

# (d,<sup>6</sup>Li)反応による<sup>12</sup>Cクラスター-2<sub>2</sub><sup>+</sup>状態の探索

阪上大地 中西邦仁 三宅一慧 横田直樹

平成21年度課題研究P3

# 概要

$\alpha$  クラスターモデルは原子核構造を記述に用いられるモデルで、多くの原子核で成功を収めている。特に  $^{12}\text{C}$  は  $\alpha$  クラスターモデルが適用される典型である。その励起準位には  $E_x=10$  MeV 付近に  $J=2$  の状態が存在することが  $\alpha$  クラスターモデル計算から予測されているが、実験では幅の広い励起状態が得られている。この状態は過去の実験では  $J=0$  の状態しか存在しないと結論づけた実験結果も、 $J=2$  の状態も存在することを示唆する実験結果も在り、まだまだ議論の残る状態である。そこで我々は RCNP の AVF サイクロトロンからの  $E_d = 54$  MeV の重陽子ビームを用いて  $^{16}\text{O}(d, ^6\text{Li})^{12}\text{C}$  反応の微分断面積を測定し、この幅の広い励起状態から多重極展開解析 (MDA) を行い  $J = 2$  の状態を取り出すことを試みた。

# 目次

<b>1</b>	<b>序論</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>理論</b>	<b>6</b>
2.1	光学ポテンシャル	6
2.2	核反応	6
2.3	(d, $^6\text{Li}$ ) $\alpha$ transfer 反応	6
2.4	歪曲波 Born 近似 (DWBA)	7
2.5	1 核子 pickup 反応のゼロレンジ近似	7
2.6	DWBA 数値計算プログラム	8
2.6.1	原子核相互作用のポテンシャルの型と光学パラメーター	8
2.6.2	光学パラメーターの入力	9
2.6.3	入射チャンネルと放出チャンネル	9
2.6.4	内部状態	9
2.6.5	core-core 相互作用	10
<b>3</b>	<b>実験方法</b>	<b>12</b>
3.1	実験方法の検討	12
3.1.1	入射ビームのエネルギー	12
3.1.2	ターゲット	13
3.1.3	測定方法	13
3.2	シリコン検出器	13
3.2.1	エネルギー分解能	13
3.2.2	収量の見積り	14
3.3	検出器の配置	14
3.4	プラスチックシンチレータ	14
3.5	回路とモジュール	15
3.6	測定に使用したソフトウェア	18
3.7	測定時間	18
<b>4</b>	<b>解析</b>	<b>19</b>
4.1	概要	19
4.2	検出器の校正	19
4.3	粒子識別 (Particle Identification)	19
4.4	酸素による散乱スペクトルの分離	20
4.5	ピークフィット	20
4.6	エラーバー	21
4.7	微分断面積	21
4.8	MDA	24
<b>5</b>	<b>考察</b>	<b>26</b>
5.1	$^{16}\text{O}(d, ^6\text{Li})^{12}\text{C}$ 反応での $3^-$ 状態	26
5.2	DWBA 計算の妥当性	26

<b>6</b>	<b>結論</b>	<b>28</b>
<b>7</b>	<b>謝辞</b>	<b>29</b>
<b>A</b>	<b>allfit</b>	<b>30</b>
A.1	inp ファイル . . . . .	30
A.2	dat ファイル . . . . .	32
A.3	levels ファイル . . . . .	33

# 1 序論

原子核は約 300 個までの核子から成る有限量子多体系であり、核子間には強い相互作用が働いている。 $^{12}\text{C}$  のような少数の核子から成る原子核でも、その波動関数を厳密に決定することは非常に困難である。そこで原子核構造の記述には何らかのモデルを仮定し、自由度を減らすことが必要である。そのためのモデルとして大きな成功を収めたものに、殻モデル、集団モデル、 $\alpha$  クラスタモデルなどがある。今回我々が着目したのは  $\alpha$  クラスタモデルである。 $\alpha$  クラスタモデルは、2 個の陽子と 2 個の中性子が強く結合した  $\alpha$  粒子を 1 つの塊として、それらの間の相関は比較的弱いとする模型である。 $^{12}\text{C}$  においては、 $E_x=7.65$  MeV の Hoyle 準位の存在を導き星の元素合成における、He より重い原子核の生成の説明に成功したことが特に有名である。図にある励起状態は  $\alpha$  クラスタモデル計算から予測されるものとよく一致しており、 $\alpha$  クラスタモデルの有効性を示している。

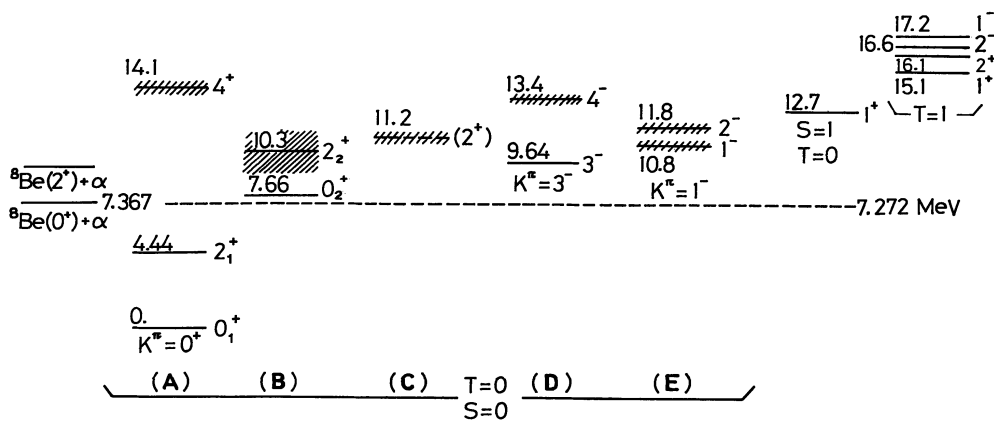


図 1:  $^{12}\text{C}$  のエネルギーレベルの実験値 [1]。A の領域は殻モデル、B~E は  $\alpha$  クラスタモデルの理論値と一致する。

ここで B 列の斜線は幅の広い励起状態が得られることを示しており、図中では  $2_2^+$  状態が当てられている。これは  $\alpha$  クラスタモデル計算が強く  $2_2^+$  状態を予言していることに基づいている。しかしながらこの状態は古くから調べられていて、実験では  $0^+$  状態が主な成分であることが知られている。

理論的に存在するはずの  $2_2^+$  状態が実験的に発見されていないことは長い間問題となっていたが。近年、Itoh らが 400 MeV の  $\alpha$  粒子を用いた非弾性散乱の実験から  $2_2^+$  状態が存在することを示唆したが [2]、その後 Fynbo らは  $^{12}\text{N}, ^{12}\text{B}$  の  $\beta$  崩壊の実験でやはり  $0^+$  状態が主要であり、 $2_2^+$  状態の存在は認められないと主張した [3]。このように  $2_2^+$  状態の問題についての確たる結論はいまだにでていない。そこで今回の卒業研究では  $^{16}\text{O}(d, ^6\text{Li})^{12}\text{C}$  反応を用いて  $2_2^+$  状態の探索を行う

## 2 理論

### 2.1 光学ポテンシャル

一般的に散乱を表す Schrödinger 方程式は  $\mu$  を換算質量、 $U$  を相互作用ポテンシャルと表わすと

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2\psi + U\psi = E\psi \quad (1)$$

となる。ここに相互間ポテンシャルに実数のポテンシャル  $V$  を代入し、これから確率の保存式

$$\nabla \cdot \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial t}\rho = 0 \quad (2)$$

$$\rho = \psi^*\psi \quad (3)$$

$$\mathbf{j} = \frac{\hbar}{2im}(\psi^*\nabla\psi - \psi\nabla\psi^*) \quad (4)$$

が得られる。ただし、 $\rho$  は核子の密度、 $\mathbf{j}$  は流れの密度を表す。この確率の保存式から入射チャンネルと放出チャンネルが変わらない弾性散乱しか表すことしかできない。

一方、相互間ポテンシャルに虚部ポテンシャルを加えた光学ポテンシャルでは  $U = V + iW$  であり、確率密度の変化を表す式は

$$\nabla \cdot \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial t}\rho = \frac{2}{\hbar}W\rho \quad (5)$$

となる。上式から単位時間あたり  $\frac{2}{\hbar}W\rho$  だけ確率が変化するため、また  $W$  が負だと入射が核媒質によって吸収されていることが分かる。したがって、閾値など諸条件が揃えば弾性散乱以外の反応、今回取り扱う pickup 反応も記述することができる。

### 2.2 核反応

核反応では大きく二つ種類に分けられる。一つは、入射粒子が光学的ポテンシャル中を運動し、標的核粒子と強く相互作用し、それによって入射粒子のエネルギーが核内に分配され、全系が一体となった、複合核過程である。もう一つは、複合核過程と異なり入射粒子と核内粒子との衝突時間が短く、入射粒子と一個の核内核子の衝突から始まり、幾度かの衝突をしてから放出される直接過程である。

本実験で扱う ( $d, {}^6\text{Li}$ ) 反応は過去の実験から直接過程が大きく占めていることが確認されている。我々はこの反応は直接過程で記述できるものとして微分断面積を計算する。

### 2.3 ( $d, {}^6\text{Li}$ ) $\alpha$ transfer 反応

原子核に  $d$  が入射し、原子核から粒子を移行した結果、 ${}^6\text{Li}$  として放出される反応を ( $d, {}^6\text{Li}$ ) pickup 反応、また  $\alpha$  粒子を移行することを、そのまま  $\alpha$  transfer 反応と呼ぶ。これから便宜のため、本実験で扱う  $d + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$  反応を

$$\alpha \equiv d + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C} \equiv \beta$$

