

# PROPOSAL FOR EXPERIMENT AT RCNP

## TITLE

Measurement of the radiative widths of excited states above the  $\alpha$ -decay threshold 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
S. Adachi	Department of Physics, Kyoto University	D2
H. D. Watanabe	Department of Physics, Kyoto University	M1
T. Furuno	Faculty of Science, Kyoto University	B4
Y. Murakami	Faculty of Science, Kyoto University	B4
M. Tsumura	Faculty of Science, Kyoto University	B4
T. Baba	Faculty of Science, Kyoto University	B4
S. Komeda	Faculty of Science, Kyoto University	B4
M. Takahata	Faculty of Science, Kyoto University	B4
N. Yoshikawa	Faculty of Science, Kyoto University	B4
Y. Kanada-En'yo	Department of Physics, Kyoto University	AP
F. Kobayashi	Department of Physics, Kyoto University	D1
Y. Matsuda	Department of Physics, Kyoto University	PD
J. Zenihiro	RIKEN	PD

## 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: WS  
Type of particle:  $^{12}\text{C}^{5+}$   
Beam energy: 250 MeV  
Beam intensity: 2 pA

# Abstract

It is important to determine the radiative decay widths of the excited states above the  $\alpha$ -decay threshold in  $^{12}\text{C}$  from a view of nuclear astrophysics. These widths are indispensable to calculate the production rate of  $^{12}\text{C}$  nuclei under high-temperature condition such as supernova explosions.

We propose an inverse kinematic measurement of inelastic proton scattering from  $^{12}\text{C}$  at an incident energy of  $E = 20.8$  MeV/u to determine the radiative decay widths of the  $0_2^+$ ,  $3_1^-$  and  $2_2^+$  states in  $^{12}\text{C}$  which are located above the  $\alpha$ -decay threshold.

In the proposed experiment, we will analyze the scattered  $^{12}\text{C}$  using the Grand Raiden spectrometer in coincidence with the recoil proton using the Si + CsI counter telescope.

## 1 Motivation

宇宙での元素合成において炭素原子核の様々な励起状態は重要な役割を担っている。炭素原子核は図 1 に示すように、3 個の  $^4\text{He}$  が共鳴状態となるトリプル  $\alpha$  反応によって  $3\alpha$  共鳴状態として生成される。励起された状態で生成された炭素原子核の大部分は逆反応により 3 個の  $\alpha$  粒子に再び崩壊するが、ある確率で励起エネルギーを  $\gamma$  線として放出し  $^{12}\text{C}$  の基底状態になる。これが炭素原子核の生成の由来である。

上述の過程は主に  $\gamma$  崩壊幅  $3.7 \pm 0.5$  meV、励起エネルギー 7.65 MeV を持つ  $^{12}\text{C}$  の  $0_2^+$  状態を経由する。今回、我々はこの励起状態と、更に  $0_2^+$  状態よりも 2 MeV ほど高い励起エネルギー 9.64 MeV を持つ  $^{12}\text{C}$  の  $3_1^-$  状態、及びその近傍にある  $2_2^+$  状態に注目した。

$^{12}\text{C}$  の  $0_2^+$  状態の  $\gamma$  崩壊幅は  $3.7 \pm 0.5$  meV と 13 % 程度の精度で測定されている。ところが、天体核物理的観点から現在の宇宙における元素存在比を正しく評価するには測定誤差を 5 % 以下に抑える必要がある。また、 $3_1^-$  及びその近傍にある  $2_2^+$  状態は  $0_2^+$  状態よりも 2 MeV 程高い励起状態であるため、通常これらの状態の生成率は低いが、 $10^9$  K 程度の非常に高い温度では運動エネルギーがこの差を補ってこれらの状態が生成されることが Hoyle や Fowler らによって指摘されている [1]。これらの励起状態の  $\gamma$  崩壊幅は未だ正確に決定されておらず、 $^{12}\text{C}$  における励起状態の  $\gamma$  崩壊幅を精密に決定することは、宇宙の元素合成過程を正しく理解する上で非常に重要である。

過去には D. Chamberlin らによって  $^{12}\text{C}$  における  $3_1^-$  状態の  $\gamma$  崩壊幅を求める実験が行われた [2]。実験は炭素標的に陽子を衝突させ炭素の励起状態を生成する  $^{12}\text{C}(p,p'^{12}\text{C}^*)$  反応の測定であったが、 $3_1^-$  及び  $2_2^+$  状態の  $\gamma$  崩壊幅は非常に小さく、これらの状態が炭素標的にごく微量含まれる  $^{13}\text{C}$  のバックグラウンドに埋もれてしまったため、正確な測定は困難であった。そのため、この実験では、わずか  $1\sigma$  の信頼限界において  $3_1^-$  の  $\gamma$  崩壊幅が 14 meV 以下であることを示したにとどまっている。

$^{13}\text{C}$  に由来するバックグラウンドの問題は  $^{12}\text{C}$  をビームとして用いる逆運動学測定を実施することで劇的に改善される。そこで本研究では、 $^{12}\text{C}$  の  $0_2^+$ ,  $3_1^-$ ,  $2_2^+$  状態の  $\gamma$  崩壊幅を測定することを目的とし、 $^1\text{H}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}^*p)$  反応測定実験を提案する。

