resonances exhaust most of the EWSR, these strengths are much smaller than the strengths at $E_x \sim 1$ MeV. The transition density of the monopole excitation at $E_x = 1.1$ MeV in the right window of Fig.3 manifests a typical compressional feature having a node at $r = 5$ fm. Nevertheless, the tail becomes longer than the ordinary Tassie one, being affected by the neutron halo. In the quadrupole case, also, the calculated transition density in Fig.4 is affected by the halo neutrons having a node at 3.5 fm with a long tail.

Table 2. The radii of the excited states calculated by using eq.(2).

J^π	T	E_x (MeV)	$\sqrt{\langle r^2 \rangle_{J^\pi}}$ (fm)
0^+	0	1.1	8.67
		32.8	3.48
1^-	1	0.78	9.12
		16.4	4.22
2^+	0	1.4	10.16

We found sharp peaks near the threshold in all three cases $J^\pi = 0^+, 1^-$ and 2^+ studied in this paper. As is seen in Fig. 1, the calculated potential of ^{10}He shows a long-range nature. This potential shape suggests a new kind of shape transition from the normal nuclear potential (the Woods-Saxon shape) to a Coulomb-like potential. The long-range feature is caused by the self-consistency between the nuclear density and the potential. The density dependent part of the Skyrme potential can be written as

$$v_{H.F.}(r) = -a\rho + b\rho^{1+\alpha} \quad (1)$$

where the values a and b are positive, and can be expressed by combinations of the parameters of the Skyrme force. The value α is taken to be $1/6$ in the SGII force. The wave function of the loosely-bound state $1p_{1/2}$ has a tail $\sim e^{-\mu r}/r$ with $\mu = \sqrt{2mE}/\hbar^2$ at large distance. The value E is the separation energy $E_{p_{1/2}} = 0.7$ MeV in ^{10}He . Thus, the neutron density ρ_n in the potential (1) behaves $\sim e^{-2\mu r}/r^2$ which determines the tail of the attractive first term of eq. (1). On the other hand, the second term of eq. (1) is repulsive and cancels with the first term. As a net result, the H-F potential behaves as a long range potential with a tail longer than $e^{-2\mu r}/r^2$.

It is known in atomic systems, like hydrogen atom and alkali metals, that the excited states have very large radii and long life times when the electron is captured in the orbit near the threshold. The long-range Coulomb force gives rise to these specific features of the excited states in the atomic systems. They are called Rydberg atoms. In the present case, the long tail of the halo wave function in the potential in Fig. 1 is certainly responsible for a bunching of these peaks although the calculated states in ^{10}He appear above the threshold. The typical radius of a Rydberg atom is ten to hundred times larger than the standard radius of the atom $r \sim 1\text{\AA}$. We calculate the effective radii of the excitations in ^{10}He by using the formula

$$\langle r^2 \rangle_{J^\pi} = \frac{\int |\delta\rho| r^2 d\vec{r}}{\int |\delta\rho| d\vec{r}} \quad (2)$$

The calculated values are tabulated in table 2 both for low-lying and high-lying excitations. We can see clearly the enlargement of the radii of the low-lying excitations compared to those of the high-lying ones, and also to the radius of the

ground state $\sqrt{\langle r^2 \rangle_m} = 2.99$ fm. The ratio of the radius of the excited state at $E_x \sim 1$ MeV to that of the ground state is found to be about 3, while those of the highly excited states are close to 1.

§4. Summary and Future Perspectives

We studied the multipole excitations in the halo nucleus ^{10}He by using the self-consistent H-F+RPA response function theory. These states hold the features of the unperturbed p-h excitations although the transition strengths are much larger than the single-particle unit (the Weisskopf unit). We found clear strong peaks at $E_x \sim 1$ MeV with the narrow widths for three multipoles $J^\pi = 0^+, 1^-$ and 2^+ . The dominant p-h configurations of these states are the excitations of the halo neutrons in the $1p_{1/2}$ -orbit to the continuum. The bunching of these low-excited excitations is caused by the long-range nature of the single-particle wave functions which are common in halo nuclei. It was pointed out by Efimov[22] that a long-range force induced by the loosely-bound nucleon produces a bunch of bound states near the threshold. We have shown that the transition densities of the low-lying states are quite different from the Tassie-type ones and have three times larger radii than that of the ground state. It might be quite interesting to study these states experimentally by using the charge-exchange reactions, for example, $^{10}\text{Be}(\pi^-, \pi^+)^{10}\text{He}$, $^{10}\text{Be}(^9\text{Be}, ^9\text{C})^{10}\text{He}$ or $^9\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{13}\text{O})^{10}\text{He}$, and also coincidence experiment between two neutrons and ^8He . It should be noticed that the peculiar features of the nucleus ^{10}He might be the same in the case of ^{11}Li since the last proton in the $p_{3/2}$ -orbit of ^{11}Li behaves as a spectator and does not change the low-energy spectra below 6 MeV[14,15]. It is pointed out recently that the pairing correlation might increase further the transition strengths of the low excited excitations[13,16]. Some possible candidates of the predicted states in halo nuclei have been found in ^{11}Li [3] and ^9He [4] by using the charge exchange reactions. The latter case is particularly interesting since the nucleus ^9He is unbound.

Finally, I will mention a recent study on the fusion cross section of halo nuclei in collaboration with N. Takigawa[23]. We consider the fusion reaction of ^{11}Li with ^{208}Pb . There are two important mechanisms to increase the cross sections. The first one is the lowering of the potential barrier due to the halo neutrons outside of ^9Li core, and the second effect is the coupling of the translational motion to the strong low-energy excited states. Calculated results of the coupled channel calculations are shown in Fig. 5. The interaction potential for the scattering of the neutron-rich nucleus ^{11}Li is constructed based on the double folding procedure of the M3Y force. A two channel model is used to take into account the coupling of the translational motion to a dipole mode of excitation. The excitation energy and the transition strength of the dipole mode are estimated by using the sum rule method which gives consistent results with the present H-F + RPA calculations.

We can see a huge enhancement (up to 4-th order of magnitude) of the fusion in the case of the separation energy of di-neutron $\epsilon = 0.2$ MeV in comparison with those for $\epsilon = 3$ and 8 MeV. The dotted line with open circles is calculated by

the potential model, i.e., ignoring the coupling to the dipole excitation. Roughly speaking, the difference between the solid and the dashed lines corresponds to the enhancement due to the coupling of the translational motion to the low energy dipole mode. The experimental separation energy of the di-neutron is found to be (200 ~ 300) keV for ^{11}Li [3], so that one can expect a large enhancement of the fusion cross section at low energies involving ^{11}Li . It would be interesting to study experimentally the predicted enhancement of the fusion cross section.

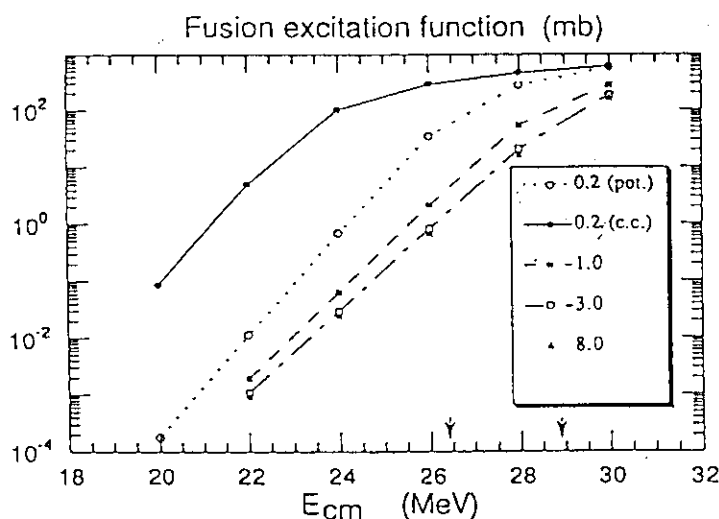


Fig. 5 The fusion excitation function of a neutron-rich nucleus ^{11}Li with ^{208}Pb . Each line and symbol corresponds to a given value of the separation energy of the di-neutrons as is shown in the small windows. The dotted line with open circles was obtained by ignoring the effect of the soft dipole mode. The right and the left arrows indicate the heights of the potential barrier when the separation energies of the di-neutron are taken to be 8.0 and 0.2 MeV, respectively.

The author would like to thank N. Takigawa for fruitful collaboration. He acknowledges also all members of nuclear physics group in University of Tokyo for their enlightening and stimulating discussions. This work is supported financially by the Grant-in-Aid for General Scientific Research (No. 6354026 and No. 0242005) by the Ministry of Education, Science and Culture.

References

- [1] I. Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. **55**(1985)2676;
W.Mittig et al., Phys. Rev. Lett. **59**(1987)1889.
- [2] T. Kobayashi et al., Phys. Lett. **B232**(1989)51.
- [3] T. Kobayashi, Proc. of Int. Symposium on "Structure and Reactions of Unstable Nuclei" p.187
- [4] H. G. Bohlen, Proc. of Int. Symposium on "Structure and Reactions of Unstable Nuclei" p.83

- [5] H. Sagawa, Proc. of the Int. Workshop-Symposium on "Future Direction in Nuclear Physics with 4π Gamma Detection Systems of the New Generation" (4-16 March, 1991, Strasbourg, France)
- [6] A. Bohr and B. M. Mottelson, Nuclear Structure, Vol.II (W.A. Benjamin Inc., 1975) Chapter 6.
- [7] A.M.Lane, Ann. Phys. **63**(1971)171;
B. Gyarmati, A. M. Lane and J. Zimanyi, Phys. Lett. **B50**(1974)316;
M. Harvey and F. C. Khanna, Nucl. Phys. **A221**(1974)77.
- [8] R. E. Pywell et., Phys. Rev. **C32**(1985)384.
- [9] M. Igashira et al., Nucl. Phys. **A457**(1986)301.
- [10] P. G. Hansen and B. Jonson, Europhys. Lett. **4**(1987)409.
- [11] M. Ishihara, Proc. of Int. Symposium on "Structure and Reactions of Unstable Nuclei" p.276
- [12] T. Hoshino, H. Sagawa and A. Arima, Nucl. Phys. **A523**(1991)228.
- [13] G. F. Bertsch and H. Esbensen, Ann. Phys. (1991) in press.
- [14] Y. Suzuki and Y. Tosaka, Nucl. Phys. **A517**(1990)599.
- [15] G. F. Bertsch and J. Foxwell, Phys. Rev. **C41**(1990)1300; also see Phys. Rev. **C42**(1990)1159.
- [16] H. Lenske, Proc. of Int. Symposium on "Structure and Reactions of Unstable Nuclei" p.194
- [17] H. Sagawa and M. Honma, Phys. Lett. **B251**(1990)17.
- [18] G. F. Bertsch and S. F. Tsai, Phys. Reports **18C**(1975)126;
K. F. Liu and Nguyen van Giai, Phys. Lett. **B65**(1976)23.
- [19] Nguyen van Giai and H. Sagawa, Phys. Lett. **B106**(1981)379.
- [20] Y. Alhassid, M. Gai and G. F. Bertsch, Phys. Rev. Lett. **49**(1982)1482.
- [21] B. Castel, Y. Okuhara and H. Sagawa, Phys. Rev. **C42**(1990)R1203.
- [22] V. Efimov, Phys. Lett. **B33**(1970)563; Comments on Nuclear and Particle Physics **19**(1990)271.
- [23] N. Takigawa and H. Sagawa, Phys. Lett. **B265**(1991)23.

8. 軽い中性子過剰核のスペクトロスコピー

中村隆司^a, 下浦享^d, 小林俊雄^b, 稲辺尚人^b, 渡邊康^b, 奥野広樹^a, 寺西高^a
 鈴木健^b, 阿部健一^c, 久保敏幸^b, 岩佐直仁^d, 谷畑勇夫^b, 石原正泰^{a,b}
 東大理^a, 理研^b, 阪大理^c, 立教大理^d

1 序

不安定核ビームを用いた実験により、¹¹Li、¹¹Be等、中性子ドリップライン付近の原子核の性質が解明されつつある。これまで、相互作用断面積の測定、及びフラグメンテーション反応で放出される荷電粒子や中性子の運動量分布の測定からこれらの原子核が中性子ハローをもつ構造をしている^{[1][2][3]}ことがわかってきている。一方、その励起状態については、電磁分解反応断面積の測定により、予言されている、E1 Soft Modeの存在が示唆されている^{[4][5]}。しかしながら、E1の強度分布を直接求める実験は、これまで行なわれておらず、また、ハロー構造を理解する上で不可欠な二中性子相関（二中性子ハローの場合）や中性子コア相関についての情報は得られていなかった。

我々は、これらの未知の情報を得るため、理研の不安定核ビームラインRIPS^[6]、及び我々が新たに開発した、荷電粒子用スペクトロメータ、中性子TOFスペクトロメータをもちいて、¹¹Li、¹¹Be、⁶He、⁸He 75 MeV/uをビームとし、C、Cu、Pbを標的核とした系統的な実験を行った。E1の強度分布や二中性子相関は、放出される荷電粒子及び1または2の中性子の運動量をExclusiveに測定し、不変質量を組むという方法をとった。

第二章では、この実験の手法を説明し、第三章では、実験装置及び実験の概要について説明する。なお、実験結果は現在解析中であり、今回は触れないことにする。

2 実験方法

E1の強度分布は、標的核として、Zの大きな核(Pb)を用いることにより求められる。入射核は標的核を通過する際に電磁力によって、励起し分解する(Electromagnetic Dissociation 以下ではEMDと呼ぶ)。EMDの断面積は、

$$\sigma_{EMD} = \int \sigma_{E1}(\hbar\omega)n(\hbar\omega)d\omega/\omega$$

と、書ける。ここで、 $\hbar\omega$ は吸収する仮想光子のエネルギー、 $n(\hbar\omega)$ はそのエネルギーを持つ仮想光子数、 σ_{E1} はその光子を吸収する断面積である。ここで、E1以外の寄与は無視している。これまでの実験は σ_{EMD} を測定していたわけだが、我々は励起エネルギースペクトルを直接測定し、B(E1)の強度分布を $\sigma_{E1}(\hbar\omega)$ より求めようというものである。

励起エネルギーは、EMDで放出される荷電フラグメントと中性子の運動量、及び放出角度を同時計測し、不変質量を組む事によって得られる。また、二中性子、中性子-コアの相対エネルギーも同様に不変質量を組むことにより求められる。

この方法の特長は、我々は、中間エネルギー領域で、標的核をプローブとして入射核を調べる方法をとっていることによるものとして、第一に放出される荷電フラグメントや中性子が十分運動学的に収束しており、アクセプタンスが稼げること。第二に、比較的厚いターゲット ($100\text{mg}/\text{cm}^2$ 程度) が使えること。第三に、EMDなどの、単純な反応が使えることが上げられる。一方、不変質量で励起状態を決めるという方法は、不変質量が放出される粒子の運動量と放出角にのみ依存し、二次ビームのひろがりによらないので、良い分解能が得られるという特長をもっている。我々のシステムでは、1MeVの励起エネルギーのところでは約200KeVの分解能が得られると見積もられる。

なお、Zの小さい標的 (C) は核力による寄与を見積もるのに用いる。

3 実験、実験装置

実験は、理化学研究所リングサイクロトロンRIPSを用い $100\text{MeV}/u$ ^{18}O ビームから生成分離された、 $75\text{MeV}/u$ の ^{11}Li 、 ^{11}Be 、 ^6He 、 ^8He 、 ^9Li を用いて行った。標的核としては、Pb、Cu、Cを用いた。ビーム (以後、不安定核二次ビームのことをビームと呼ぶ。) の量はカウンターの制限により、数10Kcpsであった。

図1に実験装置の概念図を示す。標的前のMWPC (WC1、WC2、WC3) で、ビームの位置、入射核を測定した。放出される荷電粒子の運動量およびその粒子識別用としては、電磁石スペクトロメータ (MAG)、トラッキング用ドリフトチェンバー (DC)、ホドスコープ (HOD) を用いた。

電磁石は、BLが1.4T·m、有効長90cm、ギャップ25cmで、アクセプタンスは鉛直方向に170mradをカバーしているC型の電磁石である。これにより、 ^9Li は約20度曲げられる。これは、中性子カウンター (NEUT) にビームが入らないようにする役割ももっている。

中性子の運動量および放出角度は、 $110\text{cm} \times 6\text{cm} \times 6\text{cm}$ のプラスチックシンチレータ80本により構成されたホドスコープ (NEUT) により測定された。中性子カウンターはアクセプタンスが第二面の位置で、 $190\text{mrad} \times 190\text{mrad}$ 、1中性子あたりの効率率は約30%と見積もられる。バックグラウンドは、数10Kcpsのビームでは、ほとんど無視できる。

ビームをトリガーからはずすための第二次トリガー用として、MWPC2面 (WC1、WC2) を用いた。第二次トリガーはWC1とWC2のHit Patternを、MLUに通しビームのリジディティをもつイベントを除去するものであり、これによって、ビームイベントを全トリガーの約半分にまで落とすことができた。

4 まとめ

以上述べたように、我々は、軽い中性子ドリップライン付近の原子核の分解反応を用いた本格的なExclusive実験を、初めて行った。統計的には、例えば、 $^{11}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + xn$ というイベントが各標的毎に、数100Kイベントとれており、E1強度分布を知るには十分な統計が得られている。最初にも述べたとおり、解析は現在進行中である。

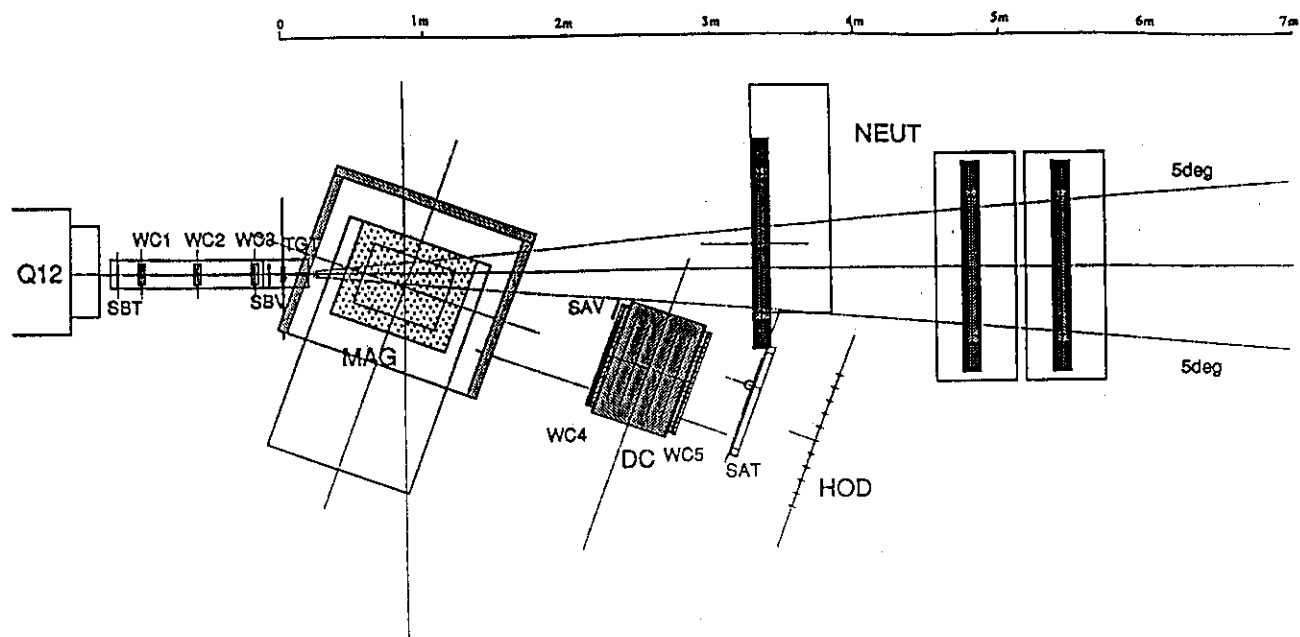


図1 軽い中性子過剰核スペクトロスコピーのための実験のセットアップ

参考文献

- [1] I. Tanihata et al., Phys. Lett. B 160 (1985) 380; Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2676; Phys. Lett. B 206 (1988) 592
- [2] T. Kobayashi et al., Phys. Rev. Lett 60 (1988) 2599
- [3] R. Anne et al., Phys. Lett. B 250 (1990) 19
- [4] T. Kobayashi et al., Phys. Lett. B 232 (1989) 51
- [5] S. Shimoura et al., Proc. of International Symposium on Structure and Reactions of Unstable Nuclei, Niigata, 1991 (World Scientific, Singapore, 1991)
- [6] T. Kubo et al., Proc. of Second IN2P3-RIKEN Symposium on HEAVY-ION COLLISIONS, Obernai, France, 1990 (World Scientific, Singapore, 1990)

9. Three-Body Resonance in ^{11}Li

T. Sasakawa* and S. Ishikawa*

Abstract: A resonance formula is derived in terms of the interaction, not employing the channel radius. It is argued that a three-body resonance is a very rare event. Applying a three-body model of $^9\text{Li-n-n}$ to a hardly bound nucleus ^{11}Li , a calculation is tried to find out a three-body resonance state. The result suggests that if the potential for the $^9\text{Li-n}$ interaction is wider-ranged than the folding potential that we used for calculation, we might have a three-body resonance.