と表し、入射チャンネルを  $\alpha$  チャンネル、放出チャンネルを  $\beta$  チャンネルとする。

(d,  $^6\text{Li}$ )pickup 反応における微分散乱断面積は遷移  $\alpha \rightarrow \beta$  に対する遷移行列要素 (T 行列要素) を  $T_{\beta\alpha}$  として

$$\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{d\Omega_\beta} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\beta}{k_\alpha} |T_{\beta\alpha}|^2 \quad (6)$$

とかける。ここで  $\mu_\alpha, \mu_\beta$  はそれぞれの  $\alpha$  チャンネル、 $\beta$  チャンネルでの換算質量を表わしている。

## 2.4 歪曲波 Born 近似 (DWBA)

直接過程では幾段階の衝突を経る反応機構である。それぞれの段階からの寄与で展開することを DWBA 展開といい、特に一段階過程を記述したものを単に DWBA という。このとき原子核の状態の遷移を引き起こすポテンシャルは、入射粒子と標的核粒子との間の光学的ポテンシャル  $U$  から既に感じていた相互作用ポテンシャル、ここではクーロンポテンシャル  $U_c$  を引いた

$$\hat{V} = U - U_c \quad (7)$$

である。このポテンシャル  $\hat{V}$  を残留核相互作用という。式でこれを表すと、遷移  $\alpha \rightarrow \beta$  に対する DWBA の T 行列要素は

$$T_{\beta\alpha}^{DWBA} = \langle \chi_\beta^{(-)}(\mathbf{r}_\beta) \phi_{\xi_\beta} | \hat{V}_\alpha | \chi_\alpha^{(+)}(\mathbf{r}_\alpha) \phi_{\xi_\alpha} \rangle \quad (8)$$

$$= J_{\alpha\beta} \langle \chi_\beta^{(-)}(\mathbf{r}_\beta) | F_{\beta\alpha}^{(\alpha)}(\mathbf{r}_\beta, \mathbf{r}_\alpha) | \chi_\beta^{(+)}(\mathbf{r}_\alpha) \rangle_{\mathbf{r}_\alpha \mathbf{r}_\beta} \quad (9)$$

$$F_{\beta\alpha}^{(\alpha)}(\mathbf{r}_\beta, \mathbf{r}_\alpha) = \langle \phi_\beta | \hat{V}_\alpha | \phi_\alpha \rangle_{\xi_{\alpha\beta}} \quad (10)$$

である。ここに  $\phi$  は内部波動関数である。これについては 2.6.4 で述べる。 $\chi$  は相対運動の波動関数であり、光学ポテンシャルを感じる前から既に感じているクーロンポテンシャル下のそれぞれのチャンネルの Schrödinger 方程式、

$$(K_\alpha + V_{\alpha\alpha})\chi_\alpha^{(+)} = E_\alpha \chi_\alpha^{(+)} \quad (11)$$

$$(K_\beta + V_{\beta\beta})\chi_\beta^{(-)} = E_\beta \chi_\beta^{(-)} \quad (12)$$

を満たす。添字の (+), (-) はそれぞれ外向き波、内向き波を表している。これは 2.6.3 で述べるようにポテンシャルを決めることによって求める。

$F_{\beta\alpha}^{(\alpha)}(\mathbf{r}_\beta, \mathbf{r}_\alpha)$  は形状因子と呼ばれる、系の内部状態の変化を記述する大事な因子である。

## 2.5 1 核子 pickup 反応のゼロレンジ近似

今回の pickup 反応は  $\alpha$  粒子を一粒子としてみなし、重陽子と  $\alpha$  粒子は有限のレンジを持った相互作用をするとみなせる。しかし相互作用が有限レンジを持つとして行列要素を求めることは非常に難解であるため、ゼロレンジ近似を用いることが多い。ここでは 1 核子 pickup 反応でゼロレンジ近似を行った場合の微分断面積を求める。

pickup 反応として



をとりあげると、残留相互作用は

$$\hat{V} = V_{pn} + V_{pA} - U_{pB} \quad (14)$$

となる。 $V_{pn}$  と  $U_{pB}$  は核子  $n$  に直接作用せず、また  $A$  による平均ポテンシャルと核子  $n$  がついた平均ポテンシャルはあまり違わないとみなすことができるので

$$\hat{V} \sim V_{pn} \quad (15)$$

とする。核力が短距離力であることに基づき、次のゼロレンジ近似

$$V_{pn}(\mathbf{r}_{pn})\phi_d(\mathbf{r}_{pn}) \sim -D_0\delta(\mathbf{r}_{pn}) \quad (16)$$

が成り立つとする。このとき、

$$\frac{d\sigma_{dp}}{d\Omega_d} = \frac{\mu_d\mu_p}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_d}{k_p} \frac{1}{2l+1} S D_0^2 \sum_m |I_{dp}^{ljm}|^2 \quad (17)$$

が得られる。ここに

$$I_{dp}^{ljm} = (2\pi)^3 \langle \chi_d^-(\mathbf{r}) | R_{nlj}(\mathbf{r}) i^l Y_{lm}(\Omega) \chi_p^{(+)}((A/B)\mathbf{r}) \rangle \quad (18)$$

である。ただし、 $R_{nlj}$  は  $\chi_{nlj,\mu}(\mathbf{r}_n)$  の動径部分である。また 因子  $S$  は

$$S = | \langle [\chi_{nlj,\mu}\phi_A] | \phi_B \rangle |^2 \quad (19)$$

で定義され、スペクトロスコピック因子 (S 因子) と呼ばれる。

## 2.6 DWBA 数値計算プログラム

今回は微分散乱断面積を求めるのに DWBA 計算コード Fresco を用いた。Fresco では有限レンジの相互作用を使って計算ができる。また相互作用は過去の論文を基準にし、原子核間の光学ポテンシャルのパラメーターは論文 [6][?][?] で使われているものを使用した。

### 2.6.1 原子核相互作用のポテンシャルの型と光学パラメーター

原子核相互作用のポテンシャルの型に次の Woods-Saxon 型ポテンシャルを用いた。

$$U(r) = V f_v(r) + iW f_w(r) + iW_d g(r) + V_{s.o.} h(r) (\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}) \quad , \quad (20)$$

$$f_i(r) = -[1 + \exp[(r - A^{1/3} r_i)/a_i]]^{-1} \quad i = V, W \quad (21)$$

$$g(r) = -4a_d \frac{d}{dr} f(r), \quad (22)$$

$$h(r) = -2(h/m_\pi c)^2 1/r \frac{d}{dr} f(r). \quad (23)$$



ここに添字  $i=(v,w)$ 、また  $A$  は標的核粒子の原子質量を表している。また原子核を一様な電荷分布した半径  $R_c = r_c A^{1/3}$  の球とみなし、クーロンポテンシャルは

$$\begin{aligned} U_c(r) &= Ze^2/2R_c(3 - r^2/R_c^2) & r \leq R_c \\ &= Ze^2/r & r > R_c \end{aligned} \quad (24)$$

を用いる。

### 2.6.2 光学パラメーターの入力

相互作用には入射チャンネルの相互作用  $d-^{16}\text{O}$ 、放出チャンネルの相互作用  $^6\text{Li}-^{12}\text{C}$ 、ピックアップするときに重要になる  $^6\text{Li}$  の中の内部状態を表す相互作用  $d-\alpha$ 、また  $^{16}\text{O}$  の中の内部状態を表す相互作用  $\alpha-^{12}\text{C}$  の相互作用、そして core-core 相互作用  $\alpha-^{12}\text{C}$  の5つがあり、それぞれの相互作用のパラメーターを以下に示す。

### 2.6.3 入射チャンネルと放出チャンネル

入射チャンネルと放出チャンネルの相互作用の光学パラメーターは過去の論文をそのまま採用した [6]。これらのパラメーターは表 1 となっている。

表 1:  $d+^{16}\text{O}$  と  $^6\text{Li}+^{12}\text{C}$  の光学パラメーター

	$r_c$	$V$	$r_v$	$a_v$	$W$	$r_w$	$a_w$	$W_d$	$r_d$	$a_d$	$V_{s.o.}$	$r_{s.o.}$	$a_{s.o.}$
$d+^{16}\text{O}$	1.3	85	1.2	1				9.3	1.28	0.7	3	1.1	1.3
$^6\text{Li}+^{12}\text{C}$	1.4	200	1.3	0.7	26.8	1.7	1.35				1.25	1.01	0.935

ここで  $V, W$  の単位は MeV で、 $r, a$  の単位は fm である。

### 2.6.4 内部状態

まず  $^6\text{Li} = d + \alpha$  と  $^{16}\text{O} = ^{12}\text{C} + \alpha$  の量子状態、つまり波動関数ノード  $n$  と軌道角運動量  $l$  の関係を考える。これらの量子数は全角運動量  $J$ 、パリティ  $P$  の保存式を満たすように決めなければならない。はじめに  $^6\text{Li} = d + \alpha$  を考える。相互作用として、調和振動型模型を用いると、

$$2n + l = 2 \quad (25)$$

の関係がある。 $^6\text{Li}$  は  $J = 1, P = +$ 。パリティの保存と角運動量の保存を考慮すると、表 2 の二通りの組み合わせが考えられるが、

内部状態がそれぞれの量子数を持つ波動関数の重ね合わせの状態であるので、今回の計算では両方の状態を入力した。

表 2:  ${}^6\text{Li} = d + \alpha$  のノードと角運動量

n	l
1	0
0	2

${}^{12}\text{C} - \alpha$  も同様に、相互作用として調和振動型模型を用いると、散乱後の  ${}^{12}\text{C}$  のパリティが正であれば、

$$2n + l = 4 \quad (26)$$

、パリティが負であれば、

$$2n + l = 3 \quad (27)$$

の関係がある。  ${}^{12}\text{C}$  の励起状態はそれぞれ異なる角運動量、パリティを持つことを考慮しなければならない。それぞれに量子状態におけるノードと角運動量は表 3 となっている。

