

修士論文

α 非弾性散乱を用いた低エネルギー領域における
単極子遷移強度の系統的測定



京都大学大学院理学研究科物理学第二教室
原子核ハドロン物理学研究室

角谷 朋亮

2013年2月4日

概要

原子核における遷移強度は、原子核の構造を知る上で重要な情報のひとつである。 α 非弾性散乱の微分断面積は原子核の遷移強度と良い比例関係にあると考えられており、 α 非弾性散乱を用いて遷移強度を調べる実験や理論の研究は広く行われている。

例えば、D. T. Choa らは DWBA 計算及び coupled channel 計算を行い、 α 非弾性散乱の微分断面積から ^{12}C の遷移強度を決定することを試みた。その結果、 2_1^+ 状態 (4.44 MeV) の遷移強度は電子散乱によって決定された遷移強度と一致する一方、Hoyle state と呼ばれる 0_2^+ 状態 (7.65 MeV) の遷移強度は電子散乱によって決定された遷移強度よりも小さな値となった。すなわち、Hoyle state に関しては、電子散乱によって決定された遷移強度を用いた DWBA 計算や coupled channel 計算は α 非弾性散乱の微分断面積を過大評価するという結果を得た。彼らは、Hoyle state は崩壊しやすい状態であり、 3α 崩壊など他の channel との結合が強いという Hoyle state の特異性を考慮することで、 α 非弾性散乱の微分断面積が減少し、電子散乱によって決定された遷移強度と一致すると主張した。そこで、今回は、単極子遷移強度の過小評価が Hoyle state の特異性によるものかどうかを明らかにするために、他の原子核における単極子遷移強度を系統的に調べることにした。

実験は、大阪大学核物理研究センター (RCNP) の高分解能スペクトロメータ Grand Raiden を用いて、 ^{12}C に加えて ^{16}O 、 ^{24}Mg 、 ^{28}Si 、 ^{40}Ca 、 ^{58}Ni の α 非弾性散乱による各励起状態の微分断面積を系統的に測定し、その単極子遷移強度を決定した。

各遷移強度は、 α 非弾性散乱の微分断面積を、single folding model に基づく DWBA 計算と比較することにより決定し、電子散乱によって決定された遷移強度と比較した。その結果、 $\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移の遷移強度は電子散乱の遷移強度を比較的良く再現するが、 $\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移の遷移強度は小さな値となった。このことから、 α 非弾性散乱から決定した単極子遷移強度の過小評価は、 ^{12}C の Hoyle state 特有のことではなく、あらゆる $\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移について言えることであると結論づけた。この原因として考えられる、 α -N 相互作用、coupled channel、波動関数による不定性を評価したが、依然として単極子遷移強度は過小評価であった。この食い違いの原因を明らかにするためには、計算に使用するモデルの更なる研究が必要である。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	遷移強度と散乱実験	1
1.1.1	散乱実験	1
1.1.2	電磁遷移強度とアイソスカラー遷移強度	1
1.2	理論的研究	2
1.2.1	Deformed Potential Model	2
1.2.2	Folded Potential Model	2
1.2.3	Khoa の解析	3
1.3	実験動機	5
第 2 章	実験	7
2.1	ビームライン	7
2.2	高分解能磁気スペクトロメータ Grand Raiden	7
2.3	標的	10
2.4	焦点面検出器	10
2.5	焦点面ファラデーカップ	13
2.5.1	作成目的	13
2.5.2	構造と仕様	15
2.6	ファラデーカップの電流値の較正	17
2.7	トリガー条件	18
2.8	データ収集	19
2.9	実験条件	20
第 3 章	解析	21
3.1	VDC	21
3.1.1	VDC での軌跡	21
3.1.2	VDC の検出効率と位置依存性	23
3.2	散乱角の変換と使用する粒子捕獲角度の範囲	25
3.3	エネルギースペクトル	27
3.4	角度分布	27
3.4.1	立体角の切り方	27
3.4.2	角度分布	30

第 4 章	議論	33
4.1	直接反応過程における計算	33
4.1.1	DWBA 計算	34
4.1.2	Coupled Channel 計算	34
4.2	Single Folding Model	35
4.2.1	基底状態の核子密度分布	35
4.2.2	巨視的な標準モデルによる遷移密度の計算	37
4.2.3	α -N 有効相互作用	39
4.2.4	換算遷移強度	48
4.3	非弾性散乱の微分断面積の比較	49
4.3.1	$\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移	49
4.3.2	$\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移	49
4.3.3	$\Delta J^\pi = 3^-, 4^+, 5^-$ 遷移	49
4.3.4	密度依存性の効果	58
4.4	遷移強度の比較	59
4.4.1	$\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移	59
4.4.2	$\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移	59
4.4.3	$\Delta J^\pi = 3^-, 4^+, 5^-$ 遷移	60
4.5	DWBA 計算の不定性の評価	66
4.5.1	光学ポテンシャルの不定性	66
4.5.2	微視的モデルによる遷移密度の計算	66
4.5.3	Coupled Channel 計算	68
4.5.4	遷移強度倍率の不定性	70
第 5 章	結論と今後の展望	74
	謝辞	75
	参考文献	76
付録 A	ECIS95 の入力ファイルの記述法	78
A.1	DWBA 計算	78
A.2	状態毎の Optical Potential の入力	82
A.3	Coupled Channel 計算	83
付録 B	微分断面積の実験値	86
B.1	α 弾性散乱の微分断面積	86
B.2	励起状態の微分断面積	89
B.2.1	^{12}C	89
B.2.2	^{16}O	90
B.2.3	^{24}Mg	92
B.2.4	^{28}Si	95

B.2.5	^{40}Ca	98
B.2.6	^{58}Ni	100
付録 C	各種計算に用いた文献値	103
C.1	基底状態の電荷分布	103
C.2	微視的モデルによる ^{12}C の遷移密度	104

目次

1.1	各入射エネルギーにおける 2_1^+ 状態の α 非弾性散乱の解析結果	4
1.2	入射エネルギー $E_{lab} = 104, 139$ MeV における Hoyle state の α 非弾性散乱の解析結果	6
1.3	入射エネルギー $E_{lab} = 172.5, 240$ MeV における Hoyle state の α 非弾性散乱の解析結果	6
2.1	大阪大学核物理研究センター (RCNP) の施設平面図	8
2.2	0 度測定時の GR のセットアップ	9
2.3	焦点面検出器の概略図	11
2.4	VDC の X 面の構造の概念図	11
2.5	VDC の芯線形状	12
2.6	散乱粒子とビームとの空間的距離	15
2.7	焦点面検出器付近に設置したファラデーカップ	16
2.8	焦点面ファラデーカップの構造と組み立て順序	16
2.9	散乱粒子の広がり と ファラデーカップの位置関係	18
2.10	GR トリガーの回路図	19
2.11	データ収集系の模式図	19
3.1	VDC の信号とその変換	22
3.2	VDC による軌跡の決定の概略図	22
3.3	GR の焦点面の水平方向における、3 面の情報で決定された位置と 4 面の場合の位置の関係	24
3.4	各面の検出効率の位置依存性	25
3.5	シーブスリットの概略図	26
3.6	シーブスリット測定による座標変換	26
3.7	GR の焦点面における水平方向の散乱角度	26
3.8	0° での各標的のエネルギースペクトル	28
3.9	各 GR 角度における立体角のカット	29
3.10	各標的核の弾性散乱の角度分布	31
4.1	空間座標の定義	33
4.2	基底状態の核子密度分布	38
4.3	DD、DI のパラメータを用いて計算した各標的核の光学ポテンシャル	40

4.4	DD、DI のパラメータから求めた光学ポテンシャルより計算した各標的核の角度分布	41
4.5	$E_\alpha = 120, 130$ MeV の場合の運動量移行と散乱角度の関係	42
4.6	後方角度の実験データ挿入後の光学ポテンシャル	43
4.7	後方角度の実験データ挿入後の弾性散乱の角度分布	44
4.8	DD の場合の α -N 有効相互作用の各パラメータ	46
4.9	DI の場合の α -N 有効相互作用の各パラメータ	47
4.10	$\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移の角度分布	50
4.11	$\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移の角度分布 (1)	51
4.12	$\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移の角度分布 (2)	52
4.13	$\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移の角度分布 (3)	53
4.14	$\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移の角度分布 (4)	54
4.15	$\Delta J^\pi = 3^-$ 遷移の角度分布 (1)	55
4.16	$\Delta J^\pi = 3^-$ 遷移の角度分布 (2)	56
4.17	$\Delta J^\pi = 4^+, 5^-$ 遷移の角度分布	57
4.18	^{12}C の $0_1^+ \rightarrow 0_2^+, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ の遷移ポテンシャル	58
4.19	^{12}C の $0_1^+ \rightarrow 0_2^+, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ の遷移密度	58
4.20	$\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移の遷移強度倍率 R	63
4.21	$\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移の遷移強度倍率 R	63
4.22	$\Delta J^\pi = 3^-$ 遷移の遷移強度倍率 R	64
4.23	$\Delta J^\pi = 4^+, 5^-$ 遷移の遷移強度倍率 R	64
4.24	光学ポテンシャルの不定性解消前後の微分断面積の計算結果の比較	67
4.25	巨視的モデルと微視的モデルに基づく微分断面積の計算結果の比較	69
4.26	coupled channel 計算による微分断面積	71
4.27	各状態の遷移強度倍率の推移	72
C.1	THSR 波動関数を用いて計算された遷移密度 (1)	104
C.2	THSR 波動関数を用いて計算された遷移密度 (2)	105

表目次

2.1	GR の仕様	10
2.2	実験に使用した標的とその厚さおよび 130 MeV の α 粒子についてのストラグリングによるエネルギー拡がり	12
2.3	GR 焦点面に設置されている VDC の仕様	13
2.4	各材質の密度と $E_\alpha = 130$ MeV ビームを止めるために必要な厚さ	17
2.5	ファラデーカップの電流値の較正	18
2.6	実験条件	20
3.1	各標的核の角度分布の得られた状態とその励起エネルギー	32
4.1	α -N 有効相互作用のパラメータ	42
4.2	後方角度の実験データ挿入後の α -N 有効相互作用のパラメータ	45
4.3	$\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移の遷移強度の比較 (DD の場合)	60
4.4	$\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移の遷移強度の比較 (DI の場合)	60
4.5	$\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移の遷移強度の比較 (DD の場合)	61
4.6	$\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移の遷移強度の比較 (DI の場合)	61
4.7	$\Delta J^\pi = 3^-$ 遷移の遷移強度の比較 (DD の場合)	62
4.8	$\Delta J^\pi = 3^-$ 遷移の遷移強度の比較 (DI の場合)	62
4.9	$\Delta J^\pi = 4^+, 5^-$ 遷移の遷移強度の比較 (DD の場合)	62
4.10	$\Delta J^\pi = 4^+, 5^-$ 遷移の遷移強度の比較 (DI の場合)	65
4.11	2^+_1 の遷移強度倍率 R	73
4.12	0^+_2 の遷移強度倍率 R	73
4.13	3^-_1 の遷移強度倍率 R	73
A.1	DWBA の入力ファイル例	79
A.2	表 A.1 の各行に対応する description の行	80
A.3	Optical Potential の数を増加させた場合の入力ファイル例	83
A.4	coupled channel 計算の入力ファイル例 (前半)	84
A.5	coupled channel 計算の入力ファイル例 (後半)	85
B.1	$^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)$ 反応	86
B.2	$^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)$ 反応	86
B.3	$^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha)$ 反応	87

B.4	$^{28}\text{Si}(\alpha, \alpha)$ 反応	87
B.5	$^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha)$ 反応	88
B.6	$^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha)$ 反応	88
B.7	^{12}C , $E_x = 4.44$ MeV (2_1^+)	89
B.8	^{12}C , $E_x = 7.65$ MeV (0_2^+)	89
B.9	^{12}C , $E_x = 9.64$ MeV (3_1^-)	89
B.10	^{12}C , $E_x = 10.84$ MeV (1_1^-)	89
B.11	^{16}O , $E_x = 6.05$ MeV (0_2^+)	90
B.12	^{16}O , $E_x = 6.13$ MeV (3_1^-)	90
B.13	^{16}O , $E_x = 6.92$ MeV (2_1^+)	90
B.14	^{16}O , $E_x = 7.12$ MeV (1_1^-)	90
B.15	^{16}O , $E_x = 9.84$ MeV (2_2^+)	91
B.16	^{16}O , $E_x = 10.36$ MeV (4_1^+)	91
B.17	^{16}O , $E_x = 11.52$ MeV (2_3^+)	91
B.18	^{16}O , $E_x = 12.05$ MeV (0_3^+)	91
B.19	^{24}Mg , $E_x = 1.37$ MeV (2_1^+)	92
B.20	^{24}Mg , $E_x = 4.12$ MeV (4_1^+)	92
B.21	^{24}Mg , $E_x = 4.24$ MeV (2_2^+)	92
B.22	^{24}Mg , $E_x = 6.01$ MeV (4_2^+)	92
B.23	^{24}Mg , $E_x = 6.43$ MeV (0_2^+)	93
B.24	^{24}Mg , $E_x = 7.35$ MeV (2_3^+)	93
B.25	^{24}Mg , $E_x = 7.62$ MeV (3_1^-)	93
B.26	^{24}Mg , $E_x = 8.36$ MeV (3_2^-)	93
B.27	^{24}Mg , $E_x = 9.00$ MeV (2_4^+)	94
B.28	^{24}Mg , $E_x = 9.14$ MeV (1_1^-)	94
B.29	^{24}Mg , $E_x = 9.31$ MeV (0_3^+)	94
B.30	^{24}Mg , $E_x = 10.36$ MeV (2_5^+)	94
B.31	^{28}Si , $E_x = 1.78$ MeV (2_1^+)	95
B.32	^{28}Si , $E_x = 4.62$ MeV (4_1^+)	95
B.33	^{28}Si , $E_x = 4.98$ MeV (0_2^+)	95
B.34	^{28}Si , $E_x = 6.69$ MeV (0_3^+)	95
B.35	^{28}Si , $E_x = 6.88$ MeV (3_1^-)	96
B.36	^{28}Si , $E_x = 7.93$ MeV (2_2^+)	96
B.37	^{28}Si , $E_x = 8.26$ MeV (2_3^+)	96
B.38	^{28}Si , $E_x = 8.90$ MeV (1_1^-)	96
B.39	^{28}Si , $E_x = 9.48$ MeV (2_4^+)	97
B.40	^{28}Si , $E_x = 9.93$ MeV (1_2^-)	97
B.41	^{28}Si , $E_x = 10.18$ MeV (3_2^-)	97
B.42	^{28}Si , $E_x = 10.51$ MeV (2_5^+)	97
B.43	^{40}Ca , $E_x = 3.35$ MeV (0_2^+)	98
B.44	^{40}Ca , $E_x = 3.74$ MeV (3_1^-)	98

B.45	^{40}Ca , $E_x = 3.90$ MeV (2_1^+)	98
B.46	^{40}Ca , $E_x = 4.49$ MeV (5_1^-)	98
B.47	^{40}Ca , $E_x = 5.90$ MeV (1_1^-)	99
B.48	^{40}Ca , $E_x = 6.29$ MeV (3_2^-)	99
B.49	^{40}Ca , $E_x = 8.09$ MeV (2_2^+)	99
B.50	^{40}Ca , $E_x = 8.28$ MeV (0_3^+)	99
B.51	^{40}Ca , $E_x = 8.37$ MeV (4_1^+)	100
B.52	^{40}Ca , $E_x = 8.58$ MeV (2_3^+)	100
B.53	^{58}Ni , $E_x = 1.45$ MeV (2_1^+)	100
B.54	^{58}Ni , $E_x = 2.46$ MeV (4_1^+)	100
B.55	^{58}Ni , $E_x = 2.78$ MeV (2_2^+)	101
B.56	^{58}Ni , $E_x = 3.04$ MeV (2_3^+)	101
B.57	^{58}Ni , $E_x = 3.26$ MeV (2_4^+)	101
B.58	^{58}Ni , $E_x = 3.53$ MeV (0_2^+)	101
B.59	^{58}Ni , $E_x = 3.90$ MeV (2_5^+)	102
B.60	^{58}Ni , $E_x = 4.47$ MeV (3_1^-)	102
B.61	^{58}Ni , $E_x = 4.75$ MeV (4_2^+)	102
B.62	^{58}Ni , $E_x = 6.03$ MeV (1_1^-)	102
C.1	各標的核の電荷分布のパラメータ (1)	103
C.2	各標的核の電荷分布のパラメータ (2)	104
C.3	RGM 波動関数に基づいて計算された遷移密度のパラメータ	106

第 1 章

序論

1.1 遷移強度と散乱実験

1.1.1 散乱実験

遷移強度は原子核において二つの状態間の遷移確率の大きさを表す物理量であり、その定義には原子核の構造の情報が含まれている。そのため、遷移強度に関して理解を深めることは原子核の構造を明らかにする上で非常に有益なことであり、今までに理論、実験の両面から広く研究されてきた。

遷移強度を調べる実験として代表的であるのが高エネルギー電子散乱を用いた測定である。電子散乱の場合、電子と標的核の間に働く相互作用が良く知られた電磁相互作用であるため、観測量から遷移強度を抽出する際の不定性が少ない。このことは、標的核全体の詳細が明らかとなり、形状因子や遷移強度などの内部構造に関する情報が正確に決定されるということの意味している。従って、電子散乱を用いて求められた遷移強度の信頼性は高い。しかし、電子散乱によって引き起こされる遷移は限定的なものであり、電子散乱だけで全ての遷移強度を決定することはできない。従って、電子散乱で調べられない遷移強度については別の手段で調べる必要がある。

そこで、別の手段としてよく用いられるのが、 α 非弾性散乱による測定である。 α 粒子はスピン $S = 0$ 、アイソスピン $T = 0$ の粒子であるので、 α 非弾性散乱による測定ではスピン変化 $\Delta S = 0$ 、アイソスピン変化 $\Delta T = 0$ の遷移のみを抽出することができるという点で優れている。従って、 α 非弾性散乱によって引き起こされる遷移であれば、解析による不定性を減少させてその遷移強度を求めることができる。しかし、 α 非弾性散乱の場合、相互作用が強いため摂動論的な取り扱いが必ずしも成功しないので、 α 非弾性散乱の結果から遷移強度を求めるのは容易ではない。そこで、中間エネルギー領域では、次の経験則的な仮定を用いる。

- α 非弾性散乱の断面積と遷移強度は良い比例関係にある。

この仮定の下、 α 非弾性散乱実験において測定された微断面積を用いて、遷移強度を決定するという手法が取られている。

1.1.2 電磁遷移強度とアイソスカラー遷移強度

α 非弾性散乱による遷移の場合、陽子と中性子の両方が寄与するため、観測量から抽出されるのはアイソスカラー遷移強度である。これは電子散乱によって得られる電磁遷移強度とは一般に異なる。

ただし、 $N = Z$ の原子核では、荷電対称性に基づき中性子と陽子の遷移強度が等しいと近似するこ

とで、電磁遷移強度からアイソスカラー遷移強度を導くことができる。そして、このような方法で求めたアイソスカラー遷移強度を用いて、 α 非弾性散乱の微分断面積から得たアイソスカラー遷移強度を評価することが可能である。

なお、以後は単に遷移強度と書く場合はアイソスカラー遷移強度を指すことにする。

1.2 理論的研究

非弾性散乱は直接反応過程の一種であり、その微分断面積の計算には歪曲波ボルン近似 (Distorted Wave Born Approximation: DWBA) 計算や coupled channel 計算が広く用いられている。これらの計算を用いてシュレディンガー方程式を解くには、これらに含まれる、光学ポテンシャル及び遷移ポテンシャルを現象論的に決めるという方法が一般的である。

これらのポテンシャルは標的核と入射粒子の相互作用を表した複素一体ポテンシャルであり、標的核の構造の情報は全てこれらのポテンシャルの項に含まれている。これらの相互作用及びポテンシャルが原子核の構造にどのように依存しているかは複雑であり、これを決定するモデルの研究は、これまでに精力的になされてきた。

1.2.1 Deformed Potential Model

deformed potential model は、光学ポテンシャルから遷移ポテンシャルを与えるモデルのひとつである。

光学ポテンシャル $U(r)$ は、これを用いた計算値が弾性散乱の微分断面積の実験データを再現するように決定される。非弾性散乱を表現する遷移ポテンシャル $G_\lambda^{DP}(r)$ は、光学ポテンシャルの微分と変形度 δ_λ^U を用いて

$$\begin{aligned} G_\lambda^{DP}(r) &= -\delta_\lambda^U \frac{d}{dr} U(r) \quad (\lambda \geq 2), \\ G_\lambda^{DP}(r) &= -\delta_0^U \left(3 + r \frac{d}{dr} \right) U(r) \quad (\lambda = 0) \end{aligned} \quad (1.1)$$

と与えられる。遷移ポテンシャルの変形度 δ_λ^U は、非弾性散乱の微分断面積の実験値を再現するように決定される。遷移密度は、ポテンシャルの変形度 δ_λ^U と同じ変形度を持つという仮定のもとに求められる。しかし、ポテンシャルの変形度と遷移密度の変形度がそのように関連づけられる理論的な根拠が乏しいという問題がある [1]。

1.2.2 Folded Potential Model

folding potential model では、原子核の密度に依存したポテンシャルを考える。

N-N 有効相互作用によって標的核及び入射粒子の密度分布の畳み込み積分としてポテンシャルを与えるモデルを double folding model と呼び、より原理に近いモデルとして広く用いられている。

一方、入射粒子を点粒子とみなして、入射粒子についての積分を省略し、入射粒子と標的核内における核子との有効相互作用で標的核の遷移密度を畳み込む手法も良く用いられている。このモデルは single folding model と呼ばれ、以下の利点が挙げられる。

- 実験値を比較的良く再現している

- double folding model に比べて取り扱いが容易である

このような理由から、本論文の計算では single folding model を用いた。

1.2.3 Khoa の解析

D. T. Khoa らは double folding model に基づいた DWBA 計算および coupled channel 計算を行い、電子散乱により決定された遷移強度に基づいて、 ^{12}C の各励起状態に対する α 非弾性散乱の断面積を見積もった [2]。

double folding model を用いた α 非弾性散乱の解析において α -N ポテンシャルは、

$$U_{A \rightarrow A^*} = \sum_{i \in \alpha; j \in A, j' \in A^*} [\langle ij' | u_D | ij \rangle + \langle ij' | u_{EX}(E, \rho) | ji \rangle] \quad (1.2)$$

と与えられる [3]。 i は α 粒子内の核子、 j と j' はそれぞれ始状態 (A)、終状態 (A^*) における標的核内の核子を表す。 $A = A^*$ ならば弾性散乱の光学ポテンシャルを与え、 $A \neq A^*$ ならば非弾性散乱の遷移ポテンシャルを表す。 u_D 、 u_{EX} はそれぞれ N-N 有効相互作用の直接項と交換項である。

式 (1.2) には、DDM3Y 相互作用 [4] と呼ばれる相互作用が広く用いられてきた。しかし、この相互作用はポテンシャルの実数部分のみを記述できる相互作用であるため、虚数部分を正確に決定できないという問題があった。そこで Khoa は、虚数部分を含む新しい N-N 有効相互作用を

$$\begin{aligned} \text{Re}[u_{D(EX)}] &= F_V(E, \rho)v_{D(EX)}(s), \\ \text{Im}[u_{D(EX)}] &= F_W(E, \rho)v_{D(EX)}(s) \end{aligned} \quad (1.3)$$

