

# PROPOSAL FOR EXPERIMENT AT RCNP

## TITLE

Search for the  $2_2^+$  state in  $^{12}\text{C}$

## SPOKESPERSON

Full Name: Kawabata Takahiro  
Institution: Department of Physics, Kyoto University  
Title of Position: associate professor  
Address: Kitashirakawa, Oiwakecho, Sakyo-ku, Kyoto 606-8502, Japan  
Phone number: +81-75-753-3832  
FAX number: +81-75-753-3887  
E-mail: kawabata@scphys.kyoto-u.ac.jp

## EXPERIMENTAL GROUP

Full Name	Institution	Title or Position
N. Yokota	Department of Physics, Kyoto University	M1
H. Watanabe	Faculty of Science, Kyoto University	B4
T. Kadoya	Faculty of Science, Kyoto University	B4
S. Shiota	Faculty of Science, Kyoto University	B4
M. Ueno	Faculty of Science, Kyoto University	B4
S. Karasawa	Faculty of Science, Kyoto University	B4
R. Kato	Faculty of Science, Kyoto University	B4
N. Oketani	Faculty of Science, Kyoto University	B4
R. Koda	Faculty of Science, Kyoto University	B4
Y. Kanada-En'yo	Department of Physics, Kyoto University	AP
T. Z. Nakano	Department of Physics, Kyoto University	D1

## RUNNING TIME

Institution time without Beam: 3 days  
Setup and beam tuning time: 0.5 days  
Measurement time: 1.5 days  
Total: 3 + 2 days

## BEAM REQUIREMENTS

Beam line: ENN  
Type of particle:  $^{12}\text{C}^{4+}$   
Beam energy: 80 MeV  
Beam intensity: 10 pA

BUDGET: NONE

## Abstract

The  $\alpha$ -cluster correlation is one of the most fundamental feature in light nuclear systems. The low-lying states on  $^{12}\text{C}$  are well explained by the  $\alpha$ -cluster model (ACM) except the  $2_2^+$  state. The ACM calculation predicts the  $2_2^+$  state as an excited state of the  $0_2^+$  state to emerge around  $E_x \sim 10$  MeV in  $^{12}\text{C}$ , but this  $2_2^+$  state has not been experimentally established. It is, therefore, important to search for the  $2_2^+$  state as a demonstration of the  $\alpha$ -cluster correlation in the atomic nuclei.

We propose to measure the inelastic scattering of  $^{12}\text{C}$  off  $^{12}\text{C}$  at an incidence energy of  $E_{lab}=80$  MeV to search for the missing  $2_2^+$  state. In the proposed experiment, we will measure the three  $\alpha$  particles emitted from excited states in  $^{12}\text{C}$  in coincidence with the recoil  $^{12}\text{C}$  using the two Si detector telescopes.

## 1 Motivation

$\alpha$  クラスター構造は軽い原子核における基本的な性質であり、これまで多くの研究者によって研究が進められてきた。たとえば、 $^{12}\text{C}$  は最もよく研究されている原子核であり  $\alpha$  クラスターモデル (ACM) によって  $2_1^+$ 、 $0_2^+$ 、 $3_1^-$  などの励起状態の励起エネルギーや励起強度が精度良く説明されている<sup>[1]</sup>。ACM 計算によると  $0_2^+$  状態は空間的に発達した  $3\alpha$  構造を持っており、 $3\alpha$  クラスター間の相対運動が励起すると、 $E_x=10$  MeV 付近に  $2_2^+$  状態が出現すると予測されている。しかし実験的には、この  $2_2^+$  状態の存在は確立されておらず、近年に到るまで多くの探索実験がなされてきた。

M. Itoh らは  $\alpha$  非弾性散乱の精密測定を行い  $0_3^+$  状態が主成分であると考えられてきた  $E_x=10$  MeV 付近に  $2_2^+$  状態が存在することを指摘した<sup>[2]</sup>。しかし一方 O. U. Fynbo らは  $^{12}\text{N}$ ,  $^{12}\text{B}$  の  $\beta$  崩壊を用いて  $^{12}\text{C}$  の励起状態を生成した上で、これらの状態のスピン・パリティを精査し、 $E_x=10$  MeV 付近に  $2^+$  状態が存在しないことを主張した<sup>[3]</sup>。このように、いまだ  $^{12}\text{C}$  における  $2_2^+$  状態についての問題は決着しておらず、 $2_2^+$  状態の存在を確認することは  $\alpha$ -クラスターモデルの妥当性を検証するうえでも重要である。