I. INTRODUCTION

The resonances are classified into two kinds. First one is the one-body (-type) resonance and another the many-body resonance. A big difference in these cases is that in the first (second) kind, a finite (infinite) number of degrees of freedom is participating to form a resonance. An example of the first kind is the $p_{3/2}$ resonance state in ^5He which is described almost in terms of a neutron and ^4He , whereas the example of the second kind is the particle-hole excitation observed as the giant resonance in the dipole photoabsorption as well as fine resonances known as the compound nucleus levels. A big difference between these two kinds of resonances is that in the first kind, it is necessary to have a centrifugal barrier to keep a particle inside the system, whereas in the second kind, the presence of the centrifugal force is not necessarily required, since the successive interactions keep a particle inside the system for a long time. The successive interactions give rise to a quasi-stationary state, that appears as a resonance. This difference in the resonance mechanism results in important differences: (1) In the first kind, a resonance can occur for p and higher partial waves, whereas in the second kind, a most of resonances are in the s-state. The three-body resonance belong to the first kind since the number of degrees of freedom is small and (2) in the first kind, the resonance occurs only for exceptional cases as stated later, while in the second kind, the resonance occurs relatively easily as dynamics of the system. In Table I, we summarize what we have stated.

	barrier	to have a resonance	resonance
The first kind	needed	not enough	hardly occur
The second kind	not necessarily needed		easily occur

Table I. Property of resonances

* University of Library and Information Science, Tsukuba 305

+ Department of Physics, Tohoku University, Sendai 980

The purpose of the present article is two-fold. First, we formulate the resonance theory for a three-body system on the basis of the Faddeev equation. The formula is derived in terms of the interaction, not employing the channel radius. Especially, we discuss that the presence of the centrifugal barrier is not enough for a resonance to occur. Secondly, we try to calculate the resonance state for ${}^7\text{Li}$, taking the three-body model of n - n - ${}^6\text{Li}$. This system is interesting in that the singlet n - n system is not bound and in the n - ${}^6\text{Li}$ system, the $s_{1/2}$ or $p_{3/2}$ states for n are already occupied, namely, forbidden to enter, and the $p_{1/2}$ state is a resonance state of ${}^7\text{Li}$. There are arbitrariness in determining the n - ${}^6\text{Li}$ potential, but in any case, these properties should be satisfied.

II. RESONANCE FORMULA FOR POTENTIAL SCATTERING

To aid understanding of the resonance formula in a three-body system, here we recapitulate the resonance formula for a potential scattering. For a system of the second kind, we can not usually obtain the precise wave function, nor it is possible to describe in terms of an interaction a resonance whose width is the order of eV. Therefore, the channel radius and the logarithmic derivative of the wave function at the channel radius is assumed so that the amplitude may be large. On the other hand, in a system of the first kind, we can formulate the resonance formula in terms of the interaction without introducing the channel radius. How to handle the exact resonance, as in the case of the $p_{3/2}$ state in ${}^5\text{He}$, was described in my book¹⁾. In the present article, we also discuss the inexact resonance, as appeared as the $p_{1/2}$ state in ${}^5\text{He}$.

II.1 Exact resonance

The relationship between the incident plane wave $|\phi\rangle$ and the scattered wave $|\psi\rangle$ is given by the Lippmann-Schwinger equation

$$|\psi\rangle = |\phi\rangle + G_0 V |\psi\rangle, \quad (2.1)$$

where G_0 denotes the Green's function and V the interaction. The Green's function is expressed as the sum of the principal part PG_0 and a separable term

$$G_0 = PG_0 - \frac{\lambda}{k} |\phi\rangle\langle\phi|. \quad (2.2)$$

The standing wave function $|\psi^S\rangle$ satisfies the equation

$$|\psi^S\rangle = |\phi\rangle + PG_0 V |\psi^S\rangle. \quad (2.3)$$

The scattering matrix T and the K -matrix are defined respectively by

$$T = V + VG_0 T \quad (2.4)$$

and

$$K = V + VPG_0 K. \quad (2.5)$$

After some calculations, we see that the scattering amplitude $\langle\phi|T|\phi\rangle$ is expressed in terms of the K -matrix element as

$$\langle \phi | T | \phi \rangle = \frac{\langle \phi | \kappa | \phi \rangle}{1 + (\frac{i}{\kappa}) \langle \phi | \kappa | \phi \rangle} \quad (2.6)$$

To the kernel PG_0V belong infinite number of (Sturm-Liouville) eigenstates ψ_n satisfying

$$\psi_n = \frac{1}{\lambda_n(E)} (PG_0V)\psi_n. \quad (2.7)$$

Let us consider a case where $\lambda_{n=1}$ behaves for p-wave as shown in Fig.1 (Fig.9-6 of ref.1) and

$$\lambda_n(E) = 1, \quad (d\lambda_n/dE > 0) \quad (2.8)$$

is satisfied only for $n = 1$ at $E = E_0$ and

$$\lambda_{n \neq 1}(E) < 1. \quad (2.9)$$

We normalize ψ_1 so that

$$\langle \phi | V | \hat{\psi}_1 \rangle = -\lambda_1(E). \quad (2.10) \quad \text{Fig. 1}$$

Using this function $\hat{\psi}_1$, we introduce the Green's function \hat{g} by

$$\hat{g} = PG_0 + |\hat{\psi}_1\rangle \langle \phi|. \quad (2.11)$$

If we eliminate PG_0 from Eqs.(2.2) and (2.11), we obtain

$$G_0 = \hat{g} - (|\hat{\psi}_1\rangle + \frac{i}{\kappa} |\phi\rangle) \langle \phi|. \quad (2.12)$$

With this Gree's function \hat{g} , we define another matrix τ by

$$\tau = V + V\hat{g}\tau. \quad (2.13)$$

In terms of the τ matrix, the T-matrix is expressed as

$$T = \tau - \tau (|\hat{\psi}_1\rangle + \frac{i}{\kappa} |\phi\rangle) \frac{1}{1 + \langle \phi | \tau | \hat{\psi}_1 \rangle + \frac{i}{\kappa} \langle \phi | \tau | \phi \rangle} \langle \phi | \tau \quad (2.14)$$

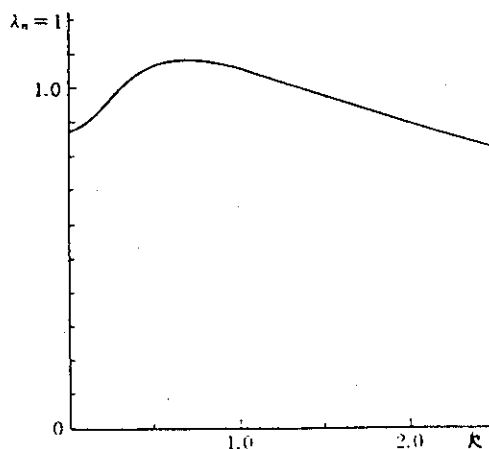
If we make use of (2.7) and (2.10), we see that the equality

$$\begin{aligned} \hat{g}V|\hat{\psi}_1\rangle &= (PG_0 + |\hat{\psi}_1\rangle \langle \phi|) V|\hat{\psi}_1\rangle \\ &= \lambda_1|\hat{\psi}_1\rangle - |\hat{\psi}_1\rangle \lambda_1 = 0 \end{aligned} \quad (2.15)$$

is satisfied. As a result, we obtain

$$\langle \phi | \tau | \hat{\psi}_1 \rangle = \langle \phi | V | \hat{\psi}_1 \rangle = -\lambda_1(E) \quad (2.16)$$

and hence



$$1 - 2i \frac{1}{k} \langle \phi | T | \phi \rangle = \frac{1 - \lambda_1(E) - \frac{1}{k} \langle \phi | \tau | \phi \rangle}{1 - \lambda_1(E) + \frac{1}{k} \langle \phi | \tau | \phi \rangle}$$

$$= e^{2i\xi} \frac{1 - \lambda_1(E) + \zeta_2 - i\zeta_1}{1 - \lambda_1(E) + \zeta_2 + i\zeta_1} \quad (2.17)$$

where

$$\xi = -\tan^{-1} \zeta_1, \quad \zeta_1 = \frac{1}{k} \langle \phi | V | \phi \rangle, \quad \zeta_2 = \frac{1}{k} \langle \phi | \tau \hat{g} \tau | \phi \rangle$$

$$\zeta_1 = \frac{\lambda_1(E) \zeta_1 + \zeta_2}{1 + \zeta_2^2}, \quad \zeta_2 = \zeta_1 \xi_1 \quad (2.18)$$

Since

$$1 - \lambda_1(E) \approx 1 - \left\{ \lambda_1(E_0) + (E - E_0) \left(\frac{\partial \lambda_1}{\partial E} \right)_{E=E_0} \right\}$$

$$= - (E - E_0) \left(\frac{\partial \lambda_1}{\partial E} \right)_{E=E_0} \quad (2.19)$$

if we put $\lambda_1(E)$ in ζ_1 as 1 and define the energy shift δE_0 and the resonance width by

$$\delta E_0 = \frac{\zeta_2}{\left(\frac{\partial \lambda_1}{\partial E} \right)_{E=E_0}} = \left(\frac{1}{k} \right)^2 \frac{\langle \phi | V | \phi \rangle \langle \phi | \tau | \phi \rangle}{\left(1 + \left(\frac{1}{k} \right)^2 \langle \phi | V | \phi \rangle^2 \right) \left(\frac{\partial \lambda_1}{\partial E} \right)_{E=E_0}} \quad (2.20)$$

$$\Gamma/2 = - \frac{\zeta_1}{\left(\frac{\partial \lambda_1}{\partial E} \right)_{E=E_0}} = - \frac{1}{k} \frac{\langle \phi | \tau | \phi \rangle}{\left(1 + \left(\frac{1}{k} \right)^2 \langle \phi | V | \phi \rangle^2 \right) \left(\frac{\partial \lambda_1}{\partial E} \right)_{E=E_0}} \quad (2.21)$$

Eq.(2.17) takes the form of

$$(2.17) = e^{2i\xi} \frac{(E - E_0 - \delta E_0) - i\Gamma/2}{(E - E_0 - \delta E_0) + i\Gamma/2} \quad (2.22)$$

Finally, we get the amplitude $f_{k,\ell}$ for a partial wave ℓ in the form

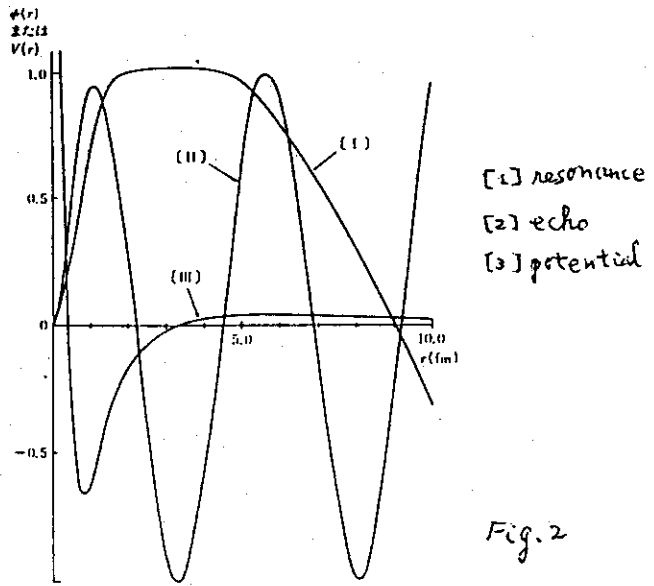
$$f_{k,\ell} = - \frac{1}{k} \langle \phi | T | \phi \rangle$$

$$= - \frac{1}{2k} e^{2i\xi} \left\{ e^{-2i\xi} - 1 + \frac{i\Gamma}{E - E_0 - \delta E_0 + i\Gamma/2} \right\} \quad (2.23)$$

and the resonance formula

$$\sigma = (2\ell + 1) \frac{\pi}{k^2} \left| e^{-2i\xi} - 1 + \frac{i\Gamma}{E - E_0 - \delta E_0 + i\Gamma/2} \right|^2 \quad (2.24)$$

In closing this subsection, we note that for $0 \leq \lambda/\partial E|_{E=E_0}$ can be positive and negative. The positive (negative) case may be called echo (resonance). We see the difference of the waves in these cases in Fig.2 (Fig.9-7 of ref.2).



II.2 Inexact resonance

There are cases in which the maximum of $\lambda_{n=1}$ is a little bit smaller than 1, and Eq.(2.19) is no more valid but

$$1 - \lambda_1(E) = 1 - \{ \lambda_1(E_0) - (E - E_0)^2 \frac{\partial^2 \lambda_1}{\partial E^2} \Big|_{E=E_0} / 2! \}. \tag{2.25}$$

In this case, the energy dependence of the "resonance" is no more Lorentzian as in the case of (2.24), but Gaussian. In place of (2.23), the amplitude is expressed as

$$f_{k,Q} = -\frac{1}{2\lambda} e^{2i\xi} \left\{ e^{-2i\xi} - 1 + \frac{2i\xi}{1 - \lambda_1(E) + \alpha(\epsilon - E_0)^2 + \xi_2 + i\xi_1} \right\}, \quad \alpha = \left. \frac{\partial^2 \lambda_1}{\partial E^2} \right|_{E=E_0} \tag{2.26}$$

In nuclear physics, this difference has not been attracted interest, but in solid state physics, this difference attracted much attention.

III. RESONANCE FORMULA FOR THREE-BODY SYSTEM

III.1 AGS equation for no two-body bound state

The scattering amplitude for a three-body system where there is no bound two-body system is deduced in the following manner²⁾.

Let ϕ be the initial plane wave state. The total wave function ψ of the system is expressed as a sum

$$\psi = \phi + \psi(1) + \psi(2) + \psi(3) \tag{3.1}$$

where

$$\psi^{(j)} = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} i\epsilon G^{(j)}(E + i\epsilon) \phi \tag{3.2}$$

and

$$G^{(j)} = G_0 U_j G. \tag{3.3}$$

If we make use of the relation (3.3) and

and

$$G = G_0 + \sum_{i=1}^3 G^{(i)}(E + i\varepsilon) \quad (3.4)$$

$$G_j = G_0 + G_j U_j G_0 \quad (3.5)$$

we can easily derive the relationship

$$\begin{aligned} \psi^{(j)} &= \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} i\varepsilon [G_j(E + i\varepsilon) - G_0(E + i\varepsilon) + G_j U_j \sum_{k \neq j} G^{(k)}(E + i\varepsilon)] \phi \\ &= G_0 t_j \phi + G_0 t_j \sum_{k \neq j} \psi^{(k)}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Now we define the transition amplitude $U_{00}^{(j)}$ by

$$U_{00}^{(j)} = t_j + t_j G_0 (U_{00}^{(k)} + U_{00}^{(1)}), \quad (3.7)$$

Eq.(3.6) is written as

$$\psi^{(j)} = G_0 U_{00}^{(j)} \phi \quad (3.8)$$

Therefore, the AGS scattering matrix³⁾ U_{00} for the free-free scattering is given by

$$U_{00} = U_{00}^{(1)} + U_{00}^{(2)} + U_{00}^{(3)} \quad (3.9)$$

with (3.7).

III.2 K-matrix theory for three-body scattering

Now, having Eq.(3.9), we define the scattering amplitude from a free-state f_{n_c} to another free state f_n by

$$T_{nn_c} = T_{nn_c}^{(1)} + T_{nn_c}^{(2)} + T_{nn_c}^{(3)}. \quad (3.10)$$

where

$$T_{nn_c}^{(j)} = \frac{1}{k_n} \langle f_n | U_{00}^{(j)} | f_{n_c} \rangle. \quad (3.11)$$

Here we used Eq.(3.7). We express G_{00} and t_j as a sum of the real and imaginary part by

$$G_0 = G^0 - i \sum_n |f_n\rangle \frac{1}{k_n} \langle f_n| \quad (3.12)$$

and

$$t_j = R_j - i R_j \sum_n |f_n\rangle \frac{1}{k_n} \langle f_n| t_j \quad (3.13)$$

where

$$R_j = V_j + V_j G^0 R_j \quad (3.14)$$

Using Eqs.(3.7) and (3.13), we express $U_{00}^{(j)}$ as

$$U_{00}^{(j)} = R_j + R_j G^0 (U_{00}^{(k)} + U_{00}^{(1)}) - i \sum_n R_j |f_n\rangle \frac{1}{k_n} \langle f_n| U_{00}. \quad (3.15)$$

In terms of the permutation operator Q ,

$$QK_{00}^{(j)} = K_{00}^{(k)} + K_{00}^{(1)} \quad (3.16)$$

we introduce the three-body K-matrix by

$$K_{00}^{(j)} = R_j + R_j G^0 Q K_{00}^{(j)} = \frac{1}{1 - R_j G^0 Q} R_j. \quad (3.17)$$

Subtracting (3.17) from (3.15), we obtain

$$U_{00}^{(j)} - K_{00}^{(j)} = -iK_{00}^{(j)} |f_n\rangle \frac{1}{k_n} \langle f_n | U_{00}. \quad (3.18)$$

Summing up, we get

$$U_{00} = K_{00} - iK_{00} |f_n\rangle \frac{1}{k_n} \langle f_n | U_{00} \quad (3.19)$$

where

$$K_{00} = K_{00}^{(j)} + K_{00}^{(k)} + K_{00}^{(1)}. \quad (3.20)$$

Now multiplying by $\langle f_m |$ from the left, we get the K-matrix expression of the three-body S-matrix for free-free scattering

$$[\delta_{nm} + i \sum_n \frac{1}{k_n} \langle f_m | K_{00} | f_n \rangle] \langle f_n | U_{00} | f_{n_c} \rangle = \langle f_m | K_{00} | f_{n_c} \rangle. \quad (3.21)$$

As in sec.II, this expression leads to the resonance formula.