と定義した。これを CDJLM 相互作用と呼ぶ。 $v_{D(EX)}(s)$ は M3Y-Paris 相互作用 [5] であり実数部分のみを記述できるが、式 (1.3) によって虚数部分を導入した。 F_V 、 F_W は密度依存を表す関数である。 F_V 、 F_W のパラメータは、式 (1.3) を用いて計算される光学ポテンシャルが、Jeukenne、Lejeune、Mahaux (JLM) らの計算した核物質中での光学ポテンシャル [6] を再現するように決定された。

Khoa は CDJLM 相互作用を弾性散乱のデータ解析に用いるために、光学ポテンシャルの実部と虚部に対して、再規格化係数 N_R 、 N_I を導入した。具体的には、式 (1.2) より光学ポテンシャルを

$$U_0(R) = N_R \text{Re}[U_{0_1^+ \rightarrow 0_1^+}] + iN_I \text{Im}[U_{0_1^+ \rightarrow 0_1^+}] + V_C(R) \quad (1.4)$$

と与え、DWBA および coupled channel を用いて計算した微分断面積が弾性散乱のデータを再現するように N_R 、 N_I を決定した。さらに、 N_R 、 N_I の値を用いて非弾性散乱の遷移ポテンシャルを計算した。

電子散乱の実験データからは、基底状態の密度分布および励起状態への遷移密度が決定できる。遷移密度からは波動関数の情報が得られるので、式 (1.2) で遷移ポテンシャルを計算し、微分断面積を求めることができる。

Khoa は、電子散乱で決定された遷移強度に基づいて計算した微分断面積を、入射エネルギー $E_{lab} = 140, 139, 172.5, 240$ MeV の α 非弾性散乱を用いて測定された各状態の微分断面積の実験値と比較した。

それぞれの入射エネルギーにおける、 2_1^+ 状態 (4.44 MeV) に対する結果を図 1.1 に示す。DWBA 計算では後方角度においてやや過小評価であるが、微分断面積の大きい前方角度においてはほぼ一致している。coupled channel 計算の結果は、実験値を精度良く再現している。このように、 2_1^+ では、 α 非弾性散乱の実験値が電子散乱の遷移強度を精度良く再現するという結果を得た。

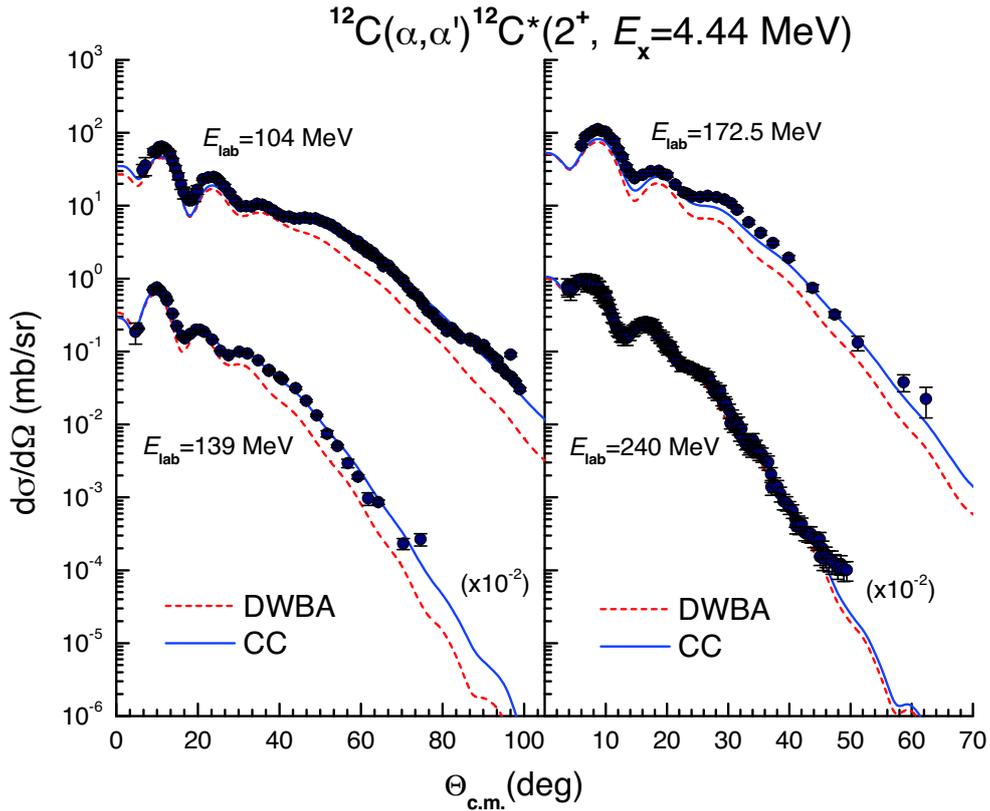


図 1.1 各入射エネルギーにおける 2_1^+ 状態の α 非弾性散乱の解析結果

0_2^+ 状態 (7.65 MeV) におけるそれぞれの入射エネルギーに対する結果を図 1.2、1.3 に示す。 ^{12}C の 0_2^+ 状態は、Hoyle state と呼ばれる。図 1.2 が $E_{lab} = 104, 139$ MeV の結果であり、図 1.3 が $E_{lab} = 172.5, 240$ MeV の結果である。それぞれの左側が DWBA 計算、右側が coupled channel 計算の結果である。また、遷移密度の計算に、巨視的モデルである Breathing mode (BM) を用いた場合、微視的モデルである RGM (resonating group method)[7] を用いた場合の結果をそれぞれ赤線、青線で示してある。どの場合においても BM と RGM の結果がほぼ同じであり、このことは、断面積の計算結果が遷移密度の詳細に依らないことを示唆している。

まず、DWBA 計算の結果に着目すると、どちらの遷移密度を用いた場合も全ての入射エネルギー E_{lab} の場合において微分断面積の実験値を過大評価していることがわかる。これらの計算結果を実験値に一致させるには、断面積を 0.3 倍することが必要である。

あらゆる状態の単極子遷移強度の総和は基底状態の波動関数のみによってほぼ決められており、この法則は和則 (Sum Rule) と呼ばれる。RGM 波動関数を用いた場合、Hoyle state に対する単極子遷移強度は和則値の 22.8% を占める。この値は、電子散乱から得られている値とほぼ一致しており、RGM 波動関数を用いた遷移強度の計算の正当性を示す。 α 非弾性散乱の断面積を 0.3 倍することは、遷移強度が和則値に占める割合を 6.9% に減少することを意味しており、 α 非弾性散乱の断面積の計算に矛盾が生じていることがわかる。

次に、coupled channel の結果に着目する。入口チャンネル ($\alpha + ^{12}\text{C}_{g.s.}$) の光学ポテンシャルの実部、虚部の再規格化係数をそれぞれ $N_R(en)$ 、 $N_I(en)$ 、出口チャンネル ($\alpha + ^{12}\text{C}^*(0_2^+)$) の光学ポテンシャルの実部、虚部の再規格化係数をそれぞれ $N_R(ex)$ 、 $N_I(ex)$ と表しており、これらの値は入射エネルギーごとに変化する。入口チャンネルにおいては、coupled channel 計算によって弾性散乱の結

果を再現するように決定される $N_R(\text{en})$ の値は 1.0~1.2、 $N_I(\text{en})$ の値は 1.1~1.3 である。これらの値がほぼ 1 であり入射エネルギーに対する変化が小さいことは、式 (1.4) で与えられるモデルが正しいことを示す。一方、出口チャンネルの弾性散乱の測定は出来ないため、 $N_R(\text{ex})$ 、 $N_I(\text{ex})$ は仮定する必要がある。図 1.2、1.3 の coupled channel の図において、 $N_R(\text{ex}) = N_R(\text{en})$ 、 $N_I(\text{ex}) = N_I(\text{en})$ とした場合が示してある。この場合、RGM、BM のどちらの遷移密度を使用しても、coupled channel による計算値は実験値を過大評価していることがわかる。Khoa は、この計算値を実験結果に一致させるために、 $N_I(\text{ex}) \simeq 2.5\text{--}3.4$ に増加させた。遷移ポテンシャルの虚部を増大させることは、 3α 崩壊のチャンネルなどの $\alpha + {}^{12}\text{C}^*(0_2^+)$ チャンネルと結合の強いチャンネルに波束が逃げていることを表している。すなわち、Khoa は、Hoyle state が 2_1^+ 状態の $1/600$ という大変短い寿命を持つ崩壊しやすい状態であるという Hoyle state の特異性を考慮することで、 α 非弾性散乱の断面積は正しく評価されると主張した。

上述の Khoa らの結果をまとめると、Khoa は、 α 非弾性散乱の微分断面積の実験値を評価するために、電子散乱から決定した遷移強度に基づき計算した微分断面積を実験値と比較した。 2_1^+ 状態に対しては、計算値が実験値を良く再現する結果を得た。しかし、Hoyle state に関して、DWBA および coupled channel いずれの計算も α 非弾性散乱の微分断面積を過大評価するという結果を得た。また、その過大評価は断面積の計算に使用する遷移密度の詳細に依存しないことが示唆された。Khoa は、Hoyle state が空間的に発達した 3α クラスタから成る寿命が短く崩壊しやすい状態であるという Hoyle state の特異性が断面積の過大評価の原因であると主張した。

1.3 実験動機

Khoa らが指摘したように、信頼性の高い電子散乱の遷移強度を再現する遷移密度を用いて計算された Hoyle state に対する断面積が、 α 非弾性散乱の断面積を過大評価するということは実験的事実である。しかし、その原因が Hoyle state という状態の特異性にあるかどうかは定かではない。

そこで、本研究では、 α 非弾性散乱を用いて決定された単極子遷移強度を様々な原子核について系統的に調べ、電子散乱で決定された単極子遷移強度と比較することで、状態の特異性に依存しない普遍的傾向を明らかにすることを目的とした。なお、比較のために単極子遷移強度に限らずあらゆる ΔJ^π 遷移について系統的に研究した。

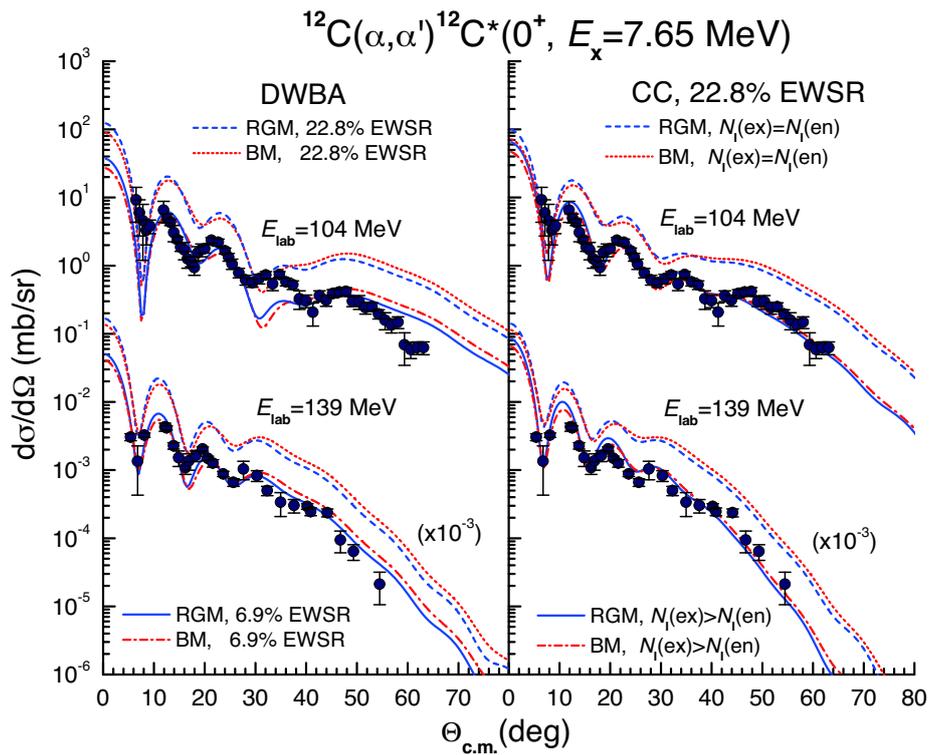


図 1.2 入射エネルギー $E_{lab} = 104, 139 \text{ MeV}$ における Hoyle state の α 非弾性散乱の解析結果。左側が DWBA 計算、右側が coupled channel 計算の結果。

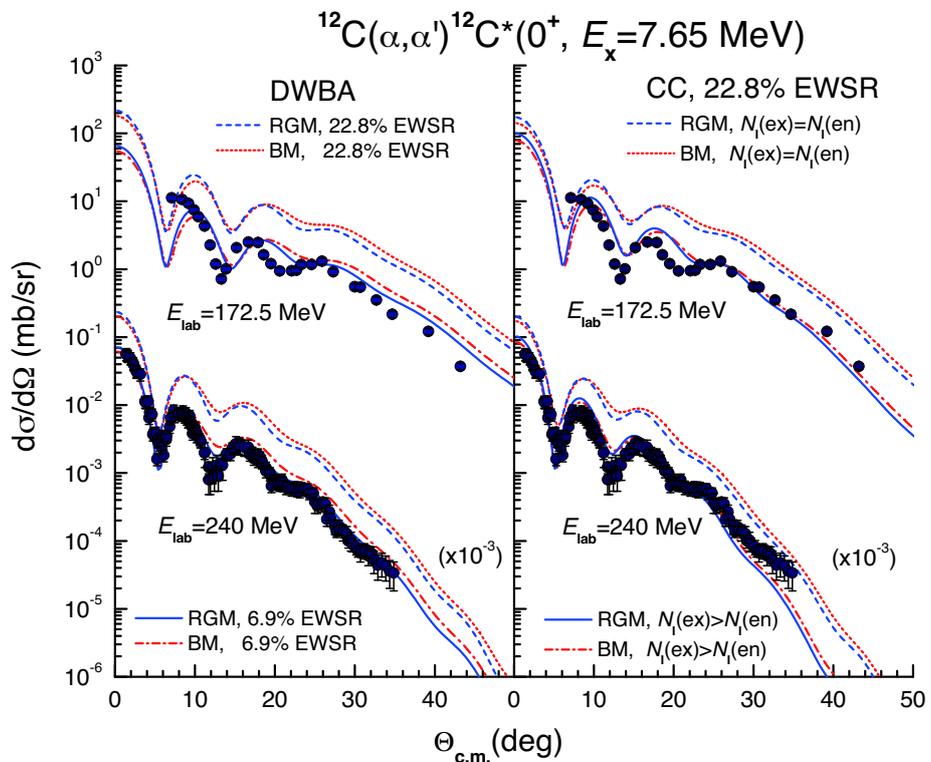


図 1.3 入射エネルギー $E_{lab} = 172.5, 240 \text{ MeV}$ における Hoyle state の α 非弾性散乱の解析結果。左側が DWBA 計算、右側が coupled channel 計算の結果。

第 2 章

実験

実験は大阪大学核物理研究センター（RCNP）の西実験室において 130 MeV の α ビームを用いて行った。RCNP の施設平面図、測定に使用した磁気スペクトロメータのセットアップをそれぞれ図 2.1、図 2.2 に示す。

2.1 ビームライン

使用したビームラインについて図 2.1 を用いて説明する。AVF サイクロトロン施設内のイオン源で生成された α ビームは、AVF サイクロトロンの磁場中心の鉛直上方から入射され、130 MeV まで加速された後にビーム輸送室を通過させた。今回の実験ではビームはリングサイクロトロンによる加速を行わず、バイパスビームラインを通過させ、WS コースを經由して西実験室に入射させた。入射ビームは標的上で 1 mm 程度の大きさに調整され、散乱層内の標的と散乱した粒子は、磁気スペクトロメータで運動量分析され焦点面検出器で検出された。ビーム電流はファラデーカップ（FC）で測定された。

2.2 高分解能磁気スペクトロメータ Grand Raiden

Grand Raiden (GR) は RCNP 西実験室に設置された高分解能磁気スペクトロメータであり、Q1-SX-Q2-D1-MP-D2-DSR (Q:四重極、S:六重極、D:双極、M:多重極) という構成になっている (図 2.2)。多重極・六重極磁石の導入や磁極の端面を曲面にするなどの工夫を施すことにより、高次のイオン光学的収差および運動学的効果を打ち消すように設計されている。結果として、 $p/\Delta p = 37000$ という高分解能を達成している。GR の主な仕様を表 2.1 に示す。

GR 全体は台車上に設計されており、測定時には台車を回転させて様々な角度で測定を行うことができる。測定中に使用するファラデーカップは、GR が 0 度のとき、低励起エネルギー側の測定時は焦点面ファラデーカップ (F.P.-FC)、高励起エネルギー側の測定時は 0 度ファラデーカップ (0 deg.-FC)、2.5 度から 5.1 度のときに Q1 ファラデーカップ (Q1-FC)、5.1 度以上のときに散乱層内のファラデーカップ (S.C.-FC) を使用した。焦点面ファラデーカップについては節 2.5 で詳細を説明する。また、各ファラデーカップごとに流れる電流値を測定しこれらが正常に機能しているかどうかを調べた。これに関しては節 2.6 で説明する。

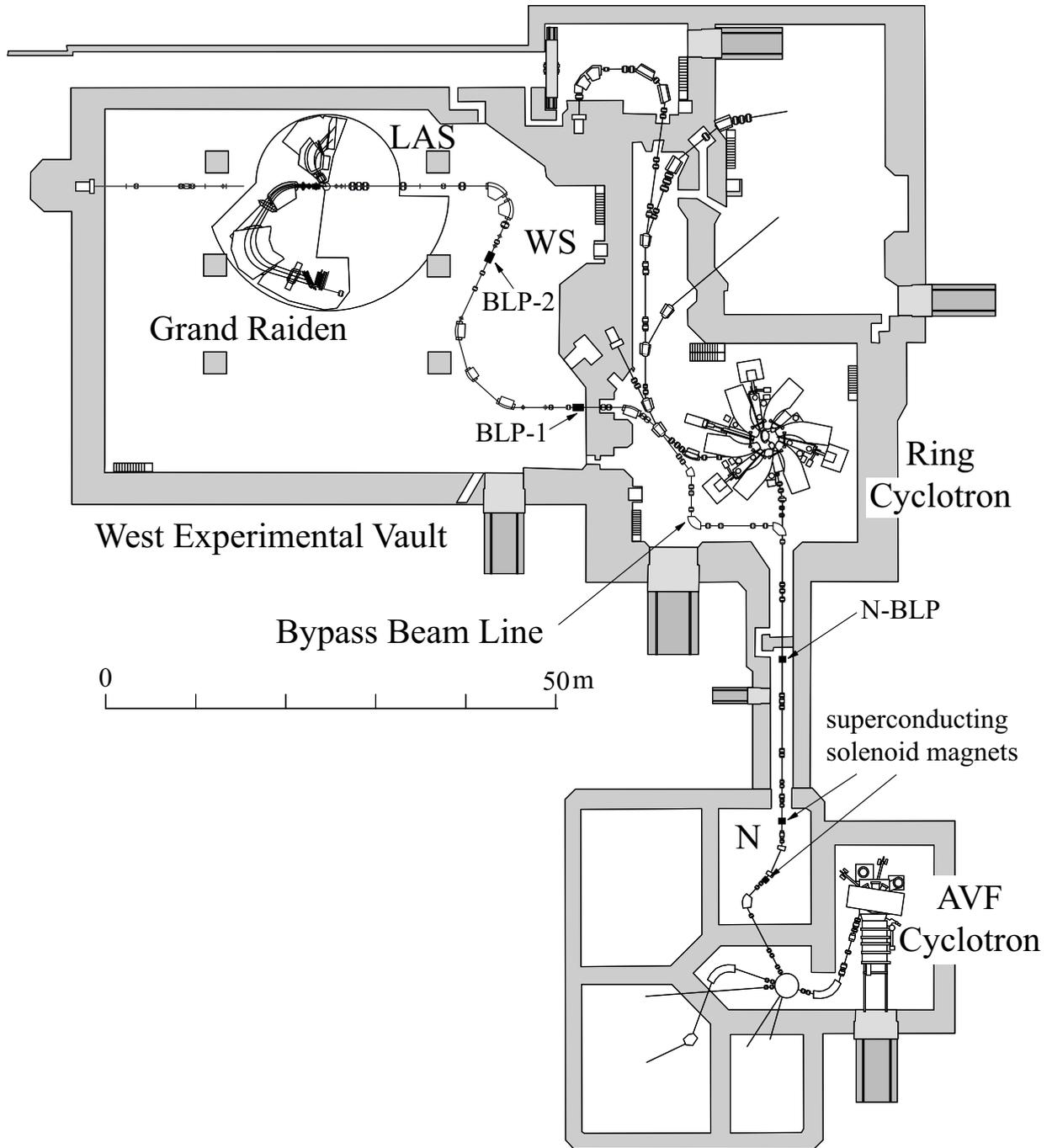


図 2.1 大阪大学核物理研究センター (RCNP) の施設平面図

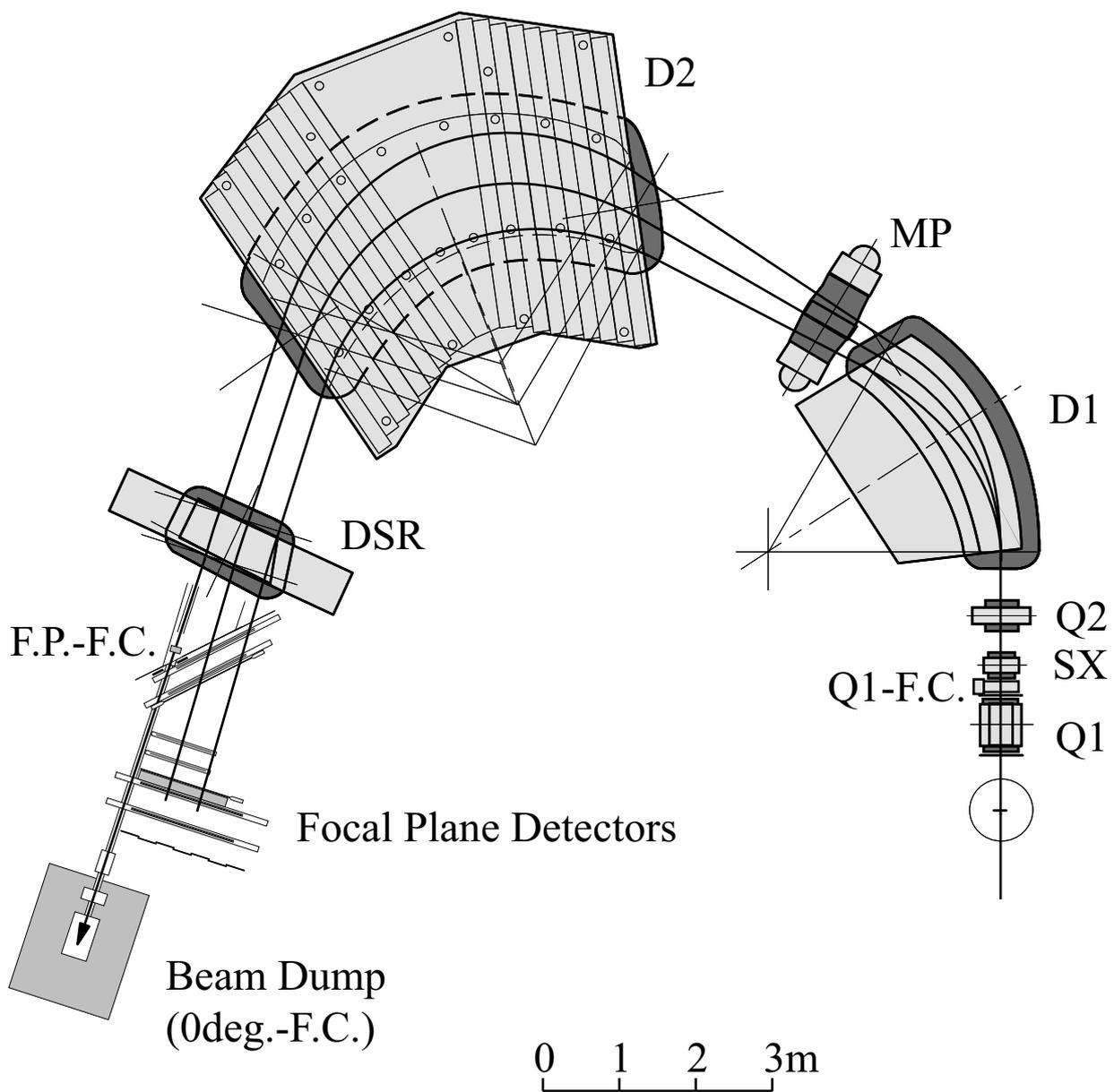


図 2.2 0度測定時のGRのセットアップ

表 2.1 GR の仕様

中心軌道半径	3 m
全偏向角	162°
旋回角度	-4°-90°
焦点面傾斜	45°
焦点面長	120 cm
最大磁気剛性	5.4 T·m
最大磁場	1.8 T
運動量分解能 $p/\Delta p$	37000
運動量測定範囲	5 %
水平方向立体角	± 20 mrad
垂直方向立体角	± 70 mrad
最大立体角	5.6 msr
横倍率 ($x x$)	-0.417
縦倍率 ($y y$)	5.98
運動量分散 ($x \delta$)	15451 mm