表 3:  ${}^{16}\text{O} = {}^{12}\text{C} + \alpha$  のノードと角運動量

n	l
1	0
0	2

次に相互作用ポテンシャルを考える。今回は Woods-Saxon 型ポテンシャルを式 20 の第一項である体積項を用いて、よくフィットしたパラメーターを用いた [7][8]。体積項は束縛エネルギー  $E$  と  $r_v$  と  $a_v$  を決めて、フィットした値を用いた。束縛エネルギーと上のパラメーターは表 4 となっている。

表 4: 内部状態の束縛エネルギーと光学パラメーター

	$E$	$r_v$	$a_v$
${}^6\text{Li} = d + \alpha$	1.47	1.2	0.65
${}^{16}\text{O} = {}^{12}\text{C} + \alpha$	7.1628	1.25	0.65

ここで  ${}^{12}\text{C}$  が励起状態の場合は、本来基底状態に比べ、ポテンシャルの深さがさらに大きくなったり、半径が変化したりすることも考慮しなければならないが、 ${}^{12}\text{C}$  の励起状態との相互作用を正しく記述するパラメーターがわからなかったため、基底状態と同じパラメーターを用いている。

### 2.6.5 core-core 相互作用

我々が参照した論文 [6] で用いている DWBA 数値計算プログラムでは core-core 相互作用を考慮せず、式で近似しているが、Fresco では core-core 相互作用を考慮することができる。こ

れは式 14 の  $V_{pA}$  に対応している。このパラメーターについては過去の実験結果 [9] から引用しており、表となっている。

表 5:  $\alpha + {}^{12}C$  の光学ポテンシャル

$r_c$	V	$r_V$	$a_V$	W	$r_W$	$a_W$	$W_d$	$r_d$	$a_d$	$V_{S.O.}$	$r_{S.O.}$	$a_{S.O.}$
1.3	83	1.1	0.8				9.1	1.2	0.8	3.5	1.1	0.8

### 3 実験方法

#### 3.1 実験方法の検討

##### 3.1.1 入射ビームのエネルギー

ビームのエネルギーが低いとエネルギー分解能が悪くなるが、低い方が収量が多くなる

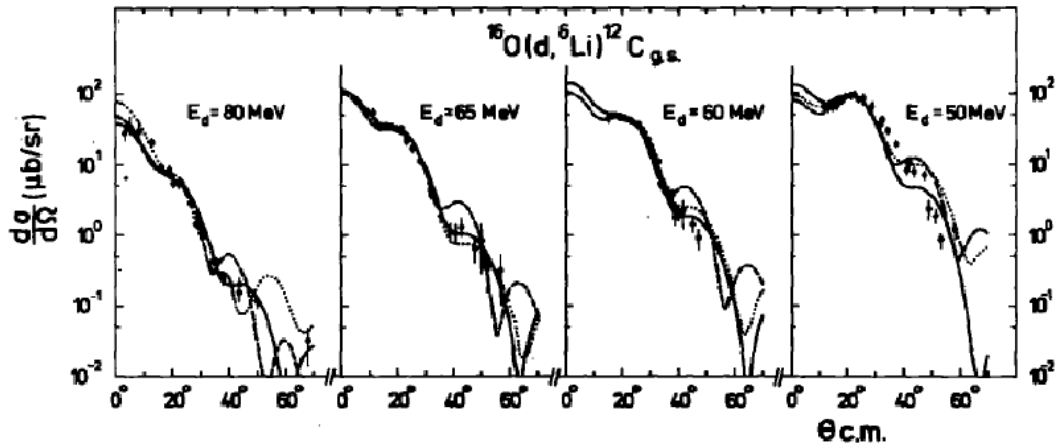


図 2:  $0^+$  の角度分布の図 [4]

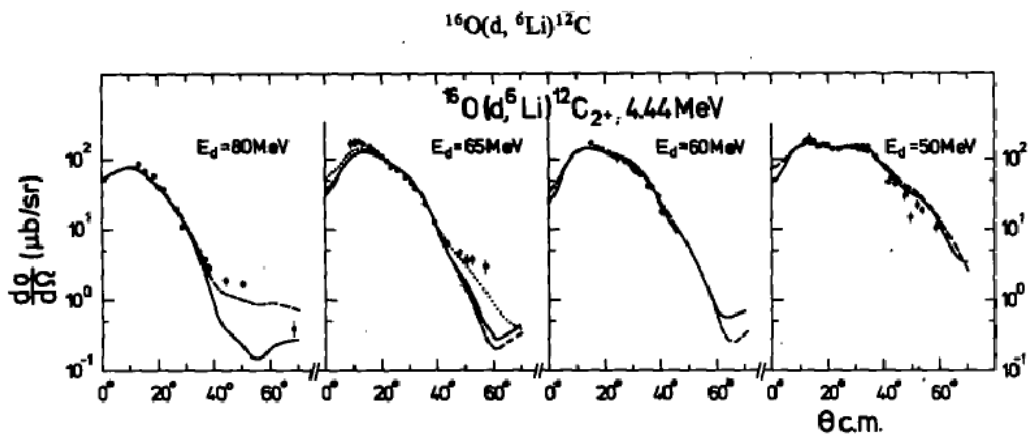


図 3:  $2^+$  の角度分布の図 [4]

エネルギーが低い方が、 $0^+$  と  $2^+$  の角度分布の違いが顕著である。過去に RCNP で同じ反応でエネルギーが 54 MeV の実験が行われている ( $E_x \sim 10$  MeV の励起状態の情報は得られていない) ので [5]、結果を比較しやすいのでエネルギーは 54 MeV とした。

### 3.1.2 ターゲット

- ・ターゲットの厚さ

収量はビーム量（限界 100 nA）とターゲットの厚さの積で決まる。ターゲットが薄い方がエネルギー分解能が良いが、収量はできるだけ多くしたい。よって間を見積もって、厚さ 2 mg/cm<sup>2</sup>程度が目標値であると判断した。

- ・ターゲットの種類

十分に薄い純粋な酸素のターゲットを作るのは不可能である。従って SiO<sub>2</sub> と Si のターゲットを作成し、それらから得られる反応のスペクトルを差し引くことで、<sup>16</sup>O(d,<sup>6</sup>Li)<sup>12</sup>C 反応のスペクトルを得られるようにする。

### 3.1.3 測定方法

- 1) Raiden (磁気スペクトロメータ)

メリットは磁気スペクトロメータを使って、弾性散乱の重陽子をあらかじめ取り除くことができることである。

デメリットはエネルギーが中心値から ±6% しかとれないことである。少なくとも 13 MeV の幅で測定を行いたい、そのためには 100 MeV の重陽子ビームを使わなければならない、Raiden では必要なイベント数を集めることができない。立体角の数値は 13msr である。

- 2) ENN コースを用いた散乱槽での実験

メリットは一回の実験で測定できるエネルギー範囲が広いことである。デメリットは弾性散乱の重陽子を取り除けないことである。

従って、散乱槽の中にシリコン検出器を設置して測定することにした。

## 3.2 シリコン検出器

散乱粒子のエネルギーは  $\Delta E$ -E 法で測定するため、厚さ 65 $\mu$ m と 300 $\mu$ m の 2 枚のシリコン検出器を組み合わせて使用する。この検出器は 2 枚とも 5cm × 5cm の有感領域を持ち、65 $\mu$ m の検出器は縦に 16 分割されている。読み出しチャンネルが増えると解析に手間がかかるため、本実験では信号線を 4 本ごとにまとめて 4 ストリップの検出器として使用した。

散乱槽の中心から 65 $\mu$ m のシリコン検出器までの距離は 39.5cm で、これは 1 ストリップあたり 散乱角は 1.8°、立体角 2.8mSr に相当する。背面の検出器との立体角の相違は無視している。

### 3.2.1 エネルギー分解能

d と <sup>6</sup>Li のターゲット内でのエネルギーロスの差は 2 mg/cm<sup>2</sup> で 半値で 500 keV 程度である。Energy Struggling は 約 13 keV なので無視できる大きさである。ビームのエネルギー分解能は 約 70 keV、Si 検出器固有の分解能は 約 100 keV である。従ってターゲット内のエネルギーロスの差が支配的であり、このターゲットを用いると 500 keV 程度の分解能が得られると思われる。

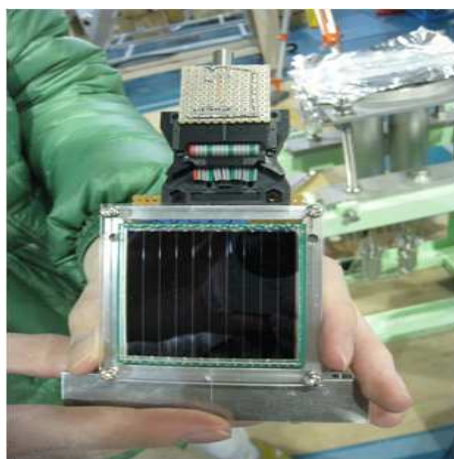


図 4: 実験で用いた Si 検出器

### 3.2.2 収量の見積り

手に入ったターゲットは  $\text{Si}:2.21\text{mg}/\text{cm}^2$  と  $\text{SiO}_2:2.44\text{mg}/\text{cm}^2$  である。ビーム量を  $100\text{nA}$  として  $500\text{keV}$  毎に 2000 イベント以上ためるとすると、約 6 時間ビームタイムが必要となる。角度は 3 回変えて測定する。ターゲットを変えて Si で測定する時間は  $\text{SiO}_2$  の半分とすると、全部で 27 時間程度の測定時間が必要である。

### 3.3 検出器の配置

測定に使用した ENN コースの散乱槽には可動式のアームが装備されている。このアームには  $4\text{cm}$  間隔で治具を固定するネジ穴があるが、3 つの検出器の立体角がなるべく等しくなるよう、アームにアクリルの土台を据え付け、この土台の上に検出器を近接して配置した。アームの角度は  $0.02^\circ$  の精度で決めることができる。検出器の並びは前面から  $65\mu\text{m}$  Si、 $300\mu\text{m}$  Si、 $500\mu\text{m}$  プラスチックシンチレータの順である。