そこで、我々は  $^{12}\text{C}$  における  $2_2^+$  状態を探索することを目的とし、 $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}')$  反応測定実験を提案する。

## 2 Reaction

本研究では、 $^{12}\text{C}$  を標的とした ( $^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}'$ ) 反応を測定する。図 1 に示すように  $^{12}\text{C}$  の  $3\alpha$  崩壊のしきい値は 7.27 MeV であり、 $E_x=10$  MeV 付近に励起された  $^{12}\text{C}$  は励起直後に  $^8\text{Be}$  と  $\alpha$  粒子へ崩壊し、その後直ちに  $^8\text{Be}$  は 2 つの  $\alpha$  粒子に崩壊する。 $E_x=10$  MeV 付近に励起された  $^{12}\text{C}$  からの崩壊においてエネルギー的に許容されている  $^8\text{Be}$  の中間状態は、基底状態と第 1 励起状態のみである。 $^8\text{Be}$  の第 1 励起状態は  $E_x=3.04$  MeV の  $2_1^+$  であり励起エネルギーの中心値付近への崩壊はエネルギーの観点から禁止されているが、第 1 励起状態は広い幅 ( $\sim 1.5$  MeV) を持つため、共鳴の低励起エネルギー側のテールを経由しての崩壊が可能となる。

$^{12}\text{C}$  の励起状態から  $\alpha$  粒子が生成される際には遠心力ポテンシャルの効果によって高い角運動量を持つ  $\alpha$  粒子の放出は抑制され、 $L=0$  の  $\alpha$  粒子が放出されやすくなる。ゆえに  $^{12}\text{C}$  の励起状態の