2.3 標的

実験で使用した標的を表 2.2 に示す。 ^{16}O に対するイベント数は、 SiO_2 と ^{nat}Si の引き算によって求める。

標的の厚さとエネルギー拡がりに関して説明する。今回の実験では、様々な状態に対する遷移強度を測定する。これらの状態の遷移強度を測定するためには、高分解能でエネルギーを測定する必要がある。そこで問題になるのがビームのエネルギー拡がりである。磁気分析器が非常に高い分解能を持っていたとしても、ビーム自体がエネルギー拡がりを持っていればそれ以上の分解能は達成できない。

ビームのエネルギー拡がりにはビームが持つ元々のエネルギー拡がりの他に、標的を通過する際に生じるエネルギー拡がりも考慮する必要がある。これは、ストラグリングによる拡がりと呼ばれる。通常の $E_\alpha = 130 \text{ MeV}$ の α ビームの持つエネルギー拡がりはピークの半値幅 (FWHM) で 60 keV 程度であるので、ストラグリングによる拡がりはこれよりも小さいことが望ましい。表 2.2 に示す標的の厚さは、この点に注意して選択した。また、使用した標的のストラグリングによるエネルギー拡がり (FWHM) の計算値を表 2.2 に示した。

測定したスペクトルのエネルギー分解能に関しては節 3.3 で説明する。

2.4 焦点面検出器

GR の焦点面には位置検出器として二台の VDC (Vertical Drift Chamber) をビームの中心軌道と 45° の角度をなすように設置した。焦点面検出器の概略図を図 2.3 に示す。

一台の VDC は X 面、U 面の二面から構成されている。X 面の構造の概念図を図 2.4 に示す。図 2.5 に示すように、垂直方向 (X 面) と垂直方向に対し 48.19° の方向 (U 面) にそれぞれ芯線が張られており、陽極芯線は X 面と U 面にはそれぞれ 6 mm、4 mm の間隔で張られている。ポテンシャル芯線はその間に 2 mm 間隔でそれぞれ 2 本、1 本ずつ張られている。VDC の仕様を表 2.3 に示す。

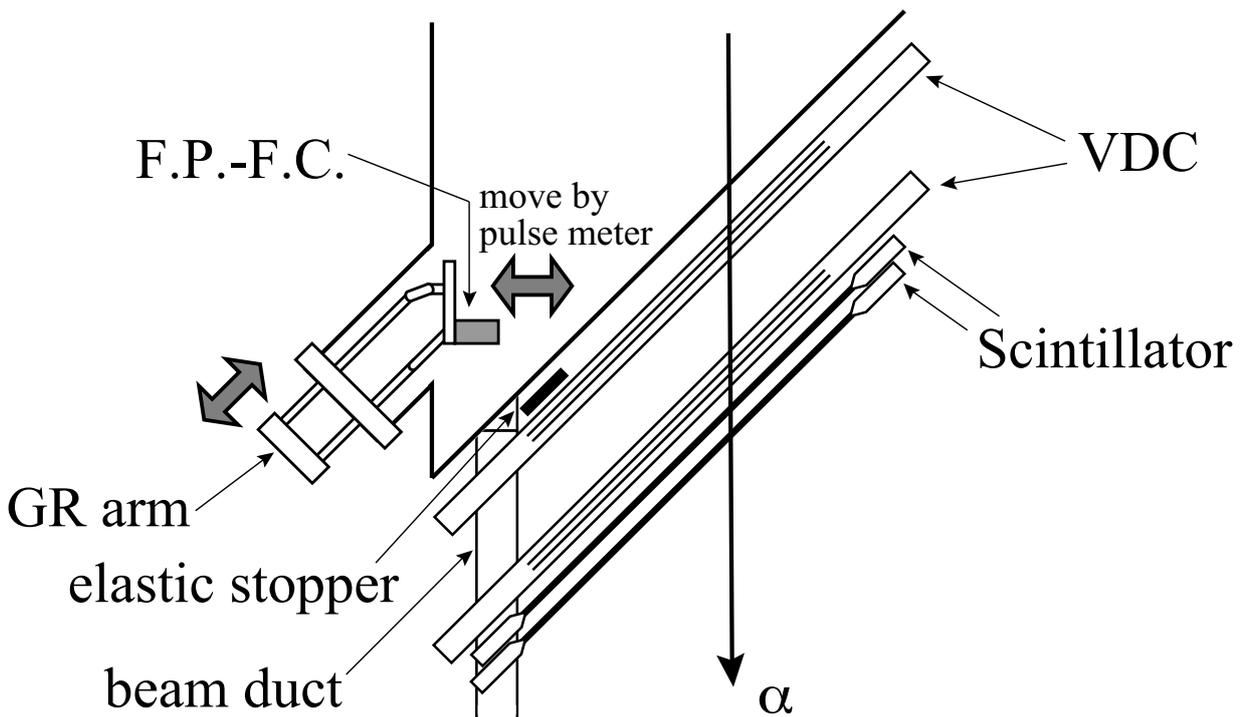


図 2.3 焦点面検出器の概略図

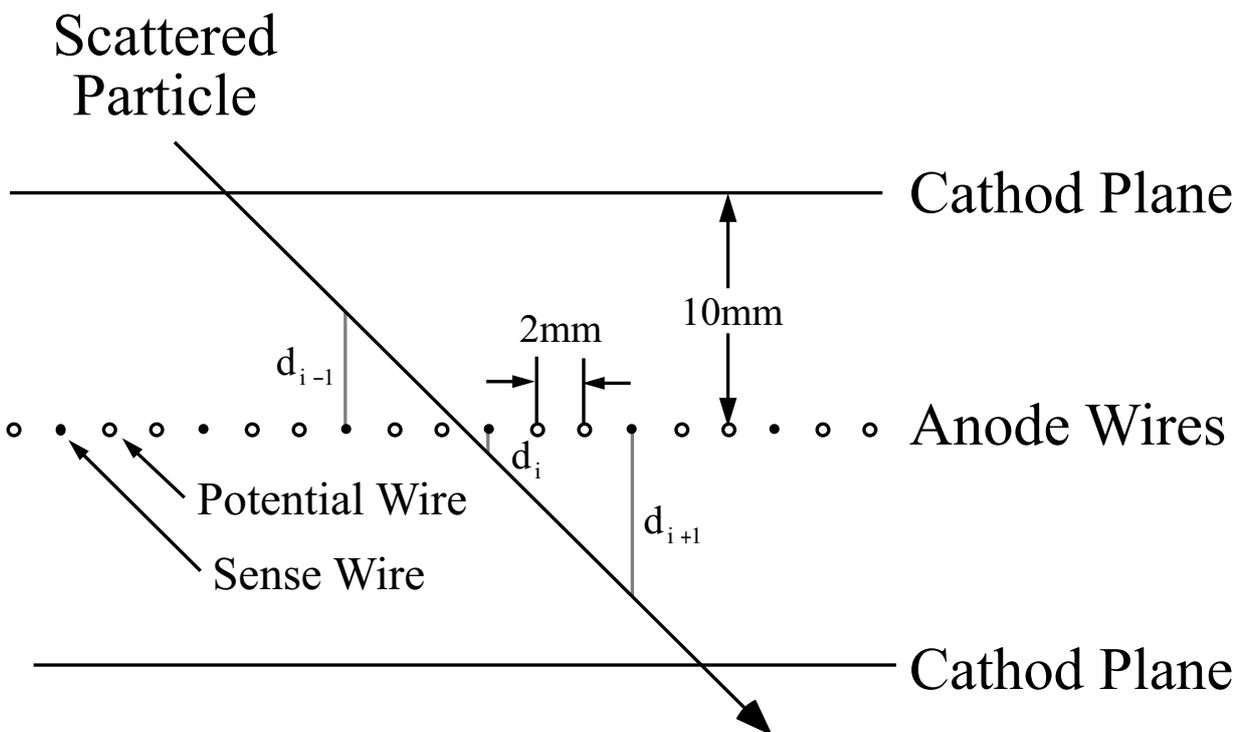


図 2.4 VDC の X 面の構造の概念図

表 2.2 実験に使用した標的とその厚さおよび 130 MeV の α 粒子についてのストラグリングによるエネルギー拡がり

標的	厚さ (mg/cm^2)	エネルギー拡がり (FWHM, keV)
^{nat}C	2.2	64
SiO_2	2.2	46
^{24}Mg	1.2	47
^{nat}Si	1.72	57
^{40}Ca	1.63	56
^{58}Ni	1.5	53

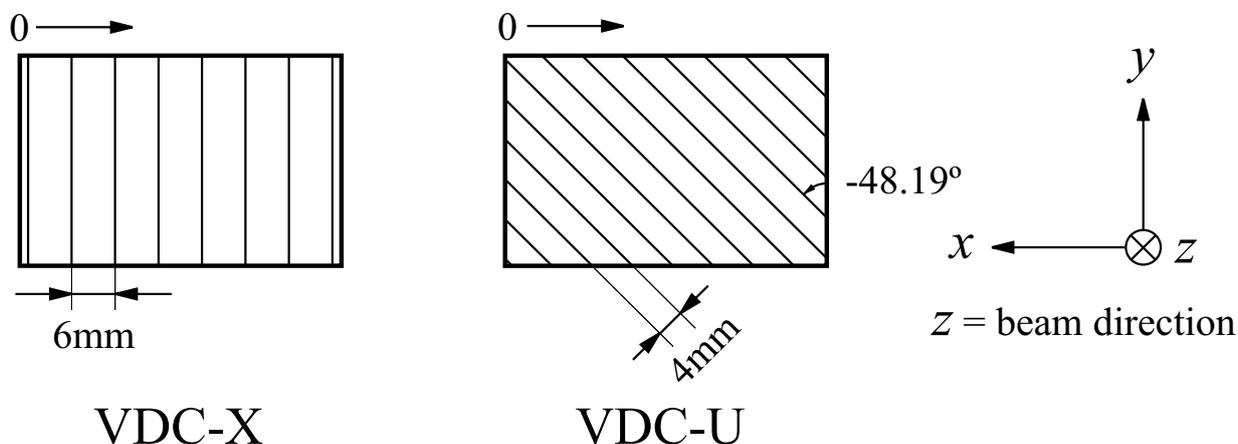


図 2.5 VDC の芯線形状

VDC は、荷電粒子が通過した際に生成される電子が電場によって移動し、陽極芯線に収集されるまでの時間を測定することにより粒子が通過した位置を知るための装置である。VDC の特徴は、入射粒子によって生成されたイオン・電子対が芯線面に対して垂直に移動する点である。このため電場の一様性がよく、ドリフト時間と位置の直線関係が良く成り立つ。また、入射粒子が芯線面に対して斜めに入射することにより、一粒子の通過で 2-4 本の芯線に信号が発生するので、各芯線ごとの検出効率の評価を行うことができる。

0° 測定時にはビームは散乱粒子と同様に GR の内部を焦点面まで通過し、その後ダクトを通りビームダンプまで導かれる。焦点面でのビームと散乱粒子の空間的距離は GR の運動量分散で決まっており、低励起状態を経由した粒子ほど高運動量側、すなわちビームに近い位置を通過する。従って、VDC の外枠が励起エネルギーの測定可能範囲を制限することになる。例えば、低励起状態を測定できるように磁場設定した場合、ビームがビームダクトの内側を通ることになる。そこで、焦点面検出器の直前のビームを受け止める位置に新しいファラデーカップ（焦点面 FC）を設置することにより、 0° においても低励起状態の測定を可能にした。このことについては節 2.5 で説明する。

焦点面には VDC の直後に 2 枚のプラスチックシンチレーション検出器を設置した。厚さは上流からそれぞれ 3 mm、10 mm であり、それぞれ PS1、PS2 と呼ぶ。プラスチックシンチレーション検

表 2.3 GR 焦点面に設置されている VDC の仕様

芯線構成	X (0°), U (48.2°)
有感領域	W 1150 mm, H 120 mm
芯線数	192 (X), 208 (U)
陽極-陰極面間隔	10 mm
陽極面芯線間隔	2 mm
陽極芯線間隔	6 mm (X), 4 mm (U)
陽極芯線	20 $\mu\text{m}\phi$ 金メッキ W 芯線
ポテンシャル芯線	50 $\mu\text{m}\phi$ 金メッキ Cu/Be 芯線
陰極	10 μm 炭素アラミド膜
印加電圧	4.7 kV (陰極) 240 kV (X,U) (ポテンシャル芯線)
ガス	Argon (71%) + Iso-butane (28.6%) + Iso-propyl-alcohol
ガス境界面	12.5 μm アラミド膜
Pre-amplifier	LeCroy 2735DC
TDC	LeCroy 3377

出器の両端には光電子増倍管 (PMT) が接着されており、シンチレーション光は PMT により入射粒子のエネルギーに比例した大きさの電荷信号に変換された。また、両側の PMT からの信号の時刻を平均することで、入射粒子の入射位置に依存しないタイミング信号も得られた。

ここでのタイミング信号は節 2.7 で説明するようにトリガー信号として使用された。また、タイミング信号は VDC の TDC のストップにも使用された。電荷信号は粒子のエネルギー損失が電荷や質量に依存することを利用して粒子識別に使用された。

今回の測定では非弾性散乱と弾性散乱を測定した。非弾性散乱測定の際に、弾性散乱のカウント数が非常に多くカウント率が制限される場合には、焦点面検出器の上流に真鍮のブロックを置き、弾性散乱を除去した。

2.5 焦点面ファラデーカップ

今回の実験では、新しいファラデーカップを作成し、図 2.3 に示すように、焦点面検出器の直前にこれを設置した。これを焦点面ファラデーカップと呼ぶことにする。その作成目的を節 2.5.1、構造と仕様を節 2.5.2 で説明する。

2.5.1 作成目的

低励起状態の遷移強度は、各遷移に対応する γ 線の崩壊幅を測定するという方法によってよく調べられている [8][9][10]。それらの遷移強度との比較を行うためには、低励起状態のアルファ非弾性散乱の微分断面積を測定する必要がある。特に、単極子遷移に対応する励起状態は前方角度において大きな微分断面積を持つので、0 度の測定値を得ることは重要である。しかし、焦点面検出器の有感領域の端とビームダクトの間の距離には幾何学的形状による制約があるので、0 度で低励起状態を測定することは難しい。

通常測定で得られる散乱粒子に関する情報は、焦点面検出器での位置 x_{fp} 、 y_{fp} と角度 θ_{fp} 、 ϕ_{fp} であり、これらは標的上の位置、角度、運動量 $\delta = \Delta p/p$ と関連づけられる。散乱粒子の焦点面での

水平方向の位置 x_{fp} は、標的上の位置と角度と δ の関数として

$$x_{fp} = \sum_{i,j,k,l,m} (x|x^i y^j \theta^k \phi^l \delta^m) x_{tgt}^i y_{tgt}^j \theta_{tgt}^k \phi_{tgt}^l \delta^m \quad (2.1)$$

と書くことができ、 $(x|x^i y^j \theta^k \phi^l \delta^m)$ を転送行列要素と呼ぶ。1次計算の範囲 ($i + j + k + l + m = 1$) では、水平面内の (x, θ) に関する転送行列要素と鉛直面内の (y, ϕ) に関する転送行列要素は結合しない。従って、式 (2.1) の一次までを考えると、 x_{fp} は

$$x_{fp} = (x|x)x_{tgt} + (x|\theta)\theta_{tgt} + (x|\delta)\delta \quad (2.2)$$

と書くことができる。表 2.1 に示すように、GR の通常の磁場設定では、 $(x|x) = -0.417$ 、 $(x|\delta) = 15451 \text{ mm}$ となるように設計されている。 $(x|\theta)$ は焦点面での収束と関係しており、GR は収束条件 $(x|\theta) = 0 \text{ m/deg}$ を満たすように設計されているので、第2項は0である。ビームスポットの大きさが約 1 mm であり、式 (2.2) の第1項は第3項に比べて十分に小さいので、以後は第3項のみ考える。

一般に、質量 m の粒子の運動エネルギー K と運動量 p の間には

$$\frac{\Delta K}{K} = \frac{K + 2m}{K + m} \frac{\Delta p}{p} \quad (2.3)$$

という関係が成り立つ。 α 粒子の質量と運動エネルギーがそれぞれ $m \simeq 3733 \text{ MeV}/c^2$ 、 $K \simeq E_\alpha = 130 \text{ MeV}$ であるとすると、

$$\frac{\Delta p}{p} \simeq \frac{1}{2} \frac{\Delta K}{K} \quad (2.4)$$

となる。従って、式 (2.2) は

$$x_{fp} \simeq \frac{1}{2}(x|\delta) \frac{\Delta K}{K} \quad (2.5)$$

と書くことができる。前方角度における測定では、0度の測定においては $\Delta K = K_{beam} - K_{fp} \simeq E_x$ であるので、標的の励起エネルギー E_x と焦点面での水平方向の位置 x_{fp} の間には

$$x_{fp} \simeq \frac{1}{2}(x|\delta) \frac{E_x}{K} \quad (2.6)$$

という関係が成り立つ。

今回の実験では、使用する標的の中で最も低励起エネルギーの第一励起状態である ^{24}Mg の $E_x = 1.37 \text{ MeV}$ を測定することが目標である。400 MeV の α ビームを用いた単極子遷移強度の測定は RCNP において過去にも行われてきたが、400 MeV の場合、図 2.6(a) に示すように、焦点面検出器の有感領域の端とビームダクトの間の距離が 15 cm であるという幾何学的形状による制約があるので、式 (2.6) より、測定可能な励起エネルギーは $E_x \simeq 7.7 \text{ MeV}$ 以上の範囲に制限される。GR の磁場を調節することで、それ以下の低励起状態を経由した散乱粒子を検出器の有感領域を通過させることは可能であるが、この場合、磁場の調節によってビームがビームダクトよりも内側を通過するという問題が生じる。この問題を解消するために、図 2.6(b) に示すように、焦点面検出器の直前のビームダクトより内側の位置に新しいファラデーカップを設置して、ビームを止めるようにした。これによって、幾何学的形状による制約が解消され、0度測定においてより低励起の状態の測定を可能とした。

焦点面検出器の側近にファラデーカップを置きビームを止めることによって、大きなバックグラウンドが生じる可能性があり、これを出来る限り減らす必要がある。図 2.6(b) に示すように、 $E_x = 1.37 \text{ MeV}$ の励起状態を経由した散乱粒子を測定する際、400 MeV の α ビームを用いた場合には $x_{fp} \simeq 2.7 \text{ cm}$ である。これに対して、130 MeV の α ビームを用いた場合には $x_{fp} \simeq 8.2 \text{ cm}$ であり、400 MeV の場合と比べると約3倍大きいので、バックグラウンドを飛躍的に減らすことができると考えられる。

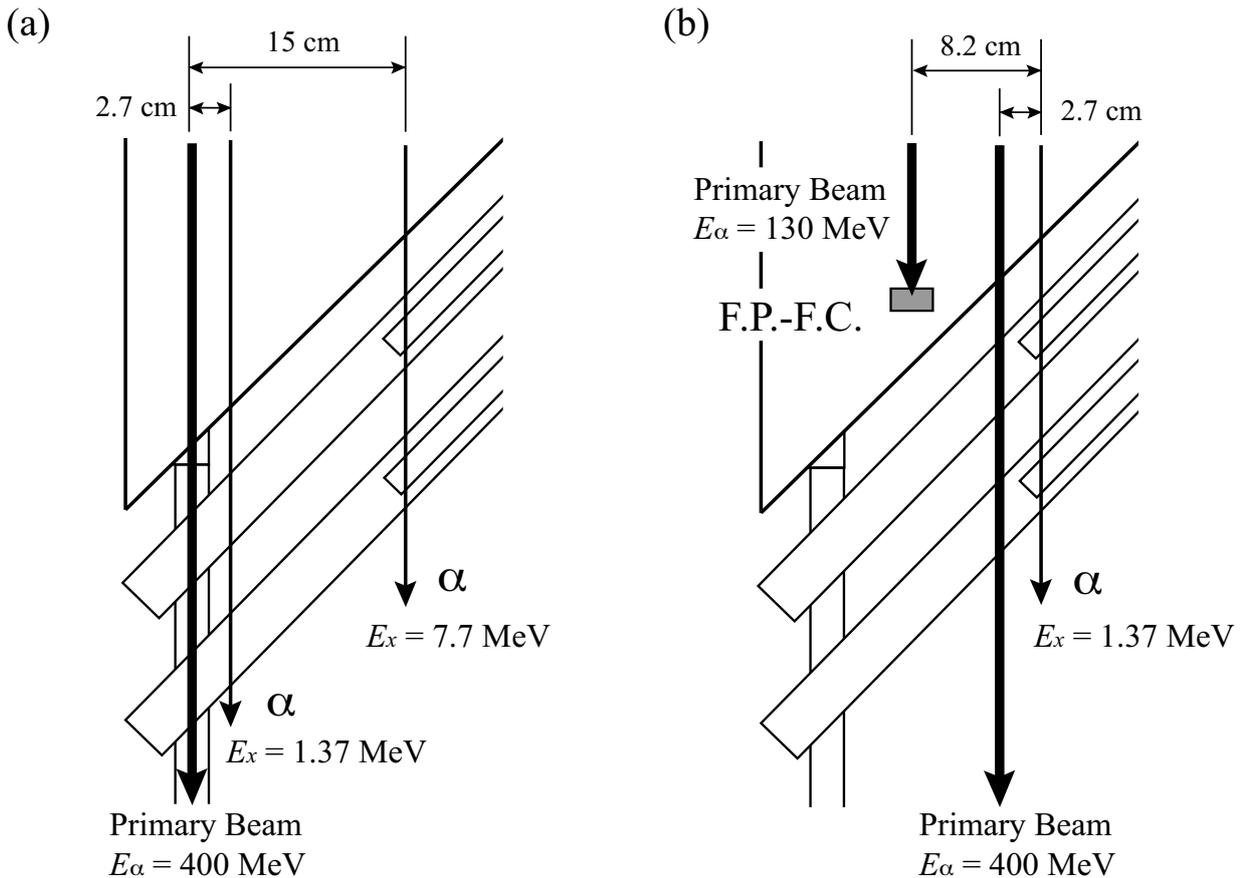


図 2.6 散乱粒子とビームとの空間的距離。(a) は $E_\alpha = 400 \text{ MeV}$ の場合 (磁場固定)、(b) は $E_\alpha = 130, 400 \text{ MeV}$ で $E_x = 1.5 \text{ MeV}$ が測定されるようにそれぞれ磁場調整した場合。