### 3.4 プラスチックシンチレータ

この実験で観測される散乱の主成分は重陽子の弾性散乱であり、今回の実験条件の元での計数率は秒間 100 万イベントに達する。そのため、これらを全てソフトウェアで処理すると莫大な計算コストがかかり、測定対象となる  $^{16}\text{O}$  ( $d, ^6\text{Li}$ )  $^{12}\text{C}$  イベントの多くを取りこぼしてしまうことになる。従って、2 枚目のシリコン検出器を重陽子が貫通できる程度の厚さに設定し、プラスチックシンチレータに到達した散乱イベントはトリガー回路の中で切り捨てる構成とした。

以上の検出器を、 $8^\circ$ 、 $12^\circ$ 、 $17^\circ$ 、 $22^\circ$  の散乱角に移動して測定を行った。

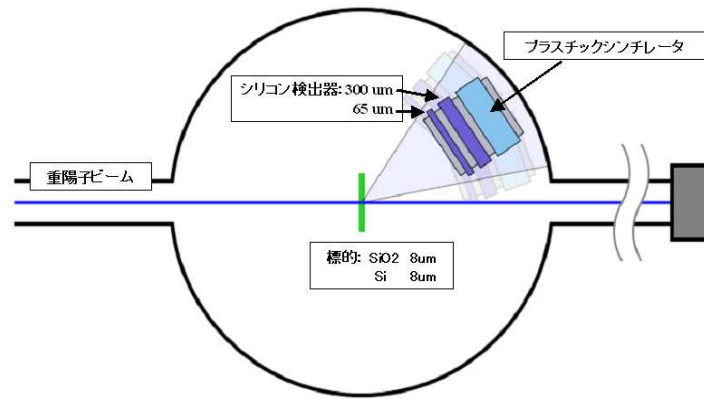


図 5: 散乱槽内部の概念図



図 6: 実験で用いた光電子増倍管 (左) とシンチレーター (右)

### 3.5 回路とモジュール

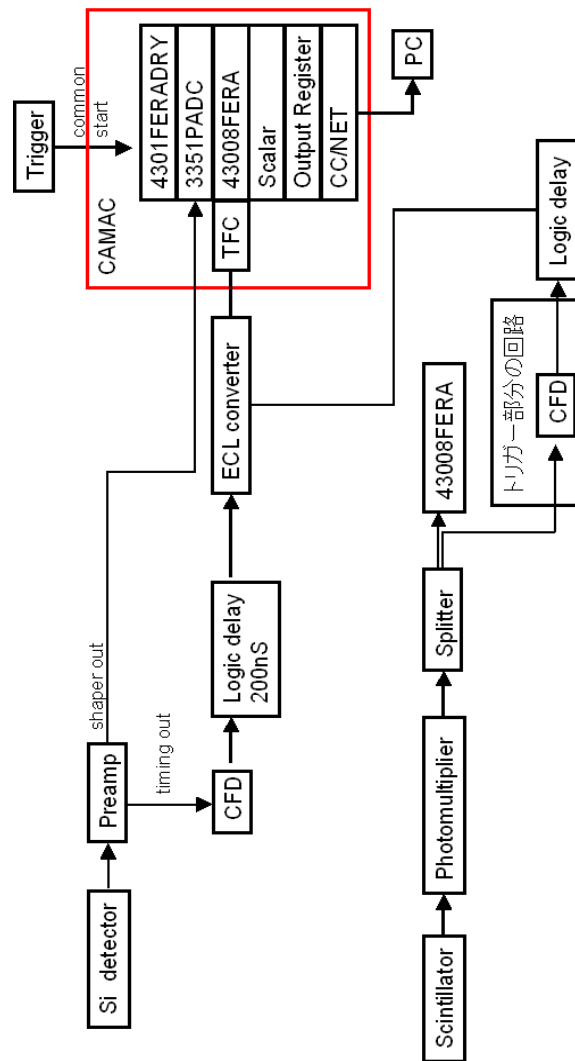


図 7: 測定回路

## CFD (Constant Fraction Discriminator)

通常の Discriminator は一定の電圧に達すると真 (true) を出力するが、シグナルの波高が異なると、閾値までの立ち上がり時間に差が生じ、時間分解能が悪化することになる。

このような事態を避けるため、波形全体の最大電圧に対して一定の割合の逆符号の信号を加え、立ち上がり時間の差をなくしたものが CFD である。

## Scaler

イベントの発生回数を表示する。本実験では以下の値を表示させている。

- 0: ファラデーカップ
- 1: RF 信号
- 2: Si 前面
- 3: Si 後面



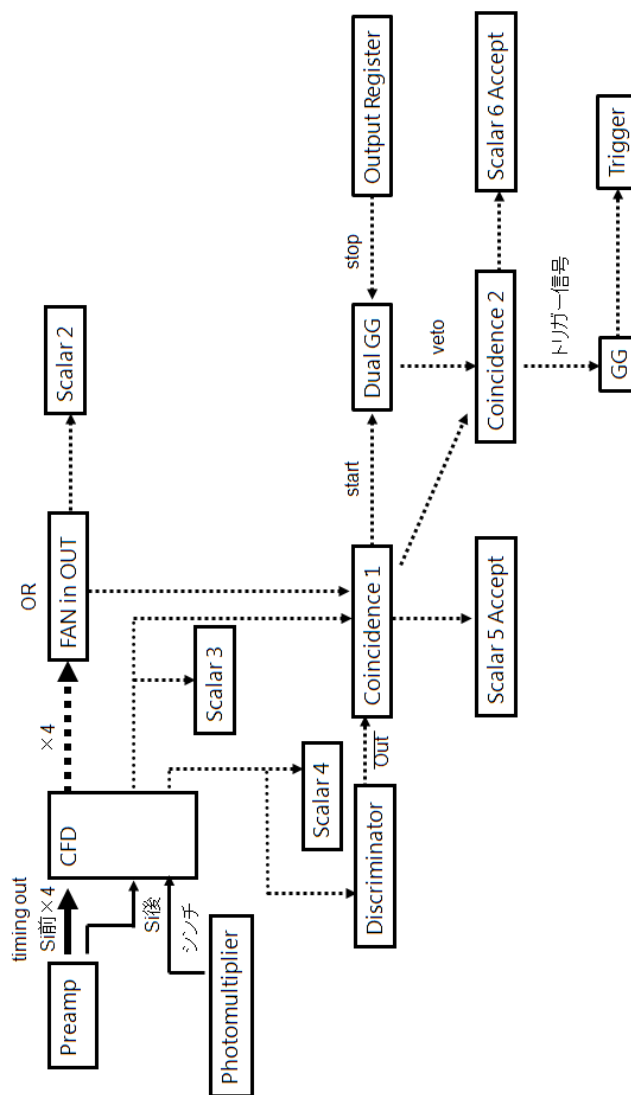


図 8: トリガー部分の回路

4: シンチレータ

5: Read Request

6: Accept

### LeCroy 4300B (電荷積分型 ADC)

Start シグナルを受信してから Stop シグナルを受信するまでの間の電流を積分して、その値を記録する。

### LeCroy 3351PADC (ピーク検出型 ADC)

入力された最大電圧を記録する。

### LeCroy 4303TFC (Time to Fera Converter)

Start シグナルを受信してから Stop シグナルを受信するまでの間、定格電流を流し続けるモジュール。FERA (Fast Encoding and Readout Adc) のモジュール群には

単体の TDC (Time to Digital Converter) が存在しないため、4300B と組み合わせて TDC を構成する。

### 3.6 測定に使用したソフトウェア

本実験の測定には CC/NET 及び NBBQ を使用する。

CC/NET は Linux を搭載した CAMAC 用 Crate Controller の一種で、NBBQ は CAMAC から得られた測定データを記録し、同時にネットワーク上に送信するためのソフトウェアである。CC/NET の補助記憶装置はフラッシュメモリであり、書き換え回数に制限があるため、測定データは NFS (Network File System) マウントした外部のコンピュータに転送して記録する。

上記の組み込み式 Linux マシンに加え、通常形態の Linux マシンを一台用意し、この上で ANAPAW を起動する。ANAPAW を用いて、NBBQ からの情報を受信し、リアルタイムでの補助解析を行う。

### 3.7 測定時間

構成元素の物質量に合わせ、 $\text{SiO}_2$  2 時間に対し Si 1 時間の割合で測定を行う。中心角毎の測定時間とビーム出力は以下の通りである。

中心角	測定時間 (分)	出力
8°	450	3nA
12°	540	10nA
17°	360	30nA
22°	360	40nA

transfer 反応を含め、一般に散乱イベントの数は後方角ほど少なくなるが、前方角では重陽子の弾性散乱のイベント数が非常に多いため、出力を下げて計測している。従って散乱断面積が大きい前方での計測時間が長くなっている。

## 4 解析

### 4.1 概要

本実験の解析においては、主に PAW (イベント処理)、all-fit (ピークフィット)、Fresco (DWBA 予測計算) の 3 種類のソフトを用いた。解析は主に 3 つのステップに分かれており、PAW を用いて測定データを整理し、 $^{12}\text{C}$  の励起エネルギースペクトルを算出した後、Fresco による理論計算と比較して実験の結果を検証するという流れである。

### 4.2 検出器の校正

ADC の ch 数は 3840 ch ある。前面の Si 検出器での  $^6\text{Li}$  のエネルギー損失は最大で 18 MeV であるから、3800 ch が 20 MeV に対応するように設定した。後面の Si 検出器は 50 MeV 程度まで取れるようにした。プリアンプの gain は  $^{241}\text{Am}$  の  $\alpha$  線 (5.486 MeV) を用いて調整した。

ADC	$^{241}\text{Am}$ 線に対応する ch	peak の $\sigma$
1	1024	9.09
2	1033	8.22
3	1041	9.28
4	1051	8.93
5(後面)	407.8	3.61