## 2 Reaction

本研究では  $^{12}\text{C}$  励起状態の  $\gamma$  崩壊幅を測定するために、ポリエチレン ( $\text{CH}_2$ ) 標的に  $^{12}\text{C}$  ビームを照射して陽子との非弾性散乱を測定する。入射  $^{12}\text{C}$  は標的中の陽子と散乱されて、様々な励起状

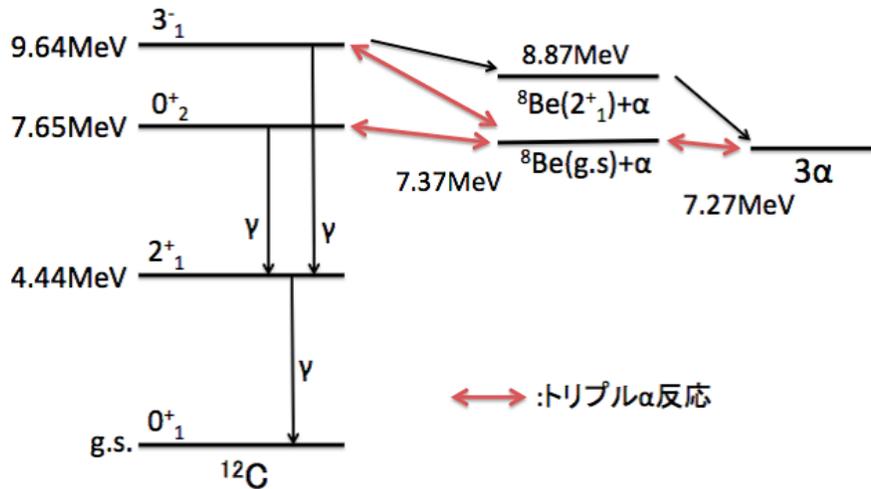


図 1:  $^{12}\text{C}$  の励起状態とその崩壊様式。

態 (図 1) に遷移する。 $^{12}\text{C}$  の励起エネルギーは陽子の反跳角度とエネルギーを測定することで運動学に基づいて決定する。

注目する  $^{12}\text{C}$  の励起状態は  $3\alpha$  崩壊の閾値 ( $E_x = 7.27$  MeV) より高い励起エネルギー領域に存在するので、これらの状態は生成後、直ちに  $\gamma$  線を放出して  $^{12}\text{C}$  の基底状態に遷移するか、 $3\alpha$  崩壊によって 3 つの  $\alpha$  粒子へと崩壊する。つまり、反跳陽子の測定によって  $^{12}\text{C}$  の励起状態を同定したのちに、脱励起した  $^{12}\text{C}$  が  $^{12}\text{C}$  として検出されるか、 $\alpha$  粒子として検出されるかを判別すれば、励起状態の崩壊モードを決定することができる。

$\gamma$  崩壊と  $3\alpha$  崩壊は、それぞれ電磁相互作用と強い相互作用によって引き起こされるため、生成された励起状態のほとんどは  $3\alpha$  崩壊を経由して脱励起するが、本研究で注目するのは、 $\gamma$  崩壊を経由する稀崩壊モードである。

本研究では、逆運動学条件下における陽子非弾性散乱について反跳陽子と散乱  $^{12}\text{C}$  を同時計測し、反跳陽子の測定から得られる  $^{12}\text{C}$  励起状態の全生成数と散乱  $^{12}\text{C}$  の測定から得られる  $\gamma$  崩壊イベント数を比較することで注目する  $^{12}\text{C}$  励起状態の  $\gamma$  分岐比を決定する。

### 3 Experimental Procedure

#### 3.1 Experimental Setup

実験装置の略図を図 2 に示す。AVF サイクロトロンで加速した  $^{12}\text{C}$  ビーム (250 MeV) を  $\text{CH}_2$  標的 ( $3 \text{ mg/cm}^2$ ) に照射する。反応機構を簡明にするには可能な限り高い入射エネルギーが望ましいため、本研究では AVF サイクロトロンの  $^{12}\text{C}$  に対する最高エネルギーである 250 MeV (20.8 MeV/u) を入射エネルギーとして選択する。反跳陽子を散乱槽内部に設置した検出器 1 で測定し、散乱した  $^{12}\text{C}$  は Grand Raiden によって運動量分析したのちに焦点面に設置した検出器 2 で測定する。

