

PROPOSAL FOR EXPERIMENT AT RCNP

8 January 2019

TITLE:

Search for the α -condensed state in ^{24}Mg by measuring the inelastic resonance scattering $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}[0_2^+])^{12}\text{C}[0_2^+]$

SPOKESPERSON:

Full Name KAWABATA Takahiro
 Institution Department of Physics, Osaka University
 Title or Position Professor
 Address 1-1 Machikaneyama, Toyonaka, Osaka 560-0043, Japan
 Phone number +81-6-6850-5353
 FAX number +81-6-6850-5764
 E-mail kawabata@phys.sci.osaka-u.ac.jp

EXPERIMENTAL GROUP:

Full Name	Institution	Title or Position
Y. Arakawa	Department of Physics, Kyoto University	B4
S. Enyo	Department of Physics, Kyoto University	B4
R. Kongo	Department of Physics, Kyoto University	B4
S. Takagi	Department of Physics, Kyoto University	B4
Y. Hijikata	Department of Physics, Kyoto University	B4
R. Matsumoto	Department of Physics, Kyoto University	B4
T. Mikami	Department of Physics, Kyoto University	B4
K. Miyazato	Department of Physics, Kyoto University	B4
K. Sakanashi	Department of Physics, Osaka University	B4
K. Inaba	Department of Physics, Kyoto University	D1
T. Doi	Department of Physics, Kyoto University	M1
Y. Kanada-En'yo	Department of Physics, Kyoto University	Associate Professor
K. Yoshida	Department of Physics, Kyoto University	Assistant Professor
Y. Fujikawa	Department of Physics, Kyoto University	M2
S. Okamoto	Department of Physics, Kyoto University	M1
K. Katayama	Department of Physics, Kyoto University	B4
T. Furuno	RCNP, Osaka University	Research Associate

RUNNING TIME: Installation time without beam 3.0 days
 Data runs 1.0 day

BEAM LINE:

EN course

BEAM REQUIREMENTS:

Type of particle	^{12}C
Beam energy	50 MeV
Beam intensity	≤ 20 pnA
Energy resolution	≤ 100 keV

TITLE:

Search for the α -condensed state in ^{24}Mg by measuring the inelastic resonance scattering $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}[0_2^+])^{12}\text{C}[0_2^+]$

SPOKESPERSON: Kawabata Takahiro

SUMMARY OF THE PROPOSAL

原子核では、クラスター構造によって説明される状態があり、その中でも最も広く認められているのは α クラスター構造である。その中でも、3つの α 粒子で構成される ^{12}C の 0_2^+ 状態は全ての α 粒子が最低エネルギーである s 軌道に配位した α 凝縮状態であると指摘されている。 α 凝縮状態では α クラスターの空間分布が大きく発達し、通常の原子核に比べて低密度となる。

このような低密度の α 凝縮状態が ^{12}C 以外の原子核に置いても普遍的に存在するか否かは極めて自然な疑問である。自己共役な $A = 4N$ 核における α 凝縮状態は、 ^{40}Ca ($N \leq 10$) まで準安定的に存在できると理論的に指摘されているが、 ^{12}C よりも重い原子核における α 凝縮状態についての実験的な知見は極めて限定的である。励起エネルギーのみを手がかりに ^{16}O の 0_6^+ 状態 ($E_x = 15.097$ MeV) と ^{20}Ne の $E_x = 22.5$ MeV 状態が α 凝縮状態の候補として比定されているのみである。そこで、本研究では ^{24}Mg における 6α 凝縮状態の探索を行う。

6α 凝縮状態のエネルギーは 6α 崩壊の閾値よりも約 5 MeV 高いと予測されており、これは $E_x = 33.4$ MeV という高い励起エネルギーに相当する。このような高励起エネルギー領域では準位密度が高く、 α 凝縮状態を同定するには、他の励起準位との弁別が必要となる。

この問題を克服するために、我々は α 凝縮状態の崩壊モードに着目する。原子核が α 凝縮状態にあるとき、全ての α 粒子は s 軌道に凝縮しており、各 α 粒子の波動関数は全て等しい。つまり、 ^{24}Mg における 6α 凝縮状態は $\alpha + ^{20}\text{Ne}(5\alpha)$ 、 $^{12}\text{C}(3\alpha) + ^{12}\text{C}(3\alpha)$ などの、より軽い原子核における α 凝縮状態の組み合わせと捉えることができる。これらの $N < 6$ の $N\alpha$ 凝縮状態は 6α 凝縮状態と波動関数の重なりが大きいため、 α 凝縮状態では、軽い核の α 凝縮状態を経由して崩壊する確率が増大すると期待できる。また、先に述べたように α 凝縮状態は低密度であるので、通常の原子核に比べてクーロン障壁の影響が小さくなり、 α 凝縮状態はより軽い原子核の α 凝縮状態に崩壊しやすくなると考えられる。したがって、 6α

凝縮状態の部分系 [$^{12}\text{C}(3\alpha) + ^{12}\text{C}(3\alpha)$ など] への崩壊を観測すれば、他の励起準位との弁別が可能になる。

そこで、本研究では、 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ の共鳴散乱によって ^{24}Mg の励起状態 ($^{24}\text{Mg}^*$) を生成し、 $^{12}\text{C}(0_2^+) + ^{12}\text{C}(0_2^+)$ を経由して 6α へ崩壊するイベントを測定する。このために、2つのシリコン検出器をビームラインとターゲットに対して対称に設置し、それぞれの検出器に3つずつ α 粒子が入射したイベントのみを選択する。これにより $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}(0_2^+) + ^{12}\text{C}(0_2^+)$ の崩壊モードのみに焦点を当て、 ^{24}Mg の 6α 凝縮状態の探索を行う。