Since G^0 defined by Eq.(3.12) is a real symmetric matrix and by Eq.(3.14) R_j is also real, there should be a set of real eigenvalues λ_n and eigenfunction $|\lambda_n\rangle$ satisfying

$$G^0 \hat{U} G^0 R |\lambda_n\rangle = \lambda_n |\lambda_n\rangle \quad (\hat{U} = \bar{1} R \bar{1}) \quad (3.22)$$

To derive Eq.(3.22), we write

$$K_{00}^{jk} = \sum_k \hat{K}_{00}^{jk} R_k. \quad (3.23)$$

Then \hat{K}_{00}^{jk} satisfies the equation

$$K_{00}^{jk} = \delta_{jk} + R_j G^0 \sum_l \delta_{jl} \hat{K}_{00}^{lk}. \quad (3.24)$$

which may be written

$$\hat{K} = 1 + R G^0 \hat{1} \hat{K}, \quad (3.25)$$

$$G_0 \hat{1} \hat{K} = G_0 \bar{1} + G^0 \bar{1} R G^0 \hat{1} \hat{K} = G^0 \bar{1} + G^0 \hat{U} G^0 \hat{K} \quad (3.26)$$

Since $R G^0 \hat{U} G^0 R$ is a real symmetric matrix, we obtain the orthonormal condition of $|\lambda_n\rangle$ as

$$\langle \lambda_{n'} | R | \lambda_n \rangle = \delta_{\lambda_n \lambda_{n'}}. \quad (3.27)$$

As a result,

$$G^0 U G^0 = \sum_n \lambda_n |\lambda_n\rangle \langle \lambda_n|. \quad (3.28)$$

Making use of (3.25), we can express \hat{K} in the form

$$\hat{K} = 1 + R G^0 \bar{1} + \sum_n \frac{\lambda_n}{1 - \lambda_n} R |\lambda_n\rangle \langle \lambda_n| (1 + R G^0 \bar{1}). \quad (3.29)$$

Finally,

$$K = \hat{K} R = (R + R G^0 \bar{1} R) + \sum_n \frac{\lambda_n}{1 - \lambda_n} R |\lambda_n\rangle \langle \lambda_n| (R + R G^0 \bar{1} R). \quad (3.30)$$

If we compare (3.30) with (2.5), we see that $R + R G^0 \bar{1} R$ (the real Faddeev scattering amplitude) plays a role of the potential V in the potential scattering. If we use Eq.(3.30) in (3.21), and if we keep only the maximum eigenvalue λ_1 , we get the one level formula for the three-body system.

IV. RESONANCE IN ^{11}Li

We take a three-body model n - n - ^9Li for ^{11}Li . We name ^9Li the particle 1, while two neutrons 2 and 3. We assume that the spin and parity of both ^9Li and ^{11}Li are 0^+ . (Actually $3/2^-$ for ^{11}Li , and by assumption $3/2^-$ for ^9Li , too.) The total wave function may be written

$$\Psi = \Phi_1(1,23) + \Phi_2(2,31) - \Phi_3(3,21), \quad (4.1)$$

where jk in the Faddeev component $\Phi_i(i,jk)$ denotes the interacting pair. In this form, Ψ is antisymmetric with respect to the exchange of neutrons. We denote the interactions between neutrons by V_1 , between a neutron and ^9Li by V_2 or V_3 , and a forbidden state of ^9Li and the neutron 3 by $|\phi_f(31)\rangle$, whereby the particle 3 cannot enter into the state, which is supposed to be already occupied by the particle 2. The set of the Faddeev equation may be written as

$$\Phi_1 = G_1 V_1 (\Phi_2 - \Phi_3) \quad (4.2.1)$$

$$\Phi_2 = \tilde{G}_2 \tilde{V}_2 |\phi_f(31)\rangle - \Phi_3 + \Phi_1 - |\phi_f(31)\rangle \langle \phi_f(31)| - \Phi_3 + \Phi_1 \quad (4.2.2)$$

$$\Phi_3 = -\tilde{G}_3 \tilde{V}_3 (\Phi_2 + \Phi_1) + |\phi_f(21)\rangle \langle \phi_f(21)| \Phi_2 + \Phi_1 \quad (4.2.3)$$

where, if we denote the relative distance of the interacting pair by x , $\tilde{G}_2 \tilde{V}_2$ is defined by

$$\tilde{G}_2 \tilde{V}_2 - |\phi_f(31)\rangle \langle \phi_f(31)| = \int |F_p(2)\rangle dp \left\{ \frac{1}{E_q - T_x - V_2} - |\phi_f(31)\rangle \frac{1}{E_q - E_f} \right. \\ \left. \langle \phi_f(31)| \right\} \langle F_p(2)| V_2. \quad (4.3)$$

It is easily seen that $\tilde{G}_2 \tilde{V}_2$ does not contain any projection to the state $|\phi_f\rangle$.

$$\langle \phi_f(31)| \tilde{G}_2 \tilde{V}_2 = 0. \quad (4.4)$$

This equation means that the scattering system 1 and 3 can not get excited to the state $\phi_f(31)$ by the interaction V_2 . In fact, Ψ does not contain

the state $\phi_f(31)$ as guaranteed by the equation

$$\begin{aligned} \langle \phi_f(31) | \Psi \rangle &= \langle \phi_f(31) | \Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_3 \rangle \\ &= \langle \phi_f(31) | \Phi_1 - \Phi_3 \rangle + \langle \phi_f(31) | [\tilde{G}_2 \tilde{V}_2 | - \Phi_3 + \Phi_1 \rangle \\ &- | \phi_f(31) \rangle \langle \phi_f(31) | - \Phi_3 + \Phi_1 \rangle] = 0. \end{aligned} \quad (4.5)$$

We adopt the Tosaki-Suzuki folding potential as the potential for n-⁹Li system. It reads

$$V(n - {}^9\text{Li}) = ({}^9\text{Li}^{\text{H.O.}} | V_{3\text{-range-Gauss}}^{\text{NN}; {}^9\text{Li}^{\text{H.O.}}} + V_{\text{LS}} \vec{L} \cdot \vec{S},$$

where the first term on the right hand side takes the form of

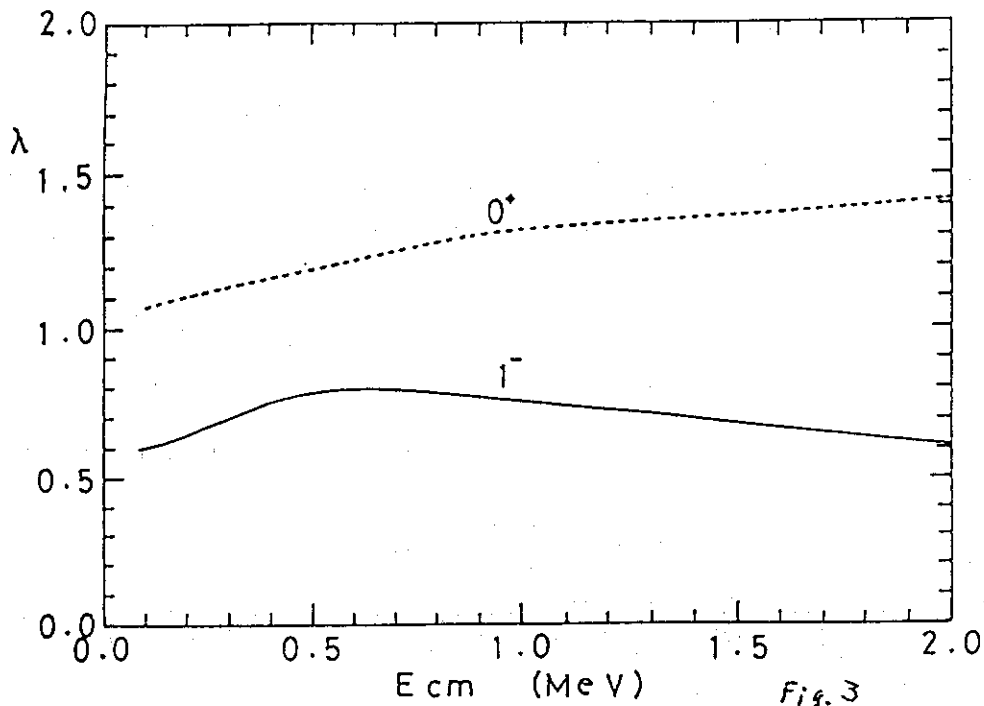
$$V_1 \exp(- (x/b_1)^2) + f_V V_2 \exp(- (x/b_2)^2) + V_3 \exp(- (x/b_3)^2)$$

where f_V is the strength parameter. We take a super soft core potential by de Trail-Rouben-Sprung for the nn interaction.

We obtained the resonance energy of ¹⁰Li as shown in the following table.

	P _{1/2}	+P _{3/2}	+S _{1/2}	Exp
$E_{\text{res}}({}^{10}\text{Li})$	0.493	0.365	0.246	0.800 + 0.250

In Fig.3, the maximum eigenvalue of this three-body system is shown as a function of the energy of the three-body system. This figure shows that there is an inexact p-wave resonance near 0.6 MeV.



Acknowledgment

This work was partially supported by the Grant-in-Aid for Scientific Research of the Ministry of Education, Science and Culture.

References

- 1) T. Sasakawa, Scattering Theory (in Japanese) (1991, Shokabo Publishing Co.)
- 2) T. Sasakawa, Nucl. Phys. A203 (1973) 496.
- 3) E.O. Alt, P. Grassberger and W. Sanders, Nucl. Phys. B2 (1967), 167.

10. 中間エネルギー核反応 — 微視的シミュレーションによる研究 —

京都大学理学部 堀内 昶

【1】 序論

重イオン核反応の大きな課題としては、通例どおり、次の二つを挙げられます。

(A) 熱い原子核、核物質の状態方程式。

この課題に関する現象としては、(1) Multifragmentation, (2) Particle (γ, π, \dots) Production, (3) Sideward Flow などがあります。

(B) 重イオン核反応の諸様相と Evolution。

反応の様相は入射エネルギーと衝突径数とに応じて多様であって、よく知られたものを列挙するだけでも、Fusion, Deep Inelastic Collision, Incomplete Fusion, Participant-Spectator Reaction, Multifragmentation, Total Explosion, ……といった具合です。

はじめの課題の研究を考えてみますと、重イオン反応で形成される熱い原子核は準静的でもなければ空間的等質でもないので、時間に依存した動力学的記述が望まれるのです。また反応機構の課題の研究を考えてみますと、非常に多様な反応機構の evolution を系統的かつ統一的に記述するには、微視的理論が要求されるのです。重イオン反応の微視的シミュレーションというのは、このような要請に応える理論研究です[1]。

今回の話としては、重イオン反応の微視的シミュレーションの様々な枠組みについて概観することからはじめて、その中で特に QMD 法と AMD 法とについて少し詳しく議論したいと思います。QMD 法と AMD 法とを選ぶのは次の理由によります。

重イオン反応を記述する理論にとって大切な要素は、(1) 平均場の記述、(2) フラグメント（またはクラスター）生成の記述、の二つがあります。核構造の議論でも殻模型的構造とクラスターの構造とが原子核の重要な存在形態と見なされるように、重イオン反応でも平均場とクラスター生成とが大切である訳で、これは核子多体系の unique な様相です。QMD 法と AMD 法とはこの二つの要素を持っている理論です。

この中で、AMD 法は、最近私達の京都グループで定式化に成功した新しい微視的シミュレーションの枠組みで、従来の微視的シミュレーションが全て古典的であったのに対して、(半)量子論的微視的シミュレーションとしては初めてのものです。

QMD 法は Frankfurt グループなどにより盛んに用いられていますが、ここでの紹介については、私たちのグループでの研究を中心にした形でさせていただきます。共同研究者は、小野章、丸山敏毅、大西明の三君です。以下で図 2~5 は丸山君、図 6 は大西君、図 8~11 は小野君、の計算です。

今回の話の一部分（主として QMD の応用の一部分）と重なる和文による解説としては参考文献 [2,3] を、英文による報告としては参考文献 [4] をご参照いただけます。

【2】 様々な微視的シミュレーション理論

< 2-1 >. TDHF から VUU

TDHF(Time-dependent Hartree-Fock)理論は(半)量子論的理論ですが、これは平均場の理論そのもので、残留相互作用は採り入れられていません。そのために、良く知られているように入射エネルギーが高くなってくると、もうそのままでは重イオン反応には使えません。そこでTDHFの拡張が様々な議論されて来ましたが、重イオン反応記述の実用の段階に至ったものは無いと思います。

そこで実際に行われていることは、TDHFを古典近似しておいて重イオン反応記述の実用に供するという道です。Vlasov方程式というのがTDHFを古典近似して得られるもので、一体分布関数に対する偏微分時間発展方程式、つまり輸送方程式です。これが高い入射エネルギーでの重イオン反応には使えないのは、TDHFと同じであることは言うを俟ちません。しかしながら、Vlasov方程式にしておくと、これに残留相互作用を入れた実用的理論を作ることが可能になるのです。

2核子衝突の形の残留相互作用をVlasov方程式に組み込んだものが、VUUあるいはBUUと称される輸送方程式です。Vlasov(Boltzmann)-Uehling-Uhlenbeckの略称です。これはphase spaceを多くのcellに分割してその各々をtest particleとする粒子法を用いることで数値計算が可能となったものです[5,6]。

入射エネルギーが非常に高くなると2核子衝突の効果のほうが、平均場の効果よりもはるかに重要であるという立場で、平均場を無視するのが、所謂(核内)カスケード法であると見なせます。

以上を纏めて輸送方程式を比較すれば以下のようです。

$$\begin{aligned} \text{Cascade} \quad & \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} = I_{\text{collision}}, \\ \text{VUU} \quad & \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \frac{\partial U}{\partial \vec{r}} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = I_{\text{collision}}(\text{Pauli}), \\ \text{Vlasov} \quad & \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \frac{\partial U}{\partial \vec{r}} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

ここで $f = f(\vec{r}, \vec{p})$ は一体分布関数、 \vec{v} は核子速度、 U は平均場、 $I_{\text{collision}}$ と $I_{\text{collision}}(\text{Pauli})$ は衝突項で(Pauli)は「Pauli排除を考慮する」ことを表します。

VUU/BUUは一体分布関数を決める方程式ですから、一体物理量の計算には良いのですが、クラスター生成は扱えないのが大きな難点です。そこで、VUU/BUU計算にpercolationの手法を組み合わせる方法でクラスター生成を取り扱うのが、かなり多く為されています[7]。また最近ではVUU/BUU方程式の中にクラスター生成を生み出す様なfluctuationを取り入れる研究がいろいろと為されていますが、まだ実用に供し得るものは無いと思います。

< 2-2 >. QMD

クラスター生成の扱いを可能にすべくVUU/BUU法を手直ししたと見なされるのがQMD法[8,9]であると言えます。VUU/BUUではtest particleの数が一つの核子当り多数(N_0 個)であるのに対して、QMD法では一つの核子当り一つのtest particleを採用することになります。より正確には、一つの核子を一つの波束で表すのです。波束の広がり、原子核の密度分布がよく再現されるように選びます。このように選ぶ為、平均場の効果を表すことがQMDでも出来るのです。2核子衝突を入れるところはVUU/BUUと同じです。

VUU/BUU と QMD では何故クラスター生成の記述に大きな相違があるのかをもう少し説明するため、次のように、VUU/BUU と QMD とを比較してみます。 どちらの方法でも、系を表すのに、一つの核子当り一つの test particle を採用するとします。このような系を多数用意して、それらの時間発展を並行して解いて行くのですが、初期条件としては巨視的には同じものを採用します。 この一つ一つの系を event と呼ぶことにします。

QMD の場合は、このような多数の events の時間発展を解いて行く時、event の間には何の関係も無く独立に扱うのです。 初期条件は巨視的には同じであっても微視的には異なりますし、更にまた、2核子衝突での2核子の衝突後の運動量の方向は乱数を用いて2核子衝突断面積が再現されるように選ばれますので、この二つの理由によって、一つ一つの event は各々互いに異なった時間発展をします。つまり、巨視的に同じ初期条件から出発しても、いろいろと異なった反応結果が得られるのです。これは、種々の反応過程の起こる確率、すなわち断面積が計算出来るということです。 events の数が多いほど、断面積の計算の統計誤差が小さいと言うことになります。

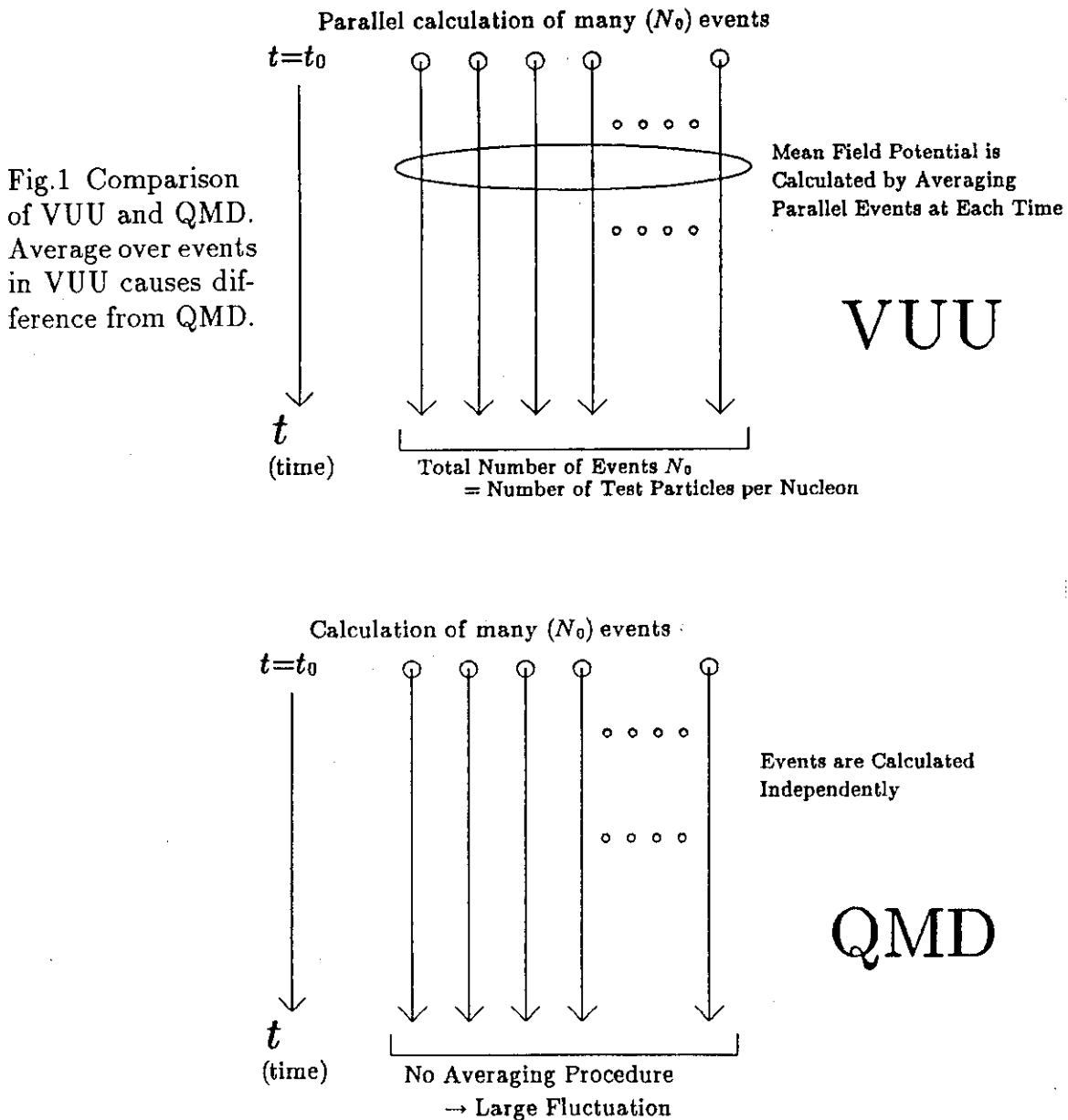


Fig.1 Comparison of VUU and QMD. Average over events in VUU causes difference from QMD.