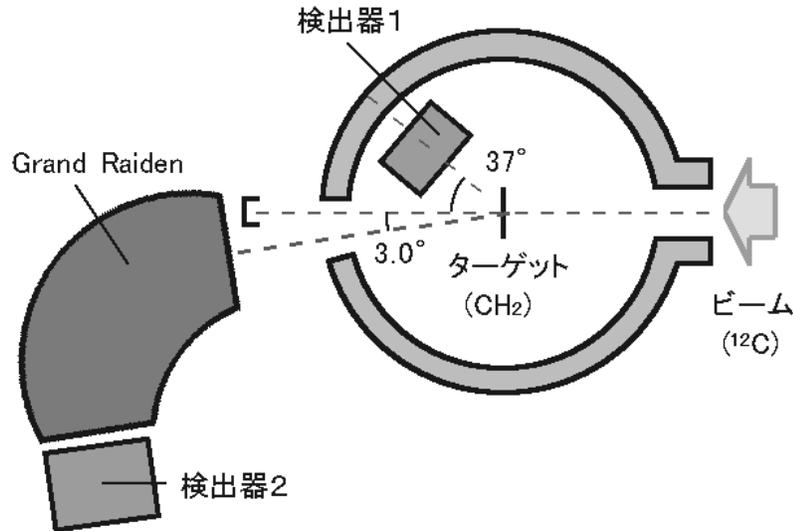


図 2: 実験装置略図。

図 3 に示すように、入射エネルギー 21.6MeV で陽子を  $^{12}\text{C}$  に入射させた過去の実験 [3] では運動量移行  $q$  が  $\sim 0.93 \text{ fm}^{-1}$  となる角度付近で  $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態を励起する微分断面積が最大となった。異なる入射エネルギーであっても  $q$  が同じ角度で微分断面積が最大になると期待されるので、 $q = 0.93 \text{ fm}^{-1}$  となる角度をもとに検出器の設置角度を選択する。本研究では微分断面積が最大となる実験室系における陽子の反跳角度を  $41.1^\circ$  と想定し、検出器 1 は  $31.3^\circ \sim 42.7^\circ$  を覆うように設置する。一方で Grand Raiden の設置角度は散乱断面積が最大となる  $^{12}\text{C}$  の散乱角度  $3.0^\circ$  とする。

$^1\text{H}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}^*p)$  反応における  $^{12}\text{C}$  の散乱角度と陽子の反跳角度の相関と検出器の設置角度を図 4 に示す。

### 3.2 Detectors

検出器 1 には Si 検出器と CsI 検出器からなる複合検出器を鉛直方向に 2 つ重ねて用いる (図 5)。

Si 検出器は厚さ  $325 \mu\text{m}$  の透過型検出器で  $48 \text{ mm} \times 48 \text{ mm}$  の有感領域を持つ。有感領域は  $3 \text{ mm}$  幅のストリップに 16 分割されており水平方向の位置と透過粒子のエネルギー損失を測定することができる。

CsI 検出器は一辺が  $30 \text{ mm}$  の立方体の CsI 結晶を Si-PIN フォトダイオードに接続したもの 4 台を 1 組として、Si 検出器を透過した粒子のエネルギー測定に用いる。散乱槽の中心側に Si 検出器を、外側に CsI 検出器を重ねて設置し、 $\Delta E$ - $E$  法による反跳粒子の粒子識別を行う。

検出器 2 には厚さ  $1 \text{ mm}$  (A) と  $10 \text{ mm}$  (B) のプラスチックシンチレータを二枚並べて用いる (図 6)。プラスチックシンチレータの両端に光電子増倍管を接続し、信号の時間差を測定することで水平方向の位置を決定すると同時に、シンチレータ A とシンチレータ B におけるエネルギー損失から粒子識別を行う。

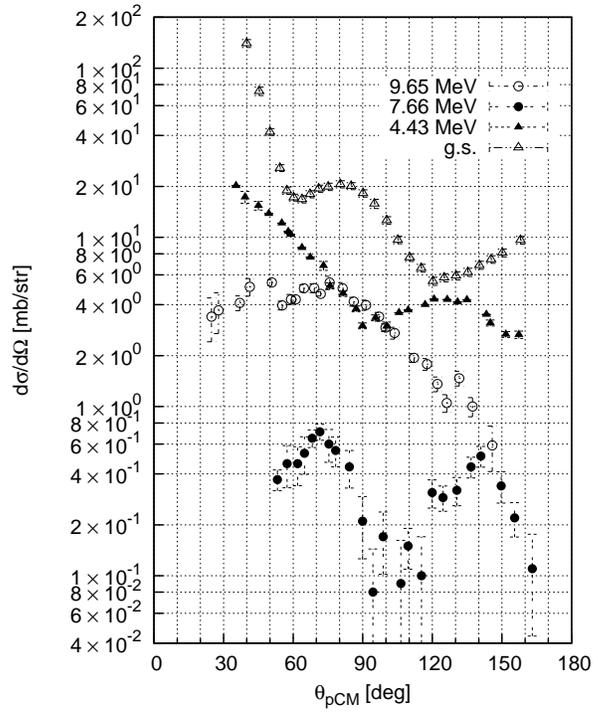


図 3:  $E_p = 21.6$  MeV における  $^{12}\text{C}(p,p')^{12}\text{C}^*$  反応の重心系での散乱角度と微分断面積 [3]。

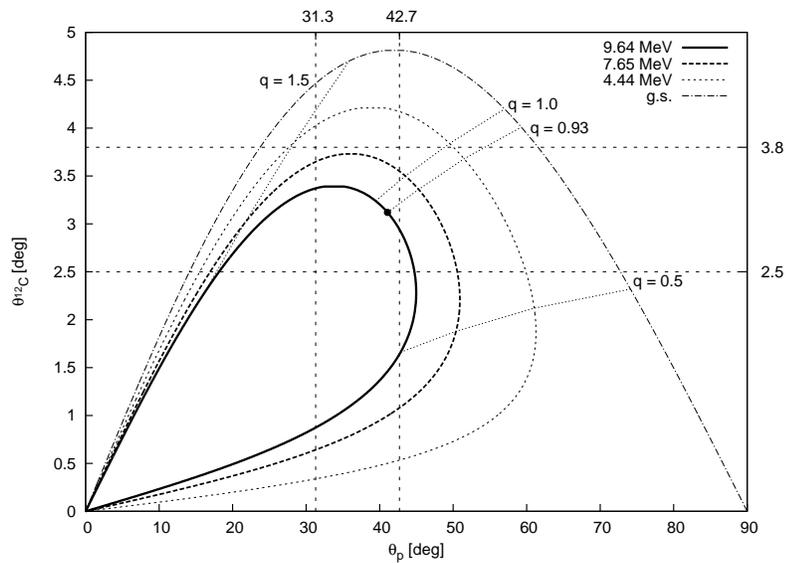


図 4: 弾性散乱及び非弾性散乱についての実験室系における  $^{12}\text{C}$  と陽子の散乱角度。縦横の破線は検出器 1 の有感領域と Grand Raiden のスリット幅を示す。また、運動量移行が  $q = 0.5, 0.93, 1.0, 1.5 \text{ fm}^{-1}$  となる角度を破線で示す。