なお、本研究は京都大学理学部の卒業研究科目である「物理科学課題研究 P4」の研究課題として実施する。

1 Scientific Motivation

原子核では、核子が平均ポテンシャル中で単一粒子軌道を占有すると考える殻模型が良く成り立つ一方で、複数の核子が強く相関してクラスター構造を持つ状態が現れると指摘されている。これらの状態はクラスター模型によって説明されるが、これらを殻模型によって記述することは難しい。原子核において最も広く認められているクラスター構造は、2個ずつの陽子と中性子が強く相関した α クラスターを含む α クラスター構造である。図1の池田ダイアグラムは、陽子数と中性子数の等しい(自己共役) $A = 4N$ 核における α クラスター構造が α 崩壊閾値エネルギー近傍に現れることを示している [1]。

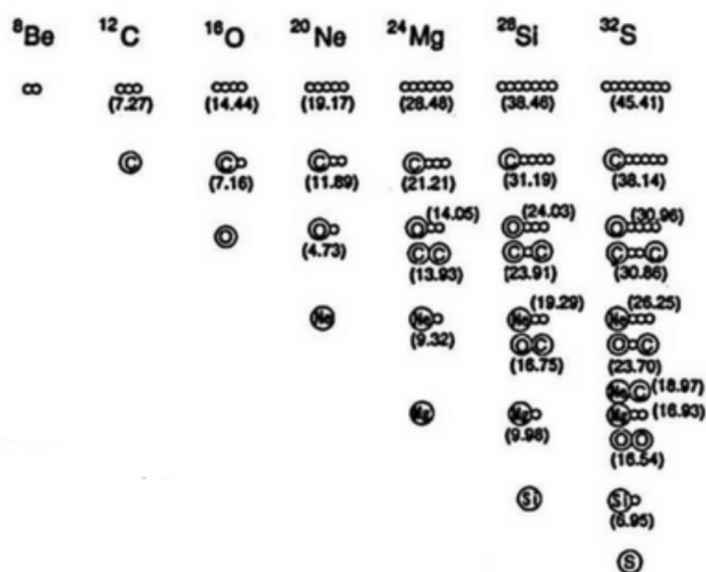


図 1. 池田ダイアグラム [1]。1つの丸は α 粒子であり、 α 崩壊の閾値エネルギーが MeV 単位で表示されている。例えば ^{12}C の 3α クラスター構造は励起エネルギー 7.27 MeV 付近に現れると期待されている。

例えば、 ^{12}C 原子核の 0_2^+ 状態 ($E_x = 7.65$ MeV) は 3α 崩壊の閾値エネルギー ($E_x = 7.27$ MeV) 近傍に位置しており、空間的に発達した最も有名な 3α クラスター状態として精力的な研究がなされてきた。

この 0_2^+ 状態は全ての α 粒子 (ボーズ粒子) が最低エネルギー軌道 (s 軌道) にボーズ・アインシュタイン凝縮した α 凝縮状態であると指摘されている [2]。直交条件模型 (OCM) によって計算された ^{12}C の基底状態 0_1^+ と励起状態 0_2^+ における、 α クラスターの運動量分布 $\rho(k)$ 及び密度分布 $r^2\rho(r)$ を図 2 に示す [3]。図 2 左に示された基底状態 0_1^+ (実線) と 0_2^+ 状

態 (点線) の運動量分布を比較すると、 0_2^+ 状態の運動量分布が $< 1 \text{ fm}^{-1}$ の領域に鋭いピークを持っていることが分かる。これは、 α 凝縮状態では全ての α 粒子が s 軌道に凝縮しているためと考えられる。図 2 右は運動量分布をフーリエ変換することで得られた密度分布である。 0_2^+ 状態はデルタ関数型の運動量分布を持つので、 0_2^+ 状態は基底状態に比べて密度分布が空間的に大きく広がり低密度となる。通常の原子核は、密度の飽和性により核種によらずほぼ一定の密度を持つことが知られているのに関わらず、 α 凝縮状態が基底状態と比べて低密度であることは非常に興味深い。このような低密度の α 凝縮状態が ^{12}C 以外の原子核においても普遍的に存在するのか否かは極めて自然な疑問である。