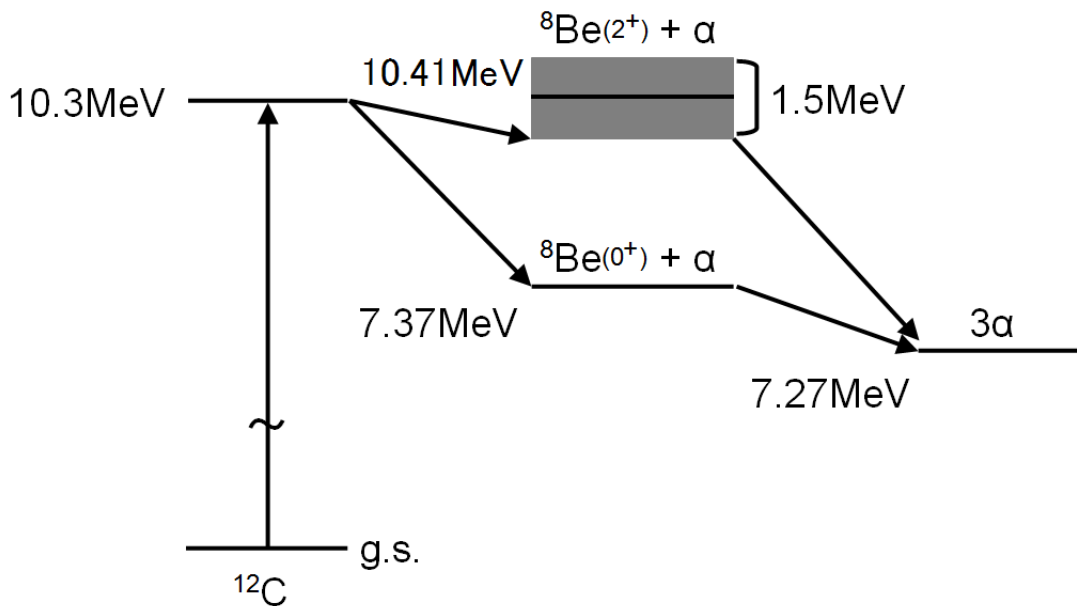


図 1:  $^{12}\text{C}$  の崩壊

崩壊過程において、 $^8\text{Be}(0_1^+)$  と  $^8\text{Be}(2_1^+)$  のどちらの状態を経由するかの分岐比は  $^{12}\text{C}$  の励起状態のスピンの強に強く依存する。 $^{12}\text{C}$  の  $E_x=10$  MeV 付近には幅の広い  $0_3^+$  状態の存在が知られているが、 $0_3^+$  状態から  $L=0$  の  $\alpha$  粒子が放出されると  $^8\text{Be}(0_1^+)$  状態を経由することになる。一方、ACM によって予測される  $2_2^+$  状態から  $L=0$  の  $\alpha$  粒子が放出されれば  $^8\text{Be}(2_1^+)$  状態を経由することになる。

すなわち、 $^{12}\text{C}$  の励起状態から崩壊する 3 つの  $\alpha$  粒子を測定しその崩壊様式を決定すれば、 $^{12}\text{C}$  の  $2_2^+$  状態を探索することができる。

### 3 Experimental Details

実験装置の略図を図 2 に示す。AVF サイクロトロンで加速された  $^{12}\text{C}$  ビーム (A) を  $^{nat}\text{C}$  標的 (B) に照射し、前方に散乱される励起された  $^{12}\text{C}(C^*)$  から崩壊した 3 つの  $\alpha$  粒子を検出器 1 で測定する。さらに、反跳された  $^{12}\text{C}(D)$  を検出器 2 で測定する。ここで励起は \* であらわした。

#### 3.1 検出器

検出器 1 には  $65\ \mu\text{m} + 325\ \mu\text{m} + 500\ \mu\text{m}$  の Si 検出器を 3 枚重ねて使用する。それぞれの Si 検出器は  $50\ \text{mm} \times 50\ \text{mm}$  の有感領域を持ち、 $65\ \mu\text{m}$  は 16 分割、 $325\ \mu\text{m}$  は 10 分割のストリップ型検出器として用いる。 $500\ \mu\text{m}$  検出器は分割のない Pad 型検出器として用いる。 $65\ \mu\text{m}$  検出器は水平方向の位置を、 $325\ \mu\text{m}$  検出器は鉛直方向の位置をそれぞれ測定できるように設置する。