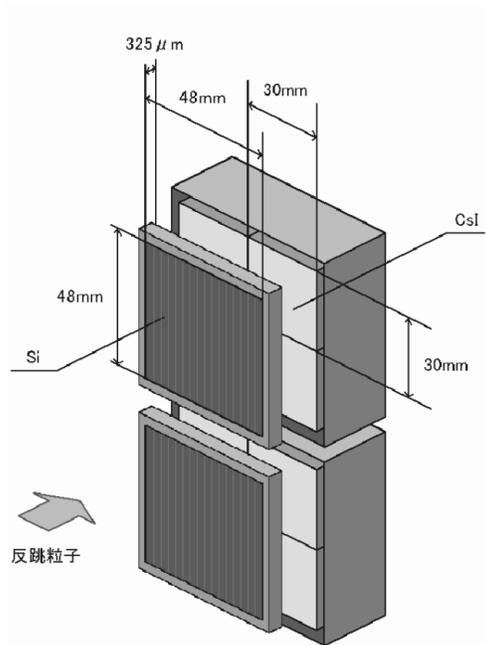


図 5: 検出器 1 (Si 検出器と CsI 検出器)。

本研究では、Grand Raiden の焦点面に  $^{12}\text{C}$  と同じ磁気剛性を持つ  $\alpha$  粒子が大量に飛来してバックグラウンドになることが予想されるが、シンチレータ A の厚さは、 $^{12}\text{C}$  がシンチレータ A の中で停止する一方で、 $\alpha$  粒子はシンチレータ A を貫通しシンチレータ B に到達するように最適化されており、シンチレータ B を veto カウンターとして用いることで  $^{12}\text{C}$  が飛来したイベントに対してのみトリガー信号を生成する。

## 4 Simulation

以下のような条件を仮定してシミュレーションを行った。

- ビーム:  $^{12}\text{C}$ , 標的:  $\text{CH}_2$  1 mg/cm<sup>2</sup>
- ビームエネルギー: 250 MeV を中心に  $\sigma = 200$  keV でガウス分布しているとした。
- $^{12}\text{C}$  はターゲット内の陽子と散乱を起こし、散乱の起こる深さは一様乱数により決定した。
- 標的の中に含まれる  $^{12}\text{C}$  による寄与は、クーロン多重散乱によるエネルギーのゆらぎのみを考慮し、 $^{12}\text{C}$  同士の散乱や  $^{12}\text{C}$  中の陽子との準弾性散乱などの原子核反応を無視した。
- 散乱前後の  $^{12}\text{C}$  と反跳後の陽子について、標的内でのエネルギー損失とエネルギーゆらぎを考慮した。
- 標的内における  $dE/dx$  とエネルギーゆらぎの幅は  $^{12}\text{C}$  と陽子のそれぞれについて一定であるとした。
- クーロン多重散乱による角度のゆらぎについては、Si 検出器の角度分解能と比べて十分小さいため無視した。