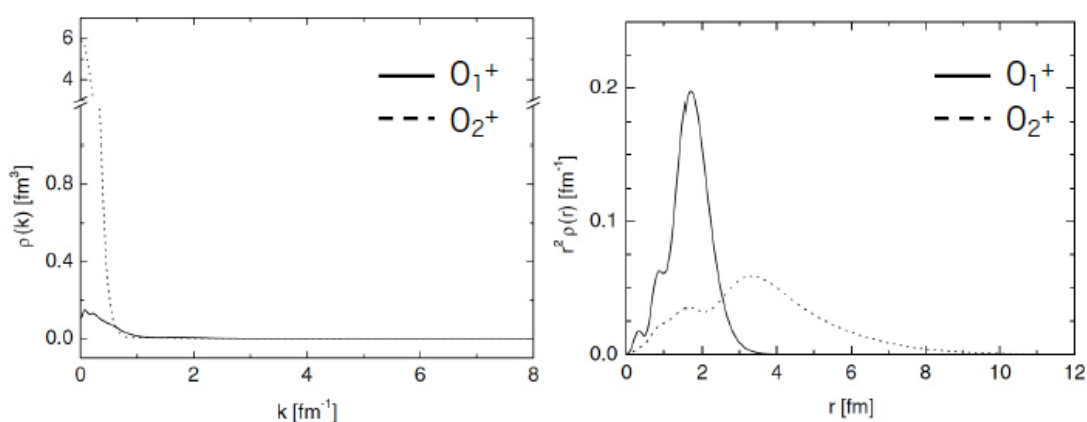


図 2. ^{12}C の基底状態 0_1^+ と励起状態 0_2^+ の運動量分布 (左図) 及び、密度分布 (右図) [3]。右図より、 0_2^+ 状態の運動量はデルタ関数型のピークを持っている。したがって右図の密度分布から、基底状態 0_1^+ に比べて 0_2^+ 状態が低密度であると分かる。

自己共役な $A = 4N$ 核における α 凝縮状態の存在可能性については、山田らによって理論的な検討がされている [4]。山田らの計算による α 凝縮状態のエネルギーを図 3 に示す。

α 粒子の数 N が増えるにしたがって α 凝縮状態のエネルギーは増大していることが分かる。 α 凝縮状態のエネルギーは $N\alpha$ 閾値エネルギーよりも大きいにも関わらず、 α 凝縮状態が準安定的に存在できるのは、 α 粒子がクーロン障壁によって核内に閉じ込められるためである。しかし、 α 粒子の個数 N が増えるにしたがってクーロン力の効果が増大すると、核力による引力とクーロン力による斥力のバランスによって生じていたクーロン障壁が消失し、もはや α 粒子は閉じ込められなくなる。山田らの計算によると、 $N \leq 10$ 、 ^{40}Ca までは α 凝縮状態が準安定的に存在できると指摘されている。

一方、 ^{12}C よりも重い原子核における α 凝縮状態についての実験的な知見は極めて限定

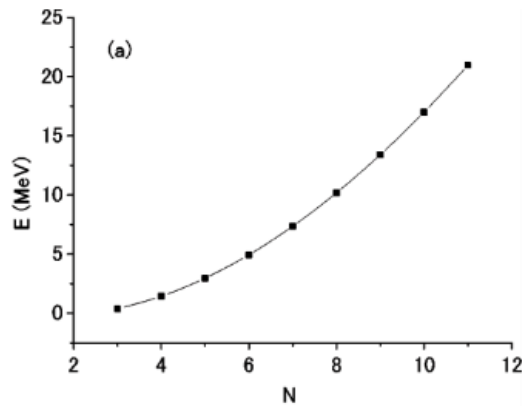


図 3. $N\alpha$ 閾値エネルギーを基準とした $N\alpha$ 凝縮状態のエネルギー [4]。 $^{24}\text{Mg}(0_2^+)$ ($N = 6$) の場合、 6α 凝縮状態のエネルギーは 6α 閾値エネルギー 28.48 MeV よりもおよそ 5 MeV 高い $E_x = 33.4$ MeV と計算されている。

的である。励起エネルギーのみを手がかりに ^{16}O の 0_6^+ 状態 ($E_x = 15.097$ MeV) [5] と ^{20}Ne の $E_x = 22.5$ MeV 状態 [6] が α 凝縮状態の候補として比定されているのみである。そこで、本研究では ^{24}Mg における 6α 凝縮状態の探索を行う。しかし、 ^{24}Mg の 6α 凝縮状態を実験的に同定することは容易でない。 6α 凝縮状態のエネルギーは 6α 崩壊の閾値よりも約 5 MeV 高いと予測されており、これは図 4 に示すように $E_x = 33.4$ MeV という高い励起エネルギーに相当する。このような高励起エネルギー領域では準位密度が高く、 α 凝縮状態を同定するには、他の励起準位との弁別が必要となる。

この問題を克服するために、我々は α 凝縮状態の崩壊モードに着目する。原子核が α 凝縮状態にあるとき、全ての α 粒子は s 軌道に凝縮しており、各 α 粒子の波動関数は全て等しい。つまり、 ^{24}Mg における 6α 凝縮状態は $\alpha + ^{20}\text{Ne}(5\alpha)$ 、 $^{12}\text{C}(3\alpha) + ^{12}\text{C}(3\alpha)$ などの、より軽い原子核における α 凝縮状態の組み合わせと捉えることができる。これらの $N < 6$ の $N\alpha$ 凝縮状態は 6α 凝縮状態と波動関数の重なりが大きいため、 α 凝縮状態では、軽い核の α 凝縮状態を経由して崩壊する確率が増大すると期待できる。また、先に述べたように α 凝縮状態は低密度であるので、通常の原子核に比べてクーロン障壁の影響が小さくなり、 α 凝縮状態はより軽い原子核の α 凝縮状態に崩壊しやすくなると考えられる [7]。したがって、 6α 凝縮状態の部分系 [$^{12}\text{C}(3\alpha) + ^{12}\text{C}(3\alpha)$ など] への崩壊を観測すれば、他の励起準位との弁別が可能になる。

本研究では、 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ の共鳴散乱における非弾性散乱によって ^{24}Mg の励起状態 ($^{24}\text{Mg}^*$) を生成する。 ^{12}C ビームのエネルギーを $E_{\text{lab.}}$ とすると、 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 衝突における重心系のエネルギーは $E_{\text{c.m.}} = E_{\text{lab.}}/2$ となる。図 4 に示すように、 ^{24}Mg における $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 崩壊の