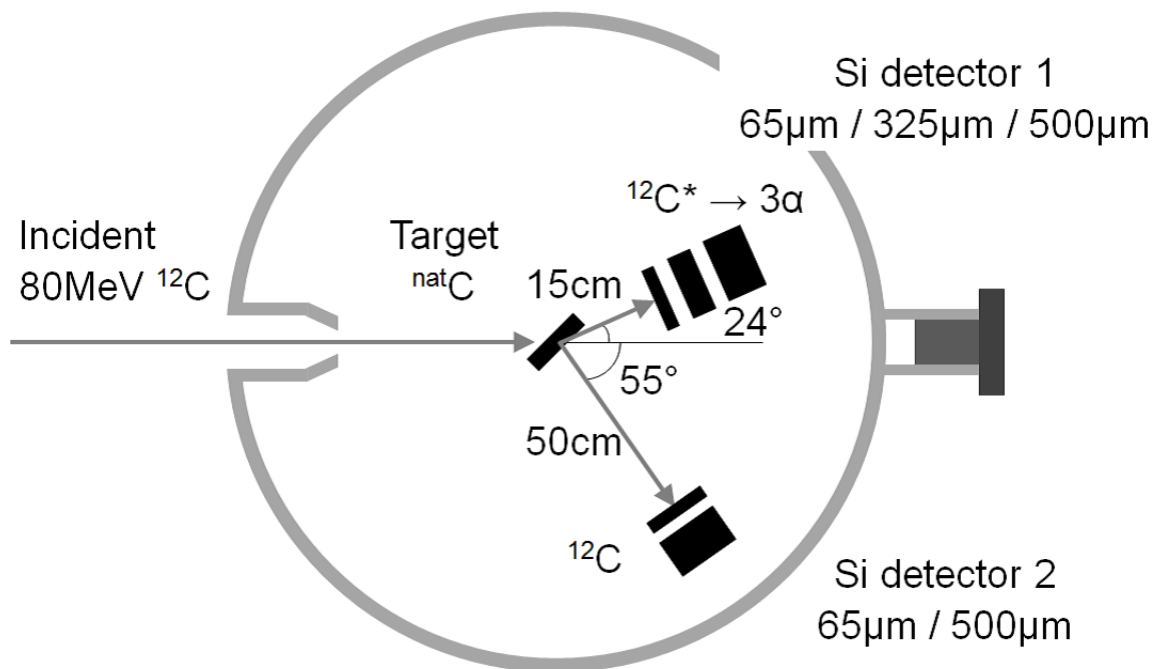


図 2: 実験装置略図

一方、検出器 2 については 16 分割の  $65 \mu\text{m}$  ストリップ型検出器と Pad 型の  $500 \mu\text{m}$  検出器を 2 枚重ねて使用する。 $65 \mu\text{m}$  検出器は水平方向の散乱角度を測定できるように設置する。

### 3.2 入射エネルギー

$^{12}\text{C}$  から崩壊した  $\alpha$  粒子が検出器 1 の  $325 \mu\text{m}$  検出器の中で停止するように要請すると  $\alpha$  粒子のエネルギーは約  $20 \text{ MeV}$  となるので、 $\text{C}^*$  の運動エネルギーは約  $60 \text{ MeV}$  とすべきである。一方、D を容易に測定するには D の運動エネルギーが  $10 \text{ MeV}$  以上となることが望ましい。注目する  $^{12}\text{C}$  の励起エネルギー約  $10 \text{ MeV}$  を考慮すると、入射エネルギーは  $80 \text{ MeV}$  と決まる。

過去の R. G. Stokstad らの実験<sup>[4]</sup>で測定された入射エネルギー約  $80 \text{ MeV}$  ( $78.85 \text{ MeV}$ ) における  $2_1^+$  状態 ( $E_x=4.44 \text{ MeV}$ ) の角度分布を図 3 に示す (この実験では D が励起されている)。 $2_1^+$  への断面積は  $\Delta\theta_{cm} \sim 8.3^\circ$  の間隔で極大と極小をくりかえしており、 $2_2^+$  状態を探索する上では  $2_1^+$  への励起断面積が極大となる角度で測定する必要がある。先の段落で述べた運動学的条件 ( $T_A=80 \text{ MeV}$ 、 $T_C=60 \text{ MeV}$ 、 $T_D=10 \text{ MeV}$ 、 $E_x=10 \text{ MeV}$ ) を実現しつつ  $2_1^+$  状態への断面積が極大となるのは 4 回目のピーク ( $\theta_{cm}=50^\circ$ ) であり、このときの運動量移行は  $2.8 \text{ fm}^{-1}$  である。 $2_1^+$  状態への微分断面積が極大となる運動量移行と  $2_2^+$  状態への微分断面積が極大となる運動量移行が同じであると仮定すると、検出器 1 を  $24^\circ$  (lab 系) に検出器 2 を  $55^\circ$  (lab 系) に設置することになる。

本研究で用いる入射エネルギー  $80 \text{ MeV}$  と R.G.Stokstad らの実験<sup>[4]</sup>での入射エネルギー  $78.85 \text{ MeV}$  の違いを考慮して、実際の測定では本測定に先立って  $2_1^+$  状態への  $^{12}\text{C}$  の非弾性散乱の角度分布測定を行う。この測定を基に  $2_1^+$  状態が極大となる運動量移行を決定し、最終的な検出器の設

置角度を決定する。

### 3.3 測定分解能

本研究においては  $^{12}\text{C}$  の  $2_2^+$  状態を探索するために、その崩壊様式を精密に決定する必要がある。そこで崩壊前後の不変質量  $p^\mu p_\mu = (mc^2)^2$  に注目する。崩壊前の  $^{12}\text{C}$  および崩壊後の  $^8\text{Be}$  の不変質量を測定し  $^{12}\text{C}$  のスピン状態を決定するので、 $^{12}\text{C}$  の励起状態から放出される 3 つの  $\alpha$  粒子を全て測定することが要請される。そこで、検出器 1 において 3 つの  $\alpha$  粒子を全て検出する確率、ならびに  $^{12}\text{C}$  の不変質量の決定精度をモンテカルロ計算に基づいて決定した。モンテカルロ計算においては、運動エネルギー 60 MeV、励起エネルギー 10.3 MeV を持つ  $^{12}\text{C}$  が  $^8\text{Be}$  を經由して 3 つの  $\alpha$  粒子に崩壊すると仮定し、 $3\alpha$  の検出効率と  $^{12}\text{C}$  の不変質量決定精度を検出器 1 と標的の距離 ( $r$ ) の関数として評価した。その結果を図 4、図 5 に示す。