2.5.2 構造と仕様

焦点面ファラデーカップの全体図を図 2.7 に示す。ファラデーカップ全体は ss400 と呼ばれる鉄で作られおり、コの字型の構造の内側には、銅ホルダーに囲まれたネオジウム系磁石を向かい合わせで取り付け、また、ビームが当たる部分にビューワーを取り付け、ビームがファラデーカップに当たっているかどうかを測定中に確認できるようにした。組み立てたファラデーカップをデルリン (ポリアセタール樹脂) 製の絶縁体に取り付けた。

焦点面ファラデーカップの構造とその意味について、図 2.8 を用いて説明する。

(1)(2) コの字型の構造の内側に向かい合わせて磁石を取り付けることで、電子がファラデーカップに衝突したときに表面から放出される二次電子をファラデーカップの外に逃がさない効果があり、ビーム電流を正しく測定できる。また、鉄でできたファラデーカップ全体で磁気回路が形成されることで、向かい合う磁石の間の磁束密度が大きくなる構造になっている。

(3) ネジを串刺しにしてコの字型に組み立てた。三つの部分に分けて作ることで、磁石の脱着を可能にした。

(4) 組み立てたファラデーカップを絶縁体を介して GR の駆動系に取り付けることで、ビームがファラデーカップに当たって発生した電流が駆動系を通じて逃げないようにした。

(5) GR の駆動系 (GR arm) にファラデーカップを取り付けた。図 2.3 に示すように、この駆動系

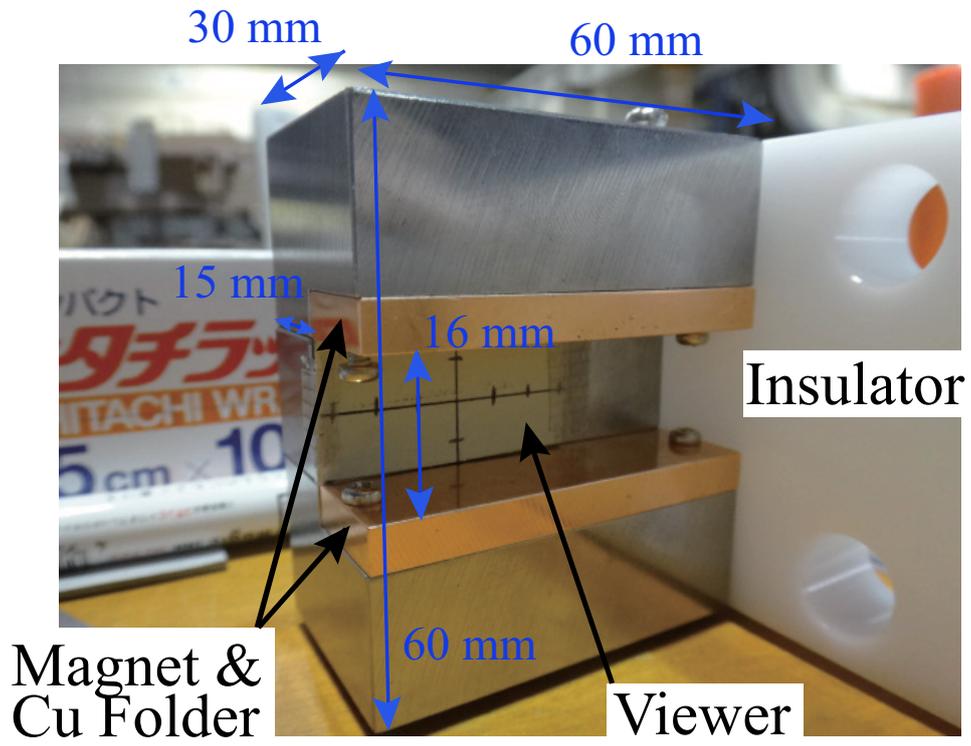


図 2.7 焦点面検出器付近に設置したファラデーカップ

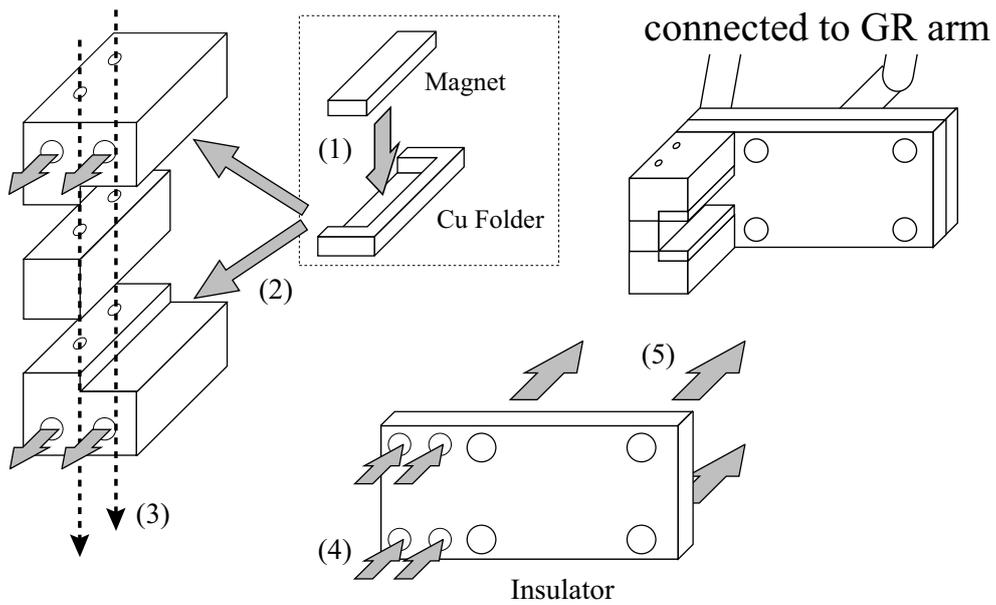


図 2.8 焦点面ファラデーカップの構造と組み立て順序

表 2.4 各材質の密度と $E_\alpha = 130$ MeV ビームを止めるために必要な厚さ

材質	粒子 密度 (g/cm^3)	厚さ (mm)		
		α (130 MeV)	^1H (50 MeV)	^3He (130MeV)
鉛 (Pb)	11.34	2.19	4.55	10.72
鉄 (Fe)	7.87	2.01	4.27	9.97
真鍮 ($\text{Cu}_{62}\text{Zn}_{35}\text{Pb}_3$)	8.52	2.01	4.24	9.93
ステンレス ($\text{Cr}_8\text{Fe}_{74}\text{Ni}_{18}$)	8.0	1.97	4.18	9.77

は焦点面直前の真空槽の側面から取り付けることができる。この駆動系はパルス信号を送信することで遠隔操作することができ、測定中、ファラデーカップを左右に移動させることが可能である。なお、この駆動系にはファラデーカップを宙に浮かせた状態で取り付けるので、ファラデーカップの重量に配慮する必要がある。

図 2.7 にあるように、ビームの当たる部分の厚さを 15 mm とした。これを決定するにあたり、次のことに配慮した。

1. $E_\alpha = 130$ MeV のビームを止められる十分な厚さを持つこと
2. ファラデーカップでビームを止める際、散乱粒子の広がりをファラデーカップによって妨げない厚さであること

1 に関しては、材質によってその厚さは異なる。 $E_\alpha = 130$ MeV のビームを用いる際には ^1H や ^3H も発生するので、これらも止めることができるのが望ましい。また、GR の駆動系に負担がかかりすぎない重量の設計とするのが望ましい。ファラデーカップに使用される典型的な材質の密度とこれらの粒子を止めるのに必要な厚さを表 2.4 に示す。ビームを止める厚さという観点からは、表 2.4 に示したどの材質を用いても、15 mm 程度の厚さがあれば十分にビームを止めることができると考えられるが、重量の観点に加え、上で述べた磁気回路を形成する観点からも全体を鉄で作成するのが最適である。なお、作成したファラデーカップの重量は約 670 g である。

2 に関しては、図 2.9 を用いて説明する。焦点位置がファラデーカップに合わせてあるとする。散乱粒子は、焦点位置を通り過ぎると再び広がってゆく。広がった散乱粒子がファラデーカップに衝突するとバックグラウンドが大きくなる原因となり得るので、これを防ぐ必要がある。焦点位置からファラデーカップまでの距離を x とし、そのときの許容できるファラデーカップの最大厚さを y とする。GR の設計から散乱粒子の最大広がり 3° であるので、このときの y は x を用いて $y = x / \tan 3^\circ$ と表される。例えば、 $y = 15$ mm のとき、 $x \simeq 0.8$ mm となる。節 2.5.1 で述べたように、最も低い励起エネルギーである $E_x = 1.37$ MeV を検出器の端で測定する場合でも α ビームと散乱粒子の距離は 8.2 cm と十分に離れているので、散乱粒子がファラデーカップに衝突する可能性は極めて低いと考えられる。

2.6 ファラデーカップの電流値の較正

ファラデーカップによって測定されるビーム強度は入射粒子の個数に変換し微分断面積の計算に用いられるので、ファラデーカップの個体差は出来る限り少ないことが望ましい。そこで、今回の実験で使用する Q1 ファラデーカップ、散乱槽ファラデーカップ、0 度測定用ファラデーカップ、焦点面ファラデーカップについて、測定電流値の較正を行った。

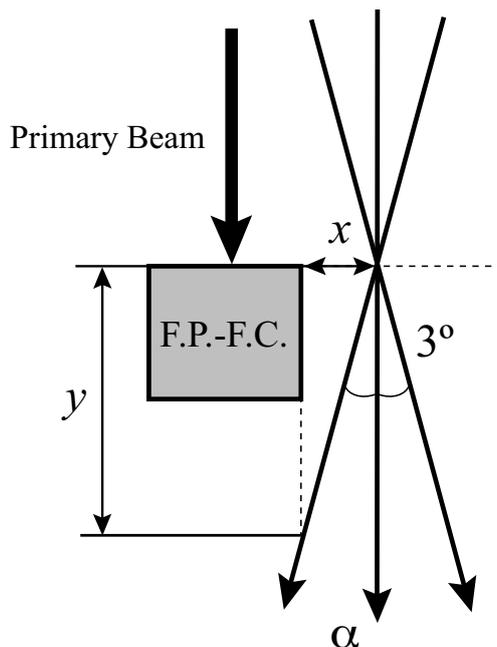


図 2.9 散乱粒子の広がり とファラデーカップの位置関係

各ファラデーカップによる測定されたビーム強度を偏極度計 (BLP: Beam Line Polarimeter) で測定されるイベント数と比較し、ビーム強度測定についてのファラデーカップの個体差を調べた。なお、比較に用いた BLP-1 は図 2.1 に示すようにビームライン上の西実験室の入口付近に設置されている。

表 2.5 にファラデーカップで測定されたビーム強度と BLP-1 のイベント数との比を示す。BI は各ファラデーカップにおいて測定されたビーム強度、BLP は BLP-1 によって測定されたイベント数を示す。比は SCFC の BI/BLP を 1 としたときの値を表し、そのずれは最大で 2.3% 程度と非常に小さい値であったので、ファラデーカップは正常に機能し、これらの個体差は無視できると判断した。

表 2.5 ファラデーカップの電流値の較正

	散乱槽内 FC	Q1 FC	焦点面 FC	散乱槽内 FC (2 回目)
$\frac{BI}{BLP}$	4.42	4.43	4.36	4.32
ratio	1.00	1.00	0.988	0.978

2.7 トリガー条件

今回の実験のトリガーは GR 焦点面の VDC の直後に設置されている 2 枚のシンチレーション検出器からの信号により作られている。二つのシンチレーターからの信号はそれぞれ Constant Fraction Discriminator (CFD) を通り、Mean Timer によって二つの信号の時間を平均化し、時間の入射位置依存性を打ち消す。その出力を GPS1、GPS2 と呼ぶ。その後 LeCroy 2366 モジュールにより論理積 $GPS1 \cap GPS2 = GR$ が生成され、これがトリガーを作る。回路図を図 2.10 に示す。

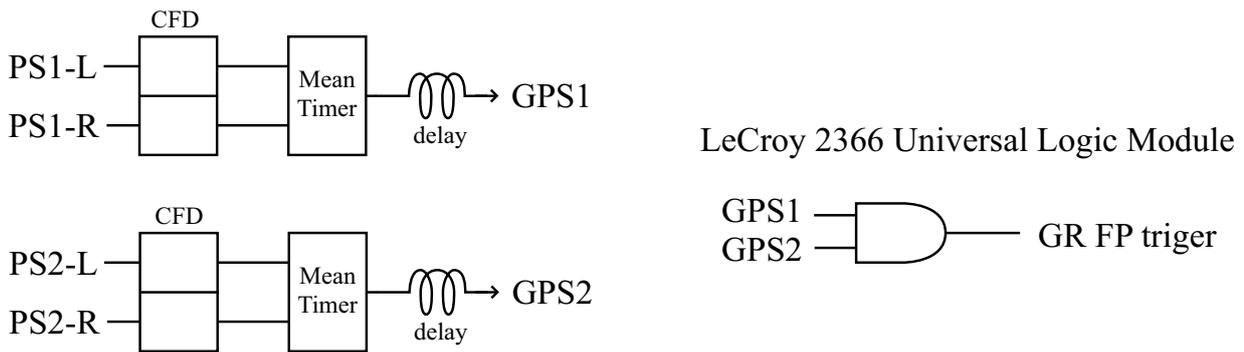


図 2.10 GR トリガーの回路図

2.8 データ収集

RCNP でのデータ収集系の模式図を図 2.11 に示す。

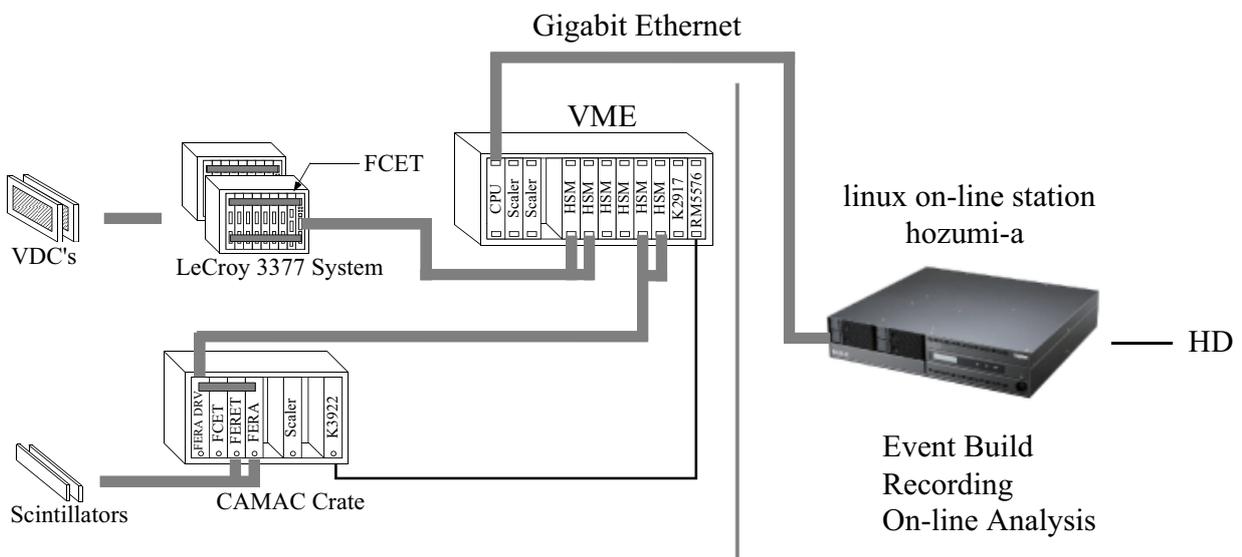


図 2.11 データ収集系の模式図

VDC の読み出し系には LeCroy3377 モジュール、シンチチレータの読み出し系には FERA/FERET システムを使用して各信号の波高情報と時間情報をデジタルデータ化した。その後、各データには Flow Controlling Event Tagger (FCET) [11] と呼ばれるモジュールにより、イベントヘッダー、イベント番号、インプットレジスタワードを付与される。FCFT により付与されるこれらの情報は、各検出器からのデータを各事象のデータを再構成する際に非常に有益である。また、RCNP のデータ収集系ではデータ転送プロセスから CAMAC function を排除し、データ収集の高速化を実現している。処理されたデータは検出器毎に並列化され、ECL バスにより VME クレート上の High speed memory (HSM) モジュールに転送される。各検出器に対して HSM を 2 台ずつ割り当てて、HSM を交互に使用することでデータ転送による不感時間を解消している。

HSM に転送されたデータは Gigabit Ethernet を経由してデータ収集系の主コンピュータに転送され、解析される。一事象あたりのデータ取得時間に要する時間は、典型的に $30 \mu\text{s}$ である。

2.9 実験条件

今回の実験では、非弾性散乱を $0^\circ \leq \theta_{lab} \leq 13.0^\circ$ の角度で測定し、弾性散乱を $3.7^\circ \leq \theta_{lab} \leq 30.6^\circ$ の角度で測定した。なお、2.5–5.0 度では 2.5、4.1、5.0 度で測定し、6.6 度以降は 1.6 度ごとに測定した。測定角度に応じて、セットアップを変更した。今回の実験の条件を表 2.6 に示す。

表 2.6 実験条件

GR 角度 (deg)	標的 (厚さ mg/cm ²)	スリット	ビームストッパー
0	^{nat} C (2.2), SiO ₂ (2.2), ²⁴ Mg (1.2), ^{nat} Si (1.72), ⁴⁰ Ca (1.63), ⁵⁸ Ni (1.5)	± 20 mr (垂直) ± 20 mr (水平)	0 度用 FC (高励起側) 焦点面 FC (低励起側)
2.5–5.0	^{nat} C (2.2), SiO ₂ (2.2), ²⁴ Mg (1.2), ^{nat} Si (1.72), ⁴⁰ Ca (1.63), ⁵⁸ Ni (1.5)	± 20 mr (垂直) open (水平)	Q1 FC
6.6–13.0	^{nat} C (2.2), SiO ₂ (2.2), ²⁴ Mg (1.2), ^{nat} Si (1.72), ⁴⁰ Ca (1.63), ⁵⁸ Ni (1.5)	± 30 mr (垂直) ± 20 mr (水平)	散乱槽内 FC
11.4	^{nat} C (2.2)	シークスリット	散乱槽内 FC

第 3 章

解析

実験データの解析は、川畑氏が開発した解析プログラムを用いて行った。

3.1 VDC

3.1.1 VDC での軌跡

VDC は、節 2.4 で説明したように荷電粒子が通過した際に生成される電子の移動時間から粒子の通過位置を測定する装置である。VDC に一様に粒子が入射した時の VDC から得られる移動時間の分布は図 3.1 (上) のようになる。この分布で目立ってカウント数が多い部分は、陽極芯線付近を通過したことを示している。芯線近傍でカウント数が多いのは、芯線近傍でドリフト速度が大きいためである。この分布から通過位置の情報を得るためには、移動時間を移動距離に変換する必要があるので、移動距離が一様な分布になるように変換した (図 3.1 (下))。この変換は、移動時間の関数を $T(t)$ 、移動距離の関数を $L(x)$ とすると、

$$L(x) = \frac{\int_a^x T(t)dt}{\int_a^b T(t)dt} \quad (3.1)$$

という計算に従う。

上述の操作をもとに決定した移動距離から、各面での通過位置が測定でき、面ごとの情報から粒子の軌跡を知ることができる。一粒子の通過に伴い 3 ~ 4 本の芯線に信号が発生するが、ここで、2 本以上の芯線から信号が発生した場合にそのまとまりをクラスターと呼び、信号が発生した芯線の本数をクラスターの大きさと定義する。例えば、ある 1 面において隣り合う 3 本の芯線から信号が発生した場合には、このまとまりを大きさ 3 のクラスターと呼ぶ。粒子の軌跡を構成する際には、以下の 2 つの条件を課した。

- 大きさが 4 以上のクラスターにおいて、クラスターの端が移動時間の極小となる場合、極小の芯線をクラスターに含めない。
- それぞれの陽極面で大きさが 2 以上のクラスターが 1 つあるイベントのみを解析する。

粒子の軌跡の決定の仕方を図 3.2 を用いて説明する。VDC のある一面のデータからは、「粒子の軌跡と VDC 面の交点を通り陽極芯線に平行な直線」を決定することができる。図 3.2 に示すように、上流 VDC の X 面、U 面に対するこの直線をそれぞれ上流 X 線 (front-X)、上流 U 線 (front-U)、下流 VDC の X 面、U 面に対するこの直線をそれぞれ下流 X 線 (rear-X)、下流 U 線 (rear-U) と呼ぶ