また、パルサーからの信号を用いて ADC の全 ch 領域で、エネルギーと ch に線形のあることを確かめた。その結果 ADC の ch  $x$  とエネルギー  $E[\text{MeV}]$  の関係は以下のようであった。

$$E = \frac{x - b}{a} \quad (28)$$

ADC	a	b
1	184.9	9.8
2	186.6	10
3	186.4	18.6
4	188.1	19.3
5	71.85	13.7

### 4.3 粒子識別 (Particle Identification)

この実験では、 $^{16}\text{O}$  ターゲットで散乱された  $^6\text{Li}$  の運動エネルギーを  $^{12}\text{C}$  の励起エネルギーに換算し、そのエネルギースペクトルを算出する。しかし、 $^{16}\text{O}$  ( $d, ^6\text{Li}$ ) 反応全体では  $^6\text{Li}$  以外にも様々な粒子が検出器を通過するため、測定で得られた全イベントからまず  $^6\text{Li}$  の散乱イベントだけを抽出する必要がある。

具体的な方法として、Bethe-Bloch の公式を使うと、入射する  $^6\text{Li}$  粒子のエネルギーから検出器に落とされるエネルギー量を計算することができる。今回は科学計算ソフト LISE を使って計算を行った。図中の青い線は入射エネルギーが 30 MeV から 46 MeV までの  $^6\text{Li}$  粒子の落

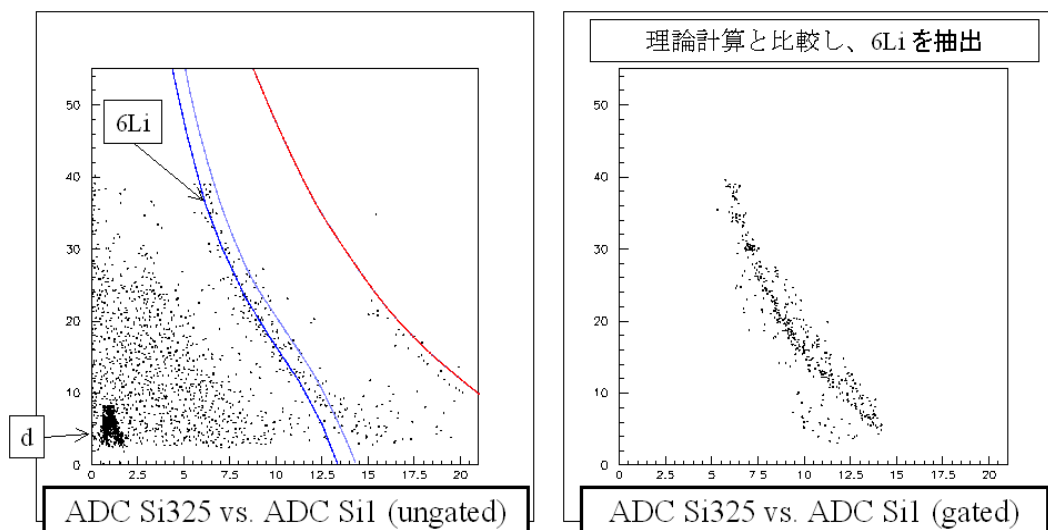


図 9:  $\Delta E - E$  カウンターによる粒子識別

とすエネルギーを 500keV ごとにプロットし、3 次関数で近似したものである。水色、赤色の線はそれぞれ  ${}^7\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Be}$  に対応している。

実験で得られた  $\Delta E$ -E 図は理論計算とよく一致しており、この粒子識別が妥当であると判断できる。しかし、 ${}^6\text{Li}$  と  ${}^7\text{Li}$  の理論曲線はかなり近接しており、これらを厳密に分離するべきかを判断する必要がある。この二種類の粒子を含む領域 (右図) でイベント数を比較した結果、両者の間には大きな開きがあることが分かったので、後続の計算に使う  ${}^6\text{Li}$  のイベント数を稼ぐため、厳密な分離は行わずエネルギー幅については広く取ったままとした。

以上の過程で  ${}^6\text{Li}$  のエネルギースペクトルを分離することができる。またエネルギー保存の法則を用いて、これを  ${}^{12}\text{C}$  の励起エネルギースペクトルに換算した。

#### 4.4 酸素による散乱スペクトルの分離

前述したとおり  $\text{SiO}_2$  標的を用いるので、望んでいる  ${}^{16}\text{O}(\text{d}, {}^6\text{Li}){}^{12}\text{C}$  反応以外に、 ${}^{28}\text{Si}(\text{d}, {}^6\text{Li}){}^{24}\text{Mg}$  反応で生じた Li もカウントしている。そのため、Si 標的とした場合の測定結果を使って、 ${}^{28}\text{Si}(\text{d}, {}^6\text{Li}){}^{24}\text{Mg}$  反応のカウントを取り除く必要がある。

散乱粒子数  $N_{\text{scat}}$  は、入射粒子数  $N_{\text{int}}$  と単位面積当たりの標的個数  $N_{\text{target}}$  に比例する

$$N_{\text{scat}} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) N_{\text{int}} N_{\text{target}} d\Omega \quad (29)$$

ので Si 標的の場合のカウント数の

$$(N_{\text{int}} \cdot N_{\text{target}})_{\text{Si}} / (N_{\text{int}} \cdot N_{\text{target}})_{\text{SiO}_2} \quad (30)$$

倍を  $\text{SiO}_2$  標的の場合のカウント数から差し引いた。

#### 4.5 ピークフィット

ピークの粒子数の同定には allfit というソフトを用いた。allfit は、各励起状態のエネルギーと形状を指定し、それらの励起状態の重ね合わせでスペクトルを fit するソフトである。今回の

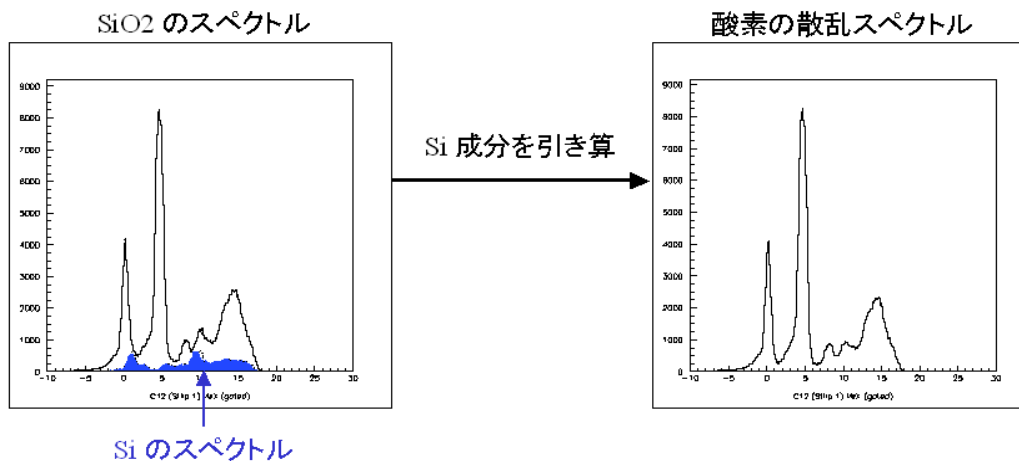


図 10: スペクトルの分離

実験で得られたスペクトルでは、弾性散乱の重陽子によるパイルアップのために高エネルギー側にテールを引いているため gaussian ではなく standard shape を用いた。さらに、基底状態 (g.s) と  $E_x = 4.44$  MeV のピークは重陽子の影響が大きく出ており 1つのピークではフィットできなかったため、2つのピークを使用した。また基底状態のフィットから、エネルギー分解能は  $\sigma \sim 500$  keV 程度であった。 $E_x \sim 10$  MeV の励起状態に関しては Breit-Wigner 型を用いた。allfit について詳しくは付録を参照してほしい。

$E_x = 10$  MeV 付近を見てみると何らかの状態が存在していることがわかる。この領域には  $E_x = 9.64$  MeV,  $\Gamma = 8.5$  eV の  $3^-$  状態が存在することが知られているが、この状態だけではスペクトルを説明することができないことから、問題としている励起状態が生成されているといえる。

## 4.6 エラーバー

allfit によって算出された誤差は、得られた微分断面積の角度分布のばらつきに比べて非常に小さい。これは指定した各ピークの形状が、真のピークの形状と異なっていることから本来の統計誤差を算出できていないと考えられる。そこで誤差の値が妥当な値となるよう、allfit で算出された誤差の 10 倍 ( $E_x = 7.65$  MeV は 4 倍) をエラーバーにとった。

## 4.7 微分断面積

$E_x = 0$  MeV, 4.44 MeV, 7.65 MeV の励起状態について得られた微分断面積の角度分布と、先に示した Fresco による DWBA 計算の結果を比較しスペクトロスコピック因子 (S 因子)  $S$  を得た。S 因子は実験の視点からは以下のようなになる。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = S \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{calc} \quad (31)$$

ここで  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp}$  は微分断面積の実験値、 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{calc}$  は微分断面積の計算値である。

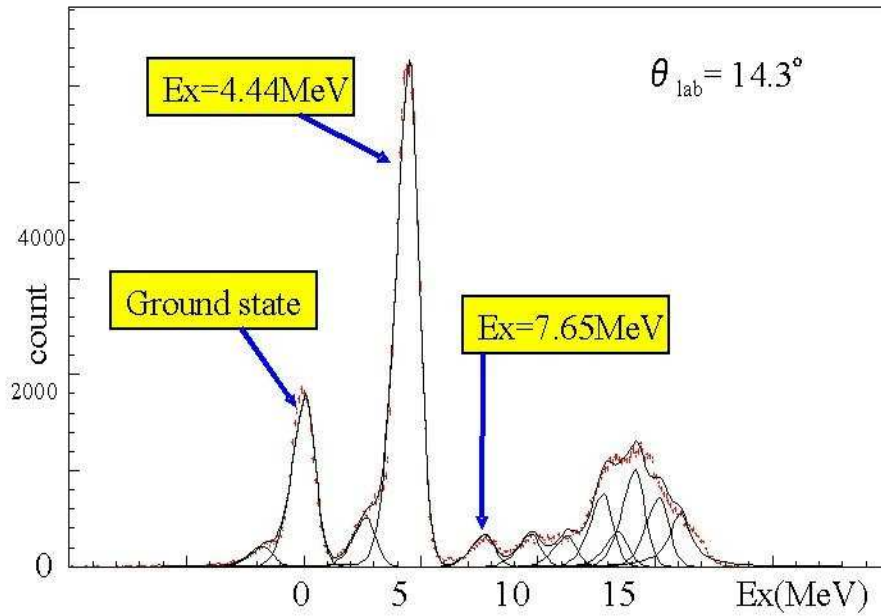


図 11: allfit を用いたピークフィット

表 6: 各励起状態の S 因子

	ground state	Ex=4.44 MeV	Ex=7.65 MeV
d- <sup>12</sup> C 相互作用無	0.575	1.38	0.10
d- <sup>12</sup> C 相互作用有	0.923	2.27	0.17
Umeda et al. の実験	0.538	2.95	0.06
理論値	0.285	1.63	-