図 4 では検出効率が  $r=80$  mm 程度まではほぼ 100 % であるが、その後  $r$  の増加に伴い減少している。図 5 では  $r=100$  mm、 $r=150$  mm、 $r=200$  mm における不変質量の決定精度を示している。図中の確率は不変質量の誤差がガウス分布すると仮定してフィットしたものである。 $r$  が大きくなるに伴い角度分解能が向上するため、不変質量の決定精度があがる。本研究では検出効率と不変質量の決定精度を考慮して検出器 1 と標的の距離を 150 mm に決定する。

一方、検出器 2 で測定された  $D$  の角度・エネルギーからも  $\text{C}^*$  の励起エネルギーを得ることができる。 $\text{C}^*$  の励起エネルギー分解能が 300 keV となることを要請すると、必要とされる  $D$  の角度分解能は  $0.3^\circ$  (lab 系) となり、 $D$  のエネルギー分解能は 500 keV となる。そこで標的炭素の厚さは  $0.030$  mg/cm<sup>2</sup> とし、検出器 2 は標的から 500 mm の位置に設置する。この条件下で  $^{12}\text{C}$  の標的中におけるエネルギーロス は 170 keV、また検出器 2 における  $D$  の角度分解能は  $0.24^\circ$  (lab 系) となり、目標とする精度を達成できる。

### 3.4 ビームタイム推定

収量の推定にあたっては、 $^{12}\text{C}$  の  $2_1^+$  状態に対する微分断面積と  $2_2^+$  状態に対する微分断面積はビームの種類およびエネルギーによらず、比例関係にあると仮定する。M. Itoh et al. の論文<sup>[2]</sup>によるとその比は 30 倍であるから、 $2_2^+$  状態に対する微分断面積は、入射エネルギー 80 MeV での  $2_1^+$  状態における微分断面積を約 1/30 倍であると推定する。ここでは入射エネルギー 78.85 MeV における  $2_1^+$  状態における微分断面積の 4 回目のピークにおける実験値  $6.6$  mb/sr (cm 系)<sup>[4]</sup> を用いと、 $2_2^+$  状態に対する微分断面積は  $0.22$  mb/sr (cm 系) と推定される。

散乱粒子数は微分断面積 (lab 系)(cm<sup>2</sup>/sr) × 入射粒子数 (/h) × 標的の単位面積あたりの粒子数 (/cm<sup>2</sup>) × 立体角 (sr) で求められる。ここではビーム量を 10 pA と仮定する。また前述のシミュレーションから 3 つの  $\alpha$  粒子を全て検出できる確率は 2 割程度であると期待されるので、以上より 1 時間あたりの収量は約 600 イベントと予測される。5000 イベント集めるには約 8 時間の測定時間が必要である。本研究では、 $2_2^+$  の微分断面積が極大となる角度とその前後で極小となる角度の計 3 つの角度について測定を行う。よって合計 24 時間の測定時間が必要である。

また、3.2 で述べたように  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}')$  反応の角度分布測定も行う。この測定には 4 時間程度の測定時間を必要とする。

## 4 測定計画

本研究では、

1. 実験装置の設置 12 時間
2. 非弾性散乱の測定 4 時間
3.  $3\alpha$  break up の測定 24 時間

のビームタイムに加え、プラス 20 % のオーバーヘッド時間を見込み、計 48 時間のビームタイムを要求する。

## 参考文献

- [1] M. Kamimura, Nucl. Phys. **A351**, 456–480 (1981).
- [2] M. Itoh, *et al.*, Nucl. Phys. **A738**, 268–272 (2004).
- [3] O. U. Fynbo, *et al.*, NATURE **433**, 136–139 (2005).
- [4] R. G. Stokstad, *et al.*, Phys. Rev. C **20**, 655–669 (1979).