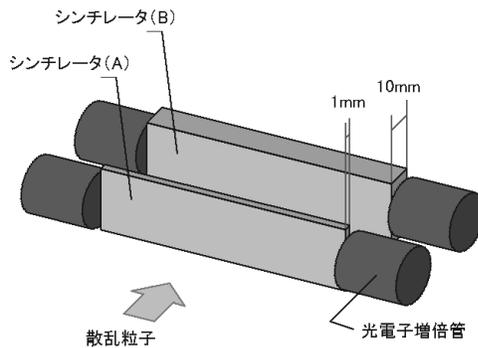


図 6: 検出器 2 (厚さの異なる 2 枚のプラスチックシンチレータ)。

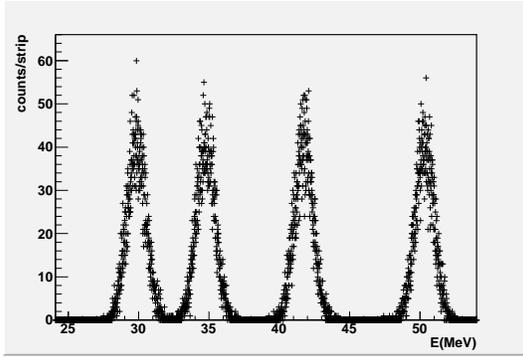


図 7: 検出器 1 のうち、もっとも励起エネルギー分解能が悪いストリップ ( $32^\circ$ ) で検出される陽子のエネルギー。

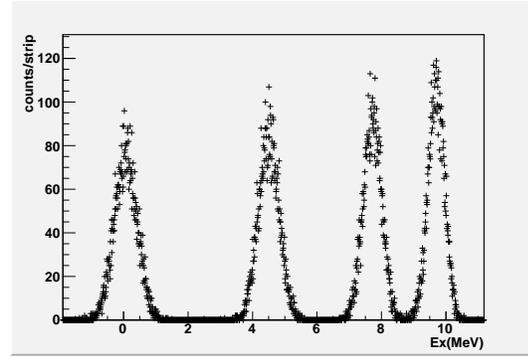


図 8: 陽子エネルギーから決定した  $^{12}\text{C}$  の励起エネルギースペクトル。

- 散乱は検出器のアクセプタンス内部において等方的であり、弾性散乱と  $2_1^+$  (4.44 MeV),  $0_2^+$  (7.65 MeV),  $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態を励起する非弾性散乱がそれぞれ同じ微分断面積で起こるとした。
- 検出器 1 の設置角度  $\theta_{\text{set}} = 37^\circ$ , 標的中心からの距離  $l_{\text{set}} = 250$  mm とした。
- Si 検出器と CsI 検出器のエネルギー分解能はそれぞれ  $\sigma = 300$  keV とした。
- Si 検出器と CsI 検出器の間にある不感層 (Si:  $15 \mu\text{m}$ , Al:  $15 \mu\text{m}$ ) についても、標的内と同様にエネルギー損失とエネルギーゆらぎを考慮した。
- 散乱された  $^{12}\text{C}$  が  $\gamma$  崩壊する際には、以下のように 4.44 MeV 励起状態を経由して崩壊するとした。
 

9.64 MeV	4.44 MeV	g.s.
7.65 MeV	4.44 MeV	g.s.
4.44 MeV	g.s.	
- 崩壊の寿命は十分短く、散乱後、直ちに基底状態に崩壊するとした。
- $\gamma$  線は  $^{12}\text{C}$  の静止系において等方的に放出されるとした。

本研究における励起エネルギーの測定分解能は Si 検出器のストリップの位置する角度に依存する。エネルギー分解能が最も悪くなる  $32^\circ$  のストリップで測定される陽子のエネルギースペクトルと陽子エネルギーから求めた励起エネルギー ( $E_x$ ) スペクトルをそれぞれ図 7 と図 8 に示す。図 8 で観測される  $E_x = 7.72$  MeV ( $\sigma = 0.28$  MeV) と  $E_x = 9.71$  MeV ( $\sigma = 0.25$  MeV) のピークはそれぞれ  $0_2^+$  (7.65 MeV) 状態と  $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態によるピークであり、2 つのピークは  $3.7\sigma$  で分離される。(実際よりも高いエネルギーにピークを持つのは、検出された陽子のエネルギーがエネルギー損失により小さくなったことを運動学から  $E_x$  を計算する際に考慮していないためである。)

$^{12}\text{C}$  の励起状態が  $\gamma$  崩壊したイベントは散乱槽内部の検出器 1 と Grand Raiden 焦点面の検出器 2 との同時計測を行うことで同定する。検出器 2 における  $^{12}\text{C}$  測定では、弾性散乱と  $2_1^+$  (4.44 MeV) 状態を励起する非弾性散乱からの散乱  $^{12}\text{C}$  がバックグラウンドとなる。 $^{12}\text{C}$  の  $\alpha$  崩壊閾値は

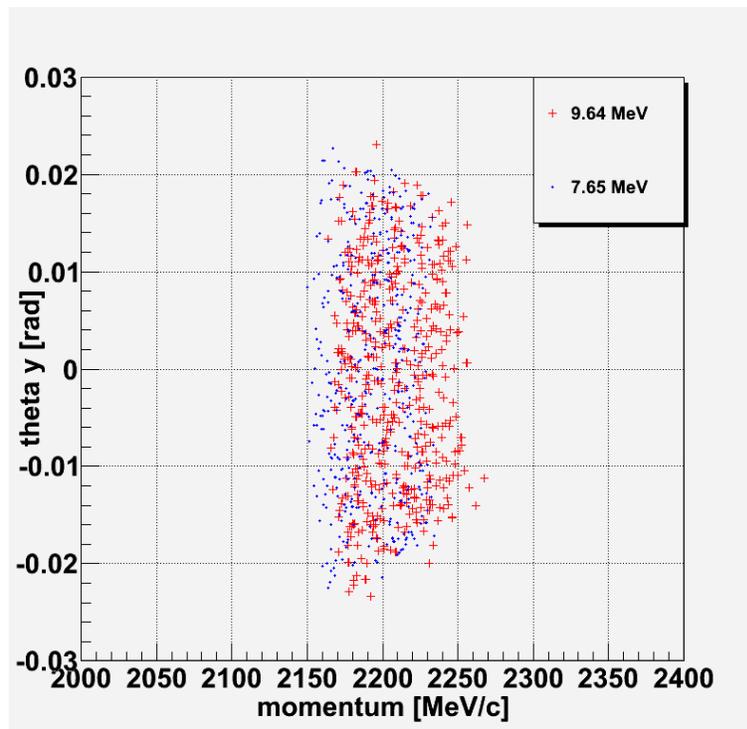


図 9: 散乱  $^{12}\text{C}$  の運動量と鉛直方向の散乱角度  $\theta_y$  の関係。

$E_x = 7.27$  MeV であるので、これらの散乱  $^{12}\text{C}$  が Grand Raiden のアクセプタンス内に入ると、すべて  $\alpha$  崩壊せずに焦点面へ飛来する。これらのバックグラウンドは偶然同時計測の原因となるので、これを避けるために、Grand Raiden の入り口にスリットを設置しアクセプタンスを制限する。