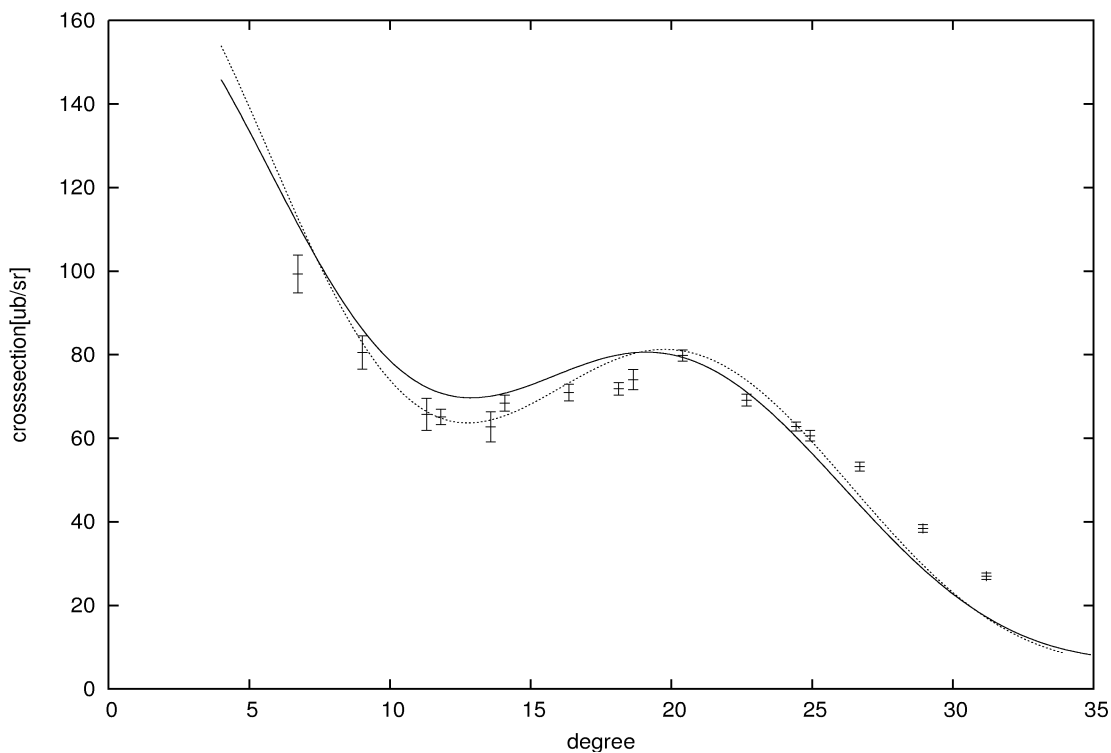


図 12: ground state の微分断面積。+が実験値。d-<sup>12</sup>C 相互作用を入れない場合が実線で  $\chi^2=270.9, S = 0.575 \pm 0.06$ 。入れた場合が点線で  $\chi^2=186.1, S = 0.923 \pm 0.091$

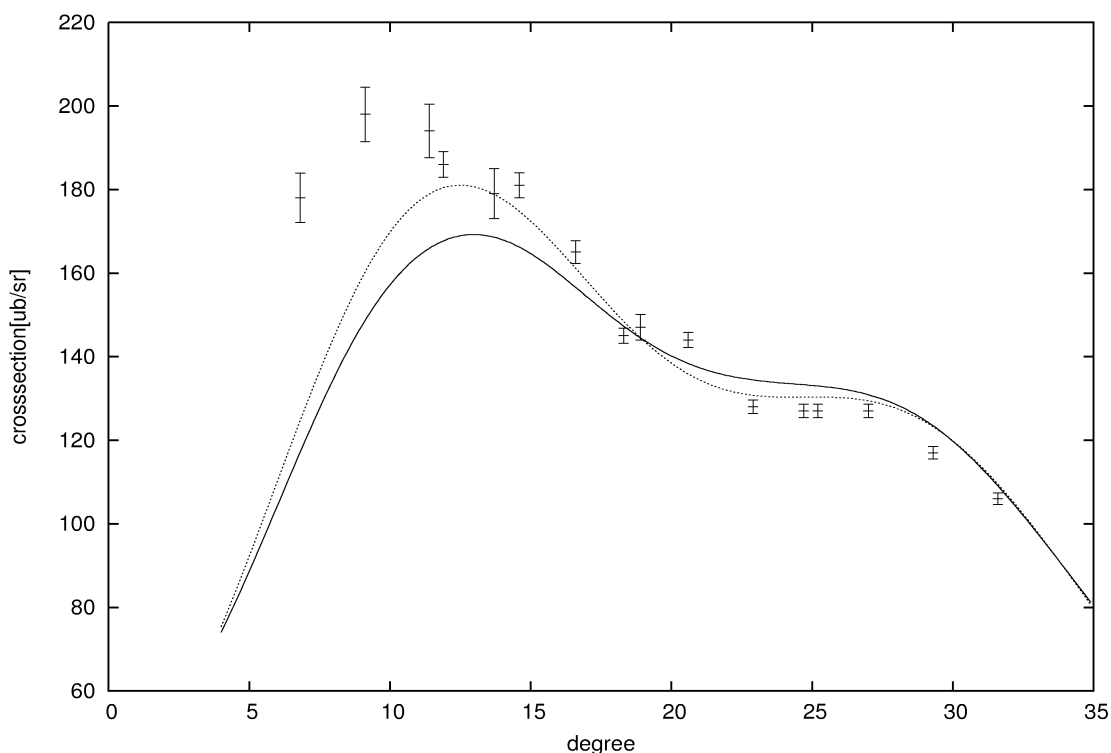


図 13:  $E_x=4.44$  MeV の微分断面積。+が実験値。d-<sup>12</sup>C 相互作用を入れない場合が実線で  $\chi^2=342.3, S = 1.38 \pm 0.1$ 。d-<sup>12</sup>C 相互作用を入れた場合が点線で  $\chi^2=181.5, S = 2.27 \pm 0.13$

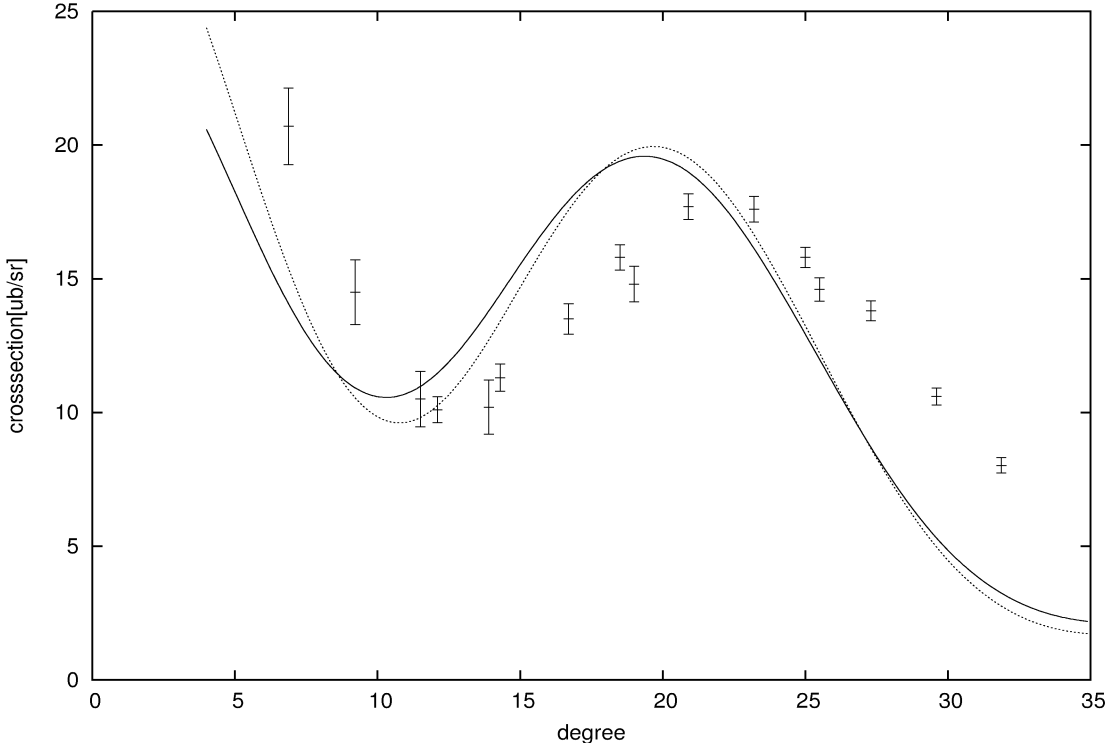


図 14:  $E_x=7.65$  MeV の微分断面積。+が実験値。d- $^{12}\text{C}$  相互作用を入れない場合が実線で  $\chi^2=787.2, S = 0.10 \pm 0.03$ 。d- $^{12}\text{C}$  相互作用を入れた場合が点線で  $\chi^2=741.3, S = 0.17 \pm 0.04$