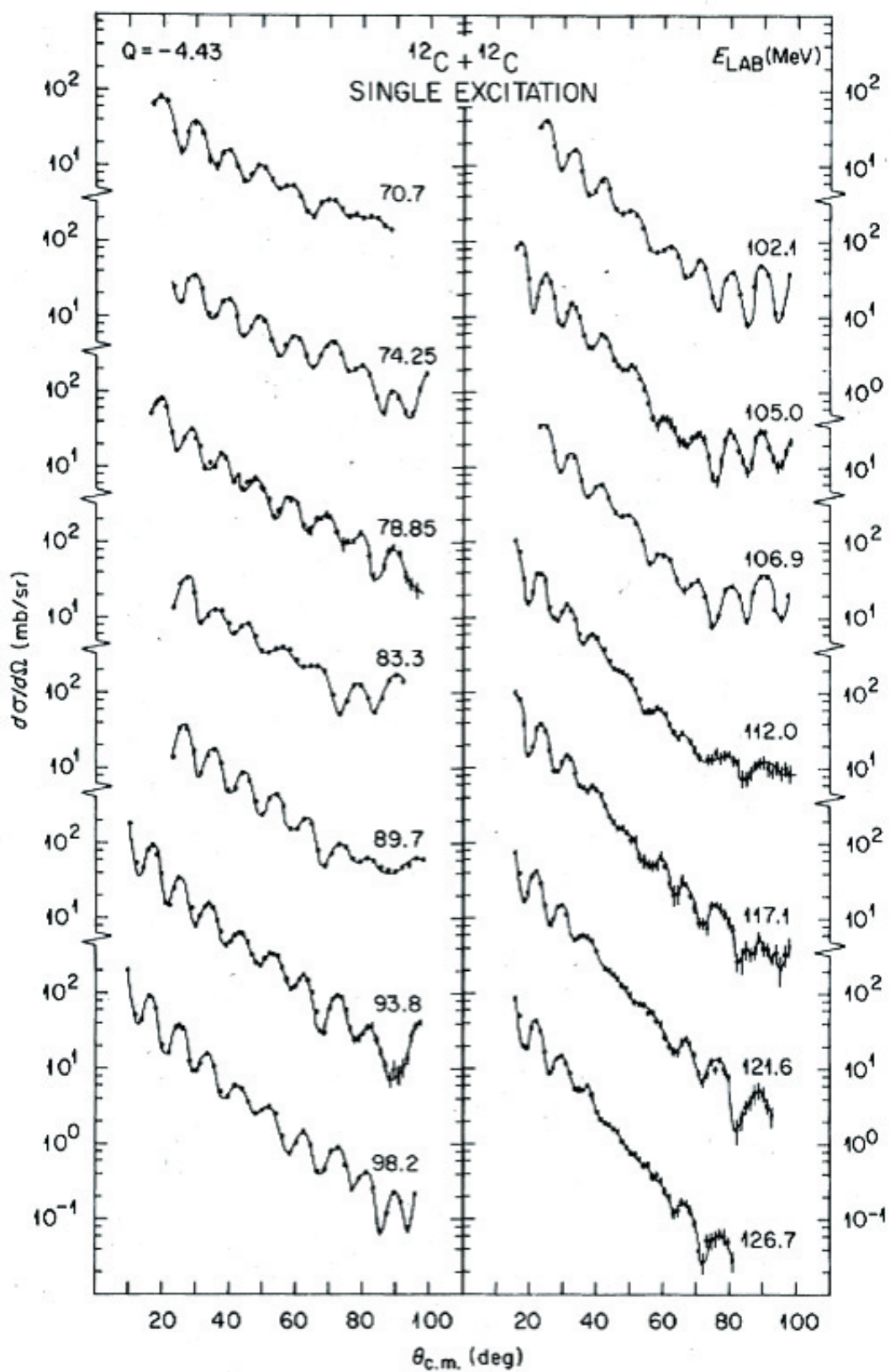


図 3:  $E_{\text{lab}}=80$  MeV での断面積 [4]