まず、反跳陽子が検出器 1 をヒットしたイベントについて、 $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態及び  $0_2^+$  (7.65 MeV) 状態に励起した散乱  $^{12}\text{C}$  が Grand Raiden に入射するときの運動量と鉛直方向の散乱角度  $\theta_y$  の関係を図 9 に示す。図 9 より、Grand Raiden の鉛直方向のスリットを  $\pm 30$  mrad にすれば、同時計測されるべき  $^{12}\text{C}$  は全てアクセプタンス内に収まることがわかる。

次に、 $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態、 $0_2^+$  (7.65 MeV) 状態、 $2_1^+$  (4.44 MeV) 状態、基底状態のそれぞれの状態を経由した  $^{12}\text{C}$  が、 $\theta_y = \pm 30$  mrad の範囲に散乱されるとき運動量と  $\theta_x$  の関係を図 10 に示す。ただし、 $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態および  $0_2^+$  (7.65 MeV) 状態に励起した  $^{12}\text{C}$  については、反跳陽子が検出器 1 にヒットしたイベントのみを示した。この図を用いて、 $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態と  $0_2^-$  (7.65 MeV) 状態に関する検出器 1 との同時計測イベントをアクセプタンス内に入れつつ、 $2_1^+$  (4.44 MeV) 状態と基底状態のイベントはなるべくアクセプタンス内に入らないよう Grand Raiden の入り口スリットの開口を決定した。

最終的に決定した Grand Raiden のアクセプタンスは、運動量について  $p = 2160 \sim 2250$  MeV/c、水平方向の角度について  $\theta_x = 2.5^\circ \sim 3.8^\circ$ 、鉛直方向の角度について  $\theta_y = \pm 30$  mrad である。決定した  $p$  と  $\theta_x$  の領域を図 10 に実線の枠で示した。

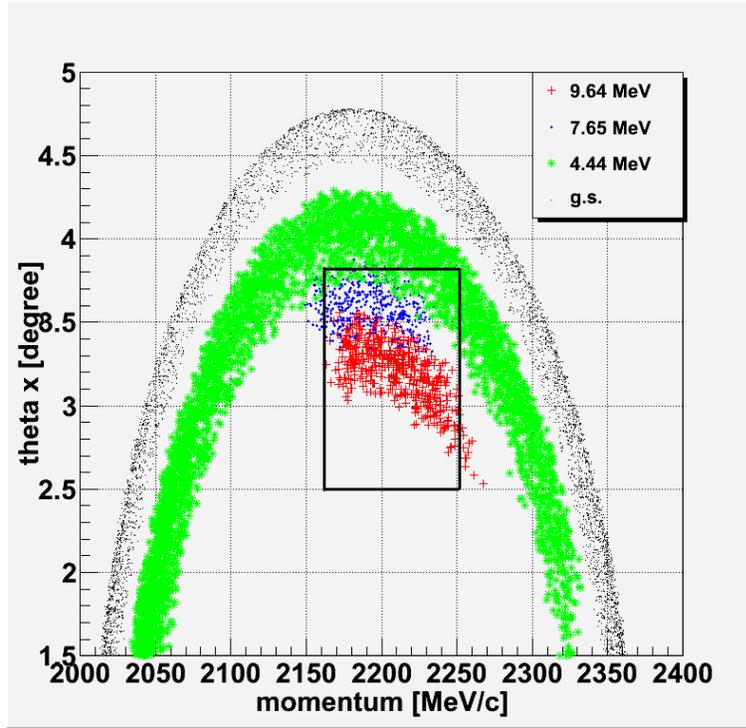


図 10: 散乱  $^{12}\text{C}$  の運動量と水平方向の散乱角度  $\theta_x$  の関係。実線の枠で囲っている部分が決定した GrandRaiden のアクセプタンス。

## 5 Yield Estimation

本研究で  $\gamma$  崩壊する  $^{12}\text{C}$  の  $2_1^+$  (4.44 MeV),  $0_2^+$  (7.65 MeV),  $3_1^-$  (9.64 MeV) 及び  $2_2^+$  (9.84 MeV) 状態がそれぞれ何イベント検出できるかを推定する。

始めに、それぞれの励起状態が何個励起されるかを計算する。Yield (単位時間あたりに散乱される個数) の計算には以下の式を用いた。

$$\text{Yield} = FN_t \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Delta\Omega = ItN_A \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Delta\Omega$$

ここで、 $F$  はビームフラックス [1/sec]、 $N_t$  は散乱体の個数、 $d\sigma/d\Omega$  は微分断面積、 $\Delta\Omega$  は立体角 [str] である。また、 $I$  はビーム強度 [pA]、 $t$  は標的の厚さ [g/cm<sup>2</sup>]、 $N_A (= 6.0 \times 10^{23})$  はアボガドロ数である。今回、測定の立体角は概ね検出器 1 の立体角で制限されているので Yield は反跳された陽子の個数で計算する。検出器 1 の立体角は 0.074 str であり、検出器 1 の設置角度における陽子の散乱微分断面積 (実験室系) は表 1 の通りである。 $2_2^+$  状態に対する微分断面積は Ref. [4] の報告をもとに推定し、その他の状態に対する微分断面積には Ref. [3] の結果を用いた。