図中に与えた理論値は DWBA 計算を行う際ポテンシャルに d- $^{12}\text{C}$  相互作用を含めた場合と含めない場合の 2 種類を載せてある。 $\chi^2$  の値を見ると d- $^{12}\text{C}$  相互作用を含めたほうが実験データに合っているが、S 因子は過去の同じ反応の実験や shell model からの理論値に比べて、特に ground state で大きい値を出している。S 因子が大きいことと、過去の論文において d- $^{12}\text{C}$  相互作用を含めて計算を行ったものは無いことから計算の妥当性がはっきりわからないので、以下の解析では含めずに計算した理論値を使う。

## 4.8 MDA

$E_x=10$  MeV 付近に励起状態が存在していることはわかったが、その状態が  $\alpha$  クラスタモデル計算が予言する  $2^+$  状態であるかどうか確かめるため以下の multipole decomposition analysis(MDA) を行った。

$^{16}\text{O}(d,^6\text{Li})^{12}\text{C}$  反応の微分断面積の角度分布は終状態の  $^{12}\text{C}$  の角運動量に依存する。実験で得られた微分断面積  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp}$  は、各角運動量ごとの微分断面積の重ねあわせで表せる。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = \sum_L a_L \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{theo} \quad (32)$$

微分断面積の理論値  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{theo}$  には DWBA 計算で算出したもので、 $L=0,2,3$  を用いた。これを 8.5 MeV から 11.5 MeV の領域で 500keV ごとに行い、角運動量  $L=2$  の状態 ( $a_2$ ) の情報を得た。なお、このときの  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp}$  は  $0_2^+$  の微分断面積は差し引かれている。



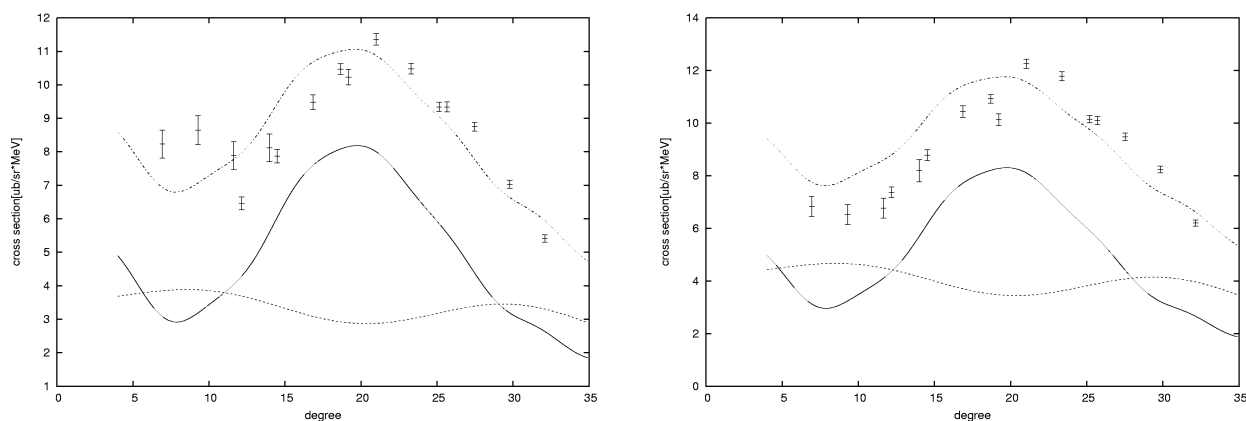


図 15: MDA の結果。左は 9.5-10.0 MeV、右は 10.0-10.5 MeV の領域。実線は L=0、点線は L=2、一点鎖線はその和。

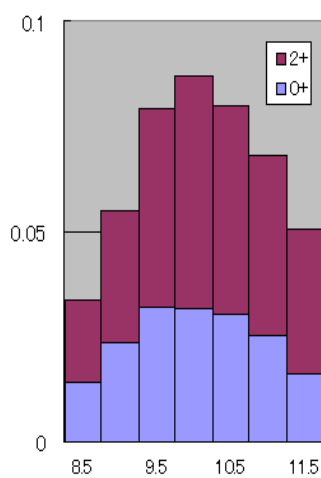


図 16: 8.5 MeV - 11.5MeV の領域での MDA の結果

エネルギー領域 (MeV)	$\chi^2$	$a_0$	$a_2$
8.5 - 9.0	141	0.0140	0.0196
9.0 - 9.5	149	0.0238	0.0311
9.5 - 10.0	518	0.0319	0.0475
10.0 - 10.5	775	0.317	0.0551
10.5 - 11.0	550	0.303	0.0494
11.0 - 11.5	347	0.252	0.0430

## 5 考察

前節の最後に行った MDA の結果を見ると、 $E_x=10$  MeV 付近に  $2_2^-$  状態は存在している。しかしこの MDA の結果には、

- $3^-$  状態が含まれていない。
- 低角度で角度分布を再現できてないように見える。

といった疑問が残る。 $2_2^-$  状態を正しく評価できているか考察する。

### 5.1 $^{16}\text{O}(d,^6\text{Li})^{12}\text{C}$ 反応での $3^-$ 状態

MDA の結果によると、 $E_x=8.5 - 11.5$  MeV の領域には全く  $3^-$  状態が含まれていない。しかしピークフィットの節でも述べたように  $E_x = 9.64$  MeV に  $3^-$  状態が存在することが知られている。そこで過去に行われた  $^{16}\text{O}(d,^6\text{Li})^{12}\text{C}$  反応の実験ではどうか比較した。Oeelt らの実験では、 $3^-$  状態のピークを取り出せていない [11]。エネルギー分解能のよい Mcgrath らの実験は  $3^-$  状態の存在を主張しているが、ピークの形状は、ground state や  $E_x=4.44$  MeV の形状とは大きく異なっており、 $3^-$  以外の状態が混じっていることは明らかである [10]。

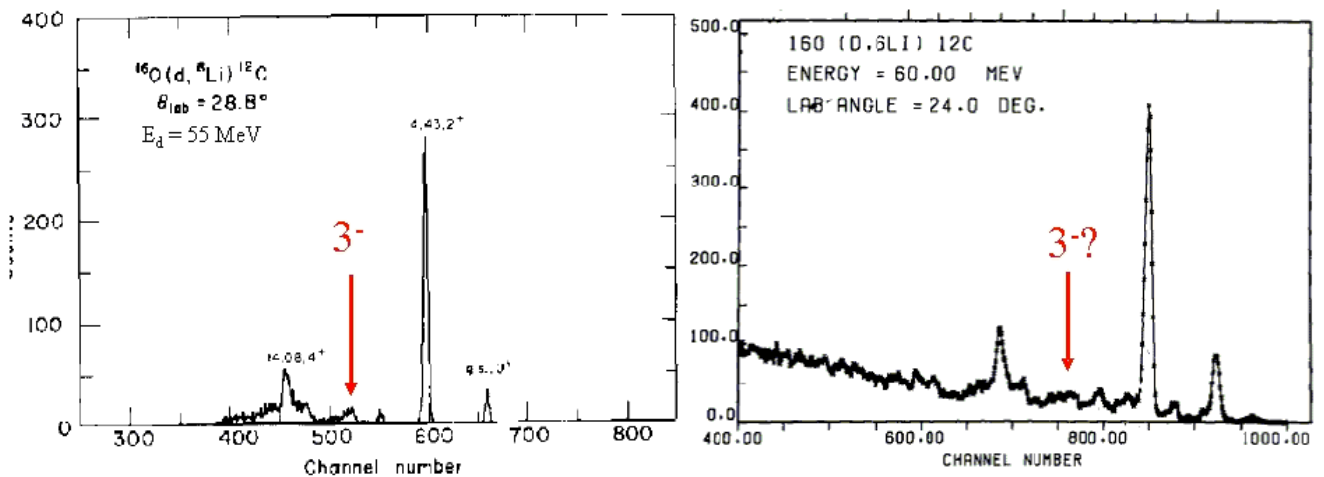


図 17:  $^{16}\text{O}(d,^6\text{Li})^{12}\text{C}$  反応のスペクトル、左が Mcgrath、右が Oeelt の実験。

DWBA 計算による  $L=3$  の微分断面積も  $L=0,2$  の微分断面積に比べて非常に小さい値を出しており、 $^{16}\text{O}(d,^6\text{Li})^{12}\text{C}$  反応では  $3^-$  状態の生成は非常に小さいという結果は妥当であると考えられる。

### 5.2 DWBA 計算の妥当性

$E_x=7.65$  MeV の微分断面積の計算値の角度分布は実験値に比べて全体的に低角度にずれている。MDA の結果再現された角度分布が実験結果をうまく再現できない原因には、そもそも MDA に用いた微分断面積の計算値が正しくないことが考えられる。状態の角運動量が明確な

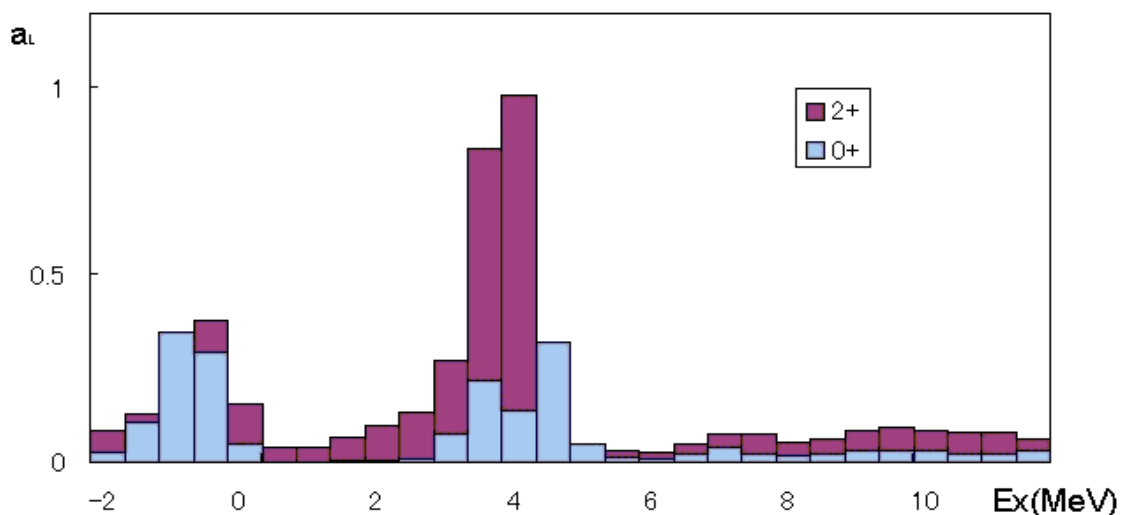


図 18: 測定した全てのエネルギー領域での MDA の結果。

ground state と、 $E_x=4.44$  MeV のピークを含む全ての領域に対して、500 keV ごとに MDA を行った。

本来  $0^+, 2^+$  である ground state と  $E_x=4.44$  MeV の状態にも  $2^+, 0^+$  の状態が含まれるという結果となった。