一方、VUU/BUU の場合は、平均場をより良く計算するため、多数の events の時間発展を解いて行く時に、各時刻毎に全ての events に亘る平均をとって一体分布関数を計算します。この一体分布関数により平均場が計算され、それをを用いて、次の時刻への events の時間発展が計算されます。この平均操作のため、QMD の場合には存在していた events 間の相違とか、各 event 内での密度の fluctuation とかが消されてしまうことになるのです。VUU/BUU において、一つの核子当りの test particles の数 N_0 と言っているものは、ちょうど events の総数のことになるのはお分かりいただけだと思います。QMD と VUU との以上の比較を図 1 に示しておきました。

QMD 法は、クラスター生成の扱いを可能にすべく VUU/BUU 法を手直したと見なされると言いましたが、手直したところは、各時刻毎に全ての events に亘る平均をとって一体分布関数を計算するのを止めたということです。ただし、より正確に言う為には、QMD と VUU/BUU とでは test particles の波束の広がり方が違う点を指摘しておかねばなりません。test particle の波束の広がり方は、原子核の密度分布がよく再現されるように選ぶ必要があるのですが、QMD では全核子数 A 個の test particles により密度再現をするのに対して、VUU/BUU では総数 AN_0 個の test particles により密度再現をすればよいので、QMD の方が波束の広がりが大きくなるのです。

< 2-3 >. AMD

AMD[10,11]というのは、“Antisymmetrized version of Molecular Dynamics with two-nucleon collisions”の略称です。簡単に言えばQMDを反対称化したものです。QMDは後で詳しく紹介しますように、重イオン衝突の記述に大変に有用なものですが、それでも多くの問題点をはらんでいます。そしてその多くは、核子のフェルミ統計が正しく扱われていないことに関係しています。例えば、基底状態の原子核を作るのをどうするかを考えてみます。QMDの扱っている古典力学系のエネルギー最低状態を作るのですが、このとき「位相空間の単位体積 h^3 の中には、核子が一つしか入れない」というパウリ原理の要請を課します。さて、このパウリ原理の要請を満たしつつエネルギー最低状態を作ったとして、出来上がった基底状態は本当の量子力学的基底状態を良く simulate しているのでしょうか？ 実はこれがなかなかそうはならないのです。扱う現象によっては基底状態の原子核の構成がそれほど良くなくてもよいのですが、しかしながら基本的問題ですので、さらに詳しく研究すべき事柄です。

AMDの詳細は後ほど議論しますが、QMDを反対称化したものですので、クラスター生成が扱えることは勿論です。上記の基底状態を作る問題は、正しく反対称化した波動関数を扱うので、本質的な部分は自動的に解決されると言えます。AMDは波動関数の時間発展を記述する枠組みですので、(半)量子論的理論です。重イオン反応の微視的シミュレーション理論で(半)量子論的なものはAMDが初めてです。

< 2-4 >. 様々な微視的シミュレーション理論の比較対照表

さて、以上の話に出てきた様々な微視的シミュレーション理論の特徴と相互の関係を、表1に纏めてみました。ここでMD法というのは、所謂古典的分子力学のことで、核子は点粒子で、核力により相互作用する古典力学系です。パウリ原理の効果を simulate するために、パウリポテンシャルという有効核力を導入することも行われます[12]。MD法で2核子衝突を Δ で表してあるのは、stochastic な2核子衝突を採用している訳ではないが強い短距離斥力の核力を用いているという意味です。

表1 種々の微視的シミュレーションの特徴と相互の関係。

		平均場	2核子衝突	クラスター生成
(半)量子論	TDHF ↓ 拡張 ? AMD (反対称化)	○	×	×
	(ħ → 0) ↓ Vlasov ↓ 拡張 (2核子衝突) VUU (BUU) ↓ QMD (波束) (2核子衝突) ↓ カスケード MD	○	×	×
古典論	(平均場) ↑ QMD	○	○	×
	VUU (BUU)	○	○	×
	Vlasov	○	×	×
	MD	△	△	○

【3】 QMD 法

< 3-1 > Formulation の概略

QMD 法 [8,9] では、一つの核子を一つのガウス波束で表現しますが、全系の波動関数に当たるものは、それらの直積です。

$$\begin{aligned} \Phi &= \prod_{j=1}^A \phi(j)\chi(j), \\ \phi(j) &= (2\nu/\pi)^{(3/4)} \exp[-\nu(\vec{r} - \vec{D}_j)^2 + i\vec{K}_j\vec{r}/\hbar]. \end{aligned} \quad (2)$$

ここでχは核子の spin-isospin 関数を表します。波束の位置 \vec{D} と運動量 \vec{K} の時間発展は次の Hamilton 方程式で与えるものと、2核子衝突によるものとあります。

$$\begin{aligned} (d/dt)\vec{D}_j &= \partial\mathcal{H}/\partial\vec{K}_j, & (d/dt)\vec{K}_j &= -\partial\mathcal{H}/\partial\vec{D}_j, \\ \mathcal{H} &= \langle \Phi | H | \Phi \rangle, \end{aligned}$$

$$H = \sum_j (-\hbar^2) \Delta_j / 2m + (1/2) \sum_{ij} v_{ij} (1 - P_{ij}). \quad (3)$$

ここで P_{ij} は核子 i , 核子 j の交換演算子です。2核子衝突は、2核子の位置 \vec{D}_1 と \vec{D}_2 が距離 $d_{NN} = \sqrt{\sigma_{NN}/\pi}$ 以内に近づくと起こさせるもので、 σ_{NN} は核媒質中での核子-核子の衝突断面積です。衝突後の位置は変えずに運動量の方を等方散乱になるように random に変化させます。ただし、ここで大切な処置は、このように選んだ衝突後の位置と運動量が他の核子によって既に占有されていれば、衝突は起こさせないようにすることです。これが、Pauli-blocking といわれるものです。

2核子衝突ではパウリ原理を上記のように取り入れるわけですが、それ以外のところでパウリ原理が破られないようにしていなければ、この処置にはそれほど意味が無いこととなります。パウリ原理を尊重するためには、初期条件に於いてパウリ原理が破られないようにすることと、Hamilton 方程式による時間発展の際にパウリ原理が尊重されるようにすることが出来れば良いわけです。初期条件については、原子核の基底状態を作るときに、例えば Thomas-Fermi 模型に於ける位置分布と運動量分布とを模倣するように、核子の位置と運動量とを選ぶこととなります。運動方程式による時間発展に際しては、一体物理量が VUU 法によるものに似ている事実に現れているように、一体分布関数の時間変化は VUU 法のそれとほぼ同じであり、VUU 法では Liouville 定理で一体分布関数は非圧縮流体のように振舞うことでパウリ原理が尊重されていますから、その意味で近似的にパウリ原理が保証されているのです。波束の広がり程度の範囲内で平均的に Liouville 定理が成立していることが参考文献 [13] に議論されています。

パウリ原理の扱いを改善するため、MD 法 (古典的分子動力学) で使われたパウリ・ポテンシャルと呼ばれる機能的な二核子力を使うことが、最近多くなっています [14,15]。これは二核子の位相空間内の距離が小さくなると大きな斥力が働くような力です。パウリ・ポテンシャルを QMD に用いると、これは Boal のグループが quasiparticle dynamics と称していた微視的シミュレーションの枠組みと基本的には同じです [16]。

さて、以下に、QMD 法が大変に有用であることを示す為、私たちのグループによる QMD 計算の中から4つの話題を選んで、計算実例をご紹介します。議論いたします。

< 3-2 > . 生成クラスタの質量数分布

図2は、QMD 法が fragment 生成を記述できることを用いて、重イオン反応機構の Evolution を QMD 法で、 $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ 反応の場合に調べたものです [17]。反応で生成される fragment の質量数 A_f を横軸にとり、その A_f の生成断面積の分布が、縦軸にとった入射エネルギー E_{lab} の上昇とともにどのように変化するかを、衝突径数 b の数値の3つの場合につき示してあります。 A_f の生成断面積の分布を表すために、 A_f の fragment の生成多重度 N_{A_f} と A_f との積 $N_{A_f} \cdot A_f$ が用いられています。

中心衝突 ($b=0$) では、低エネルギー領域で融合反応が支配的であるのが入射エネルギーの上昇とともに残留核の質量数が 32 ($=16+16$) から減少していく不完全融合反応への移行が見て取れます。100 MeV/u を越えたエネルギー領域になると、多数の小さい fragment の飛散する反応の様相が支配的になります。このような multifragmentation 的反應機構への移行の理解には数値実験の詳細な分析が必要であり、また勿論、その数値実験の当否は実験研究により決められるわけです。 $b=3$ fm と $b=5$ fm の衝突では、低エネルギー領域での反応の様相は中心衝突の場合に似ていますが、高エネルギー領域では非常に違っています。 $b=3$ fm の衝突では、50 MeV/u 程以上のエネルギー領域で $A_f \sim 8$ 付近に尾根が見られますが、これは participant-spectator 的な反応であることが、密度分布の時間発展を調べてみると確認できます。 $b=5$ fm の衝突では、30 MeV/u 程以上のエネルギー領域で $A_f \sim 16$ 付近に尾根が見られますが、これは quasi-elastic 的な反応 (低いエネルギーでは deep-inelastic 的なものも共存する) です。

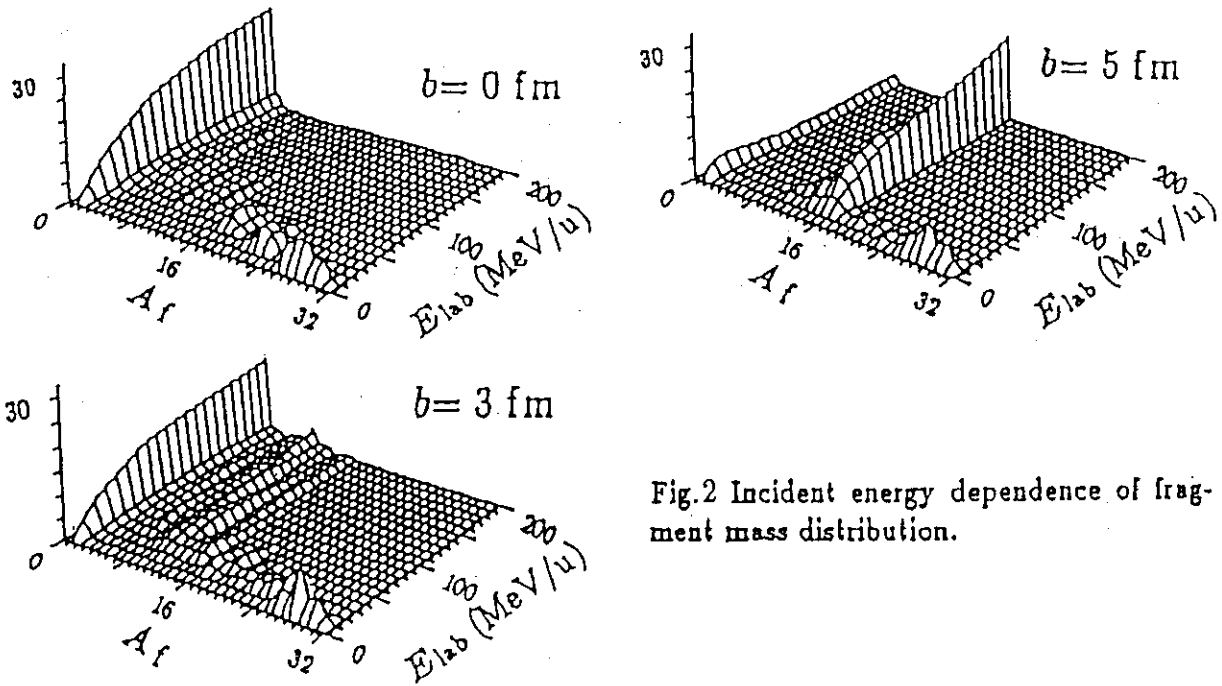


Fig.2 Incident energy dependence of fragment mass distribution.

fragmentの質量数分布のQMD計算の信頼性を見るために図3に実験データとの比較を示します[18]。 $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ 系のデータが手に入らないので $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ 系の35 MeV/uの場合と $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ 系の44 MeV/uの場合における比較が示してあります。点線で示したのがQMD計算結果ですが、詳細は別にして、丸印で示された実験値の大まかな再現は悪くないのが分かります。この計算で、 α 粒子の断面積は大きくないという点に注意していただきます。

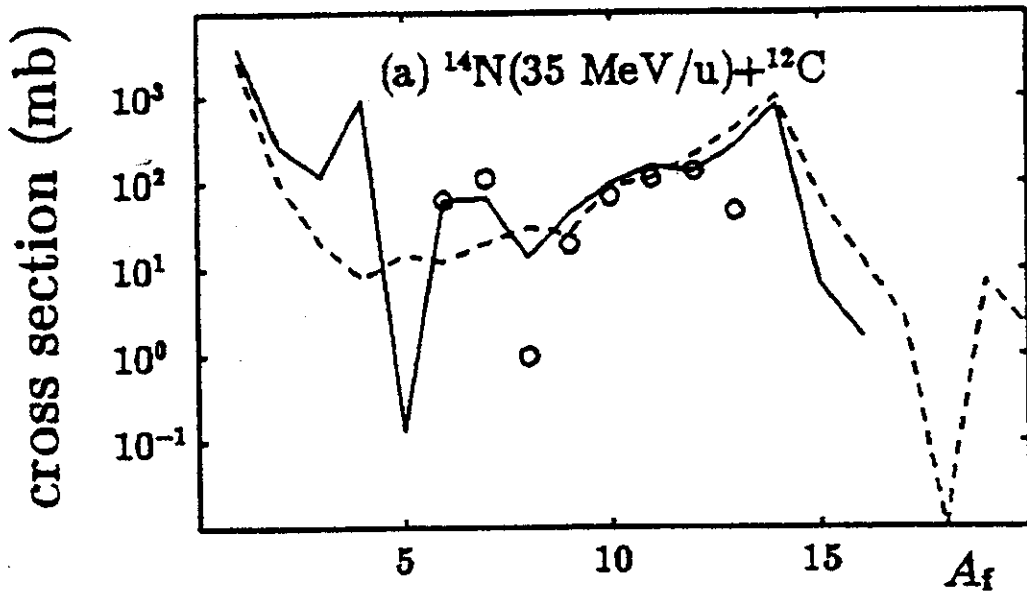


Fig.3(a) Fragment mass distribution in $^{14}\text{N}(35 \text{ MeV/u}) + ^{12}\text{C}$. Open circles are data while dashed line shows QMD result and solid line the result by 'QMD+decay'.

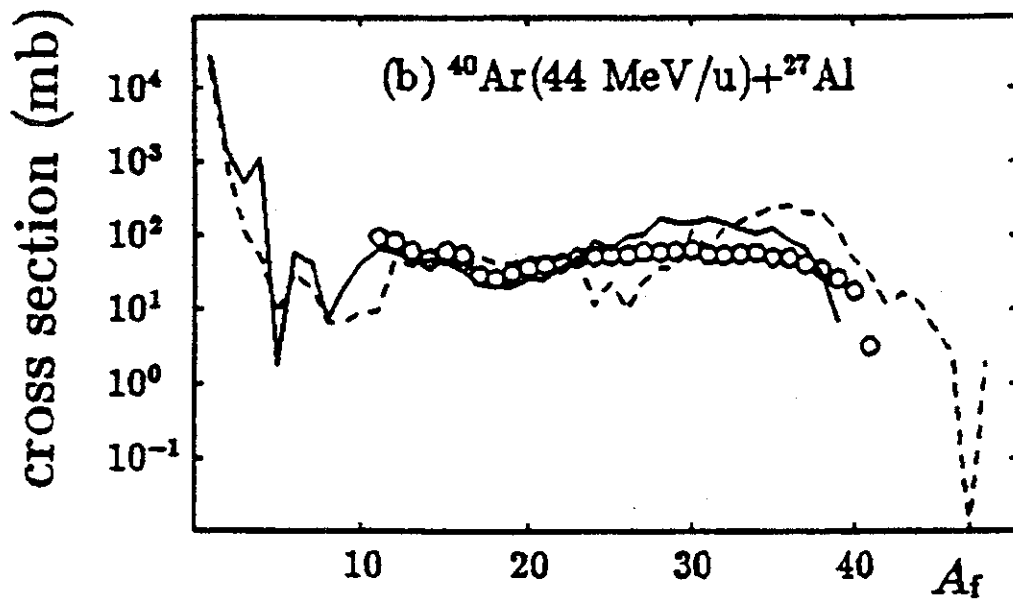


Fig.3(b) Fragment mass distribution in $^{40}\text{Ar}(44 \text{ MeV/u}) + ^{27}\text{Al}$. Open circles, dashed and solid lines have the same meaning as in Fig.3(a).