本研究におけるトリガー発生率を制限するのは検出器 1 に用いられている CsI 検出器の計数率であると考えられる。CsI 検出器におけるパイルアップを防ぐために、弾性散乱と  $3_1^-$ ,  $2_1^+$ ,  $0_2^+$ ,  $2_2^+$  の各状態を励起する非弾性散乱による陽子の計測数が CsI 検出器 1 チャンネルあたり 3 kcps 以下となることを要請する。表 1 に示す微分断面積より、 $3_1^-$  状態の計数率が 800 cps であるとき、弾性散乱が約 1.6 kcps、 $2_1^+$  状態が約 400 cps 程度の計数率になると期待される。また、 $0_2^+$  状態と  $2_2^+$

$^{12}\text{C}$ の励起状態	微分断面積 mb/str	Yield kcps
$0_1^+$ (0.00 MeV)	53	13
$2_1^+$ (4.44 MeV)	14	3.3
$0_2^+$ (7.65 MeV)	2.6	0.6
$3_1^-$ (9.64 MeV)	28	6.7
$2_2^+$ (9.84 MeV)	1.2	0.3

表 1: 検出器 1 の設置角度 ( $37^\circ$ ) での  $^{12}\text{C}$  各励起状態に対する陽子反跳の実験室系微分断面積、及び、検出器 1 全体での Yield (標的厚:  $3\text{ mg/cm}^2$ 、ビーム強度:  $2\text{ pnA}$  のとき)。

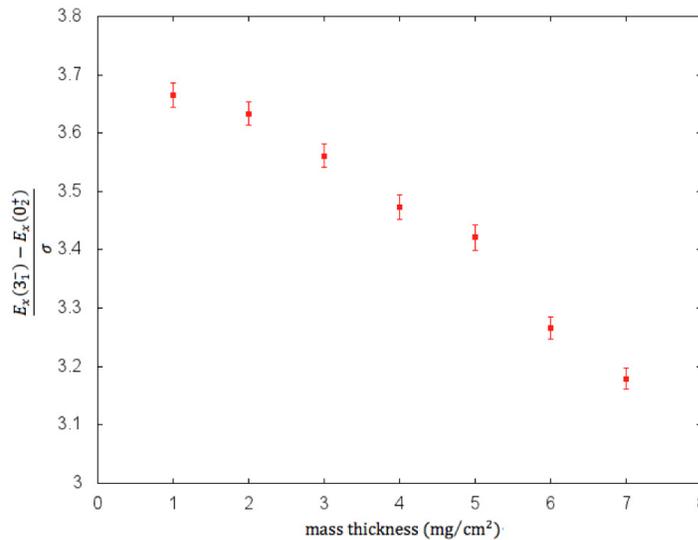


図 11: 励起エネルギースペクトルにおける  $3_1^-$  状態と  $0_2^+$  状態の分離と標的厚の関係。

状態の計数率はこれらの値よりさらに 1 桁小さい。よって、CsI 検出器 1 チャンネルあたりの計測数を 3 kcps 以下に制限すると、検出器 1 全体 (CsI  $\times 8$ ) での Yield は表 1 に示す値となる。

ビーム強度と標的の厚さは、上述の制限の範囲内において Yield が最大となるよう決定されるべきであるが、ビーム強度と標的の厚さを決定するにあたっては、ビームが強すぎると標的のポリエチレンが融解するおそれがあり、標的が厚すぎれば検出器 1 で得られる励起エネルギーのスペクトルの分解能が悪化するおそれがあることに注意する必要がある。そこで、標的の厚さとエネルギー分解能の関係をシミュレーションから評価し、 $3_1^-$  状態と  $0_2^+$  状態の分離をエネルギー分解能 ( $\sigma$ ) との比として図 11 に示した。

この図より、標的の厚さが  $3\text{ mg/cm}^2$  であれば  $0_2^+$  (7.65 MeV) 状態のピークと  $3_1^-$  (9.64 MeV) 状態のピークを  $3.6\sigma$  で分離出来ることが分かる。 $3\text{ mg/cm}^2$  のポリエチレン標的を用いた場合に表 1 に示す Yield を達成するのに必要なビーム強度は  $2\text{ pnA}$  であり、 $2\text{ pnA}$  のビームを照射することによる標的の温度上昇を 2 次元モデルによって評価すると、標的中心の温度を  $300\text{ K}$  以下に保つために直径  $20\text{ mm}$  の  $\text{CH}_2$  標的の周囲を  $100\text{ K}$  に冷却しなければならない。そこで、本研究では RCNP の標的冷却装置 [5] を用いて  $\text{CH}_2$  標的の冷却を行う。