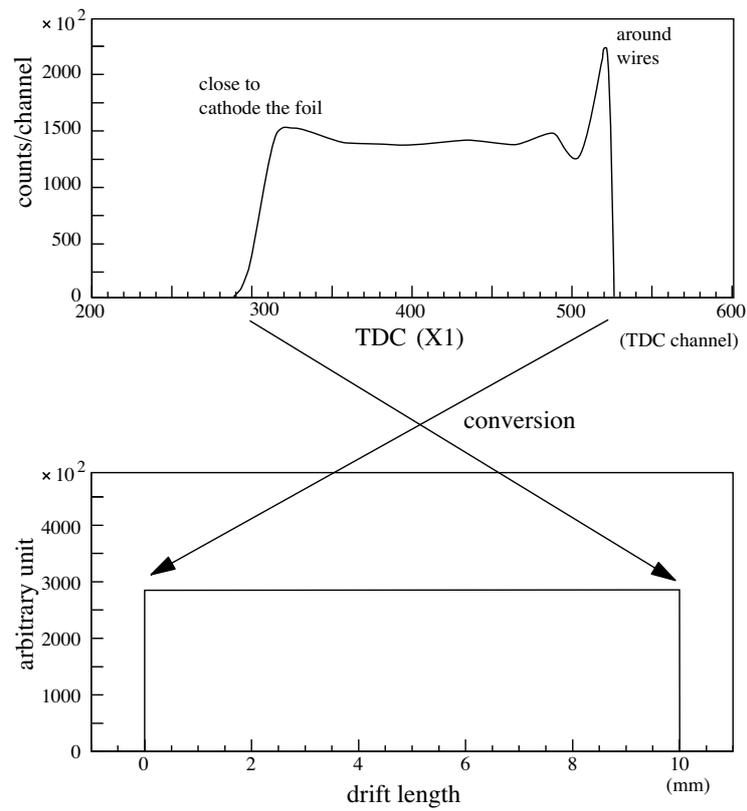


図 3.1 VDC の信号とその変換。(上) が TDC 信号で、移動時間を表す。(下) が変換後で、移動距離を表す。

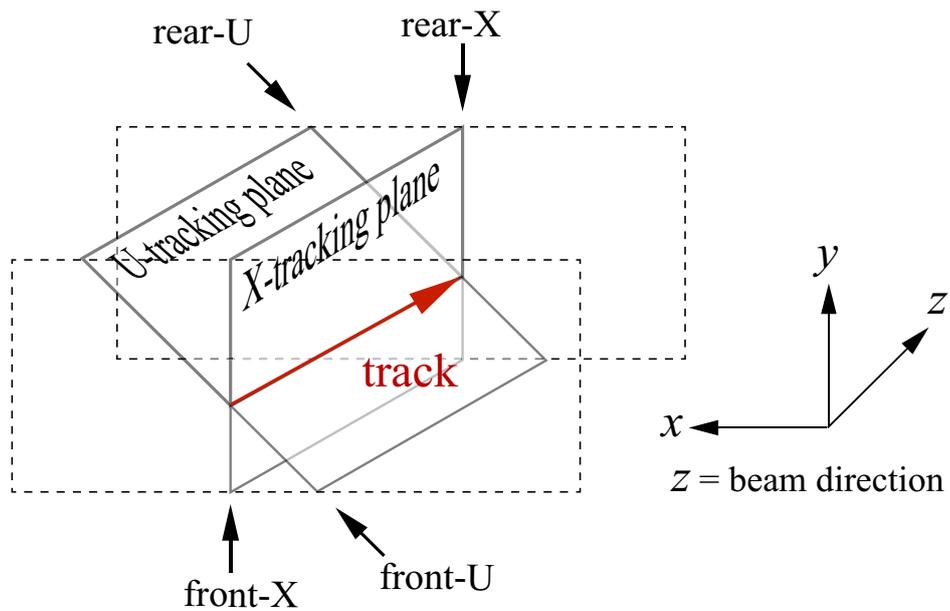


図 3.2 VDC による軌跡の決定の概略図

ことにする。また、上流 X 線、下流 X 線を含む平面を X 軌跡面 (X-tracking plane)、上流 U 線、下流 U 線を含む平面を U 軌跡面 (U-tracking plane) と呼ぶことにする。4 面の情報から X 軌跡面、U 軌跡面を決定することができれば、この 2 面の交線が粒子の軌跡となる。

3.1.2 VDC の検出効率と位置依存性

全イベントに対して軌跡を決定できるイベントの割合を VDC の検出効率 (tracking efficiency) と呼ぶ。検出効率 ϵ は焦点面の水平方向に対して位置依存性を持っており、

$$\epsilon(x_{fp}) = \epsilon_{FX}(x_{fp})\epsilon_{FU}(x_{fp})\epsilon_{RX}(x_{fp})\epsilon_{RU}(x_{fp}) \quad (3.2)$$

で与えられる。 ϵ_{FX} 、 ϵ_{FU} 、 ϵ_{RX} 、 ϵ_{RU} はそれぞれ上流 X 面、上流 U 面、下流 X 面、下流 U 面の検出効率である。各面の検出効率を求めるためには、3 面の情報のみで軌跡の決定されたイベント数と 4 面の情報で軌跡の決定されたイベント数を比較する必要がある。従って、各面の検出効率はそれぞれ

$$\begin{aligned} \epsilon_{FX}(x_{fp}) &= \frac{N_{FU \cap RX \cap RU}(x_{fp})}{N_{FX \cap FU \cap RX \cap RU}(x_{fp})}, \\ \epsilon_{FU}(x_{fp}) &= \frac{N_{FX \cap RX \cap RU}(x_{fp})}{N_{FX \cap FU \cap RX \cap RU}(x_{fp})}, \\ \epsilon_{RX}(x_{fp}) &= \frac{N_{FX \cap FU \cap RU}(x_{fp})}{N_{FX \cap FU \cap RX \cap RU}(x_{fp})}, \\ \epsilon_{RU}(x_{fp}) &= \frac{N_{FX \cap FU \cap RX}(x_{fp})}{N_{FX \cap FU \cap RX \cap RU}(x_{fp})} \end{aligned} \quad (3.3)$$

で与えられる。 $N_{FX \cap FU \cap RX \cap RU}$ は 4 面全ての情報から軌跡が決定されたイベント数である。 $N_{FU \cap RX \cap RU}$ は上流 X 面を除く 3 面の情報から軌跡が決定されたイベント数であり、同様に $N_{FX \cap RX \cap RU}$ 、 $N_{FX \cap FU \cap RU}$ 、 $N_{FX \cap FU \cap RX}$ はそれぞれ上流 U 面、下流 X 面、下流 U 面を除く 3 面の情報から軌跡が決定されたイベント数である。

上述したように、2 つの VDC 間の軌跡を決定するには 4 面の情報が必要である。従って、3 面の情報で軌跡を決定するには情報が不足しており、何らかの条件を一つ付け加える必要がある。そこで、全ての軌道は水平面に対して平行 ($\phi_{fp} = 0$) であると仮定する。これは、 ϕ_{fp} は

$$\phi_{fp} = (\phi|y)y_{tgt} + (\phi|\phi)\phi_{tgt} \quad (3.4)$$

で与えられるが、GR の設計から $(\phi|y) = 1.12$ rad/m、 $(\phi|\phi) = 0.173$ であり、典型的な値として $y_{tgt} \simeq 1$ mm、 $\phi_{tgt} = 30$ mrad を考えれば、 ϕ_{fp} は十分に小さいとみなせるためである。

4 面の情報から決定された水平方向の位置と、 $\phi_{fp} = 0$ という条件のもとで 3 面のみの情報を用いて決定された水平方向の位置の関係を図 3.3 において比較する。

例えば、図 3.3 右上は上流 U 面を除いた 3 面を用いて決定された水平方向の位置と 4 面を全て用いて決定された水平方向の位置の比較を示すが、この場合、上流 X 面と下流 X 面の情報から、X 軌跡面によって水平位置が完全に決定されるので、3 面の場合と 4 面の場合で結果が一致する。

一方、図 3.3 左上は上流 X 面を除いた 3 面を用いて決定された測定位置を示すが、3 面の場合と 4 面の場合で測定位置のずれているイベントがあり、直線が広がりを持っていることがわかる。これは、U 軌跡面に下流 X 線の情報を追加したとしても、鉛直方向の角度広がり ϕ_{fp} を無視したことによって決定された水平方向の位置に誤差が生じるためである。しかし、図 3.3 からわかるように、X 面を除

いて軌跡を決定した場合でも、検出効率の位置依存性を求める目的には十分な位置分解能を維持していると言える。

このようにして、各位置における3面で軌跡を決定できたイベント数を知ることができ、式(3.3)から各面の検出効率を求められる。

決定された各面の検出効率の位置依存性の例を図3.4に示す。ただし、焦点面における水平位置 x_{fp} は励起エネルギー E_x に変換してある。左右の図はそれぞれ $\theta_{lab} = 2.5^\circ$ 、 0° での検出効率を示す。どの励起エネルギーにおいてもほぼ一定の検出効率であることがわかる。

$\theta_{lab} = 2.5^\circ$ の場合は各面の検出効率が90～95%であるのに対し、 $\theta_{lab} = 0^\circ$ の場合は85～93%とやや低いことがわかる。これは、 $\theta_{lab} = 0^\circ$ の場合、焦点面直前に設置した焦点面ファラデーカップでビームが止められることで生じる γ 線によって、大きさ2以上のクラスターが2個以上観測されるイベント数が増加し、解析されるイベント数が減少するためである。

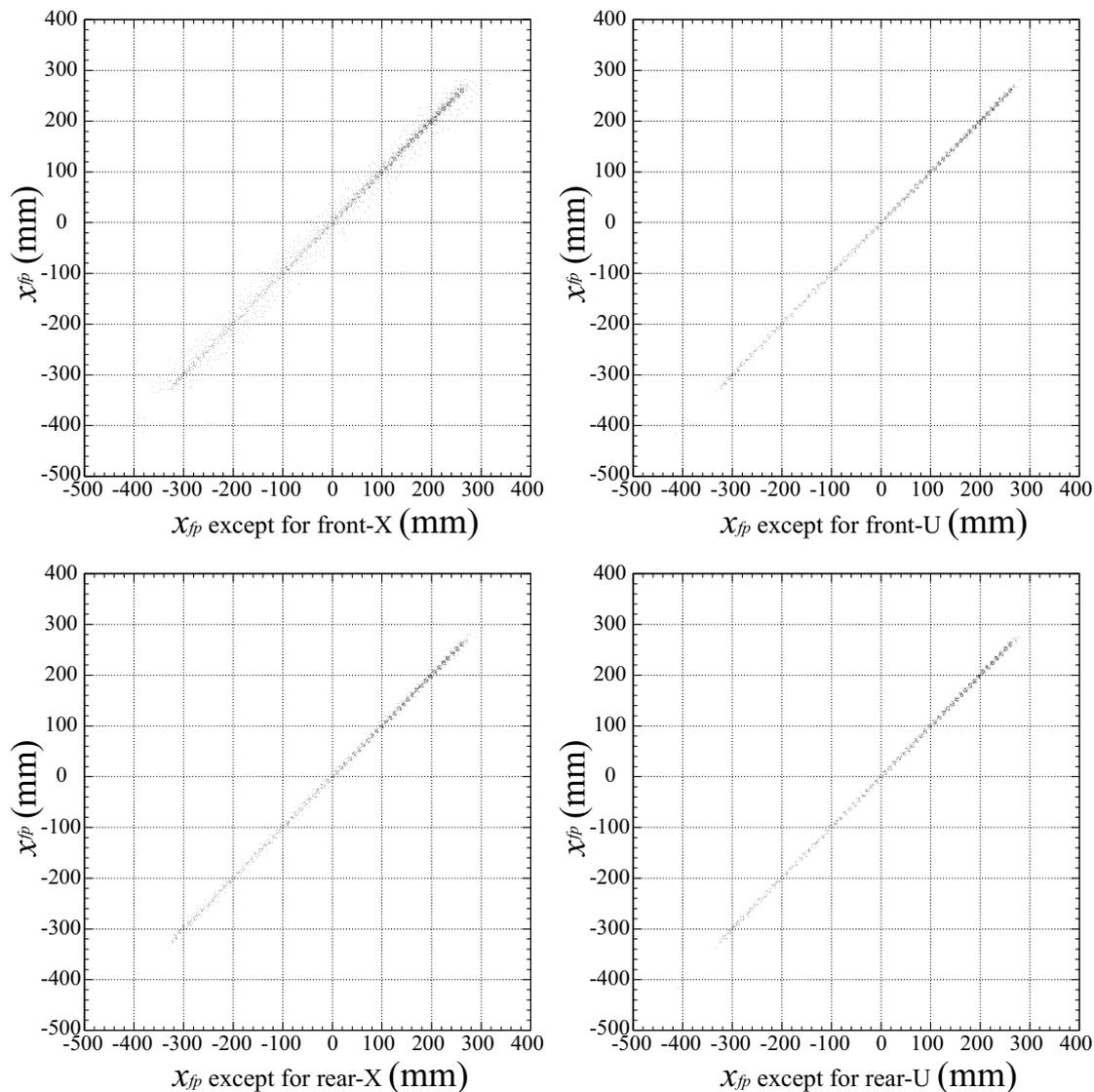


図3.3 GRの焦点面の水平方向における、3面の情報で決定された位置と4面の場合の位置の関係。横軸が3面の場合の水平位置、縦軸が4面の場合の水平位置を表す。

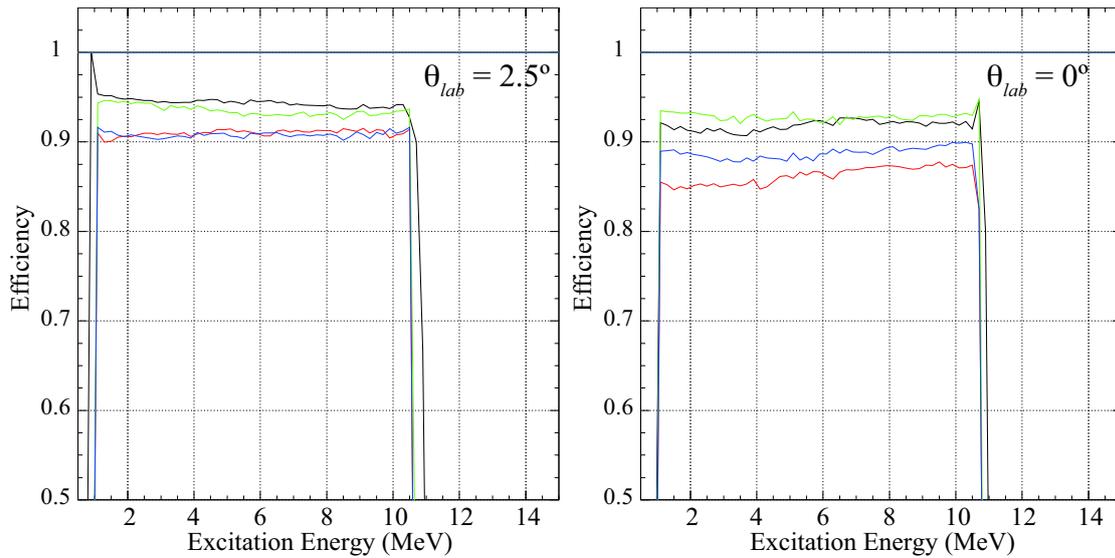


図 3.4 各面の検出効率の位置依存性。GR の焦点面における水平位置を励起エネルギーに変換して示す。上流 X 面、U 面の検出効率をそれぞれ黒線、赤線、下流 X 面、U 面の検出効率をそれぞれ緑線、青線で示してある。左図が $\theta_{lab} = 2.5^\circ$ 、右図が $\theta_{lab} = 0^\circ$ の場合。

3.2 散乱角の変換と使用する粒子捕獲角度の範囲

測定で得られる情報である焦点面検出器での位置、角度から、標的上での位置、散乱角度を求める必要がある。垂直方向は通常磁場設定での角度分解能が悪いので、水平方向に関してのみシーブスリットによる測定を用いてこの較正を行った。その較正の方法を説明する。

シーブスリットは図 3.5 に示すように、格子状に貫通穴の空いたスリットである。水平方向の穴の間隔を測定したところ、約 4.5 mm であった。これは、標的上での散乱角度 $\Delta\theta_{tgt} = 0.4^\circ$ の角度に相当する。

磁場を一定量ずつ変化させながら数回の測定を行うことによって、注目するピークは図 3.6 (左) に示すように直線上に整列する。これを較正することによって、これらの直線は図 3.6 (右) のように x_{fp} 軸に対して平行になる。実際の測定では、磁場を 0.7% ずつ変化させて 6 回の測定を行った。

較正を行うために、散乱角度 (縦軸) については、直線間の距離 $\Delta\theta_{fp}$ が標的上での散乱角度 $\Delta\theta_{tgt} = 0.4^\circ$ と一致するようにアナライザーの中で補正した。なお、GR の通常の磁場設定では粒子軌道上の水平方向の焦点位置は焦点面上のみであるので、図 3.6 に示すように θ_{fp} と θ_{tgt} の符号は逆向きになる。

シーブスリットによって散乱角度の較正を行った角度範囲は $\pm 0.8^\circ$ であるので、解析に用いる散乱角度の範囲は $\pm 0.8^\circ$ とする。実際の水平方向の焦点面での散乱角度と標的上での散乱角度の変換前後を図 3.7 に示す。

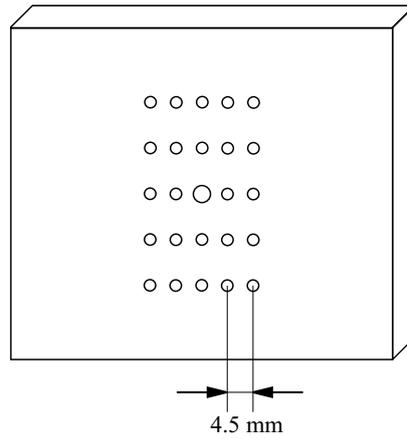


図 3.5 シーブスリットの概略図

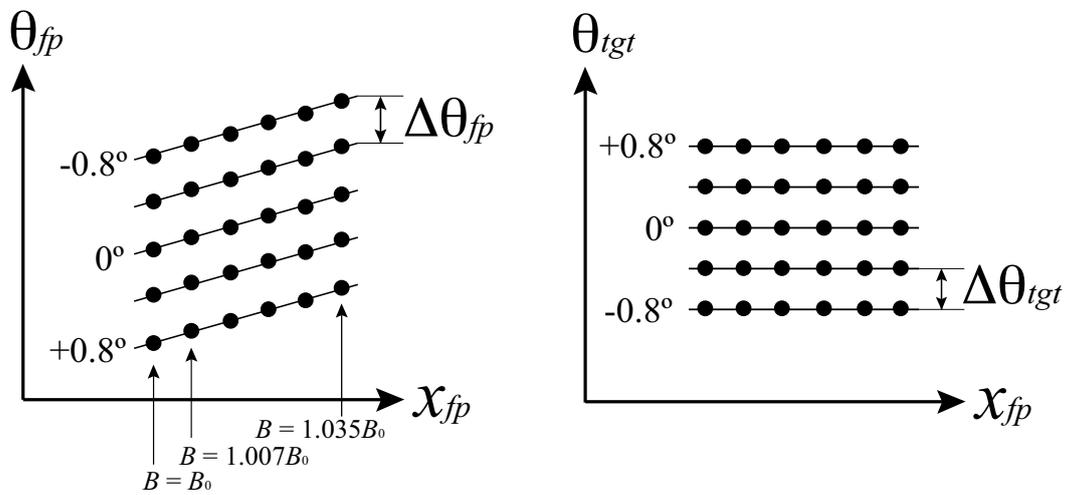
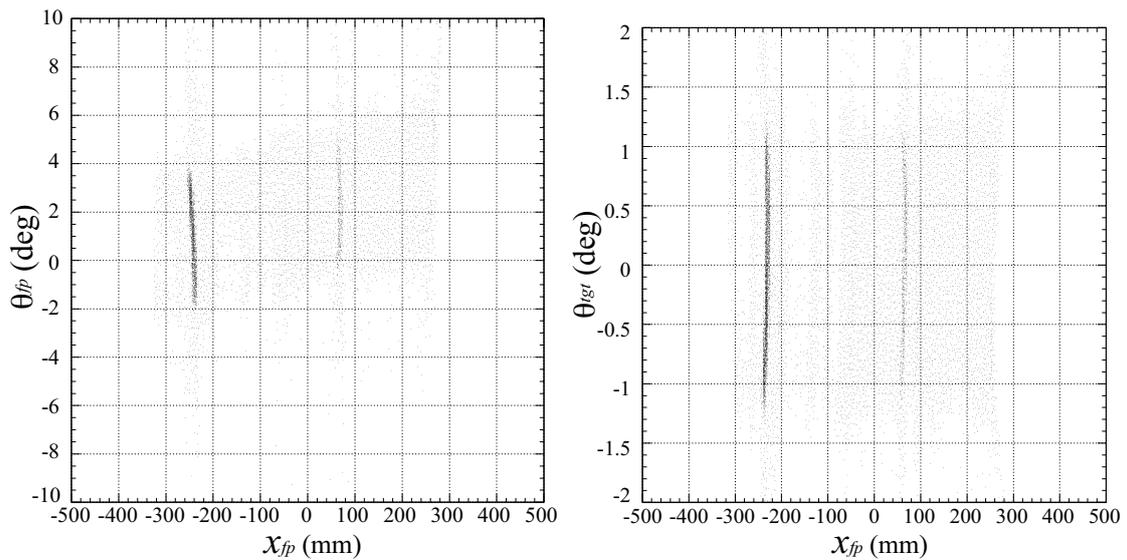


図 3.6 シーブスリット測定による座標変換。左図が変換前、右図が変換後。

図 3.7 GR の焦点面における水平方向の散乱角度。左図が焦点面での散乱角度で、右図が標的上での散乱角度。右図の θ_{tgt} の幅が実際の GR の水平方向の角度アクセプタンスになるように変換された。

3.3 エネルギースペクトル

励起エネルギースペクトルは以下のような操作により求められた。

1. 転送行列要素の2次以上の項に由来する収差を x_{fp} から除去する。
2. 運動学的効果による焦点面での水平方向の位置 x_{fp} の θ_{fp} 依存性を除去する。
3. 焦点面での位置 x_{fp} を運動量変化 δ に変換する。
4. 各標的について、 δ を励起エネルギー E_x に変換する。

なお、 ^{16}O のエネルギースペクトルは SiO_2 のスペクトルから ^{28}Si のスペクトルを引き算して得られた。この際、他のピークからの混入が少ないと見られる ^{28}Si のピークを用いて励起エネルギーの較正をランごとに行った。較正に用いたピークは $E_x = 1.78, 4.98, 6.88, 8.90, 9.93$ MeV である。

各ランごとに、 $E_x \sim 10$ MeV 付近までの低励起状態について、ピークの幅が狭く鋭い状態を中心に収量をカウントし、微分断面積を計算した。

測定したスペクトルのエネルギー分解能はピークの半値幅で 85 keV 程度であった。この値は、表 2.2 で示したストラグリングによる拡がりの平均値 53 keV と、 $E_\alpha = 130$ MeV の α ビームの持つ拡がりの典型的な値 60 keV の自乗和をとると 80 keV であることから、妥当な値であると言える。

得られた 0 度測定での α 非弾性散乱のエネルギースペクトルを図 3.8 に示す。また、 0° においてピークの確認できる励起状態を示した。

3.4 角度分布

3.4.1 立体角の切り方

今回の解析では1つのGR測定角度のデータをソフトウェアを用いて分割した。立体角の切り方は、それぞれのGR角度ごと次のように変更した。なお、各測定角度で使用したスリットは表 2.6 にまとめている。

- 0 度
鉛直方向はスリット (± 20 mr) で制限し、水平方向はソフトウェアを用いて ± 0.8 度でカットした。
- 2.5–5.0 度
鉛直方向はスリット (± 20 mr) で制限し、水平方向はソフトウェアを用いてカットした。水平方向は 0.8 度間隔で分割した。
- 6.6 度以上
鉛直方向はスリット (± 30 mr) で制限し、水平方向はソフトウェアを用いて 0.8 度間隔で分割した。

図 3.9 にそれぞれの GR 設定角度で測定時の立体角の分割を示す。模様で示されている部分は、微分断面積を求める際に使用した立体角の範囲を表す。それぞれの GR 設定角度の測定で、図 3.9 の模様で区別されるような角度にソフトウェアを用いて分割した。