QMDでも【4】で紹介するAMDでも、生成されたfragmentsは基底状態にある訳ではなく、多くはかなり励起しています。これらのfragmentsは長時間経てば粒子を蒸発して崩壊する筈ですが、微視的シミュレーションで数千fm/c以上の長時間の現象を記述することは困難ですから蒸発過程の記述は出来ません。そこで、実験と比較するためには、本当は、微視的シミュレーション計算の結果に基づいてさらに統計崩壊の計算をする必要があるのです。図3には、QMD計算結果に対して統計カスケード崩壊計算を行った結果も実線で示して載せてあります[18]。実験値の再現度合が大いに改善しているのが分かります。

< 3-3 > . 生成クラスターのエネルギースペクトル

今度は、生成クラスターのエネルギースペクトルの再現度合を調べた計算例を示します。図4に $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ 系の25 MeV/uの場合の、p, d, tの三つの粒子のエネルギースペクトルの実験との比較を示してあります。実験の再現の様子はそれほど悪くないと言えます。しかし、更にQMD計算結果に対して統計カスケード崩壊計算を行った結果を実験と比較する必要があります。

ここには、 α 粒子の比較がありませんが、(1) α 粒子は統計カスケード崩壊により沢山生成されることと、(2)古典的なQMD法ではshell効果が入らないので、 α 粒子のdynamical過程での生成がunderestimateされる、という2点により、QMD法よりはむしろ、AMD法と統計カスケード崩壊とを組み合わせるのが良いと思います。

< 3-4 > . 融合反応

微視的シミュレーションは、あまり低い入射エネルギーの現象に対しては使われてきていません。その大きな理由の一つは、初期条件の不安定性、つまり、基底状態の原子核が十分に安定には作れなかったことが挙げられます。極端な場合には、二つの原子核がboostされてまだ相互に接触しないうちに、粒子放出して壊れてしまうことすらありえたわけです。壊れないうちに、そして余り沢山の粒子を放

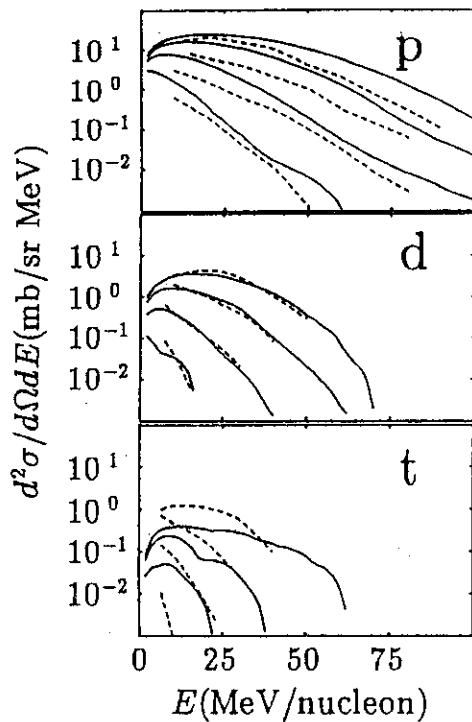


Fig.4 Comparison of calculated energy spectra (solid curves) of light fragments, proton, deuteron, triton, with the data (dashed curves) in $^{16}\text{O}(25 \text{ MeV/u}) + ^{12}\text{C}$. The detection angles in laboratory frame are 18° , 40° , 70° , and 130° for the curves from the uppermost to the lowermost both for calculations and for data in all the cases of emitted fragments.

出しない内に、二つの原子核を接触衝突させるためには、boost 速度の大きい高入射エネルギー領域に限定する必要があった訳です。現在は、このような点はかなり改善されてきています。例えば、上述したパウリ・ポテンシャルを導入しますと、パウリ原理はこれだけで保証されるので、古典的分子動力学のときの摩擦冷却法 [12] によって安定な原子核を作ることが出来ます。私達のグループもこの摩擦冷却法を用いますが、その他に、大西明君の考案になる衝突冷却法も用います [19]。後者の利点はパウリ・ポテンシャルを導入しなくても冷却が出来ることです。

低い入射エネルギーの現象に対する QMD 計算の例として、図 5 に $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ 系の融合反応断面積の計算による再現を示しました [19]。この図の高いエネルギー側の融合断面積の減少は不完全核融合反応へと反応機構が移行していくためですが、ここでは残留相互作用としての 2 核子衝突が大きな役割を果たしています。もしも 2 核子衝突を取り入れないならば、TDHF のときと全く同様に、核融合の窓 (fusion window) が計算結果に現われて、低い入射角運動量 (小さな衝突径数) に対しては融合反応が殆ど起こらなくなることが分かったからです。

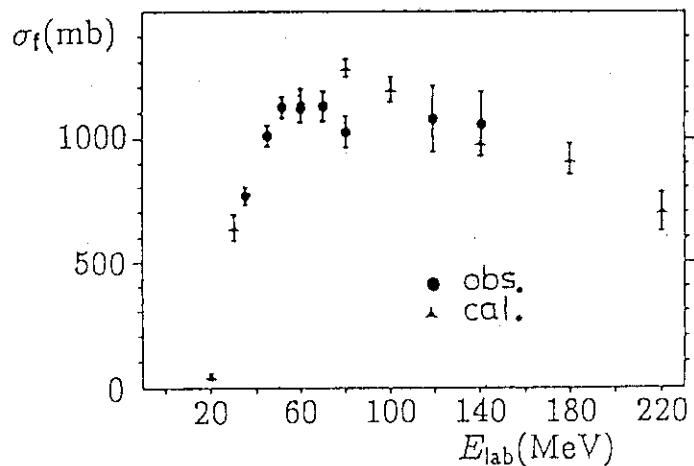


Fig.5 Comparison of calculated fusion cross section with data in $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$.

< 3-5 > . 入射核破砕片のスピンの偏極

旭 et al. による入射核破砕反応を利用した不安定核の偏極二次ビームの生成法 [20] は注目を集めています。破砕片のスピンの偏極の得られる力学的機構は何でしょうか? 40.6 MeV/u の $^{14}\text{N} + \text{Au} \rightarrow ^{12}\text{B} + \text{X}$ 反応での出射核 ^{12}B の偏極は出射核の運動量の単調増加関数として正の傾きを持っているのですが、この観測結果に対しては、反応が near-side 過程であるとして participant-spectator 反応の考えに基づいた説明を与えることができます。この説明の立場では、反応が far-side 過程で尽くされているときは、出射核偏極は出射核の運動量の単調減少関数として負の傾きを持つこととなります。さて実験の示すところでは、 $^{15}\text{N} + \text{Au}$ 反応の入射エネルギーが 70 MeV/u、111 MeV/u と増大すると、出射核 ^{13}B の偏極は出射核運動量の関数としてもはや単調ではなくて下に凸の dip を示します。

これに対する最も簡単な説明としては、入射エネルギーの上昇に伴って near-side 過程に far-side 過程が混入してきたとするものです。実験は更に標的核が重いか軽いかに対する依存性の大きいことを示していますが、標的核が重い程 near-side 過程の割合が多くなるとして理解できそうです。

そこでこの考えを QMD 法によって確かめました。その詳細は文献 [15] を参照していただきたいと思いますが、図 6 に示した計算結果は、上記の予想通り、出射核スピンの偏極の入射エネルギー依存性と標的核依存性とが near-side 過程と far-side 過程との混入現象として説明し得ることを意味しています。現在はさらに統計カスケード崩壊がどのような影響を持つかを調べています。

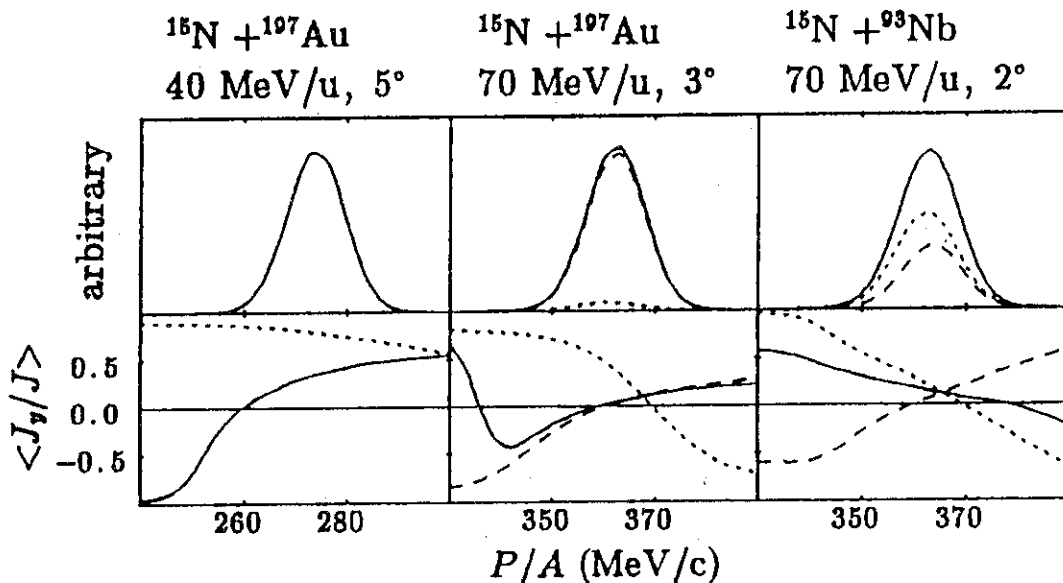


Fig.6 Momentum distribution (upper) and polarization (lower) of ejectile of mass number 14. The dashed, dotted, and solid lines show near-side and far-side contributions, and the sum (upper) or average (lower) of them, respectively.

【4】 AMD 法

< 4-1 > . Formulation の概略

QMD 法から 2 核子衝突を削除した伝播運動の部分は所謂古典的分子動力学 (MD) と言ってもよいのですが、それは核子の波束の直積を波動関数であるかのごとく扱っているという点で、核子の

Fermi 統計性の扱いが不十分です。このことは、例えばパウリ・ポテンシャルを導入してパウリ原理の扱いを改善したとしても、原理的な問題として残っている事なのです。

そこで Feldmeier は、この核子の波束の直積を全反対称化して全系の波動関数を表すことにして、波束のパラメーターの時間変化は時間依存変分法 [21] で決定するという理論枠組を提案し、Fermionic Molecular Dynamics (FMD) と名付けました [22]。全系の波動関数の具体的な形は次の通りで、QMD の Φ をただ反対称化して一つの Slater determinant にしただけです。

$$\Phi = \det \left[\prod_{j=1}^A \phi(j) \chi(j) \right],$$

$$\phi(j) = (2\nu/\pi)^{(3/4)} \exp[-\nu(\vec{r} - \vec{D}_j)^2 + i\vec{K}_j \vec{r}/\hbar]. \quad (4)$$

波束のパラメーター、 \vec{D}_j , \vec{K}_j ($j=1 \sim A$) の時間変化を決める時間依存変分原理というのは次の式で与えられます。

$$\delta \int_{t_1}^{t_2} dt \frac{\langle \Phi | (i\hbar \frac{d}{dt} - H) | \Phi \rangle}{\langle \Phi | \Phi \rangle} = 0. \quad (5)$$

この結果得られる波束のパラメーターの時間発展の運動方程式は、 \vec{D}_j , \vec{K}_j とをまとめた複素数座標 \vec{Z}_j を用いて表すと、以下のようになります。

$$i\hbar \sum_{j\tau} C_{i\sigma,j\tau} \dot{Z}_{j\tau} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial Z_{i\sigma}^*} \quad \text{and c.c.},$$

$$\vec{Z}_j = \sqrt{\nu} \vec{D}_j + \frac{i}{2\hbar\sqrt{\nu}} \vec{K}_j. \quad (6)$$

ここで $\sigma, \tau = x, y, z$ です。また \mathcal{H} と $C_{i\sigma,j\tau}$ は以下で与えられます。

$$\mathcal{H} = \frac{\langle \Phi | H | \Phi \rangle}{\langle \Phi | \Phi \rangle},$$

$$C_{i\sigma,j\tau} = \frac{\partial^2}{\partial Z_{i\sigma}^* \partial Z_{j\tau}} \log \langle \Phi | \Phi \rangle. \quad (7)$$

FMD を重イオン衝突に使うためには、FMD に 2 核子衝突を組み込まねばなりません。私たち京都グループはこの 2 核子衝突の組み込みの定式化と実用に成功し、その結果として得られた新しい微視的シミュレーションの枠組みの略称として AMD を採用しました。この仕事は小野章君の修士論文の課題として為されたもので同君の貢献には大きいものがあります。2 核子衝突の組み込みの詳細な説明は私たちの preprints [10,11] を参照していただくとして、ここではその基本的点だけを述べます。

2 核子衝突の扱いの基本は、なるべくそれを QMD 法の場合と同じようにするということがですが、AMD では全反対称化のために、核子波束の位置と運動量のパラメーター \vec{D}_j と \vec{K}_j とがそのまま文字通りに位置と運動量を表す訳ではない、という点がやっかいなところ。しかしこの事情はクラスター模型では実は普通の事です。クラスターの間の相対運動の位置と運動量のパラメーターは、全反対称化の為に、そのまま物理的な位置と運動量を表す訳ではないのです。AMD の波動関数は、所謂時間依存クラスター模型 (time-dependent cluster model, TDCM) [23~26] の波動関数に於

て、全てのクラスターが単一核子クラスターであるという特殊ケースに他ならないので、TDCM の理論の成果を利用すればよいと考えます。TDCM の波動関数というのは次のようです。

$$\Phi = \det \left[\Psi_I(\vec{D}_I, \vec{K}_I) \Psi_{II}(\vec{D}_{II}, \vec{K}_{II}) \Psi_{III}(\vec{D}_{III}, \vec{K}_{III}) \cdots \right], \quad (8)$$

ここで \vec{D}_j と \vec{K}_j ($j = I, II, III, \cdots$) とは、以下のように、 j 番目のクラスターの重心の位置と運動量のパラメータを表します。

$$\Psi_j(\vec{D}_j, \vec{K}_j) \propto \exp \left[-A_j \nu (\vec{r}_{Gj} - \vec{D}_j)^2 + i \vec{K}_j \vec{r}_{Gj} \right] \Phi(j), \quad (9)$$

\vec{r}_{Gj} , $\Phi(j)$, そして A_j は各々重心座標、内部波動関数、 j 番目のクラスターの質量数を表しています。

TDCM では、2-クラスター系の場合、正準座標の性格を持つ物理的な相対運動の位置と運動量を、もとの相対運動波束の位置と運動量のパラメータからどのように具体的に構成するかの方針が与えられています [25]。私たちはこの方針を拡張して、近似的正準座標の性格を持つ物理的な核子の位置 \vec{R}_j と運動量 \vec{P}_j を、もとの核子波束の位置 \vec{D}_j と運動量 \vec{K}_j とから具体的に構成しました。これが QMD 法に於ける核子の位置と運動量に対応する座標であるわけです。その表式は以下で与えられます。

$$\vec{W}_j = \sqrt{\nu} \vec{R}_j + \frac{i}{2\hbar\sqrt{\nu}} \vec{P}_j = \sum_{k=1}^A (\sqrt{Q})_{jk} \vec{Z}_k, \\ Q_{jk} = \frac{\partial}{\partial (\vec{Z}_j^* \cdot \vec{Z}_k)} \log \langle \Phi | \Phi \rangle. \quad (10)$$

さてその次は、2核子衝突の後の Pauli-blocking をこの物理的な新核子座標でどのように扱うかが解くべき問題です。この問題もまた、2-クラスター系の TDCM での扱いを拡張することにより解決されます。TDCM では正準座標の入ることの出来ない「パウリ禁止領域」が重要な役目を演じますが、我々の場合も物理的な核子座標の入ることの出来ない「パウリ禁止領域」が存在するので、この禁止領域に入るべからずということで Pauli-blocking が定式化されるわけです。

AMD 法は波動関数の時間発展を記述する枠組みでありますから、これまでの微視的シミュレーションがすべて古典的であったのに対して、例えば shell 効果のような量子力学的効果はかなり取り入れられるのが大きな利点です。

< 4-2 > . 基底状態の作成

AMD を用いて重イオン衝突の計算をするには、まず衝突核の基底状態波動関数を作るわけですが、私たちはこれを摩擦冷却法により行う手法を開発し発展させました。ところで「AMD 波動関数+摩擦冷却法」で基底状態波動関数を作ることは、重イオン衝突とは一応独立に、核構造の研究という課題に対しての大変に有用な手段を提供しています。AMD に於ける摩擦冷却法の詳細は参考文献 [27, 28] をご覧いただくとして、ここでその要点のみ述べますと次のようです。

AMD 波動関数には、核子波束の位置と運動量のパラメータが、合計 $6A$ 個、含まれています。ここで全核子数を A で表しました。系のエネルギーが最小になるように、これらのパラメータの値を決定すれば良いわけです。この多数パラメータのエネルギー変分問題を力学の装いで解くのが摩擦冷却法なのです。はじめに $6A$ 個のパラメータを random に位相空間の中にばらまきます。この時の AMD 波動関数はガス状態の核子群を表していることになります。この状態を初期値として、摩擦項を付加した運動方程式を解いて行きますと、系のエネルギーが段々に減って行って最後には最低エネルギーの状態に到達するという仕組みです。

「AMD 波動関数+摩擦冷却法」で基底状態波動関数を作ることの利点は、偏見無しに、つまり、”模型の仮定をせずに” 波動関数を構成することにあります。Hartree-Fock 計算のように球対称とか軸対称とかの仮定をしませんし、クラスター模型のようにクラスターの存在の仮定もしないのです。

このことは、この手法が、中性子過剰核のような未知領域の研究に大変適していることを意味します。

クラスター構造を持つ ^8Be とか、二重閉殻構造をもつ ^{16}O とかが AMD で良く再現されるのは勿論として、Be の中性子過剰の isotopes に応用した研究でも大変に興味深い結果が得られています。図 7 に Be の isotopes に於て、AMD 波動関数をバリテイと角運動量につき射影してエネルギースペクトルを計算したものを実験と比べた 1 例を示しました。実験を良く再現する波動関数が得られているのが分かります。これらの詳細については参考文献 [27, 28] をご覧下さい。

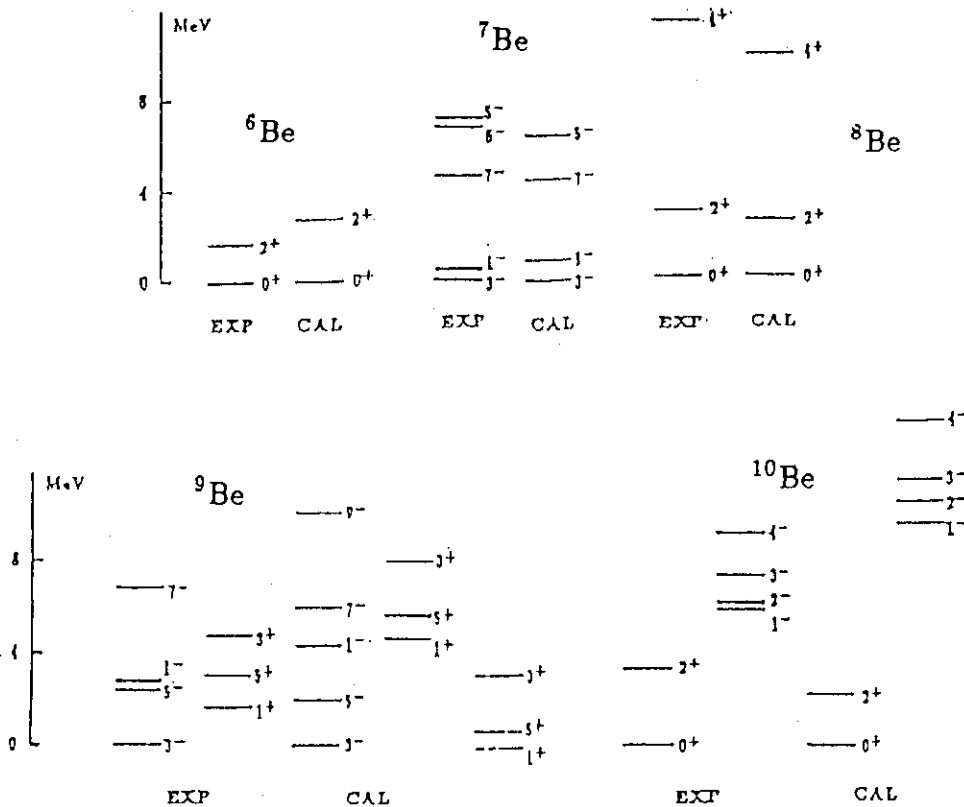


Fig.7 Comparison of energy spectra of Be isotopes between theory (AMD) and data. Two-body spin orbit force is included. Dotted lines are by the use of density-dependent central force. For odd mass isotopes doubled spin values are shown.