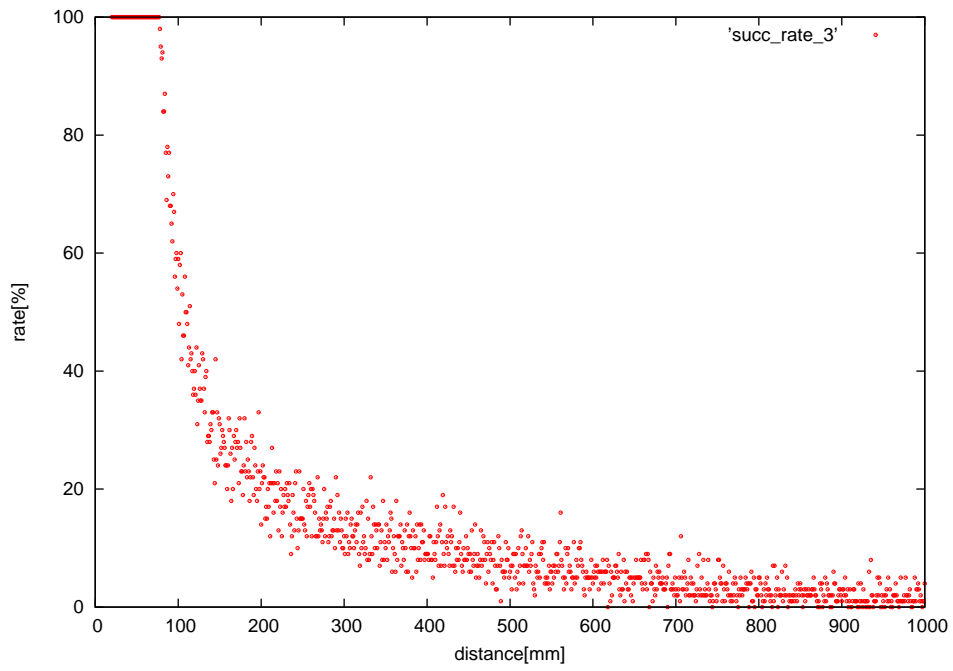


図 4: 検出器 1 に 3 つの  $\alpha$  粒子が全て到達する確率

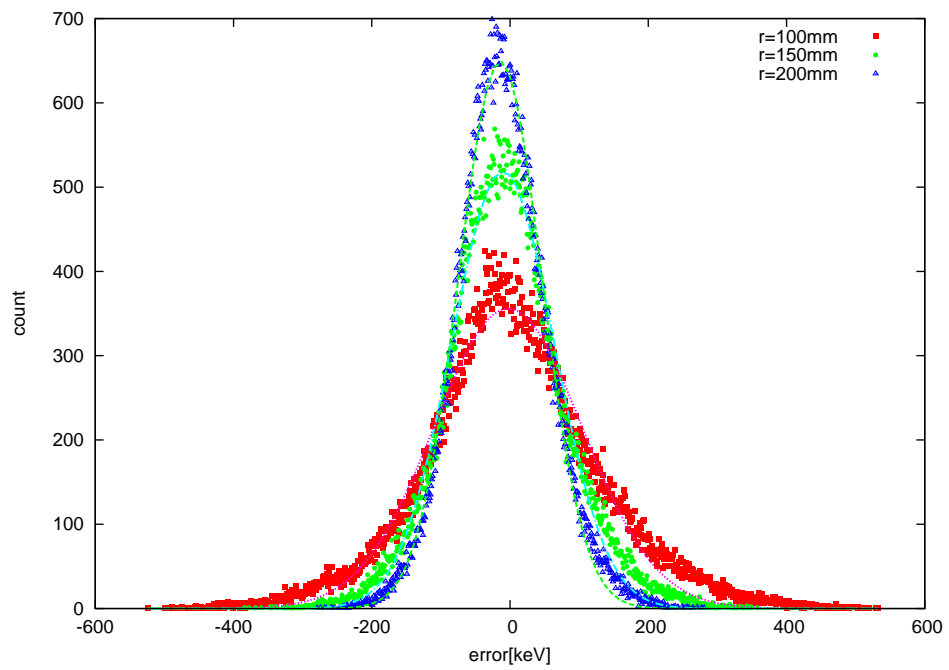


図 5: 不変質量の誤差