閾値が $E_x = 13.9$ MeV であるので、共鳴散乱によって励起される $^{24}\text{Mg}^*$ の励起エネルギーは $E_x = 13.9 + E_{\text{lab.}}/2$ である。そこで本研究では $E_{\text{lab.}} = 36.5\text{--}50.0$ MeV の ^{12}C ビームを用いて共鳴散乱を測定し、 $E_x = 32.1\text{--}38.9$ MeV の領域において 6α 凝縮状態を探索する。

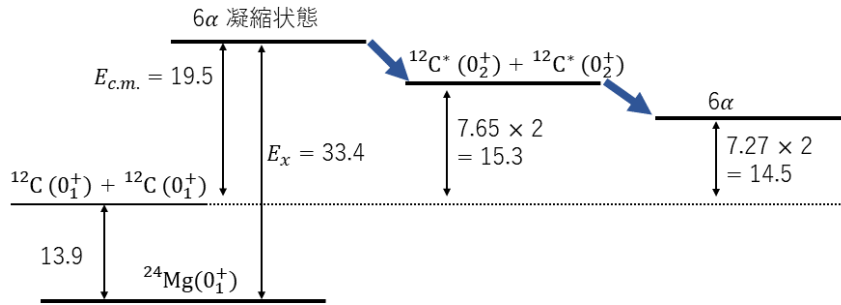


図 4. 期待される 6α 凝縮状態の崩壊モードと各エネルギー。単位は MeV である。

生成した $^{24}\text{Mg}^*$ が 6α 凝縮状態であるならば、 3α 凝縮状態であると考えられている $^{12}\text{C}(0_2^+)$ への崩壊チャンネル $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}(0_2^+) + ^{12}\text{C}(0_2^+)$ に高い分岐比を持つ。更に、 $^{12}\text{C}(0_2^+)$ は次式のように 3つの α 粒子に崩壊することが知られているので、 $^{12}\text{C}(0_2^+) \rightarrow 3\alpha$ 最終的に、 ^{24}Mg の 6α 凝縮状態からは $3 + 3 = 6$ 個の α 粒子が放出される。

本研究では 2つのシリコン検出器をビームラインとターゲットに対して対称に設置し、それぞれの検出器に 3つずつ α 粒子が入射したイベントのみを選択する。これにより $^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{12}\text{C}(0_2^+) + ^{12}\text{C}(0_2^+)$ の崩壊モードのみに焦点を当て、 ^{24}Mg における 6α 凝縮状態の探索を行う。

2 Experimental Procedure

2.1 Experimental Setup

実験は大阪大学核物理研究センター (RCNP) の EN コースにおいて実施する。図 5 に、EN コースの配置図を示す [8, 9]。Q は四重極、D は双重極、SX は六重極磁石を表す。F0 にガスディグレーダー、F2 に標的チェンバーを設置する。AVF サイクロトロンを用いて $E_{\text{lab.}} = 57.6 \text{ MeV}$ に加速した ^{12}C ビームのエネルギーを F0 のガスディグレーダーで調整し、スリットで整形したのちに F2 チェンバー内部の $^{\text{nat}}\text{C}$ 標的に照射する。放出される α 粒子を F2 チェンバー内部に設置した 2 枚のシリコン検出器で測定する。検出器は図 6 のようにビームラインに対称な位置に設置する。標的には 0.51 mg/cm^2 の $^{\text{nat}}\text{C}$ を使用する。

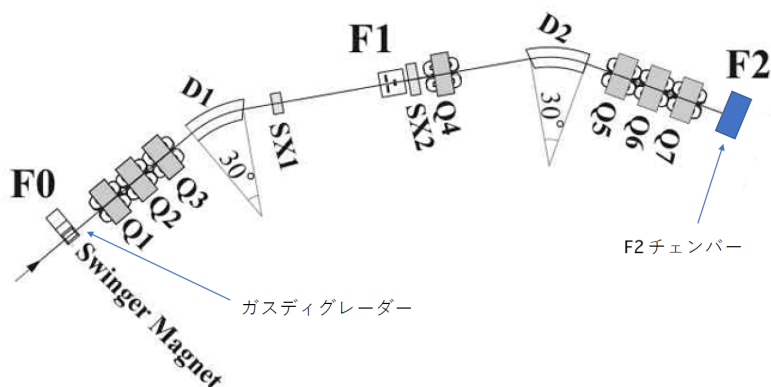


図 5. RCNP の EN コースのビームライン [8] [9]。

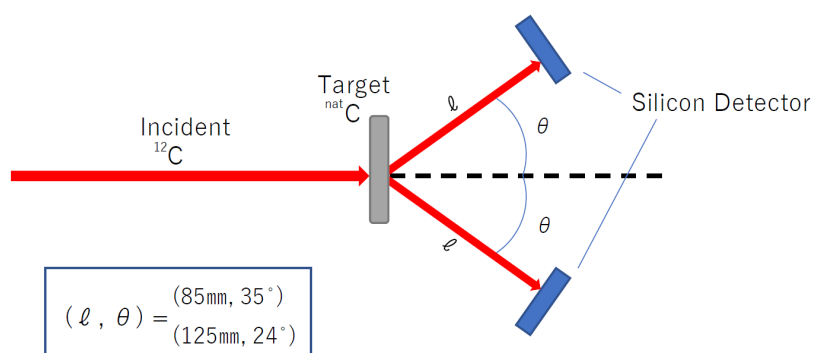


図 6. F2 チェンバー内部。シリコン検出器を置く位置を l と θ で表す。 l はターゲットからシリコン検出器までの距離であり、 θ がビームとなす角である。