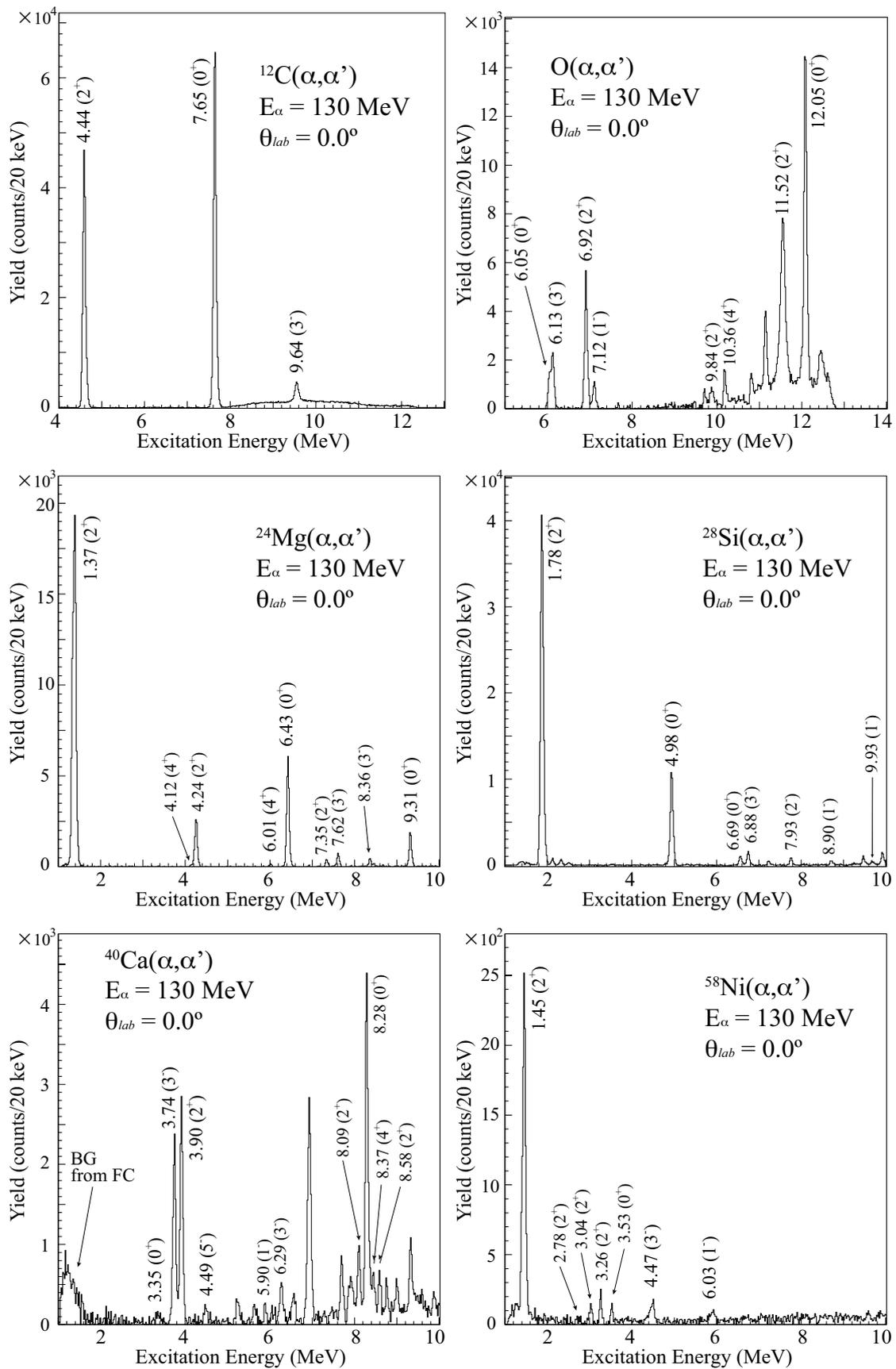


図 3.8 0° での各標的のエネルギースペクトル

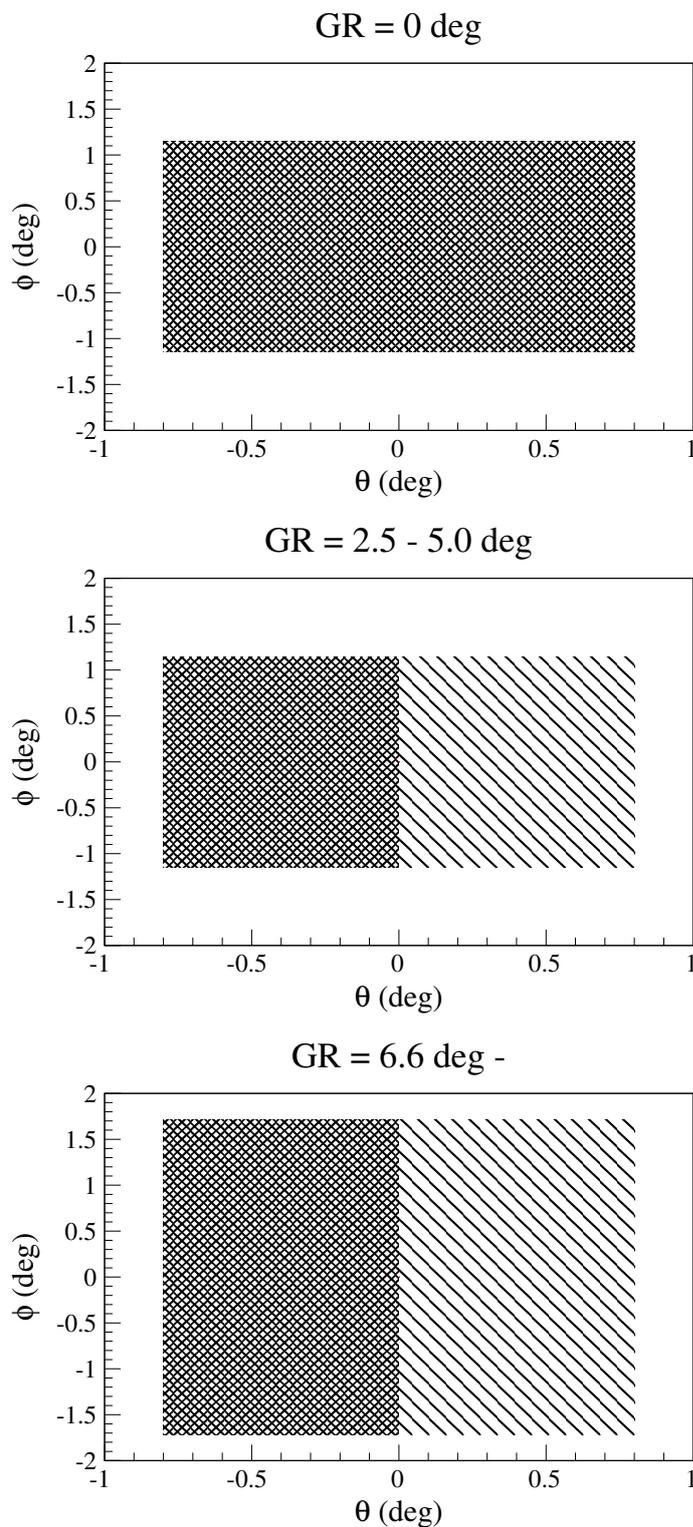


図 3.9 各 GR 角度における立体角のカット。模様で示されている部分は、微分断面積を求める際に使用した立体角の範囲を示す。それぞれの設定角度で測定された立体角を模様分けされているように角度をカットした。

3.4.2 角度分布

実験室系の微分断面積の計算は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{avr}) = \frac{Y}{\Delta\Omega(\theta_{avr}) \cdot N_{beam} \cdot N_{tgt} \cdot \epsilon} \quad (3.5)$$

に従って行った。 θ_{avr} はカットした立体角の中心角度、 Y は各励起状態の立体角内でのカウント数、 N_{tgt} は標的の単位面積あたりの粒子数、 N_{beam} は入射粒子の個数、 ϵ は焦点面検出器の検出効率である。なお、 ^{12}C 、 ^{28}Si については標的に ^{nat}C 、 ^{nat}Si を用いたため、それぞれの N_{tgt} を天然存在比である 99%、92% に補正した。

式 (3.5) で求めた実験系の微分断面積を、重心系への変換式

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm}) \right]_{cm} = g(\theta_{lab}) \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{lab}) \right]_{lab} \quad (3.6)$$

によって変換し、各角度に対する重心系の微分断面積を求めた。ここで、 $g(\theta_{lab})$ は実験室系の立体角を重心系の立体角に変換する係数である。

求められた各標的核の弾性散乱の微分断面積の角度分布を図 3.10 に示す。また、非弾性散乱の微分断面積の角度分布を求めた各標的の状態とその励起エネルギーを J^π ごとに表 3.1 に示す。本論文では、各励起状態の J_n^π を表 3.1 に示すように定義し、以後使用することにする。なお、弾性散乱および非弾性散乱の微分断面積の実験値を付録 B に掲載する。

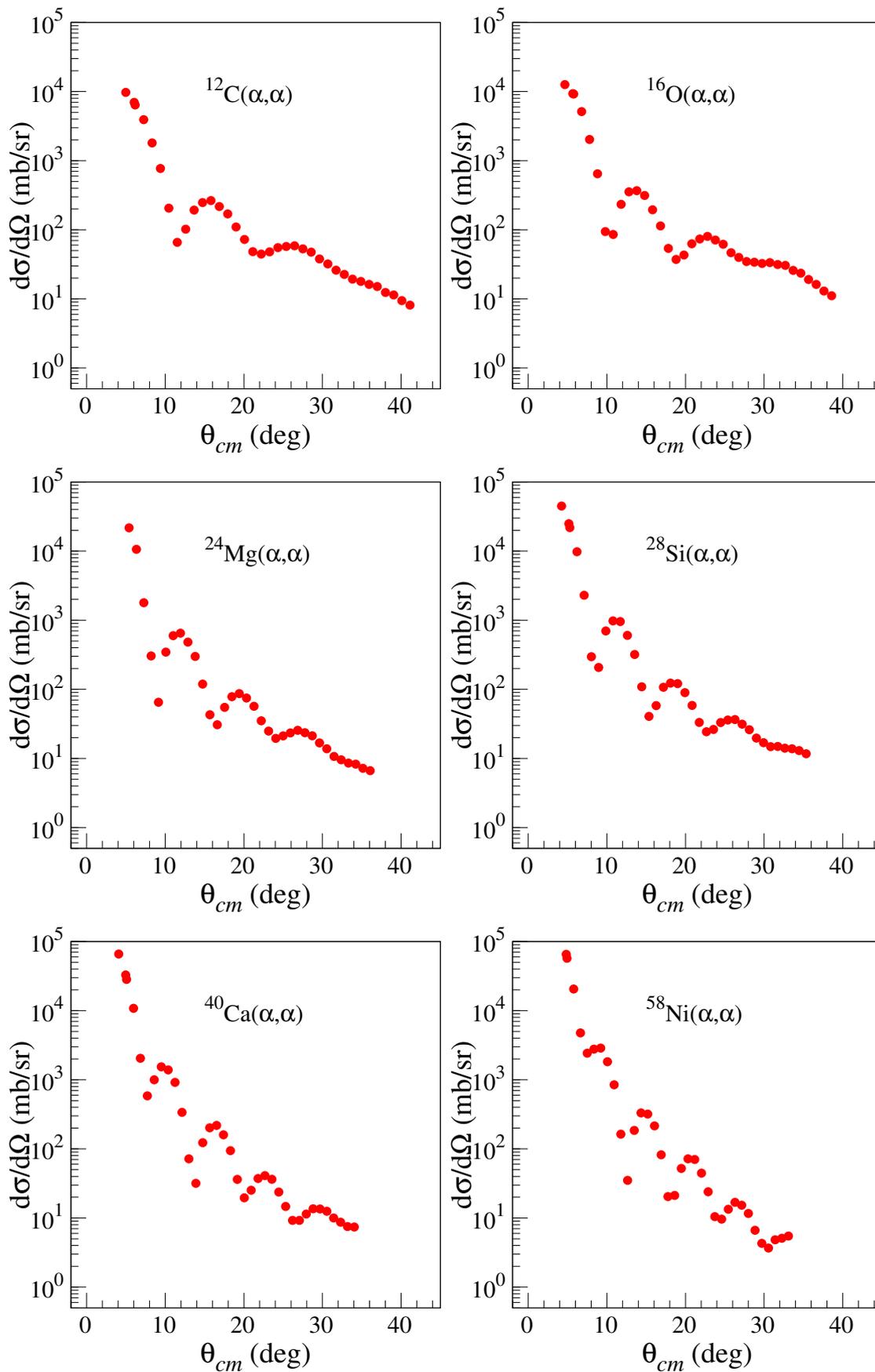


図 3.10 各標的核の弾性散乱の角度分布

表 3.1 各標的核の角度分布の得られた状態とその励起エネルギー

標的核	J_n^π	E_x (MeV)	標的核	J_n^π	E_x (MeV)
^{12}C	0_2^+	7.65	^{28}Si	2_3^+	8.26
^{16}O	0_2^+	6.05	^{28}Si	2_4^+	9.48
^{16}O	0_3^+	12.05	^{28}Si	2_5^+	10.51
^{24}Mg	0_2^+	6.43	^{40}Ca	2_1^+	3.90
^{24}Mg	0_3^+	9.31	^{40}Ca	2_2^+	8.09
^{28}Si	0_2^+	4.98	^{40}Ca	2_3^+	8.58
^{28}Si	0_3^+	6.69	^{58}Ni	2_1^+	1.45
^{40}Ca	0_2^+	3.35	^{58}Ni	2_2^+	2.78
^{40}Ca	0_3^+	8.28	^{58}Ni	2_3^+	3.04
^{58}Ni	0_2^+	3.53	^{58}Ni	2_4^+	3.26
^{12}C	1_1^-	10.84	^{58}Ni	2_5^+	3.90
^{16}O	1_1^-	7.12	^{12}C	3_1^-	9.64
^{24}Mg	1_1^-	9.14	^{16}O	3_1^-	6.13
^{28}Si	1_1^-	8.90	^{24}Mg	3_1^-	7.62
^{28}Si	1_2^-	9.93	^{24}Mg	3_2^-	8.36
^{40}Ca	1_1^-	5.90	^{28}Si	3_1^-	6.88
^{58}Ni	1_1^-	6.03	^{28}Si	3_2^-	10.18
^{12}C	2_1^+	4.44	^{40}Ca	3_1^-	3.74
^{16}O	2_1^+	6.92	^{40}Ca	3_2^-	6.29
^{16}O	2_2^+	9.84	^{58}Ni	3_1^-	4.47
^{16}O	2_3^+	11.52	^{16}O	4_1^+	10.36
^{24}Mg	2_1^+	1.37	^{24}Mg	4_1^+	4.12
^{24}Mg	2_2^+	4.24	^{24}Mg	4_2^+	6.01
^{24}Mg	2_3^+	7.35	^{28}Si	4_1^+	4.62
^{24}Mg	2_4^+	9.00	^{40}Ca	4_1^+	8.37
^{24}Mg	2_5^+	10.36	^{58}Ni	4_1^+	2.46
^{28}Si	2_1^+	1.78	^{58}Ni	4_2^+	4.75
^{28}Si	2_2^+	7.93	^{40}Ca	5_1^-	4.49

第 4 章

議論

4.1 直接反応過程における計算

角度分布から遷移強度を求めるために、計算コード ECIS95 [12] を用いて、歪曲波ボルン近似計算 (Distorted Wave Born Approximation: DWBA) 及び coupled channel 計算を行った。なお、ECIS95 の具体的な使用法については付録 A で説明する。

直接反応過程のチャンネルのうち、弾性散乱及び非弾性散乱のチャンネルのみ考える。入口チャンネルと出口チャンネルをそれぞれ a_i 、 a_f とする。

非弾性散乱の場合の微分断面積 $\frac{d\Omega}{d\sigma}$ は、

$$\frac{d\Omega}{d\sigma} = \frac{M^2}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_{a_i}}{k_{a_f}} |T|^2, \quad (4.1)$$

$$T = \int \chi_{a_f}^*(\mathbf{k}_{a_f}, \mathbf{r}) \langle \phi_{a_f} | V | \phi_{a_i} \rangle \chi_{a_i}(\mathbf{k}_{a_i}, \mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (4.2)$$

と書くことができる。ここで、 V は反応を引き起こす相互作用、 T は遷移行列要素である。 M は入射粒子と標的核の相対運動の換算質量、 ϕ_{a_i} 、 ϕ_{a_f} はそれぞれ標的核の基底状態と励起状態の波動関数である。 χ_{a_i} 、 χ_{a_f} はそれぞれチャンネル a_i 、 a_f の歪曲波、 k_{a_i} 、 k_{a_f} はそれぞれ歪曲波 χ_i 、 χ_f の波数である。座標は、図 4.1 のように、入射粒子である α 粒子と標的核との距離を \mathbf{r} とした。

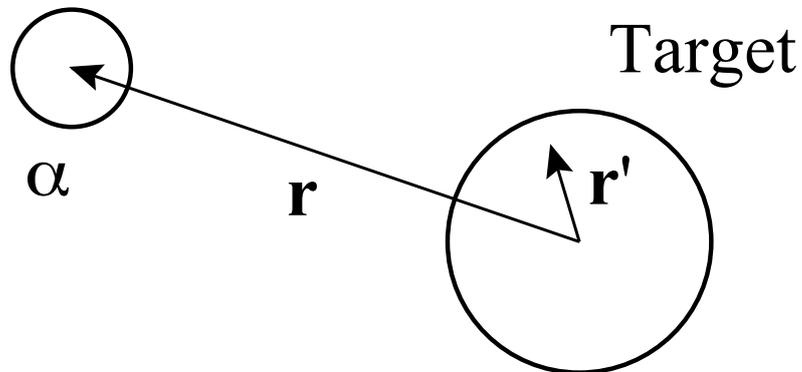


図 4.1 空間座標の定義

4.1.1 DWBA 計算

微分断面積を求めるには、シュレディンガー方程式を解き、式 (4.2) で与えられる遷移行列要素 T における歪曲波 χ_i 、 χ_f を求めればよい。DWBA において、入口チャンネル a_i の歪曲波 χ_i は、1 体のシュレディンガー方程式

$$\left[E_{a_i} - \left(-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + \tilde{U}_{a_i}(r) \right) \right] \chi_{a_i}(r) = 0, \quad E_{a_i} = \frac{\hbar^2 k_{a_i}^2}{2M} \quad (4.3)$$

を解くことにより得られる。 $\tilde{U}_{a_i}(r)$ は入口チャンネルの歪曲ポテンシャルである。実際は $\tilde{U}_{a_i}(r)$ に実験で得られた弾性散乱の微分断面積を再現するように求めた基底状態の光学ポテンシャルを代入することにより、式 (4.3) を解く。 χ_{a_i} が求まれば、シュレディンガー方程式

$$\left[E_{a_f} - \left(-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + U_{a_f}(r) \right) \right] \chi_{a_f}(r) = \langle \phi_{a_f} | V | \phi_{a_i} \rangle \chi_{a_i}(r), \quad E_{a_f} = \frac{\hbar^2 k_{a_f}^2}{2M} \quad (4.4)$$

を解くことで、出口チャンネルの歪曲派 χ_{a_f} が得られる。 $\langle \phi_{a_f} | V | \phi_{a_i} \rangle$ は遷移ポテンシャルを表す。

式 (4.4) を解くにあたり、

- 遷移ポテンシャル $\langle \phi_{a_f} | V | \phi_{a_i} \rangle$
- 出口チャンネルの光学ポテンシャル U_{a_f}

をモデルに基づいて求めたポテンシャルを外から代入する必要がある。 U_{a_f} は、励起状態の弾性散乱の実験ができず求められないので、 U_{a_i} で代用する近似を用いる。遷移ポテンシャル $\langle \phi_{a_f} | V | \phi_{a_i} \rangle$ については、single folding model に基づき遷移密度を用いて記述される。これについては節 4.2 で説明する。

4.1.2 Coupled Channel 計算

DWBA 計算では、入口チャンネル a_i および出口チャンネル a_f 以外のチャンネルの効果を歪曲ポテンシャルの虚部に繰り込むことで考慮していたが、他のチャンネルの寄与を正しく取り扱うには coupled channel 計算を行う必要がある。

入口チャンネル a_i は、実際には a_f 以外の無数のチャンネル a_1 、 a_2 、 a_3 、 \dots と結合しているとす。チャンネル a_i に着目したシュレディンガー方程式は、

$$\left[E_{a_i} - \left(-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + \langle \phi_i | V | \phi_i \rangle \right) \right] \xi_{a_i}(r) = \sum_{n \neq i} \langle \phi_{a_n} | V | \phi_{a_i} \rangle \xi_{a_n}(r) \quad (4.5)$$

と表される。同様に、他のチャンネルに対するシュレディンガー方程式は、

$$\begin{aligned} \left[E_{a_f} - \left(-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + \langle \phi_f | V | \phi_f \rangle \right) \right] \xi_{a_f}(r) &= \sum_{n \neq f} \langle \phi_{a_n} | V | \phi_{a_f} \rangle \xi_{a_n}(r), \\ \left[E_{a_1} - \left(-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + \langle \phi_1 | V | \phi_1 \rangle \right) \right] \xi_{a_1}(r) &= \sum_{n \neq 1} \langle \phi_{a_n} | V | \phi_{a_f} \rangle \xi_{a_n}(r), \\ \left[E_{a_1} - \left(-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + \langle \phi_2 | V | \phi_2 \rangle \right) \right] \xi_{a_2}(r) &= \sum_{n \neq 2} \langle \phi_{a_n} | V | \phi_{a_f} \rangle \xi_{a_n}(r), \\ &\dots = \dots \end{aligned} \quad (4.6)$$

と表される。歪曲波 ξ_{a_i} 、 ξ_{a_f} 、 ξ_{a_1} 、 ξ_{a_2} 、 \dots は、式 (4.5)、(4.6) で表される無限の連立方程式の解として得られる。しかし、これを解くことは難しいので、実際には考慮するチャンネルを入口、出口チャンネルに加えてそれらと結合の強いいくつかのチャンネルに限定し、有限個の連立方程式を解くという方法がとられている。そのようにして求められた ϕ_{a_i} 、 ϕ_{a_f} を式 (4.2) に用いることで、微分断面面積が求められる。

本論文では、励起状態間の波動関数が入手可能であった ^{12}C に関してのみ coupled channel 計算を行った。また、励起状態の光学ポテンシャルは波動関数から計算された遷移密度から求めて使用した。この結果については節 4.5.3 で説明する。

4.2 Single Folding Model

single folding model では、光学ポテンシャルや遷移ポテンシャルを見積もり、弾性散乱や非弾性散乱の微分断面面積を再現することに成功している。このモデルでは、標的核の基底状態の核子密度分布 $\rho_0(r')$ を、 $\rho_0(r')$ に依存する α -N 有効相互作用 $V(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, \rho_0(r'))$ で畳み込み積分を行うことで、光学ポテンシャル $U(r)$ を計算する。すなわち、

$$U(r) = \int d\mathbf{r}' \rho_0(r') V(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, \rho_0(r')) \quad (4.7)$$