< 4-3 > . AMD による生成クラスターの核種分布の分析

図3でQMDを用いて扱った $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ 系の35 MeV/uのデータには α 粒子の断面積が欠落しているため、私たちは $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 系の28.7 MeV/uのデータをAMD法で解析しました [10,11]。

図8が理論と実験との比較です。 isotope 分布の大きな再現は出来ています。 特に α 粒子の大きな断面積をAMD計算がかなりな程度まで再現しているのに注意して下さい。 従来の微視的シミュレーションはすべて古典的ですから、 α 粒子の断面積が特に大きくなるというようなshell効果は無いわけです。 実際、図3のQMD計算をご覧頂くと、そのことがはっきりと分かります。

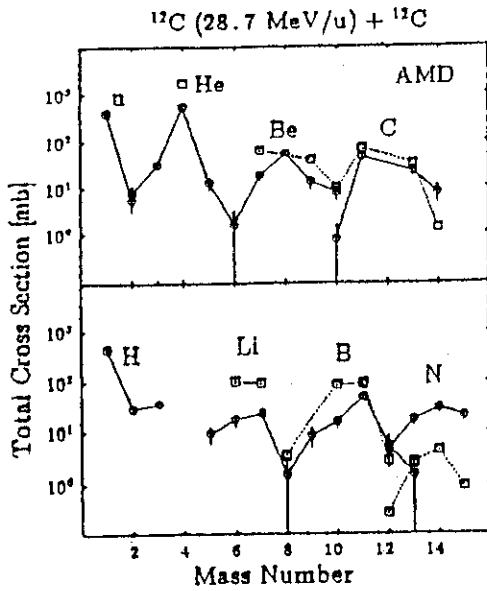


Fig.8 Isotope distribution of fragmentation products. Circles with error bars are the results of AMD calculation and boxes are observed values. Lines connect isotopes.

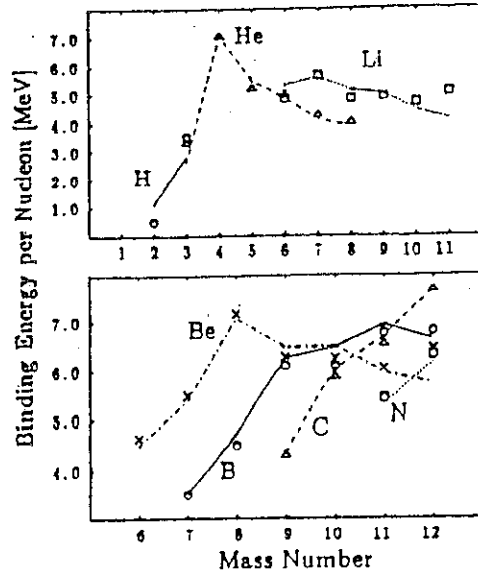


Fig.9 Binding energies per nucleon. Calculated values are shown by triangles etc while observed ones by lines (dotted etc).

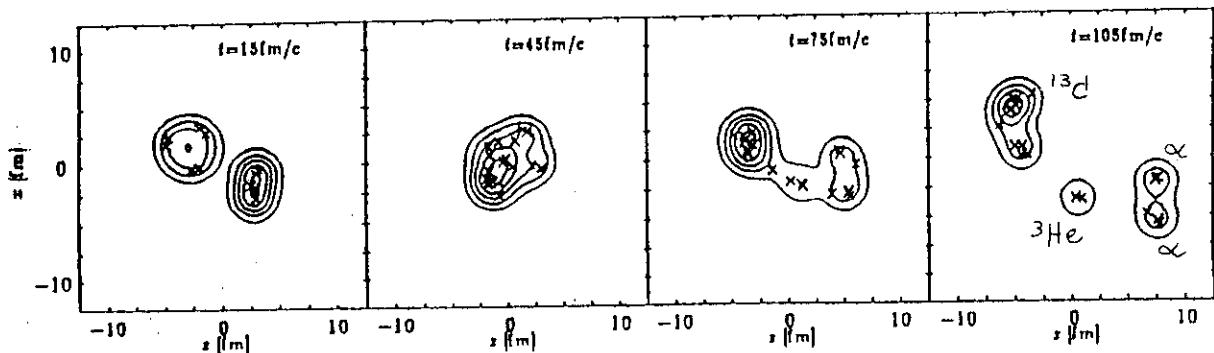


Fig.10 Time development of density and physical coordinates projected onto the reaction plane.

前の4-2節でAMD波動関数は個々の原子核の良い記述を与えると言うことをお話しましたが、ここでの解析に現れる色々な isotopes の結合エネルギーをAMD計算がいかに良く再現しているかを図9に示しました。また参考のために、図10に、AMD法での fragmentation の様子を例示するため、あるひとつの event での密度分布の時間変化を示しておきました。

図3のQMD計算の時と同様に、ここでも、実験と比較するためには、AMD計算に基づいて更に統計崩壊計算をしなければなりません。図11に、図8のAMD計算結果に対して統計カスケード崩壊計算を行った結果を載せて実験と比較してあります。α粒子も $A_f=6, 7$ も含めて、観測断面積が理論により大変に良く再現されているのが分かります [10,11]。

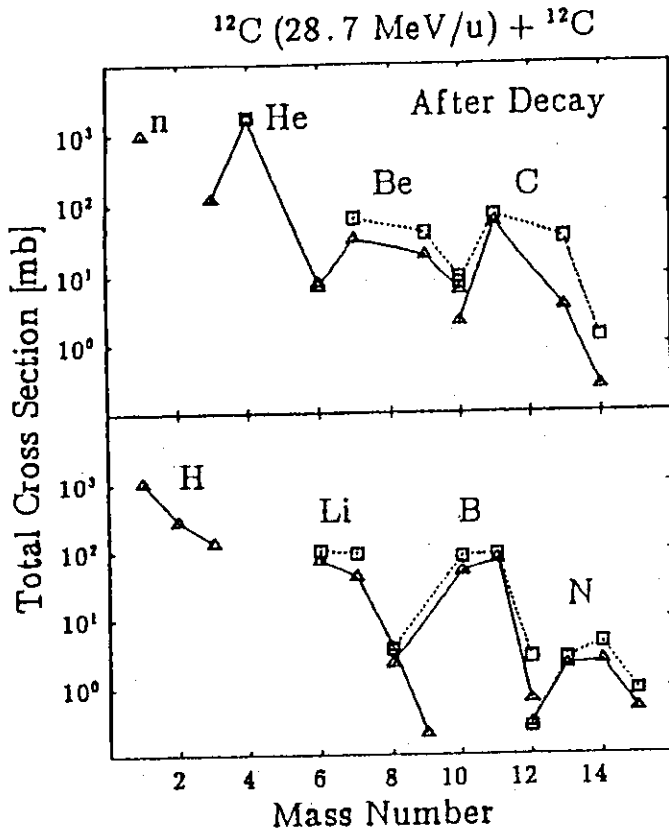


Fig.11 Isotope distribution of fragmentation products which are obtained after the calculation of statistical cascade decays applied to the AMD calculation in Fig.8. Triangles show the calculated cross sections while boxes the data. Lines connect isotopes.

α粒子の断面積は、この計算の場合、その約1/3は動力学過程で形成されるもので、残りの約2/3は統計カスケード崩壊の結果形成されるものであることが分かりました。従って、QMD計算の場合、動力学過程で形成されるα粒子の断面積の部分が記述できないという点が不十分である、ということになります。

AMDは以上の議論からも分かるように、かなり精密な微視的シミュレーションの枠組みで、不安定核生成のような反応過程の解析にも有用であると十分期待出来るものです。3-5節に議論した fragment のスピン偏極の問題もこれまではQMDを用いて解析して来たのですが、さらにAMDによる解析も有用と期待されるわけです。また波動関数の時間発展を扱う枠組みであることと、不安定核の波動関数もAMDで良く記述されることから、不安定核を入射核とする種々の反応のようなものでも記述出来、そのような研究も大変楽しみです。

【5】 まとめ

- (1) 重イオン反応を記述する種々の微視的シミュレーションについて特徴や相互関係など概観してみました。
- (2) 重イオン衝突でのクラスター生成を扱える微視的シミュレーションの方法として QMD は大変に有効です。このことを例示する為に、生成クラスターの質量数分布、融合反応、クラスターのエネルギースペクトル、入射核破砕片のスピン偏極、の4つの話題を選んで議論しました。
- (3) 新しく京都グループが作り上げた微視的シミュレーションの方法である AMD は QMD の精密化であり、クラスター生成を扱える枠組みです。波動関数の時間発展を記述するので、shell 効果などの量子力学的効果が記述されます。このことを、生成クラスターの核種分布の実験データが大変に良く再現される計算結果をご紹介しますことで、例証しました。(半)量子力学的な微視的シミュレーションは AMD が初めてのものです。

REFERENCES

1. 堀内昶、大西明、丸山敏毅、「重イオン核反応のシミュレーションによる微視的研究」、日本物理学会誌 **Vol.46**, No.6,(1991), p.471.
2. 堀内昶、学会シンポジウム「RCNP新施設における実験開始に向けて」、原子核研究, **Vol.37**, No.2,(1991), pp.75-85.
3. 大西明、原子核物理の将来—核理論の課題—各論シリーズ第9回「重イオン反応のダイナミックス」、素粒子論研究 **Vol.84**, No.5,(1992), pp.231-244.
4. H. Horiuchi, T. Maruyama, and A. Ohnishi, Proc. Int. Symp. on Heavy Ion Physics and Application, Lanzhou (1990), pp.25-34;
H. Horiuchi, A. Ohnishi, and T. Maruyama, Proc. VI Int. Conf. on Reaction Mechanisms, Varenna (1991), pp.238-247.
5. G. F. Bertsch and S. Das Gupta, Phys. Rep. **160** (1988),189.
6. W. Cassing, V. Metag, U. Mosel and K. Niita, Phys. Rep. **188** (1990), 363.
7. S. Leray et al., J. Phys. Soc. Jpn. **58**(1989), 679.; A. Bonasera et al., IV Int. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Kanazawa (1991), Contributions (RIKEN-AF-NP-105), 207.
8. J. Aichelin and H. Stöcker, Phys. Lett. **B176** (1986), 14;
G. Peilert, H. Stöcker, W. Greiner, A. Rosenhauer, A. Bohnet, and J. Aichelin, Phys. Rev. **C39** (1989),1402.
9. J. Aichelin, Phys. Rep. **202** (1991),233;
J. Aichelin, C. Hartnack, A. Bohnet, L. Zhuxia, G. Peilert, H. Stöcker, and W. Greiner, Phys. Lett. **B224** (1989),34.
10. A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama, and A. Ohnishi, Phys. Rev. Lett. to be published, preprint (Kyoto University) KUNS 1121; Prog. Theor. Phys. **87** No.5 (1992),to be published, preprint (Kyoto University) KUNS 1122.

11. 小野 章、「2核子衝突を入れた反対称化分子動力学とその重イオン反応への応用」、修士論文 (京都大学理学部、1992年3月)
12. L. Wilet, E. M. Henley, M. Kraft, and A. D. MacKellar, Nucl. Phys. **A283** (1977), 341.
13. A. Ohnishi, H. Horiuchi, and T. Wada, Phys. Rev. **C41** (1990), 2147.
14. C. Hartnack, Li Zhuxia, L. Neise, G. Peilert, A. Rosenhauer, H. Sorge, J. Aichelin, H. Stöcker, and W. Greiner, Nucl. Phys. **A495** (1989), 303c.
15. A. Ohnishi, T. Maruyama, and H. Horiuchi, Prog. Theor. Phys. **87**, No.2 (1992), to be published;
Proc. IV Int. Conf. on Nucleus-Nucleus Collision, Kanazawa, (1991), to be published.
16. D. H. Boal and J. N. Glosli, Phys. Rev. **C38** (1988), 2621;
D. H. Boal, J. N. Glosli, and C. Wicentowich, Phys. Rev. **C40** (1989), 601.
17. T. Maruyama, A. Ohnishi and H. Horiuchi, Phys. Rev. **C45** (1992), to be published
18. T. Maruyama, A. Ono, A. Ohnishi and H. Horiuchi, to be submitted to Prog. Theor. Phys.
19. T. Maruyama, A. Ohnishi, and H. Horiuchi, Phys. Rev. **C42** (1990), 386.
20. K.Asahi et al., Phys. Lett. **251B** (1990), 488;
H.Okuno, Master Thesis (University of Tokyo).
21. For example, P.Kramer and M.Saraceno, " Geometry of the Time-Dependent Variational Principle in Quantum Mechanics ", Lecture Notes in Physics **140** (Springer, Berlin, 1981).
22. H.Feldmeier, Nucl. Phys. **A513** (1990), 147.
23. S.Drozd, J.Okolowcz, and M.Ploszajczak, Phys. Lett. **109B** (1982),145;
E.Caurier, B.Grammaticos, and T.Sami, Phys. Lett. **109B** (1982),150.
24. W.Bauhoff, E.Caurier, B.Grammaticos, and M.Ploszajczak, Phys. Rev. **C32** (1985), 1915.
25. M.Saraceno, P.Kramer, and F.Fernandez, Nucl. Phys. **A405** (1983),88.
26. T.Wada, S.Yamaguchi, and H.Horiuchi, Phys. Rev. **C41** (1990),160.
27. H.Horiuchi, Nucl. Phys. **A522** (1991),257c;
H.Horiuchi, T.Maruyama, A.Ohnishi, and S.Yamaguchi, preprint (Kyoto University) KUNS 1028.
28. H.Horiuchi, T.Maruyama, A.Ohnishi, and S.Yamaguchi, Proc. Int. Conf. on Nuclear and Atomic Clusters, Turku (1991), to be published;
Proc. Int. Symp. on Structure and Reactions of Unstable Nuclei, Niigata (1991), to be published.

11. 中重核のバンド構造の新しい視点

東京大学理学部 大塚孝治

(原稿未受理)

12. 高スピンアイソマーと高スピンアイソマービーム

郷農靖之¹、村上健²、A.Ferragut¹、Y.H.Zhang¹、森田浩介¹、吉田敦¹、
C.B.Moon¹、小川雅生²、中島充夫²、大島真澄³、森川恒安³、草刈英栄⁴
菅原昌彦⁵、古野興平⁶、小松原哲郎⁶、J.Lu⁶、J.C.Kim⁷、S.J.Chae⁷、
B.J.Min⁸

1.理研 2.東工大 3.原研 4.千葉大 5.千葉工大 6.筑波大
7.ソール大 8.韓国原研

1. 序論

近年原子核の高スピン状態の研究は、重イオンビームの発達と検出器系の開発により急速な展開を見せた。1970年代前半には慣性能率の後方歪曲現象が発見され、それが原子核の回転運動による核子の角運動量の整列に起因するバンド交差によることが判明した。更に原子核の回転速度が上がると全核子の角運動量が整列し対相関が切れ、原子核の励起状態が統計的に現れることが期待され高スピンアイソマー（イラストラップ）を生ずるであろうと考えられた。1970年代の後半からはイラストラップを探索する実験が数多く行なわれ、 $64 \leq Z \leq 71$ 、 $N \leq 82$ の領域に多数の高スピンアイソマーの存在することが実験的に明らかにされた。しかしながら後方歪曲現象やイラストラップの研究で対象となったスピンの値は、高々25~35 h程度であった。1986年の高スピン状態の超変形回転バンドの発見は研究対象になるスピンを一挙に60 hまで押上げ、超高速回転する原子核の中での核子の状態を研究することを可能にした。

これらの超変形回転バンドの研究は優れた重イオン加速器を必要とするのみならず、高価な検出器系をも必要としている。我国では優れた重イオン加速器は存在するが諸外国にある最先端の検出器系に匹敵するものが無い。この点を考慮して、尚諸外国との競争力を持つ実験として理研ではガス充填型反跳核分離装置を用いて逆運動学を利用し比較的短寿命の超高スピンアイソマーを探索する実験を行なうことにした。

2. 実験

最初の実験対象として、超変形回転バンドを含む多くの励起状態が知られている ^{152}Dy を選んだ。 $^{24}\text{Mg} (^{136}\text{Xe}, 8n) ^{152}\text{Dy}$ 反応により生成した ^{152}Dy を図1に示した双極電磁石と1対の四重極電磁石系よりなる

ビームラインに3 Torrの N_2 ガスを充填し一次ビーム ^{136}Xe と分離して6 m下流の捕獲膜に収集して生き残ったアイソマーからの

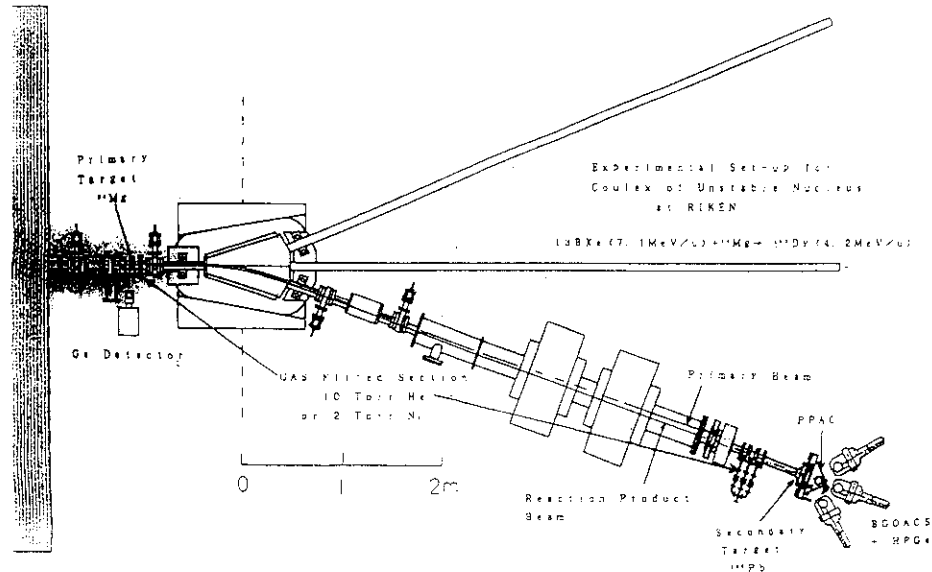


図1

γ 線を7台のBGOコンプトン抑止シールド付きのGe検出器で測定した。

この系中各位置での一次ビーム及び反応生成核 ^{152}Dy のエネルギーの評価値を図2に示した。この時、 ^{152}Dy の飛行時間は大略200 nsになる。

図2から分かるように標的を照射するビームエネルギーは標的中のエネルギー損失を考慮すると6.38~7.1 MeV/uであり図3の励起関数で

^{152}Dy が $\sim 300\text{mb}$ の断面積を持ち、図4のカスケードプログラムによる計算から超変形状態を生成出来ることが分かる。この条件で捕獲膜位置で測定した γ 線の同時計測スペクトルを図5に示した。