2.2 標的の厚さの決定

本研究では F0 のガスディグレーダーでエネルギーを下げたビームが、標的内でエネルギーロスを起こしてから散乱する。散乱後標的から放出された粒子のエネルギーを測定すれば、その反応における散乱直前の粒子のエネルギーを見積もることができる。

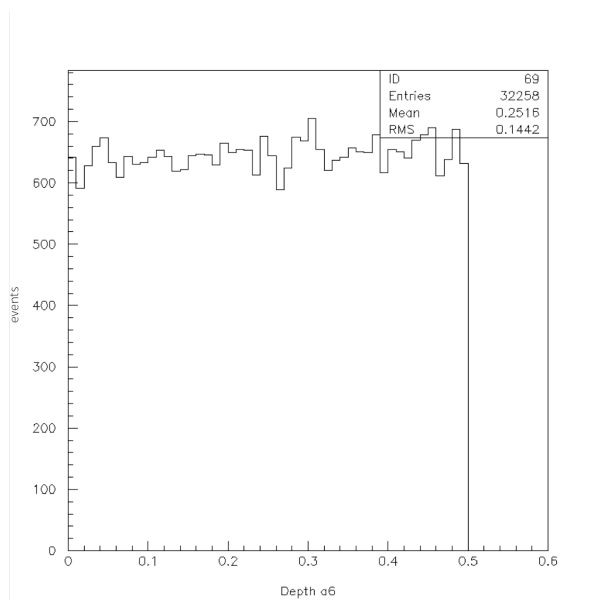


図 7. シミュレーション計算から推定した 6α の検出回数と標的中における散乱位置の関係。横軸は標的中で ^{12}C が散乱した深さであり、縦軸はその検出回数である。 ^{12}C の散乱数 10^7 のうち、 6α 全て検出したイベント数は 32258 であった [標的厚 0.5 mg/cm^2 , ビームエネルギー 50 MeV , $(l, \theta) = (85 \text{ mm}, 32^\circ)$]。

しかし、一般に高励起状態からの崩壊粒子は低エネルギーとなるので、放出された崩壊粒子が標的中で停止してしまい、測定が困難になる。このとき、標的の上流側で散乱された 2 つの $^{12}\text{C}^*(0_2^+)$ から崩壊した 6α と、標的の下流側で散乱された $^{12}\text{C}^*(0_2^+)$ からの 6α とでは、標的外に放出される確率が異なる。そこで標的の厚さを変えながらシミュレーションを行い、散乱位置による検出数の変化が小さくなるように標的の厚さを決定した。図 7, 8 にその結果を示す。図 7 の横軸は、例として厚さ 0.5 mg/cm^2 の標的について入射位置から散乱場所の距離を mg/cm^2 の単位で示したものであり、縦軸が 48mm 四方の検出器を 85mm の距離に設置しイベントを 10^7 回発生させた時の 6α 全てを検出した回数である。このグラフを線形でフィッティングし傾きを求め、その傾きを比較したものを図 8 に示す。厚さ 0.5 mg/cm^2 であれば散乱位置による検出個数の差が無視できると考えられるので、本研究では厚さ 0.5 mg/cm^2 の標的を用いることとした。

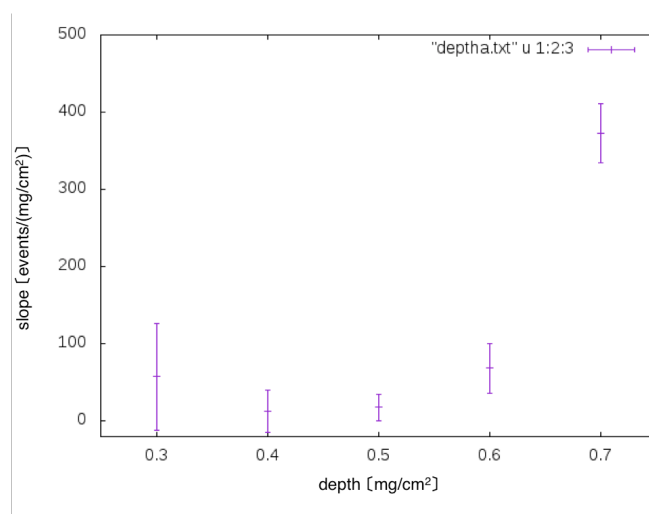


図 8. 厚さと検出個数の散乱位置依存の関係。横軸が厚さ、縦軸が図 7 を線形フィッティングした際の傾きである。

2.3 Target

本研究で用いる ^{12}C 標的は厚さ 0.5 mg/cm^2 を目標として作製したものを理化学研究所の長谷部裕雄氏より提供を受けた。標的の厚さは ^{241}Am より放出される 5.49 MeV の α 線を用いて測定した。真空中において ^{241}Am が放出する 5.49 MeV の α 線をシリコン検出器で測定し、次に線源と検出器の間に薄膜を置き同様に測定した。そのエネルギースペクトルを図 9 に示す。

まず検出器の出力 (ch) とエネルギー (E_α) との線形性を仮定し、図 9 のそれぞれのグラフにおいてペDESTALとピークからエネルギー較正を行い、検出器の出力をエネルギーに変換した。次に図 9 のピーク位置のエネルギー差を計算し、薄膜中で α 線が失ったエネルギーを求めた。このエネルギーから Bethe-Bloch の式を用いて ^{12}C 薄膜の厚さを決定した。