という式で光学ポテンシャル $U(r)$ を与える。そして、実験で得られた弾性散乱の微分断面面積を再現する光学ポテンシャル $U(r)$ を与えるように、 α -N 有効相互作用 $V(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, \rho_0(r))$ のパラメータを決定する。これについては節 4.2.3 で説明する。

入口チャンネル a_i での標的の状態 (始状態) を i 、出口チャンネル a_f での標的の状態 (終状態) を f と表記する。多重度 λ 、励起エネルギー E_x をもつ励起状態に対応する遷移ポテンシャル $\delta U_\lambda(r, E_x)$ は、

$$\delta U_\lambda(r, E_x) = \int d\mathbf{r}' \rho_{J_f, J_i}^{(\lambda)}(\mathbf{r}', E_x) \left[V(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, \rho_0(r')) + \rho_0(r') \frac{\partial V(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, \rho_0(r'))}{\partial \rho_0(r')} \right] \quad (4.8)$$

で与えられる。ここで、 $\rho_{J_f, J_i}^{(\lambda)}(\mathbf{r}', E_x)$ は λ で多重極展開された遷移密度の成分である。遷移密度は

$$\rho_{J_f, J_i}(\mathbf{r}') = \int \langle \phi_f | \sum_{n=1}^A \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_n') |\phi_i\rangle d\mathbf{r}_1' d\mathbf{r}_2' \cdots d\mathbf{r}_A' \quad (4.9)$$

と定義される。ここで、 A は標的の質量数である。これを λ で多重極展開すると、

$$\rho_{J_f, J_i}(\mathbf{r}') = \sum_{\lambda} \rho_{J_f, J_i}^{(\lambda)}(r') Y_{\lambda\mu}^*(\hat{\mathbf{r}}') \sum_{\mu} \langle J_i M_i \lambda \mu | J_f M_f \rangle \quad (4.10)$$

と表される。

実験データを再現するように決定した α -N 有効相互作用、ならびに節 4.2.2 や節 4.5.2 で説明する理論モデルに基づいて計算される遷移密度を式 (4.8) に用いることで遷移ポテンシャルが求められる。

4.2.1 基底状態の核子密度分布

光学ポテンシャル、遷移ポテンシャル、 α -N 有効相互作用の計算には基底状態の核子密度分布 $\rho_0(r')$ を用いるが、実験によってこれを直接的に決定することはできない。そこで、電子の弾性散乱実験から決定された電荷分布 $\rho_0^e(r')$ を核子密度分布と関連づけることでこれを決定する [13]。

電荷分布 $\rho_0^c(r')$ は本来陽子の電荷分布 $\rho_0^{c(p)}(r')$ と中性子の電荷分布 $\rho_0^{c(n)}(r')$ の和で与えられるが、 $\rho_0^{c(n)}(r')$ は無視できるほど小さいとみなし、以後 $\rho_0^c(r') \simeq \rho_0^{c(p)}(r')$ とする。

$\rho_0^c(r')$ をガウス型の関数で展開すると、

$$\rho_0^c(r') = \sum_i A_i \left\{ \exp \left[- \left(\frac{r' - R_i}{\gamma} \right)^2 \right] + \exp \left[- \left(\frac{r' + R_i}{\gamma} \right)^2 \right] \right\} \quad (4.11)$$

と書き表せる。 γ はガウス関数の幅であり、ガウス関数の平均二乗半径 R と $R = \gamma\sqrt{3/2}$ という関係にある。展開係数 A_i は、

$$A_i = \frac{ZeQ_i}{2\pi^{3/2}\gamma^3 \left(1 + \frac{2R_i^2}{\gamma^2} \right)} \quad (4.12)$$

で与えられる。 Q_i は i 番目のガウス関数に含まれる電荷の割合を表し、

$$\sum_i Q_i = 1 \quad (4.13)$$

によって規格化されている。なお $\rho_0^c(r')$ は規格化条件

$$4\pi \int \rho_0^c(r') r'^2 dr' = Ze \quad (4.14)$$

を満たすように決定されている。

電荷分布から陽子密度分布 (proton density distribution) に変換する。電荷分布の形状因子 $F^c(q)$ は $\rho_0^c(r')$ をフーリエ変換することによって得られる。すなわち、

$$F^c(q) = 4\pi \int \rho_0^c(r') \frac{\sin(qr')}{qr'} r'^2 dr' \quad (4.15)$$

という関係式が成り立つ。密度分布の形状因子 $F^p(q)$ は $\tilde{F}^p(q)$ を用いて

$$F^p(q) = (G^p(q))^{-1} F^c(q) \quad (4.16)$$

という関係がある。ここで q の関数 $(G^p(q))^{-1}$ は Sachs の電磁形状因子と呼ぶ。 $G^p(q)$ は寺嶋氏によって与えられており [14]、

$$G^p(q) = \frac{1 - 0.24\tau}{1 + 10.98\tau + 12.82\tau^2 + 21.97\tau^3}, \quad \tau = \frac{q^2}{4m_p} \quad (4.17)$$

で与えられる。 m_p は陽子質量である。これを用いて、陽子密度分布 $\rho_0^p(r')$ は、形状因子をフーリエ変換した式

$$\rho_0^p(r') = \frac{1}{2\pi^2} \int (G^p(q))^{-1} \tilde{F}^p(q) \frac{\sin(r'q)}{r'q} q^2 dq \quad (4.18)$$

のように書くことができる。

核子密度分布を決定するためには中性子密度分布 $\rho_0^n(r')$ も求める必要があるが、これを直接的に求めるのは難しい。そこで、 $N = Z$ の核においては陽子と中性子の荷電対称性が良く成り立つことに基づいて、陽子密度分布と中性子密度分布が同じであると仮定する：

$$\begin{aligned} \rho_0(r') &= \rho_0^p(r') + \rho_0^n(r') \\ &\simeq \rho_0^p(r') + \frac{N}{Z} \rho_0^p(r') \\ &= \frac{A}{Z} \rho_0^p(r'). \end{aligned} \quad (4.19)$$

^{58}Ni では $N \neq Z$ であるが、理論計算によれば、陽子と中性子の平均二乗半径の差がほぼ 0 である。このことから、 ^{58}Ni では 28 個の陽子と 30 個の中性子が同じ形の密度分布を形成していると考えられる [14]。従って、 ^{58}Ni においても式 (4.19) が成り立つとする。

式 (4.11) におけるパラメータ R 、 R_i 、 Q_i の値は [13] の表 4 を参照した。これらの値は付録 C の表 C.1、C.2 に掲載する。

計算した基底状態の核子密度分布 $\rho_0(r')$ を図 4.2 に示す。なお、 $\rho_0(r')$ は規格化条件

$$4\pi \int \rho_0(r') r'^2 dr' = A \quad (4.20)$$

をみたすように決定されている。

4.2.2 巨視的な標準モデルによる遷移密度の計算

遷移密度は、基底状態の核子密度分布を微分したものとして与える、巨視的な標準モデル (standard macroscopic model) によって計算することができる [15]。

$\lambda = 0$ のとき、 $\rho_{J_f, J_i}^{(0)}(r')$ は、

$$\rho_{J_f, J_i}^{(0)}(r') = -\delta_0 \left(3 + r' \frac{d}{dr'} \right) \rho_0(r') \quad (4.21)$$

と書かれる。 δ_0 は変形長と呼ばれ、

$$\delta_0^2 = \frac{2\pi\hbar^2}{AmE_x \langle r'^2 \rangle} \quad (4.22)$$

で与えられる。 A 、 m 、 E_x 、 $\langle r'^2 \rangle$ はそれぞれ標的核の質量数、質量、励起エネルギー、基底状態の核子密度の平均二乗半径である。

$\lambda = 1$ のとき、 $\rho_{J_f, J_i}^{(1)}(r')$ は、Harakeh および Dieperink によって導かれた式

$$\rho_{J_f, J_i}^{(1)}(r') = -\frac{\beta_1}{\sqrt{3}R} \left[3r'^2 \frac{d}{dr'} + 10r' - \frac{5}{3} \langle r'^2 \rangle \frac{d}{dr'} + \epsilon \left(r' \frac{d^2}{dr'^2} + 4 \frac{d}{dr'} \right) \right] \rho_0(r') \quad (4.23)$$

で与えられる [16]。 β_1 は変形度と呼ばれ、

$$\beta_1^2 = \frac{6\pi\hbar^2}{AmE_x} \frac{R^2}{11 \langle r'^4 \rangle - (25/4) \langle r'^2 \rangle^2 - 10\epsilon \langle r'^2 \rangle} \quad (4.24)$$

と表される。 ϵ は E_0 と E_1 から決定される値であり、

$$\epsilon = \left(\frac{4}{E_2} + \frac{5}{E_0} \right) \frac{\hbar^2}{3mA} \quad (4.25)$$

と表される。 E_0 、 E_2 はそれぞれアイソスカラー巨大単極共鳴 (Isoscalar Giant Monopole Resonance: ISGMR)、アイソスカラー巨大四重極共鳴 (Isoscalar Giant Quadrupole Resonance: ISGQR) と呼ばれる $E_x = 10\text{--}30$ MeV に現れる集団励起状態の平均エネルギーであり、 $E_0 = 80A^{-1/3}$ MeV、 $E_2 = 65A^{-1/3}$ MeV で与えられる [17]。

$\lambda \geq 2$ のとき、 $\rho_{J_f, J_i}^{(\lambda)}(r')$ は、Bohr および Mottelson によって導かれた式

$$\rho_{J_f, J_i}^{(\lambda)}(r') = -\delta_\lambda \frac{d}{dr'} \rho_0(r'), \quad (4.26)$$

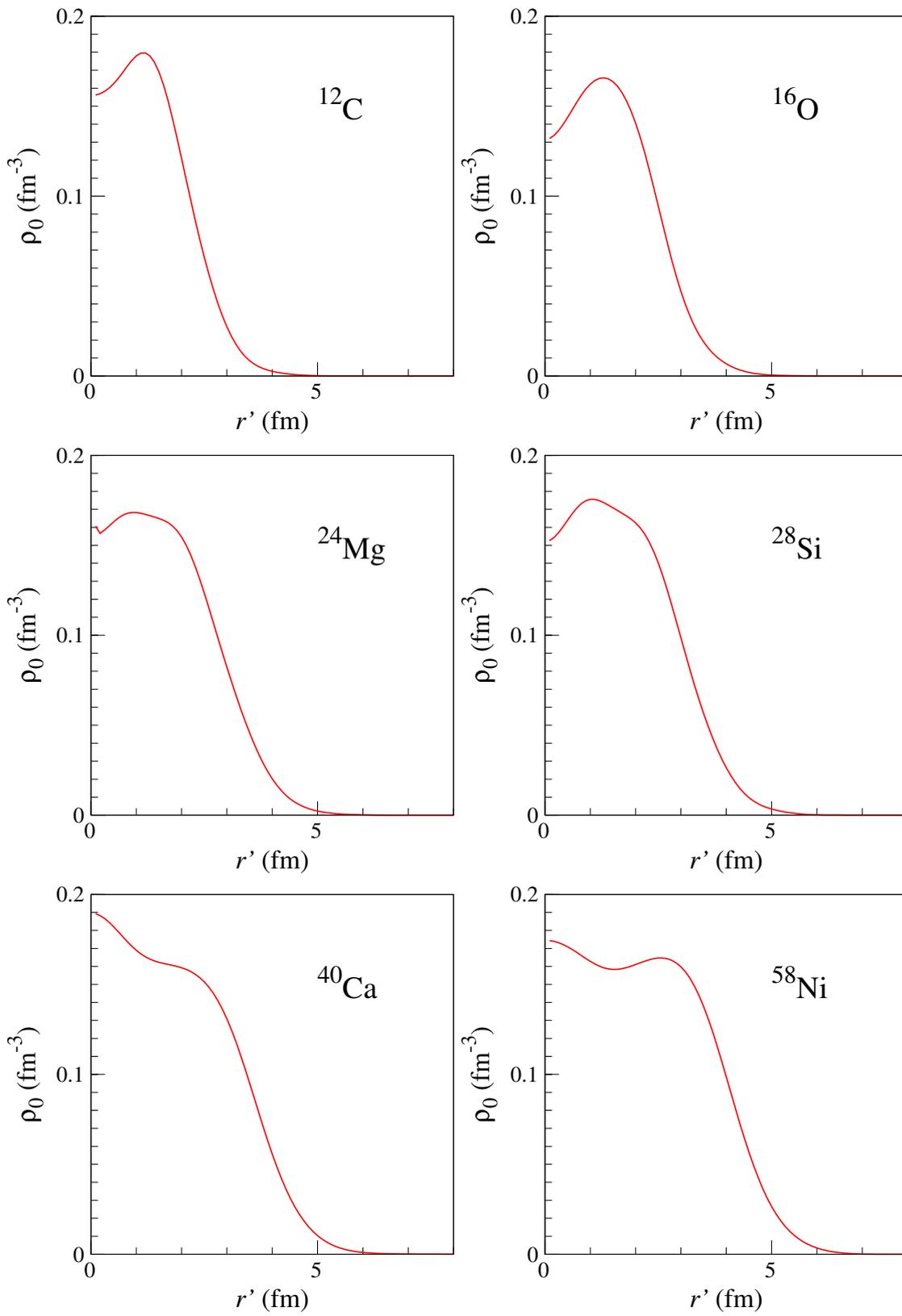


図 4.2 基底状態の核子密度分布

によって与えられる。このとき、変形長 δ_λ は、

$$\delta_\lambda^2 = \frac{\lambda(2\lambda+1)^2}{(\lambda+2)^2} \frac{2\pi\hbar^2}{AmE_x} \frac{\langle r'^{2\lambda-2} \rangle}{\langle r'^{\lambda-1} \rangle^2} \quad (4.27)$$

と書かれる。

ある遷移モード ΔJ^π の遷移強度の総和は、基底状態の波動関数のみによって決められており、この法則は和則 (Sum Rule) と呼ばれる。式 (4.22)、(4.24)、(4.27) で与えた変形長 δ_λ および変形度 β_1 は、あるひとつの遷移の遷移強度が全ての ΔJ^π 遷移の遷移強度を持つと仮定した場合の値である。従って、式 (4.21)、(4.23)、(4.26) によって計算された遷移密度 $\delta\rho_\lambda(r')$ は、電子散乱によって決定された遷移強度の実験値を再現するように再規格化する必要がある。

遷移密度の計算を行う方法として、巨視的な標準モデルに対して、船木氏の THSR (Tohsaki-Horiuchi-Schuck-Röpke) 波動関数を用いた微視的計算や [18][19]、上村氏の微視的 3α RGM (resonating group method) 計算なども存在する [7]。これに関する説明および比較を節 4.5.2 で行う。

4.2.3 α -N 有効相互作用

Single folding model では、実験で得られた弾性散乱の微分断面積を再現する光学ポテンシャル (4.7) を与えるように、 α -N 有効相互作用 $V(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|, \rho_0(r'))$ が決定される。本論文では、 α -N 有効相互作用 $V(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|, \rho_0(r'))$ を、

$$\begin{aligned} V(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|, \rho_0(r')) = & -V(1 + \beta\rho_0^{2/3}(r'))e^{-|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|/\alpha_V} \\ & -iW(1 + \beta\rho_0^{2/3}(r'))e^{-|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|/\alpha_W} \end{aligned} \quad (4.28)$$

と定式化する。 α_V 、 α_W はそれぞれ実部、虚部のポテンシャルの半径の二乗を表す。 V 、 W はそれぞれ実部、虚部のポテンシャルの深さを表す。 β は密度依存の程度を表す。

今回の実験で得られた弾性散乱のデータを再現するように、各標的核について、 α -N 有効相互作用に密度依存がある場合 ($\beta = -1.9$)、密度依存がない場合 ($\beta = 0$) の二つの場合のパラメータを決定した。これら二つの場合のパラメータ群をそれぞれ DD (density-dependent)、DI (density-independent) のパラメータと呼ぶことにする。決定された DD、DI のパラメータを表 4.1、これらを用いて計算した光学ポテンシャルを図 4.3、角度分布を図 4.4 に示す。

なお、 $\beta = -1.9$ という値は Satcher らの α 非弾性散乱の実験において決定された弾性散乱の実験データを最も良く再現するとされる値である [1]。そのため、 α 非弾性散乱の実験では広く使われており、信頼性の高い値であるので、密度依存のパラメータとして用いることにする。

図 4.4 から、有効相互作用の密度依存の有無に関わらず、実験データの再現性が良いことがわかる。しかし、実験データの無い後方角度においては微分断面積の推移が大きく異なっている。この傾向は特に質量数の小さな核において顕著であり、遷移強度の大きさに影響すると考えられる。

この問題は、たとえ前方角度の実験データの再現性が良いとしても、DD と DI で光学ポテンシャルの深さが一意的に決定されないことに起因すると考えられる。そこで、 $E_\alpha = 130$ MeV に近いエネルギー ($E_\alpha = 120$ MeV) の α ビームを用いた過去の実験データが存在する ^{12}C 、 ^{24}Mg 、 ^{28}Si については、それらを後方角度の実験データとして追加し [20][21][22]、それらを再現するように有効相互作用のパラメータを再度決定した。再度決定した DD、DI のパラメータを表 4.2 に示す。

実験データの追加方法について説明する。図 4.5 において、散乱の運動学を考える。 \mathbf{p}' 、 \mathbf{p} をそれぞれ $E_\alpha = 120$ 、 130 MeV の α 粒子の運動量とする。 $E_\alpha = 120$ MeV の実験データが散乱角度 θ'_{cm}

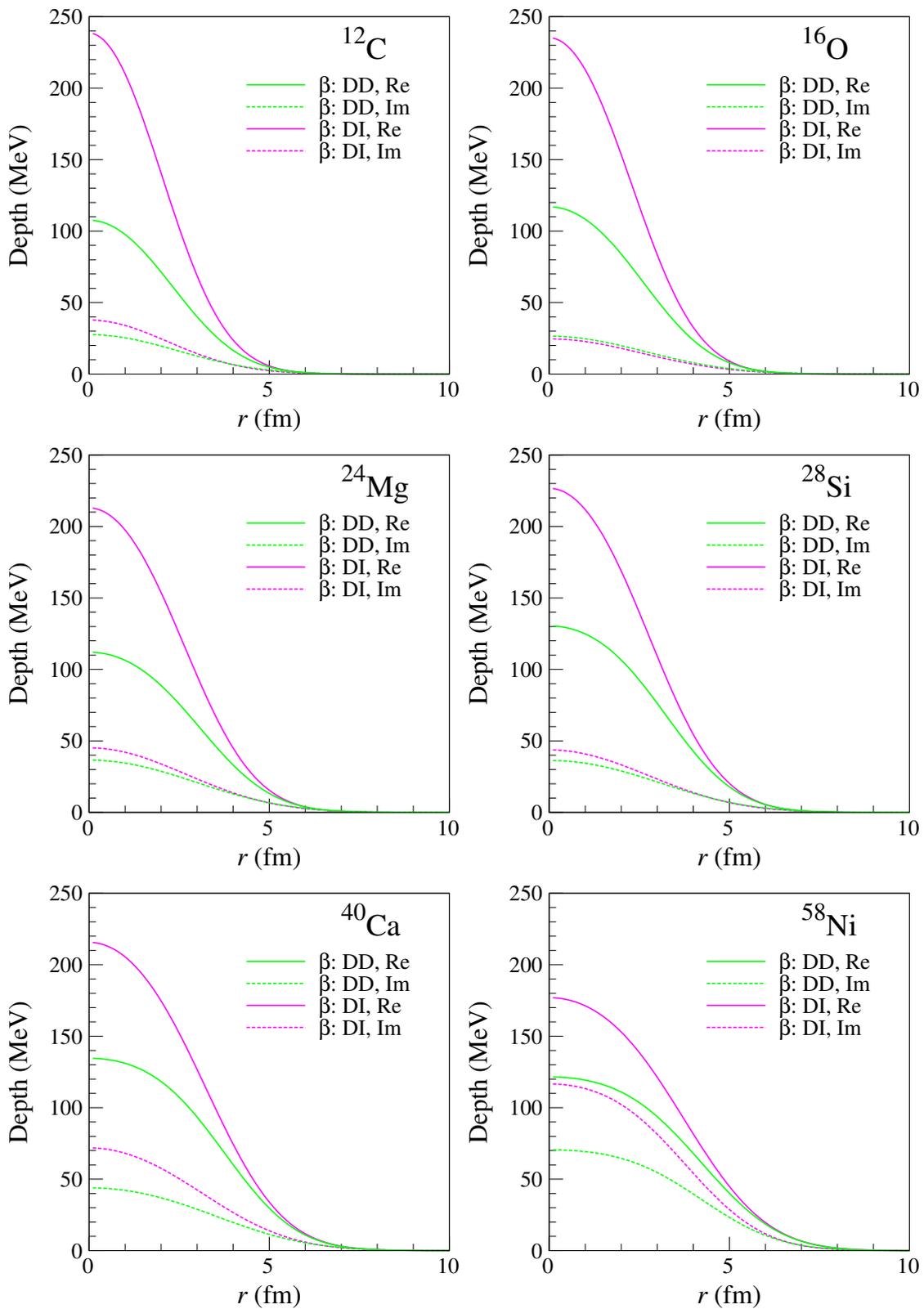


図 4.3 DD、DI のパラメータを用いて計算した各標的核の光学ポテンシャル

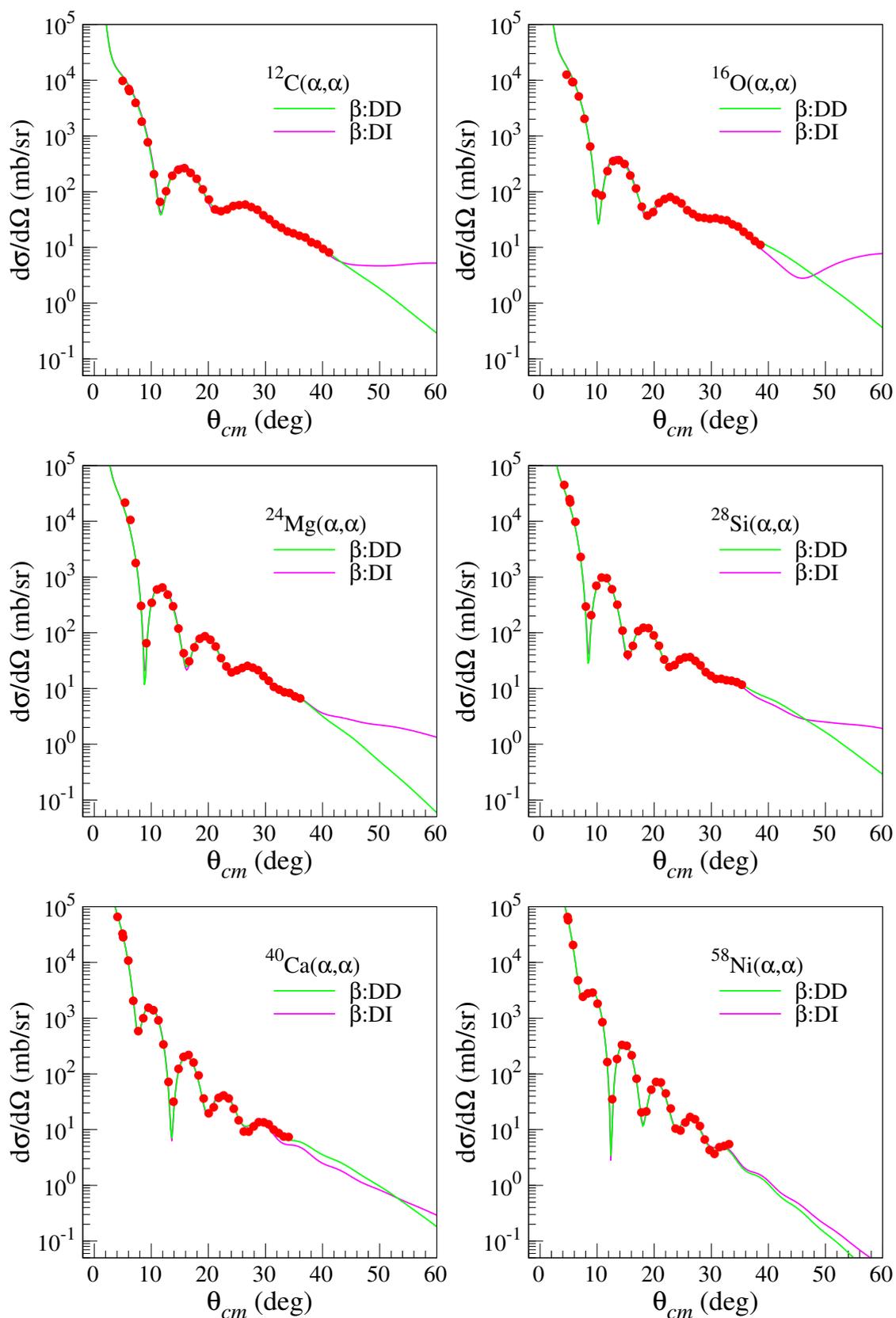


図 4.4 DD、DI のパラメータから求めた光学ポテンシャルより計算した各標的核の角度分布

表 4.1 弾性散乱のデータをフィットして求めた α -N 有効相互作用のパラメータ。上段が密度依存がある場合 ($\beta = -1.9$: density-dependent(DD))。下段が密度依存がない場合 ($\beta = 0$: density-independent(DI))。