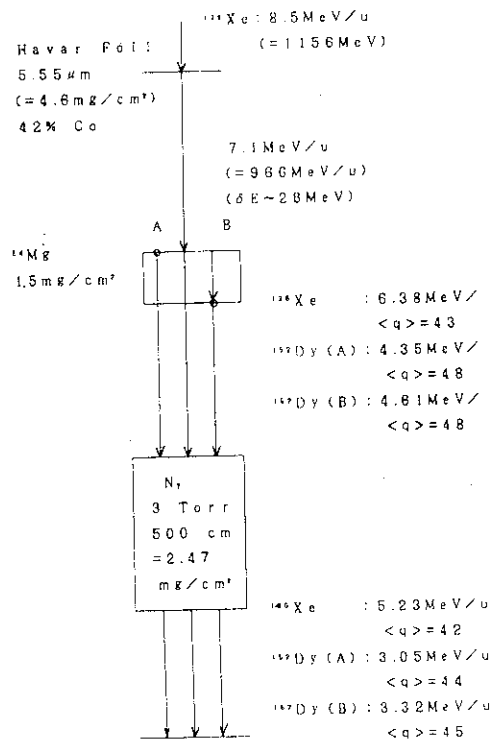


図2

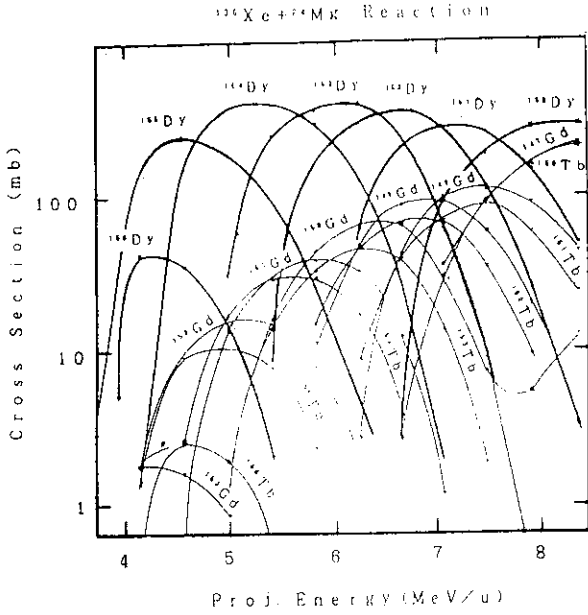


図 3

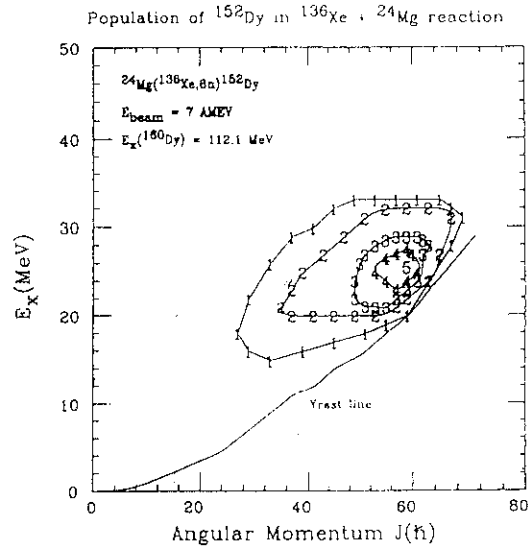


図 4

図 5 の下側のスペクトルは ^{152}Dy の γ にゲートをかけて得られたものであるが既知の $17+$ アイソマーの崩壊 γ 線が全て観測されており、*印を付したエネルギー値は超変形回転バンド内及びバンドからの崩壊 γ 線に対応するエネルギー位置であり、この結果超変形状態のアイソマーで半減期 200 ns 以上のものは存在しても、全 ^{152}Dy 収量の 10^{-3} 以下の収量であることになる。 図 5 の上側のスペクトルは $\gamma\gamma$ 同時計測プロジェクトで ^{152}Dy の γ 線以外にも多くの γ 線が観測されている。 図 6 に標的位置と捕獲膜位置で得られた γ 線シングルス

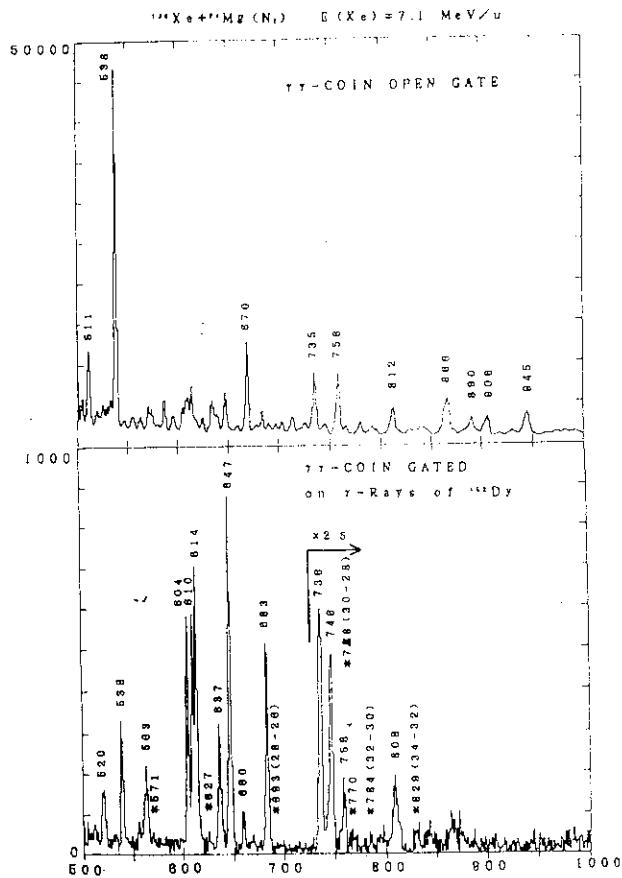


図 5

ペクトルを示したが、
 図5上図に現れたγ線が標的位置では現れず捕獲膜位置でのみ観測されていることから、これらのγ線が荷電交換用に充填したN₂ガスとの反応生成物からのものであることが推測出来る。 実際その後の解析から

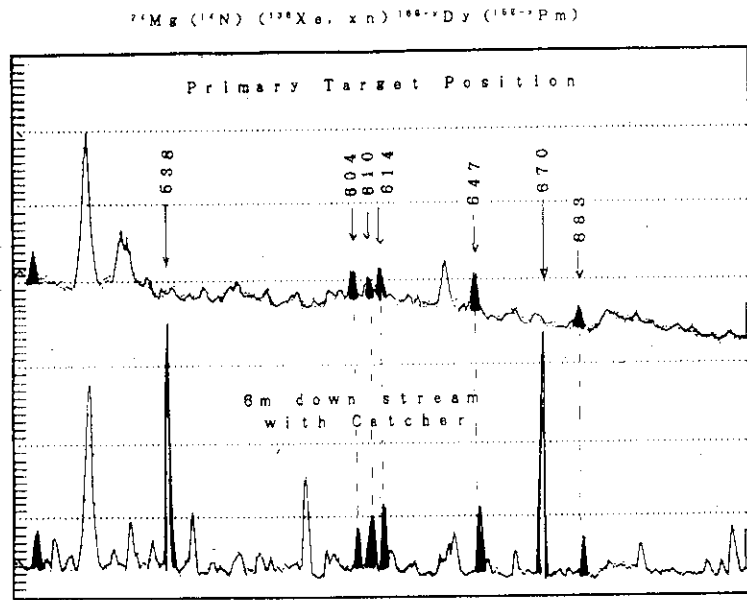


図6

$^{14}\text{N} (^{136}\text{Xe}, 6n) ^{144}\text{Pm}$ 反応

で生成した ^{144}Pm の未知のアイソマーからの崩壊γ線であることが判明した。

$^{141}\text{Pr} (\alpha, n) ^{144}\text{Pm}$,

$^{138}\text{Ba} (^{10}\text{B}, 4n) ^{144}\text{Pm}$ 反応

励起関数の測定結果を合わせて考え、
 図7に示した ^{144}Pm の崩壊様式を得た。

このことはアイソマー探査の実験で今回取った方法では種々のガス標的が使用出来He, Ne, Ar, Kr, Xe等の稀ガス同志の組み合わせるユニークな反応も利用出来ることを意味している。

更に、この実験では標的表面の酸化膜が標的になったと考えられる

$^{16}\text{O} (^{136}\text{Xe}, 7n) ^{145}\text{Sm}$ 反応の生成物 ^{145}Sm にも類似の高スピンアイソマーが見つかり、この方法がアイソマー探査に非常に感度の良いものであることが示された。 これらの新しく

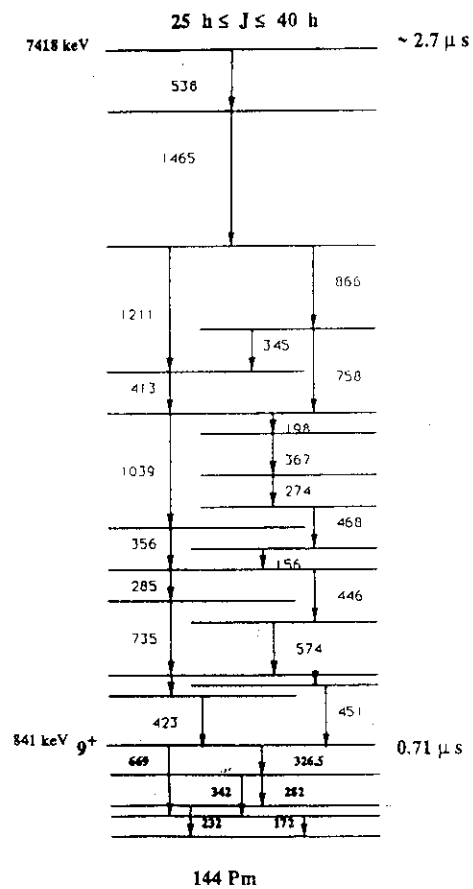


図7

見いだされた高スピンアイソマーは1977年にPederson等が見つけたその後ユーリッヒのKleinheitzのグループがレベル構造を確立した ^{147}Gd のイラストと類似のものと考えられ ^{144}Pm のアイソマーは松柳氏の評価によれば励起エネルギーも含めて $[\pi \{ (h_{11/2})^2, d_{5/2} \}_{25/2+}, \nu \{ f_{7/2}, h_{9/2}, i_{13/2} \}_{29/2+}]_{27+}$ と考えて間違いない。

3. 高スピン核異性体ビーム

上記の $N=83$ 同調核 ^{144}Nd , ^{145}Sm , ^{147}Gd の高スピンアイソマーは ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne ($^{136}\text{Xe}, xn$) 反応で生成出来、反応生成物は二次反応を起こすのに十分なエネルギーを持ち得るので高スピン核異性体ビームとして利用出来る。

図8に7, 8 MeV/uのXeビームを比較的軽い標的に照射した時に反応生成物をビームとし、二次標的としてPb, Mg, Beを用いた時の反跳エネルギーとクーロン障壁の関係を示した。

8 MeV/uのXeビームとPb二次標的を用いると、Smまでの反応生成物が二次核反応に利

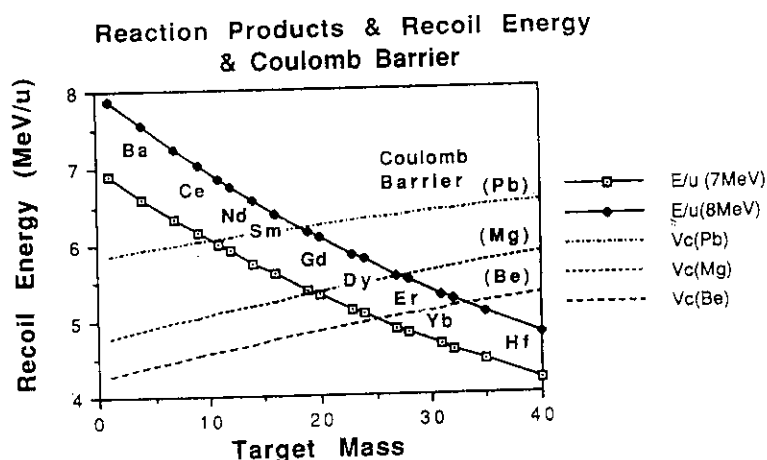


図 8

用出来、Gd以上の反応生成物がクーロン励起に利用出来ることが分かる。

^{145}Sm の新しくその存在が分かった高スピンアイソマーをスピン30 h 励起エネルギーを10 MeVと仮定したときに ^7Li ($^{145}\text{Sm}, 4n$) ^{148}Tb 反応で生成する状態をカスケードプログラムを使って評価した結果を図9に示した。高スピンアイソマービームを用いると基底状態のビームに比べてはるかに高いスピンの状態が生成できることが分かる。又、 ^{148}Tb は ^{133}Cs ($^{20}\text{Ne}, 5n$) ^{148}Tb の反応を用いても生成出来るが、この反応に比較しても高スピンアイソマービームで生成した時の方が ^{148}Tb のより高いス

ピン状態を励起出来る
 ことが分かる。
 この様に、高スピ
 ンアイソマービームは
 より高いスピン状態
 を生成するのに適し
 たビームであると考え
 られるので、一次反
 応では生成出来ない
 高スピン状態をつ
 くり出す反応の組み
 合せを見つけると高
 スピンアイソマービ
 ームが非常に有効に
 利用出来ることにな
 る。また、より広
 い範囲の原子核に適
 用するためにより多
 くの原子核に適当に
 長い半減期を持った
 イラストラップを
 見つけることも必要である。

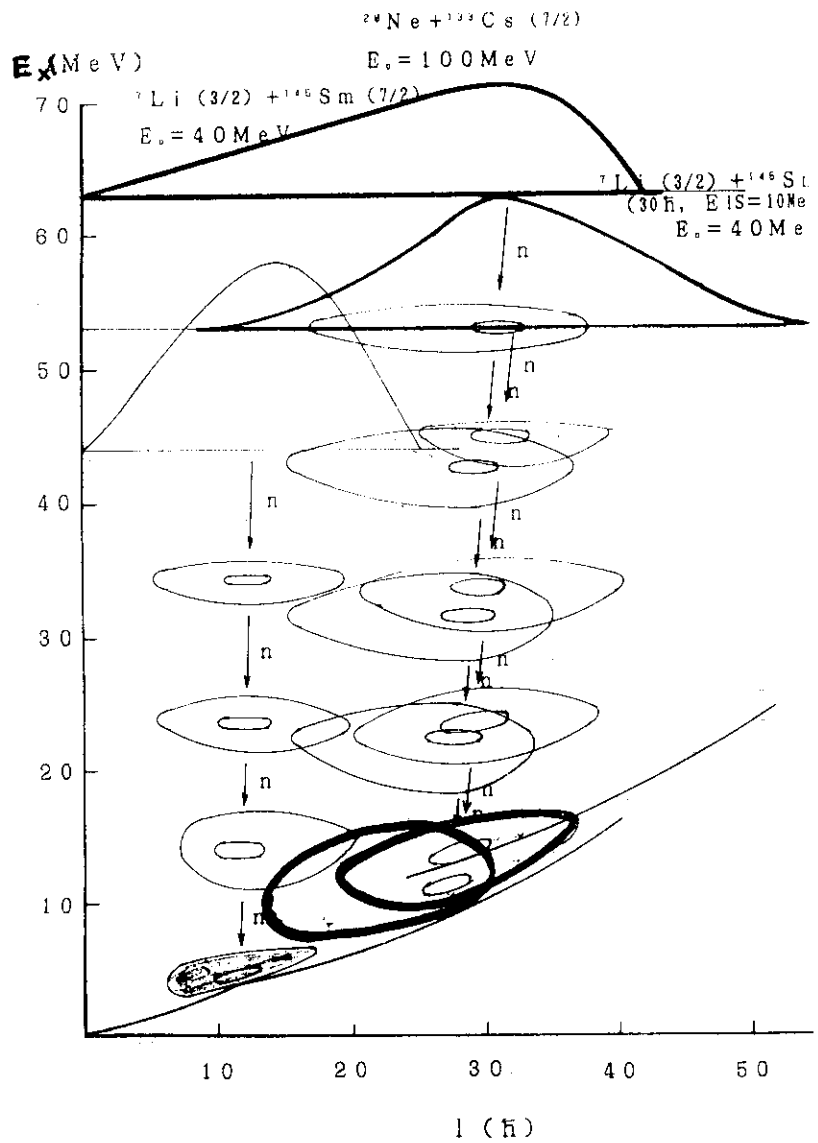


図 9

13. 中間エネルギー重イオン反応におけるスピン偏極現象とその応用

東京大学理学部 奥野広樹

(原稿未受理)

14. RCNPリングサイクロトロン施設

大阪大学核物理研究センター 畑中吉治

§ 1. はじめに

大阪大学核物理研究センター (RCNP) リングサイクロトロンは、1987年より4年間の予算に基づき建設され、ビーム輸送系及び測定装置は翌1988年より3年計画で建設された。1991年に300 MeV陽子の加速・取り出しに成功した。その後、偏極ビームの加速も行われ、現在これらのビームによる加速器の調整・開発、ビームコース及び測定装置の開発、テスト実験が進められている。先日には、研究計画検討専門委員会 (研計委) に於て、平成4年度前期の共同利用実験の採択が行われ、5月から本格的な共同利用が開始されようとしている。

RCNPリングサイクロトロン施設の加速器、測定装置系の詳しい紹介は、原子核研究 (Vol. 36 No. 2 1991年8月号) に報告されている。ここでは、加速器及び各実験装置の概略を紹介し、現在 (平成4年5月末) までに行われた開発の結果を併せて報告する。