2.4 Beam Energy

A. H. Wuosmaa らによる先行研究では、ビームエネルギーを重心系で約 1 MeV 間隔で測定していることをふまえ、本研究では 0.75 MeV 間隔でデータを取得することを目指す。厚さ 0.5 mg/cm^2 の標的中における散乱位置によって反応エネルギーを 2 分割し、1 回の測定で 2 点データを取るとすると重心系で 0.75 MeV 間隔でデータが得られる。

本研究では $36.5, 38.0, 39.5, 41.0, 42.5, 44.0, 45.5, 47.0, 48.5, 50.0 \text{ MeV}$ の ^{12}C のビームを用いて測定を行う。AVF サイクロトロンでの加速エネルギーの変更には数時間から半日程度の調整時間が必要となるため、実験中に加速エネルギーを変更することは現実的

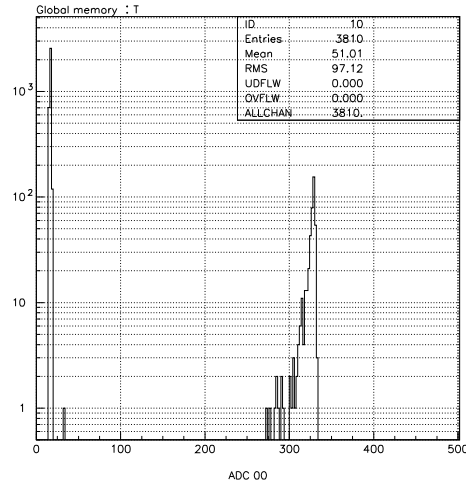
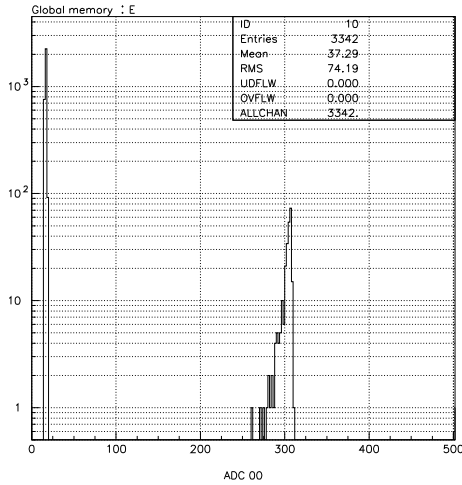


図 9. シリコン検出器で測定した ^{241}Am の α 線エネルギースペクトル (左: 薄膜無し、右: 薄膜有り)。横軸は ch で、縦軸は対数スケールのカウント数を表す。0 ch 付近には検出器のペDESTALが観測されている。

でない。そこで今回の実験では RCNP で加速実績がある $E_{\text{lab.}} = 56.7 \text{ MeV}$ の ^{12}C ビームを F0 に設置したガスディグレーダーに通過させて、エネルギーを変化させながら測定を行う。ガスディグレーダーのガス圧とガスディグレーダー通過後のビームのエネルギーを表 1 に示す。ディグレーダーを用いてビームのエネルギーを変化させるとビームのエミッタンスが大きくなるので、F1 と F2 に設置したスリットを用いてビーム整形を行いエミッタンスを小さくして実験を行う。ガスセルの膜には $5.9 \mu\text{m}$ 厚のアラミドを使用する。

2.5 Detector

検出器には 48 mm 角、厚さ $65 \mu\text{m}$ のシリコン検出器を 2 枚用いる。本研究では $^{12}\text{C}(0_2^+) \rightarrow 3\alpha$ 事象を確認するために 1 枚の検出器当たり 3 個の α 粒子のエネルギーを独立に測定する必要がある。しかし、1 枚の検出器へ複数の粒子が同時に入射すると信号が重畳し、入射した粒子の数やそれぞれのエネルギーを測定することが出来ない。そこで、今回は表・裏面がそれぞれ X・Y 方向に 16 分割されているシリコン検出器を使用する。この検出器の両面 32 ch の信号を解析することで仮想的に検出器を 3 mm 角に分割できるため、 3α を放出するイベントの検出効率を高めることができる。

表 1. ガスセル通過後のビームのエネルギーとガスの圧力の関係。ガスを表の圧力に調節すると、対応するエネルギーのビームが得られる。

ビームエネルギー57.6 MeV
(Aramid : 5.9 μm)

ガスセル通過後のエネルギー (MeV)	圧力 (kPa)
36.5	61.3
38.0	56.4
39.5	51.3
41.0	46.7
42.5	42.7
44.0	35.6
45.5	31.9
47.0	24.4
48.5	18.5
50.0	12.7

2.6 Detector Position

検出器の設置角度及び標的からの距離を決定する。まず、各入射ビーム (実験室系) に対する、散乱後の2つの $^{12}\text{C}^*(0_2^+)$ の実験室系における散乱角度の相関を図 10 に示す。

2つの $^{12}\text{C}^*$ の放出角度に2つの検出器を設置すればよいが、後方角度では ^{12}C のエネルギーが低下するので崩壊して放出される α 粒子もエネルギーが低下し、標的から放出されなくなる。そのためより多くの α 粒子を検出し収集効率を上げるためには、なるべく前方角度に検出器を設置するのが好ましい。しかし、片方を前方角度に置くと他方が後方角度になってしまうので、今回の測定では2つの検出器を対称角度に設置する。

また、ビームエネルギーによって散乱角が変わるので、本研究で検出したいエネルギー範囲の粒子を十分な収量で測定するためには、2つの検出器を2通りの異なる位置に置いてそれぞれ測定する必要がある。