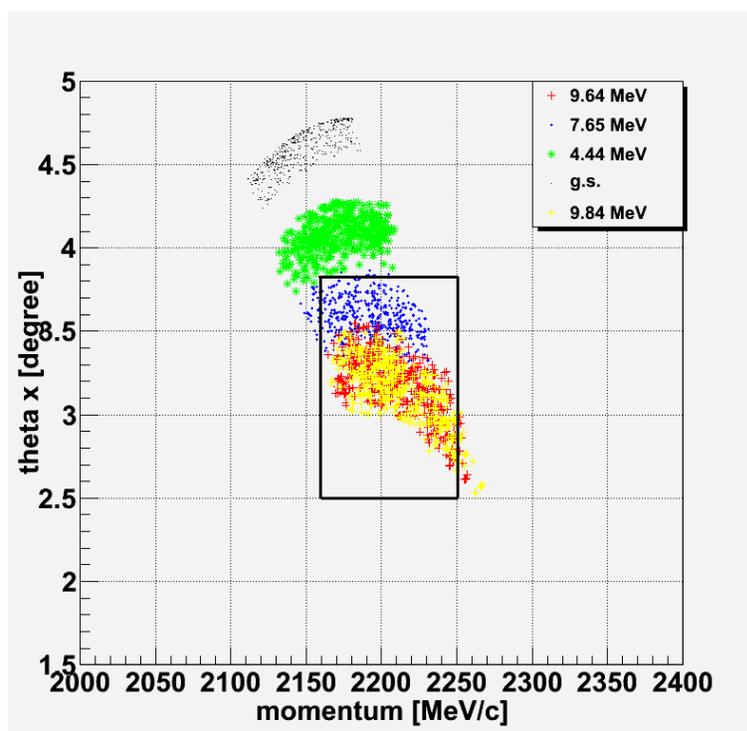


図 12: 検出器 1 で反跳陽子を検出したイベントにおける散乱  $^{12}\text{C}$  の散乱角度と運動量。実線の枠で囲っている部分が Grand Raiden のアクセプタンス。

次に検出器 1 と検出器 2 の間で正しく同時計測される効率を評価する。図 12 に陽子が検出器 1 にヒットする条件のもとで Grand Raiden に飛んでくる  $^{12}\text{C}$  の運動量、水平方向の角度のグラフを示す。Grand Raiden のアクセプタンスは実線の枠で示されている。この図より  $0_2^+$ ,  $3_1^-$ ,  $2_2^+$  状態に励起した  $^{12}\text{C}$  については、反跳された陽子が検出器 1 で検出されれば、ほぼ全ての  $^{12}\text{C}$  が Grand Raiden のアクセプタンスに入ることを確認できる。実際の解析では、シミュレーションをもとに Grand Raiden のアクセプタンスに入らなかったイベント数を推定し、測定データに対する補正を行う。ここでは、検出器 1 にヒットしたイベントの 9 割が Grand Raiden のアクセプタンスに入るものとして議論する。

上記の結果を用いて最終的に得られる  $^{12}\text{C}$  各励起状態の  $\gamma$  崩壊イベントを推定する。Ref. [6] より、 $0_2^+$  状態は全崩壊幅  $8.3 \pm 1.0$  eV であるのに対して  $\gamma$  崩壊幅は  $3.7 \pm 0.5$  meV である。これらの値から、この状態の  $\gamma$  崩壊への分岐比は  $4.4 \pm 0.5 \times 10^{-4}$  となる。また、 $3_1^-$  状態については全崩壊幅が  $34 \pm 5$  keV と知られている。この状態の  $\gamma$  崩壊幅は数 10 meV であると予想されるので、 $\gamma$  崩壊への分岐比は  $10^{-6}$  程度である。 $2_2^+$  では Ref. [4] より全崩壊幅が  $1.01 \pm 0.15$  MeV であることが報告されており、 $\gamma$  崩壊幅を数 10meV 程度と仮定すれば  $\gamma$  崩壊への分岐比は  $10^{-8}$  程度と見込まれる。24 時間 (86400 秒) の測定を行うと、最終的な  $\gamma$  崩壊を起こすイベントの収量は表 2 のようになる。

生成される  $2_2^+$  状態が  $\gamma$  崩壊するイベントを検出できる可能性は非常に低いが、 $0_2^+$  状態については  $\gamma$  崩壊幅を決定することが十分に可能である。また  $3_1^-$  状態についても、 $\gamma$  崩壊幅を決定することが可能な収量を期待できる。

$^{12}\text{C}$ の励起状態	全崩壊幅	$\gamma$ 崩壊幅	$\gamma$ 崩壊への分岐比	最終的な個数
$0_2^+$ (7.65 MeV)	$8.3 \pm 1.0$ eV	$3.7 \pm 0.5$ meV	$4.4 \pm 0.5 \times 10^{-4}$	$2.1 \times 10^4$
$3_1^-$ (9.64 MeV)	$34 \pm 5$ keV	数 10 meV	$\sim 10^{-6}$	$5.2 \times 10^2$
$2_2^+$ (9.84 MeV)	$1.01 \pm 0.15$ MeV	数 10 meV	$\sim 10^{-8}$	0.4

表 2: 実験で得られる  $^{12}\text{C}$  各励起状態の  $\gamma$  崩壊イベント数。

## 6 Running Time

本研究では、検出器の立ち上げおよび測定条件の確認に約 12 時間を要する。その後、 $\text{CH}_2$  標的を用いた測定を 24 時間実施する。さらに  $\text{CH}_2$  標的中の炭素に由来するバックグラウンドを除去するために、 $^{nat}\text{C}$  標的を用いたバックグラウンド測定を 12 時間実施する。よって、本研究のために合計 48 時間のビームタイムを要求する。

1. 検出器の立ち上げ、および、測定条件の確認 12 時間
2. 本測定 24 時間
3. バックグラウンド測定 12 時間

また、ビームタイム開始前には、検出器設置およびテストのために、実験室において 3 日間の準備期間を要する。

## 参考文献

- [1] F. Hoyle and W. A. Fowler, *Astrophys. J* **132**, 565 (1960).
- [2] D. Chamberlin, *et al.*, *Phys. Rev. C* **10**, 909 (1974).
- [3] J. Kirk. Dickens, *et al.*, *Phys. Rev.* **132**, 2159 (1963).
- [4] M. Itoh, *et al.*, *Phys. Rev. C* **84**, 0534308 (2011).
- [5] T. Kawabata, *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. A.* **459**, 171 (2011).
- [6] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys. A.* **506**, 1 (1990).