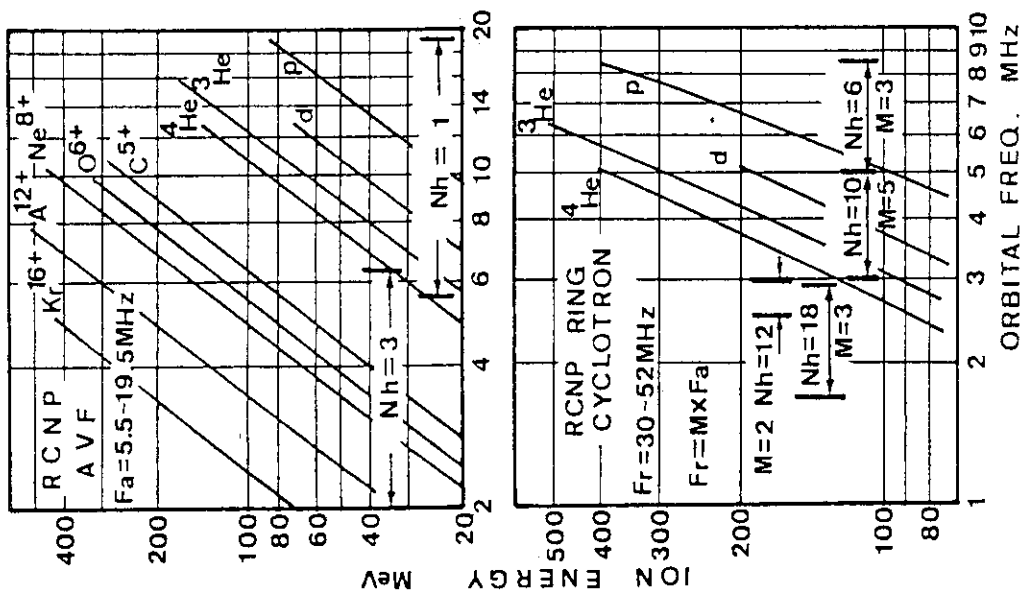
§ 2. 入射ビーム輸送系、リングサイクロトロン

入射器、 $K=140$ MeVのAVFサイクロトロン、からのビームは、AVF用ビームコース (C) 上をリングサイクロトロンへと輸送される。入射ビーム輸送系には、バンチャー、スピン回転用超電導ソレノイド2台、ビーム間引き装置が設置されている。超電導ソレノイドはAVFサイクロトロンで加速された粒子のスピンを鉛直方向から水平面内に回転させるもので、2台のソレノイドは各々を励磁した場合、65 MeVの陽子に対して、リングサイクロトロンへ入射される粒子のスピン向きが進行方向 (L) 及び進行方向に垂直 (S) となるように配置されている。ビーム間引き装置は正弦波電圧による偏向板で、出力周波数は1~3.2 MHzである。65 MeV陽子 (加速周波数~1.6 MHz) に対し、1/7ビーム間引きに必要な電圧の発生が確認されている。第1図は入射用AVFサイクロトロンとリングサイクロトロンの加速エネルギーと軌道周波数、加速周波数及びその高調波数の関係を示している。リングサイクロトロンの加速周波数 F_r はAVFサイクロトロンの加速周波数 F_a の3倍 (p 、 ^3He) または5倍 (^3He 、 d 、 α 、軽重イオン) である。リングサイクロトロンの位相アクセプタンスは 2° で、これをAVFサイクロトロンの位相幅に直すと、各々 7° 又は 4° となる。このような狭い位相幅のビームをAVFサイクロトロンから得ることは困難なため、入射ビーム輸送系にバンチャーを導入し、リングサイクロトロンへの入射ビームの位相幅を 2° 以下に制限する。バンチャーはリングサイクロトロン加速周波数の2倍の周波数を用いているため、共振空洞を小型化でき、必要なピーク電圧も低くできている。通常の動作点では、リングサイクロトロンの入り口での位相幅1 nSとなり、リングサイクロトロンの加速電圧の分布から期待できる位相圧縮効果により、位相幅0.5 nSのビームパルスが得られる。これは、後に述べる開発の結果から確認された。

第1表にリングサイクロトロンの諸元を示す。電磁石は6台のセクターからなっている。入射半径と取りだし半径の比は2であり、リングサイクロトロンは基本的には、粒子のエネルギーを4倍にする増幅器として働く。RF系としては、加速空洞3台とフラットトップ空洞1台がある。フラットトップ空洞はリングサイクロトロンの加速周波数の3倍の周波数で励振され、エネルギー幅の極めて小さい、 1×10^{-4} 程度、ビームの加速が可能となる。リングサイクロトロンの K -値は400 MeV

第1表 リングサイクロトロンの諸元。

Maximum energy p	400 MeV
d	200 MeV
³ He	510 MeV
⁴ He	400 MeV
light-heavy ions	400 Q ² /A MeV
Magnet	
Number of sectors	6
Sector angle	21.9° ~ 27.5°
Magnet gap	6 cm
Maximum field	17.5 kG
Iron weight	2100 tons
Main coil power	450 kW
Number of trim coils	36
Trim coil power	350 kW
Injection radius	200 cm
Extraction radii	400 cm
Acceleration system	
Cavity	3 (single gap type)
Frequency range	30 ~ 52 MHz
Maximum accelerating voltage	500 kV
RF power	250 kWx3
Flat-topping system	
Cavity	1 (single gap type)
Frequency range	90 ~ 155 MHz
Maximum voltage	170 kV
RF power	30 kW

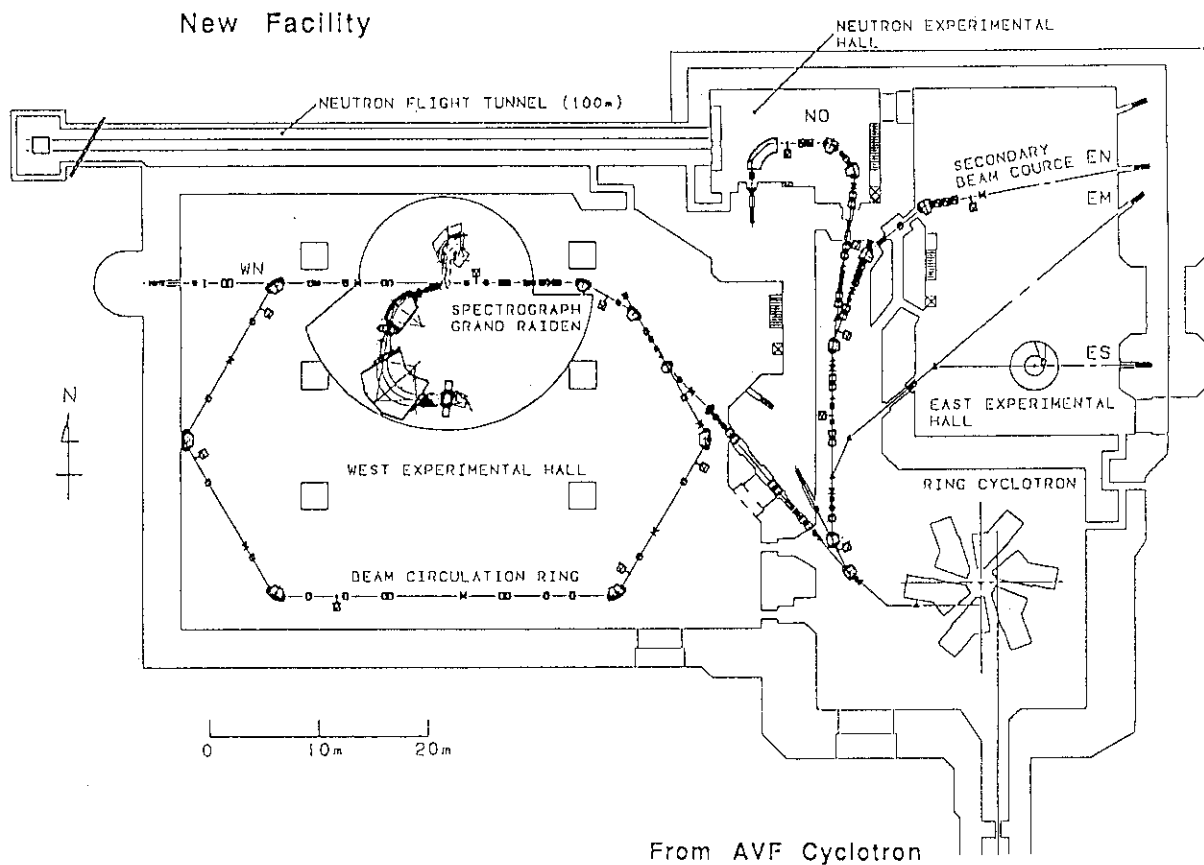


第1図 AVFサイクロトロンとリングサイクロトロン
の加速エネルギーと軌道周波数、
加速周波数、及び高調波数。

で、陽子、重陽子、 ^3He 、 α の加速最高エネルギーは、各々、400MeV、200MeV、510MeV、400MeVである。

§ 3. ビーム輸送系、実験装置

第2図に実験室、ビームラインの配置を示す。リングサイクロトロンで加速された粒子ビームは、3つの実験室へ輸送される。西実験室には、高分解能反応粒子分析装置「グランド・ライデン」と「ビーム・サーキュレーション・リング」が設置されている。グランド・ライデンとの相関測定を行うための磁気分析装置を現在製作中である。この装置は、広運動量域かつ大立体角の磁気分析装置として単独での使用も考えられている。東実験室には「重イオン二次ビームコース」が設置されているが、この実験室は又、学際研究を含む研究の多様化に対応して、研究者が夫々独自に開発した装置を持ち込んで自由に実験できる「開放実験室」として利用される。北実験室として、100mのTOF用トンネルを有する中性子実験室が用意されている。



第2図 RCNP新施設の実験室、ビームラインの配置。

第2表にグランド・ライデンの諸元を示す。詳しくは参考資料に譲る。磁気剛性が $54\text{ kG}\cdot\text{m}$ と大きく、480MeVで(^3He , t)反応の測定が可能であると共に、1GeV程度の陽子の測定ができる。エネルギー分解能としては、現在AVFサイクロトロンで使用されている「ライデン」より約2倍良い $1/20000$ を目指している。その他、スピンを水平面内で回転するための双極電磁石を付加することにより、スピン移行パラメータの完全測定を目標としている。そのための焦点面ポラリメータ系の開発・製作を進めている。

第2表 「グランド・ライデン」の諸元。

Mean orbit radius	3 m
Total deflection angle	162°
Angular range	0° ~ 90°
Focal plane length	150 cm
Tilting angle of focal line	45.0°
Maximum magnetic field strength	18 kGauss
Maximum particle rigidity	54 kG-m
Magnification-vertical	5.98
-horizontal	-0.417
Momentum dispersion	15451 mm
Momentum range	5 %
Momentum resolution	37076
Acceptance angle-horizontal	±20 mr
-vertical	±70 mr
Solid angle	~5.6 msr

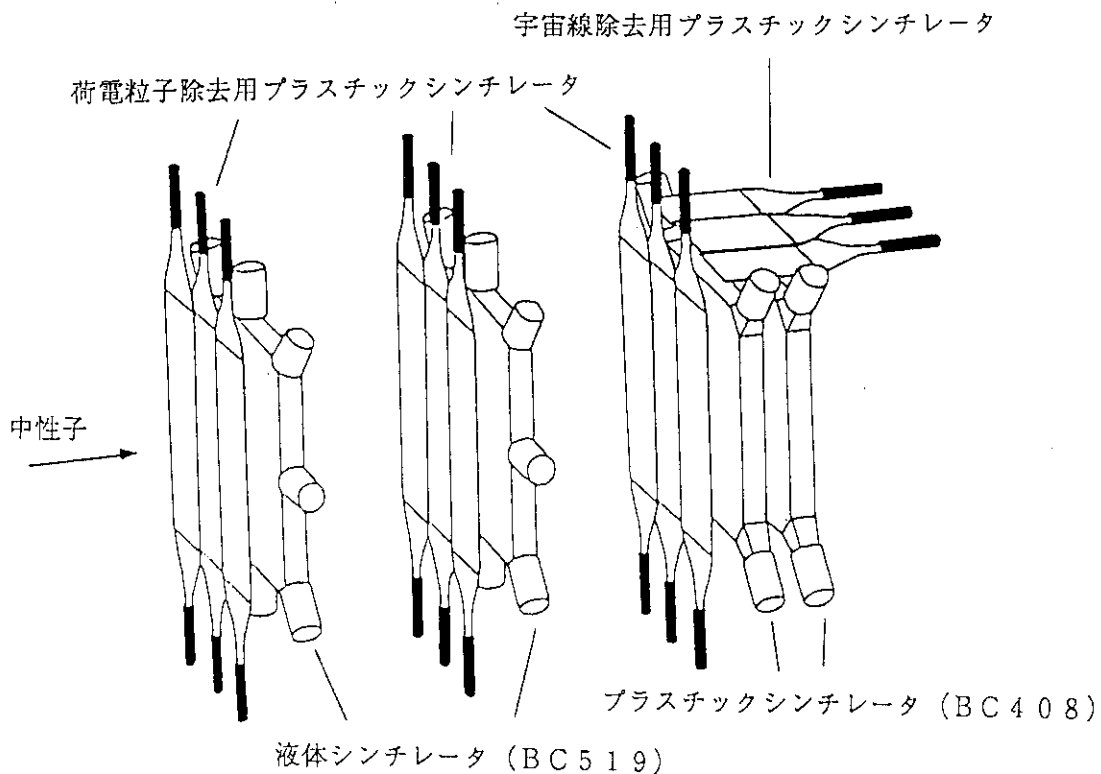
第3表 RCNP二次ビームコースの諸元。

最大 magnetic rigidity	3.2 T·m
エネルギー・アクセプタンス	$\Delta E/E = \pm 9 \%$
角度アクセプタンス (水平)	$\Delta \theta = \pm 20 \text{ mrad}$
角度アクセプタンス (垂直)	$\Delta \phi = \pm 20 \text{ mrad}$
第一焦点面でのエネルギー分散	8.66 mm/%
第一焦点面の傾き	90°
degrader の形状	平板
degrader の厚さ	可変、標準厚さ = (飛程 * 0.5)
第二焦点面の傾き (質量焦点)	87° *
横像倍率	2.0 *
縦像倍率	1.4 *
質量数分散	6.51 mm/% *
原子番号分散	-3.91 mm/% *
質量数分解能 (一次)	$\Lambda/\Delta\Lambda = 326 (X_0 = \pm 0.5 \text{ mm}) *$
原子番号分解能 (一次)	$Z/\Delta Z = 195 (X_0 = \pm 0.5 \text{ mm}) *$
生成ターゲット・焦点間距離	14.744 m

* 可変、厚さ = (飛程 * 0.5) のときの値

第3表に重イオン二次ビームコースの諸元を示す。この装置は、理研の「RIPS」、GANILの「LISE」等と基本的には同じ装置であり、中間エネルギー領域での重イオンビーム入射核反応で生成される不安定核の分離・収集を目指している。詳しくは参考資料に譲る。現状は、入射重イオンビームの角度を変えるためのスウィンガー電磁石を含めて機器の取り付けがほぼ完了し、二次ビーム診断用の検出器の開発・製作が進められている。このビームコースは、放射化等によりバックグラウンド・レベルが上昇するのを嫌うため、現在までビームを用いた開発は行われていない。重イオンビームの加速が行われ次第、ビームによるイオン光学的テスト等開発を進める予定である。

中性子実験設備として、100mの飛行用トンネルを有するTOF測定装置が建設されている。本系で採用されているのは、標的移動型のビームスウィンガーである。これは、 90° 偏向電磁石の磁極間隙中で標的をビーム軌道に沿って移動させ、入射ビームと放出される中性子との間の角度（散乱角）を変える方法である。標的を通過したビームは壁の中に埋め込まれたビームダンプへ導かれる。これによりバックグラウンドの低減が期待される。この装置では、(p, n) 反応の微分断面積や偏極分解能の測定（一回散乱）に限らず、全偏極移行パラメータの測定も提案されている。反応で生成される中性子の偏極度を測定するためのポラリメータが製作・テストされている。中性子ポラリメータは、二次元位置感知型のシンチレータ4面で構成されている。各シンチレータの大きさは $1\text{m} \times 1\text{mm}$ で10cm厚である。散乱体としては水素/炭素比の大きい液体シンチレータ（BC519）、捕集体にはプラスチックシンチレータ（BC408）が使用されている。図3に検出器の配置を示す。



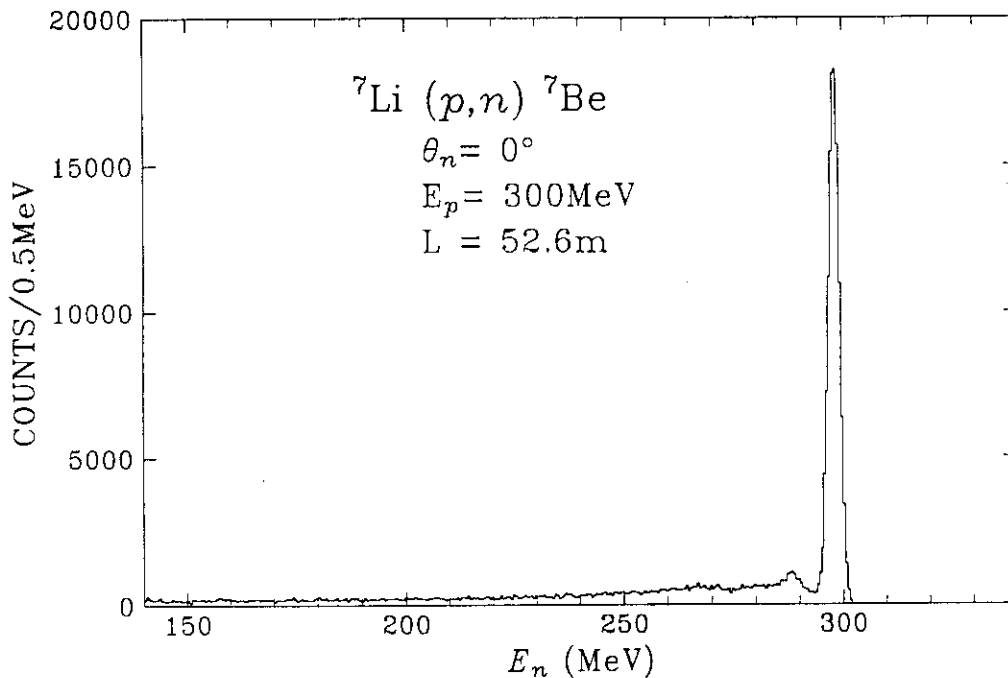
第3図 中性子検出器の配置。

§ 4. 開発状況

加速器、測定器の開発等は、300 MeVの偏極・非偏極ビームを用いて行われている。リングサイクロトロンから引き出されたビームの位相幅は0.5 nS (FWHM)であり、再現性は良い。バンチャー及びフラットトップ空洞の稼働により、シングルターン取り出しが可能となったが、長時間の持続にはまだ問題がある。リングサイクロトロンへの入射ビームと加速後のビームの偏極度の測定結果は完全に一致し、加速中の減偏極はない。

グラント・ライデンで測定された、 ^{12}C 、 ^{24}Mg 等の標的からの弾性・非弾性散乱のエネルギー分解能は典型的には350 keV (FWHM)であった。この分解能は、主にビームのエネルギー幅に起因していると思われる。今後、リングサイクロトロンからのビームの質の向上にあわせて、分散整合の手法を確立してゆくことになる。

中性子TOFの測定は、現在、約60 mの飛行距離で1/4ビーム間引きを用いて行っている。検出器、回路を含めた時間分解能は約1 nS (FWHM)であり、これは300 MeV中性子に対しエネルギー分解能3 MeVに対応している。第4図に測定されたエネルギースペクトルを示す。テスト実験では、検出器の検出効率、ポラリメータとしての実効偏極分解能、の測定が進められている。



第4図 中性子エネルギースペクトル

最後に、本報告をまとめるに当たり、RCNPの職員及び共同建設者の方々から資料の提供をはじめとして、多大のご協力をいただいたことをここに感謝致します。

15. 高崎研に於けるイオンビームを用いた材料研究

日本原子力研究所 楢本 洋

(原稿未受理)

16. シーボルク超アクチニウム科学研究所について

日本原子力研究所 梅澤弘一

(原稿未受理)

15. 高崎研に於けるイオンビームを用いた材料研究

日本原子力研究所 植本 洋

(原稿未受理)

16. シーボルク超アクチニウム科学研究所について

日本原子力研究所 梅澤弘一

(原稿未受理)