効率的に α 粒子を捕捉するには大立体角をカバーするのが望ましいので標的と検出器間の距離をなるべく短くするべきである。しかし、検出器を標的に近づけすぎると、標的を通過したビームが検出器に干渉するためにビームの総量を測定することができず、断面積を正しく計算することが不可能となる。これを防ぐためには、標的透過後のビームが後方まで通過することが必要で、ビームの軌道上に検出器が重ならないように配置しなくてはならない。結論として検出器と標的の距離 l 、角度 θ を入射エネルギーが 36.5–41.0 MeV のとき $(l, \theta) = (125 \text{ mm}, 24^\circ)$ 、42.5–50.0 MeV のとき $(l, \theta) = (85 \text{ mm}, 35^\circ)$ とした。この距

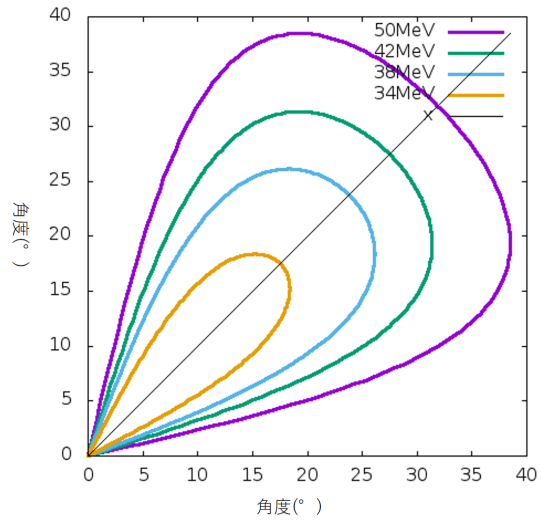


図 10. 2つの $^{12}\text{C}^*(0_2^+)$ の散乱角度 (実験室系) の相関。各曲線はビームエネルギーがそれぞれ 50, 42, 38, 34 MeV のときの ^{12}C の散乱角を表す。

離、角度と収量の関係は次章で述べる。

3 Beam Time Estimation

それぞれのビームエネルギーにおける測定時間を考える。そのためにシミュレーション計算を行い、 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 散乱から放出された6つの α 粒子が標的を通過し、シリコン検出器で検出される検出効率と収量を評価した。このとき、ビームエネルギーは実験室系で1.5 MeV刻み、つまり重心系でのエネルギー間隔は0.75 MeVで変更した。厚さ 0.5 mg/cm^2 の標的における ^{12}C のエネルギーロス、実験室系のエネルギー36.5–50.0 MeVにおいて1.7–1.4 MeVである。

$^{12}\text{C}+^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}^*(0_2^+) + ^{12}\text{C} \rightarrow 6\alpha$ 反応については、図11に示すように $E_{c.m.} = 26$ –40 MeVにおける反応断面積の測定がすでになされている[10]。今回測定を行う $E_{c.m.} = 18.25$ –25.0 MeVにおける反応断面積は未測定であるため、収量を評価するにあたっては図11(b)の値を外挿して $1\text{ }\mu\text{b}$ と仮定した。

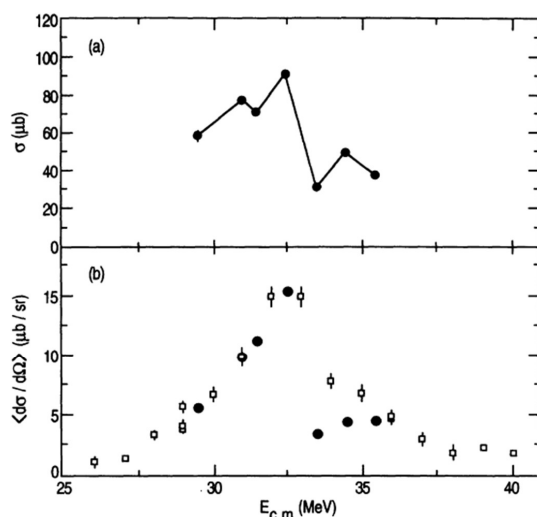


FIG. 7. (a) Excitation function for the $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}[0_2^+])^{12}\text{C}(0_2^+)$ reaction, taken from data integrated over the angle range $\theta_{c.m.} = 20^\circ$ – 105° . (b) Angle-averaged excitation-function data from the present measurement (solid circles) and taken from Ref. [10] (open squares). The data from Ref. [10] are normalized to the present data at $E_{c.m.} = 31.0\text{ MeV}$.

図 11. 3α の検出による $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}^*[0_2^+])^{12}\text{C}^*[0_2^+]$ の非弾性散乱断面積 [10]。

ディグレーダーを用いてビームを減速させると、ストラグリングによりビームのエネルギーと角度に広がりが生じるので、スリットを用いてこれらの広がりを制限する必要がある。しかし、スリットを用いるとビーム強度が減少する。

加速器から引き出した 56.7 MeV の ^{12}C ビームをディグレーダーで 36.5 MeV まで減速させると、ストラグリングによるエネルギー広がり $\sigma = 0.1$ MeV となるので、F1 のスリットを用いてビームエネルギーの広がりを $\Delta E = 0.2$ MeV に制限すると、ビーム強度は約 5% 減少する。一方、角度の広がり $\sigma = 0.1$ mrad を F0 下流のスリットを用いて制限する。ビームエネルギーが 50 MeV のときに、ビーム強度が約 1/2 になるよう F0 スリットの位置を設定すると想定し、他のビームエネルギーでは 50 MeV のときと角度広がり σ が同じとなるようスリット位置を決定した。このとき、各ビームエネルギーにおけるビーム強度の減少率は表 2 のとおりとなった。