また  $E_x=7.65$  MeV の状態にも  $2^+$  の状態が含まれる結果となった。この MDA では 500 keV の bin に存在する全ての散乱粒子をカウントしている。一方でピークフィットを行った後の角度分布に対して MDA を行った結果、 $0^+$  の状態だけであった。しかし、この 2 つの角度分布はほぼ完全に同じである。MDA はわずかなデータ点の差で結果に大きな違いが現れるので、 $E_x=10$  MeV の領域でも純粋な  $0^+$  状態に  $2^+$  状態が混じった結果を出していることが考えられる。

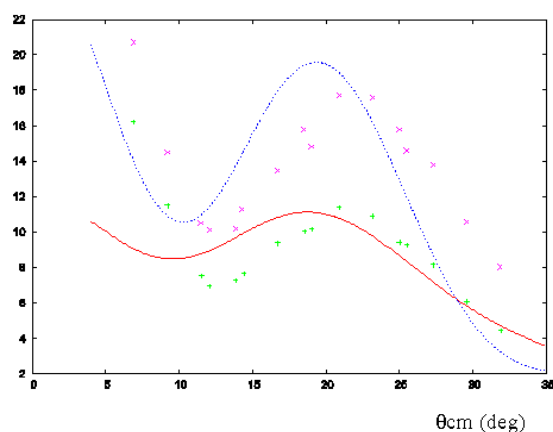


図 19:  $E_x=7.65$  MeV の断面積。青線はピークフィットを行った後の断面積に対して行った MDA。赤線は 7.5-8.0 MeV の領域に対して行った MDA

## 6 結論

今回の実験では  $^{16}\text{O}(\text{d}, ^6\text{Li})^{12}\text{C}$  反応を用いて、ground state、 $E_x=4.44$  MeV の  $2_1^+$ 、 $E_x=7.65$  MeV の  $0_2^-$  状態についての S 因子を得ることができた。

$E_x \sim 10$  MeV の  $2_2^-$  状態については、MDA が正しく機能しているとは考えにくい。励起状態の場合の  $\alpha$ - $^{12}\text{C}$  相互作用をきちんと評価していないのが問題だろう。今回は計算がうまくいっていないが  $E_x \sim 10$  MeV の角度分布は  $L=0$  の角度分布とは明らかに異なっており、DWBA 計算で正しい微分断面積を計算できれば、 $2_2^-$  状態の有無についての結論が出せると考える。

## 7 謝辞

2009年度のP3実験では実験担当教官の川畑准教授、TAの森津さんには実験の立案、実験技術の指導などあらゆる面でお世話になりました。また理論担当教官の国広教授、菅沼准教授、TAの須原さんには原子核物理学の基本から丁寧でわかりやすいご指導を頂きました。また、夏に行った検出器テストでは京都大学タンデム加速器実験棟の技官の方々、本実験では大阪大学核物理研究センターの方々に御助力を頂きました。皆様のご協力に深く感謝致します。

## 参考文献

- [1] Y. Fujiwara et al., Supp. of the Prog. of Theor. Phys, No.68 (1980) 29.
- [2] M. Itoh et al., Nucl. Phys. A738 (2004) 268.
- [3] O. U. Fynbo et al., NATURE 433 (2005) 136.
- [4] W. Oeelt, Nucl. Phys. A329 (1979) 192
- [5] K. Umeda et al., Nucl. Phys. A429 (1984) 88.
- [6] T. Yamaya et al., Phys. Rev. C34(1986)
- [7] K. I. Kubo and M. Hirata, Nucl. Phys. A187 (1972) 186
- [8] H. H. Gutbrod et al., Nucl Phys. A165 (1971) 240-258
- [9] F. Hinterberger Nucl. Phys. A111 (1968) 288
- [10] R. L. Mcgrath, Phys. Lett. B34 (1971) 4
- [11] W. Oeelt, Nucl. Phys. A306 (1978) 1

## A allfit

allfit は各励起状態のエネルギーと形状を指定し、それらの励起状態の重ね合わせでスペクトルを fit するソフトである。原子核の励起状態の情報は Table of Isotopes を参照するとよい。使用の際に、inp ファイル、dat ファイル、levels ファイルを書き換える必要があり、ここでは入力の書式を説明する。

### A.1 inp ファイル

- 1 行目  
TITLE ! 適当な名前を付ける
- 2 行目  
(a,b) ! 入射粒子 a と放出粒子 b をこの形式で入力
- 2-1 行目  
LEPTON PMASSI PMASSE PCHARGE !  
LEPTON 電子散乱なら 0, そうでないなら 1 を入力。  
PMASSI 入射粒子の質量を pmu(938.256 MeV) で入力  
PMASSE 放出粒子の質量を pmu で入力  
PCHARG 入射粒子の電荷を素電荷で入力
- 3 行目  
DATA ! dat ファイルの名前を入力
- 4 行目  
BACKGROUND ! background ファイル(バックグラウンドを考慮するなら)の名前を入力
- 5 行目  
OUTPUT ! 出力される、フィットしたスペクトルの数値データファイルの名前を指定
- 6 行目  
LEVELS ! levels ファイルの名前を入力。
- 7 行目  
SUM ! 出力される、sum ファイルの名前を指定。
- 8 行目  
KINBAR ! EXCITATION としておけば、励起エネルギーは入力した反応にあわせたスケールで計られる。その他はマニュアル参照。
- 9 行目  
AREF QREF ! ターゲットの原子質量と反応の Q 値を入力

- 10 行目  
CALMODE ! CALC と入力すればピークの位置 (NED 個) でキャリブレーションをする。  
その他はマニュアル参照。
- 11 行目  
NED ! キャリブレーションする点の数
- 11-1~11-NED 行目  
Ex ch ! キャリブレーションする点の励起エネルギー [MeV] とチャンネルナンバー
- 12 行目  
MODE BEGIN END ! フィット範囲の指定  
MODE ENERGY か CHANNEL と入力。範囲をどちらで指定するか。  
BEGIN フィット範囲の始点の値  
END フィット範囲の終点の値
- 13 行目  
NPKS NOVCS MODPOS LIS1ST LSTLST !  
NPS ピークの数  
NOVCS varycode の数  
MODPOS 0 なら位置、幅の情報をエネルギー単位で入力。1 ならチャンネル。  
LIS1ST 1 なら一回目のフィット結果を表示する。0 ならしない。  
LSTLST 1 なら最後のフィット結果を表示する。0 ならしない
- 14 行目  
ITSVCS CONV ! iteration の最大値と  $\chi^2$  の変化。
- 15 行目  
back ground parameters !
- 16 行目  
back ground vary codes !
- 17 行目  
SHAPENUMBER ! ピークの形状の数
- 18 行目  
SHAPENAME SHAPETYPE !  
SHAPENAME 形状の名前を指定  
SHAPETYPE 形状の種類を指定。STANDARD、BREIT-WIGNER、GAUSSIAN などがある。

- 19 行目  
shape parameters ! どのパラメータを与えるかは出力ファイルを見るとよい。
- 20 行目  
shape vary codes !
- 21-1~21-NPS 行目  
PKNAME SHAPE RESNAN HEIGHT HEIGHTVARYCODE POSITIONVARYCODE  
PKNUM!  
PKNAME ピークの名前を入力。levels ファイルと対応する。  
SHAPE ピークの形状の名前を入力。  
RESNAN 0 でよい。  
HEIGHT ピークの高さの初期値。  
HEIGHT(PPOSITION)VARYCODE PKNUM を入力するとそのピークの高さ (位置) から  
相対的に高さ (位置) を決める  
PKNUM ピークの番号を入力

## A.2 dat ファイル

- 1 行目  
name ! ターゲットの名前を入力
- 2 行目  
NELS THICK DENS ! ターゲットの構成元素の数、厚さ、密度
- 3-1~3-NELS 行目  
ISOLAB Z ATMSS FRACT!  
ISOJAB 元素を'10B' といった表式で入力。  
Z 元素の原子番号  
ATMSS 元素の原子量  
FRACT 元素のターゲット中での割合
- 4 行目  
E0 THETAL TANGL ACCH ACCV ACC CHARGE DTC !  
E0 ビームのエネルギー [MeV]  
THETAL 散乱角 [deg]  
TANGL ターゲットの角度 [deg]  
ACCH 水平方向の見込み角 [mr]



ACCV 鉛直方向の見込み角 [mr]

CHARGE 入射ビームの量 [C]

DTC dead time factor

- 5 行目以降

スペクトルの数値データ。

### A.3 levels ファイル

inp ファイル 21 行目で指定する励起状態の情報を levels ファイルで入力する。

LEVEL ISOTOPE QVALUE WIDTH THRESH !

LEVEL 励起状態の名前を入力。

ISOTOPE 原子核を '10B' といた表式で入力。

QVALUE 励起エネルギー [MeV]

WIDTH 状態の幅 [MeV]

THRESH 0 としておくとい。