次に 0.2 MeV のエネルギー広がりをもったビームが ^{12}C 標的で散乱し、6 つの α 粒子を検出する過程についてのシミュレーション計算を実施した。図 12 に検出された 6 つの α の総エネルギーと散乱直前の ^{12}C のエネルギーの関係を示す。

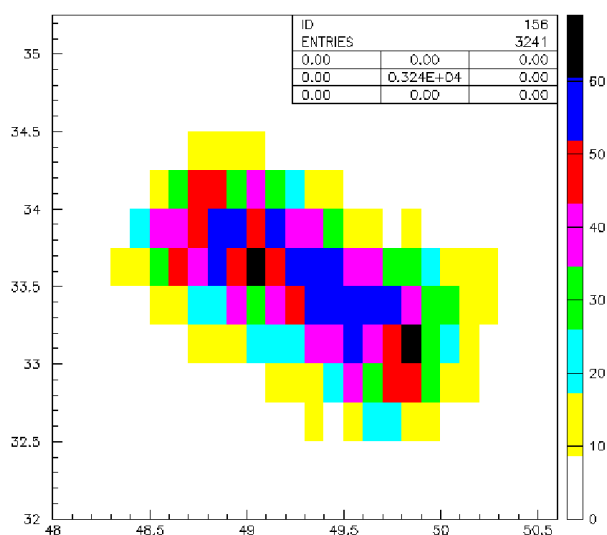


図 12. 散乱直前の ^{12}C のエネルギーに対する検出した 6 つの α の総エネルギー。

図 12 より、検出した 6 つの α の総エネルギーと散乱直前の ^{12}C のエネルギーの関係には負の相関があることがわかる。よって 6 つの α の総エネルギーを求めることで、散乱場所を少なくとも前方と後方に 2 分割することができる。

このシミュレーション計算により 6α の検出効率、単位時間あたりの収量、300 イベントを取得するのに要する時間を評価した結果を表 2 に示す。

よって、必要とされる測定時間は合計 10.6 時間である。

検出器の設置角度を変更するための作業に 1 時間、ビームエネルギー変更毎の調整に 30 分を要すると見込むと、6 時間のオーバーヘッドが必要となる。さらに、EN コースへのビー

表 2. ビームエネルギーと収量の関係。入射エネルギーを $E_{\text{lab.}}$ 、励起エネルギーを E_x で表す。 $E_{\text{lab.}} = 36.5\text{--}41.0$ MeV のときの検出器の設置位置を $(\ell, \theta) = (85 \text{ mm}, 35^\circ)$ 、 $E_{\text{lab.}} = 42.5\text{--}50.0$ MeV のときの検出器の設置位置を $(\ell, \theta) = (125 \text{ mm}, 24^\circ)$ とした。

$E_{\text{lab.}}$ (MeV)	E_x (MeV)	検出効率	g factor	ビーム強度 の減少率	検出個数 (/hour)	所要時間 (min)
50.0	38.9	0.026	0.15	0.50	1008	18
48.5	38.2	0.024	0.14	0.48	975	19
47.0	37.4	0.021	0.13	0.47	875	21
45.5	36.7	0.017	0.12	0.45	750	24
44.0	35.9	0.013	0.11	0.44	537	34
42.5	35.2	0.009	0.10	0.43	401	53
41.0	34.4	0.006	0.09	0.42	312	64
39.5	33.7	0.005	0.08	0.40	361	50
38.0	32.9	0.004	0.06	0.39	236	77
36.5	32.1	0.001	0.05	0.37	64	281
					合計	10.6 時間

ム輸送とデータ収集システムの立ち上げに 7 時間必要であるので、本研究には 10.6 時間 + 6 時間 + 7 時間 = 23.6 時間のビームタイムが必要である。

References

- [1] K. Ikeda, N. Takigawa, and H. Horiuchi, Prog. Theor. Phys. Suppl. Extra Number, 464 (1968).
- [2] A. Tohsaki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 192501 (2001).
- [3] T.Yamada and P.Schuck, Eur. Phys. J. A **26**, 185–199 (2005).
- [4] T.Yamada, P.Schuck, Phys. Rev. C **69**, 024309 (2004).
- [5] Y. Funaki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 082502 (2008).
- [6] J. A. Swartz, B. A. Brown, P. Papka, F. D. Smit, R. Neveling, E. Z. Buthelezi, S. V. Fritsch, M. Freer, Tz. Kokalova, J. P. Mira, F. Nemulodi, J. N. Orce, W. A. Richter, and G. F. Steyn, Phys. Rev. C **91** 034317 (2015).
- [7] T. Kokalova, N. Itagaki, W. von Oertzen, C. Wheldon, Phys. Rev. Lett. **96**, 192502 (2006).
- [8] T. Shimoda, H. Miyatake, and S. Morinobu, Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. B **70**, 320330 (1992).
- [9] 大阪大学 核物理研究センター、「EN Course」、<https://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/Divisions/np1-a/RCF/RCNPCF-ENj.html>.
- [10] A. H. Wuosmaa, M. Freer, B. B.Back, R. R. Betts, J. C. Gehring, B. G. Glagola, Th. Happ, and D. J. Henderson, Phys. Rev. C **50**, 2909 (1994).