標的核	$\alpha_V(\text{fm}^2)$	$\alpha_W(\text{fm}^2)$	$\beta(\text{fm}^2)$	$V(\text{MeV})$	$W(\text{MeV})$
^{12}C	3.43	6.31	-1.9	57.74	8.81
^{16}O	3.37	7.09	-1.9	58.67	6.67
^{24}Mg	3.39	6.66	-1.9	51.13	8.01
^{28}Si	3.35	6.33	-1.9	58.69	7.88
^{40}Ca	3.45	6.39	-1.9	55.85	8.42
^{58}Ni	4.31	4.18	-1.9	35.72	21.62
^{12}C	3.01	5.25	0.0	70.35	7.15
^{16}O	2.97	7.65	0.0	66.32	3.16
^{24}Mg	3.10	6.68	0.0	50.99	5.10
^{28}Si	3.34	6.61	0.0	46.48	4.51
^{40}Ca	3.76	5.70	0.0	36.55	7.55
^{58}Ni	4.77	4.09	0.0	20.53	16.53

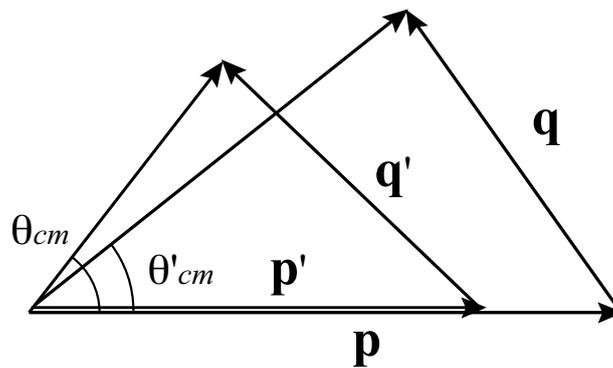


図 4.5 $E_\alpha = 120, 130$ MeV の場合の運動量移行と散乱角度の関係

で測定されていたとし、 θ'_{cm} に相当する運動量移行を \mathbf{q}' とする。このように測定された実験データが、 $E_\alpha = 130$ MeV において、 $|\mathbf{q}| = |\mathbf{q}'|$ を満たす運動量移行 \mathbf{q} に相当する散乱角度 θ_{cm} で測定されたことに置き換えられるとして、この実験データを θ_{cm} にプロットした。なお、運動量移行を等しくしたとしても、ビームのエネルギーが変化すれば微分断面積は変化するが、ビームエネルギーの変化はおよそ 7.7% と小さいため、微分断面積の変化は無視した。

再度決定した DD、DI のパラメータを用いて計算した光学ポテンシャルを図 4.6、角度分布を図 4.7 に示す。

各標的核について図 4.6 を図 4.3 とそれぞれ比較すると、全ての標的核について後方角度の実験データ挿入後の光学ポテンシャルは一意的に決定されていることがわかる。それに伴い、図 4.7 で示すように、各標的核で図 4.4 に見られる後方角度での微分断面積の違いが解消されており、遷移強度の不定性を減少したと考えられる。なお、今後の ^{12}C 、 ^{24}Mg 、 ^{28}Si の微分断面積や遷移強度の計算では、表 4.2 の DD、DI パラメータを用いる。

表 4.1、4.2 に示したパラメータについて、その全体の傾向を考察する。図 4.8、4.9 に、DD、DI それぞれの場合についての各パラメータの質量数依存性を示す。光学ポテンシャルの不定性が解消され

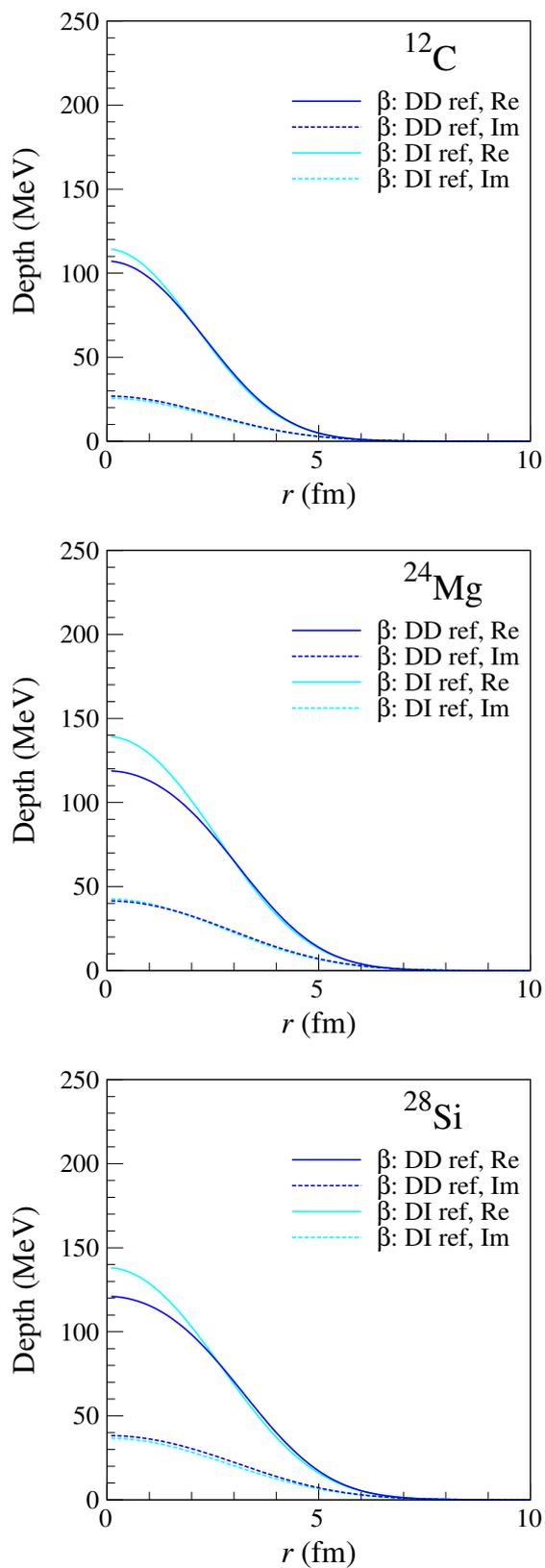


図 4.6 後方角度の実験データ挿入後の光学ポテンシャル

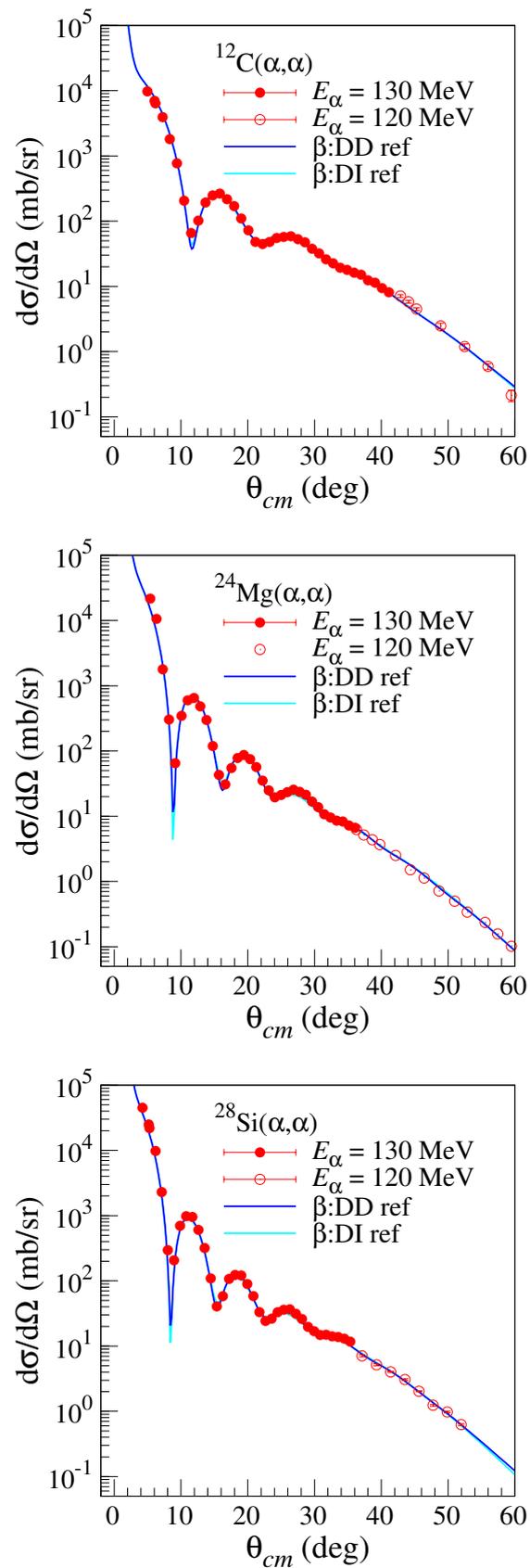


図 4.7 後方角度の実験データ挿入後の弾性散乱の角度分布

表 4.2 後方角度の実験データ挿入後の α -N 有効相互作用のパラメータ。上段が DD のパラメータ、下段が DI のパラメータ。

標的核	$\alpha_V(\text{fm}^2)$	$\alpha_W(\text{fm}^2)$	$\beta(\text{fm}^2)$	$V(\text{MeV})$	$W(\text{MeV})$
^{12}C	3.43	6.43	-1.9	57.53	8.48
^{24}Mg	3.29	5.94	-1.9	56.34	10.12
^{28}Si	3.62	6.02	-1.9	49.34	8.72
^{12}C	4.18	7.57	0.0	25.49	3.91
^{24}Mg	4.15	7.06	0.0	24.25	4.61
^{28}Si	4.59	7.66	0.0	20.04	4.61

る前の各パラメータを α_V 、 α_W 、 V 、 W 、解消された後の各パラメータを $\alpha_V \text{ ref}$ 、 $\alpha_W \text{ ref}$ 、 $V \text{ ref}$ 、 $W \text{ ref}$ で表す。

光学ポテンシャルの不定性が解消する前後で比較すると、DD の場合、どのパラメータについても大きな変化は見られない。その一方、DI の場合、 α_V と V に関して大きく値が変化している。この変化は、例えば図 4.3、4.6 の ^{12}C 、 ^{24}Mg 、 ^{28}Si の光学ポテンシャルの深さの減少に影響している。この影響により、DI の場合の微分断面積も減少し、光学ポテンシャルの不定性の解消前よりも実験値を良く再現する。

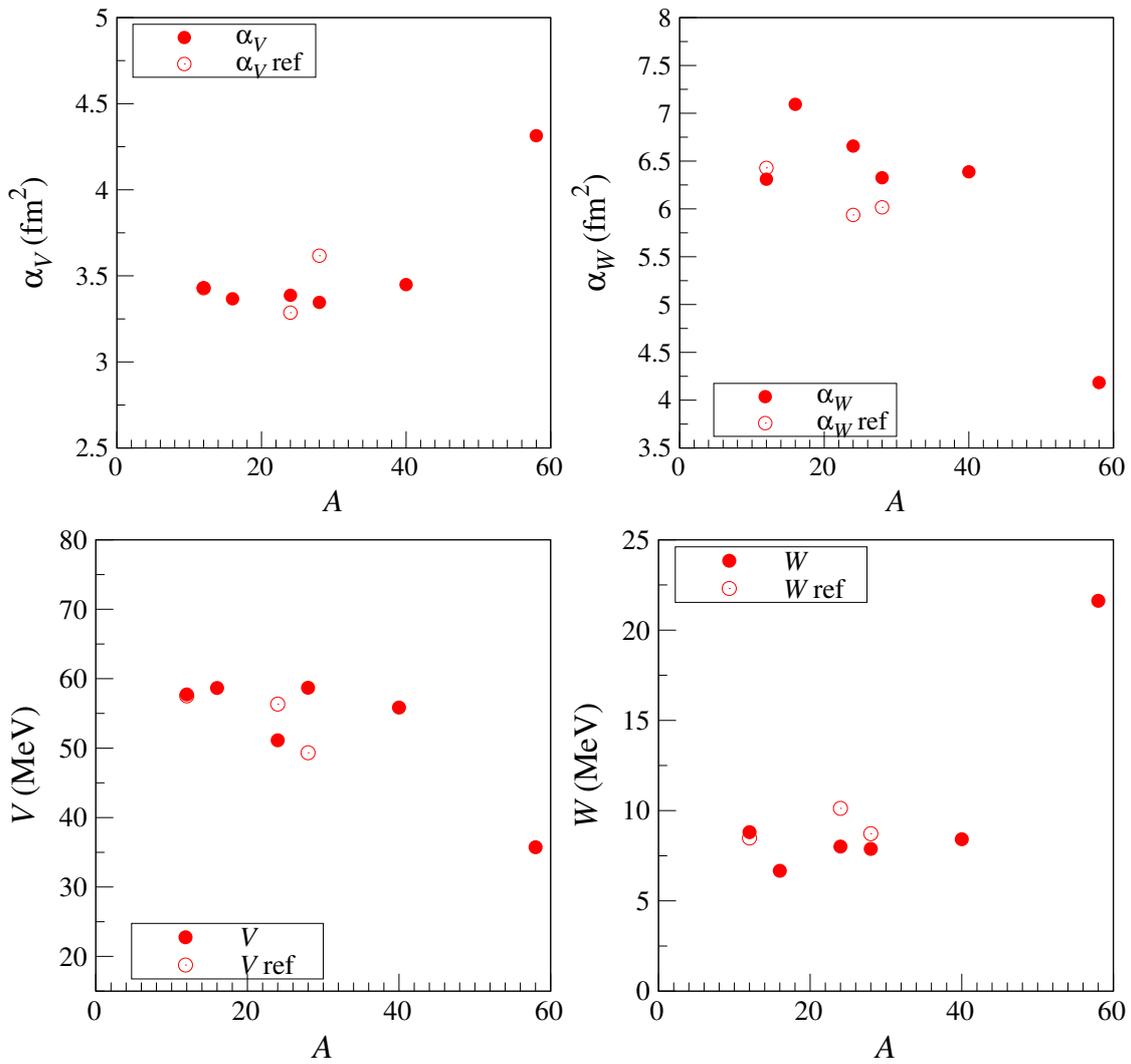


図 4.8 DD の場合の α -N 有効相互作用の各パラメータ。光学ポテンシャルの不定性が解消される前の各パラメータを α_V 、 α_W 、 V 、 W 、解消された後の各パラメータを $\alpha_V \text{ ref}$ 、 $\alpha_W \text{ ref}$ 、 $V \text{ ref}$ 、 $W \text{ ref}$ で表す。

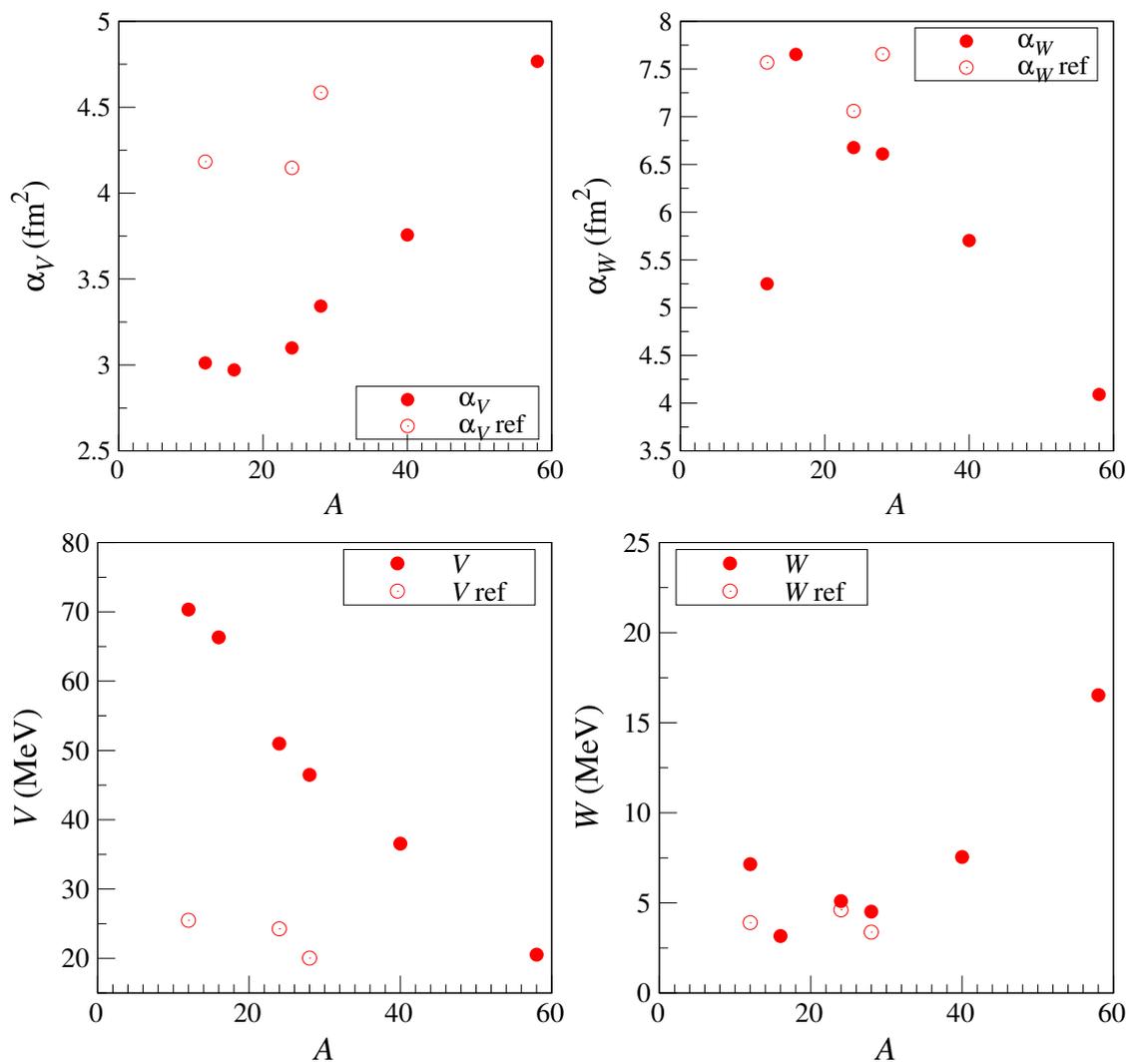


図 4.9 DI の場合の α -N 有効相互作用の各パラメータ。凡例の意味は図 4.8 に同じ。

4.2.4 換算遷移強度

始状態 i から終状態 f の遷移に対する遷移強度 $B(E\lambda; IS, J_i \rightarrow J_f)$ は、

$$B(E\lambda; IS, J_i \rightarrow J_f) = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} |M(E\lambda; IS, J_i \rightarrow J_f)|^2 \quad (4.29)$$

で与えられる。 $M(E\lambda; IS, J_i \rightarrow J_f)$ は遷移行列要素であり、遷移密度 $\rho_{J_f, J_i}^{(\lambda)}(r')$ を用いて

$$M(E\lambda; IS, J_i \rightarrow J_f) = \int \rho_{J_f, J_i}^{(\lambda)}(r') r'^{\lambda+2} dr' \quad (\lambda \geq 2), \quad (4.30)$$

$$M(E0; IS, J_i \rightarrow J_f) = \sqrt{4\pi} \int \rho_{J_f, J_i}^{(0)}(r') r'^4 dr', \quad (4.31)$$

$$M(E1; IS, J_i \rightarrow J_f) = \int \rho_{J_f, J_i}^{(1)}(r') r'^5 dr' \quad (4.32)$$

で与えられる。

$N = Z$ の原子核において、荷電対称に基づき、中性子の遷移密度が陽子の遷移密度に等しいと仮定すると、電磁遷移強度と遷移強度の間には

$$B(E\lambda; IS) = \frac{4B(E\lambda)}{e^2} \quad (4.33)$$

という関係が成り立つ。この式を用いれば、電子散乱より決定された電磁遷移強度 $B(E\lambda)$ から遷移強度 $B(E\lambda; IS)_{\text{ele}}$ が求められる。

4.3 非弾性散乱の微分断面積の比較

式 (4.29) によって計算される換算遷移強度が電子散乱の遷移強度を再現するように、巨視的モデルによって計算した遷移密度の再規格化係数を決定した。再規格化された遷移密度を用いて遷移ポテンシャルを計算し、非弾性散乱の微分断面積を求めた。このように求められた微分断面積を、今回の実験で得た α 非弾性散乱の微分断面積と比較した。図 4.10–4.17 には、 ΔJ^π 遷移ごとの比較を示す。なお、 ^{12}C 、 ^{24}Mg 、 ^{28}Si については光学ポテンシャルの不定性を解消した表 4.2 のパラメータを用いて計算した。また、斜線部分は電子散乱の遷移強度による誤差を表す。

4.3.1 $\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移

$\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移の角度分布を図 4.10 に示す。 0^+ 遷移の角度分布の特徴として、0 度付近の前方角度で極大になることが挙げられる。このことを踏まえて 0 度付近に着目すると、DD の場合に比べて DI の場合が比較的实验値に対する再現性が良いが、依然として過大評価していると言える。

4.3.2 $\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移

$\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移の角度分布を図 4.11–4.13 に示す。DD、DI どちらの場合についても $\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移と比べて实验値を比較的良好に再現している。

図 4.14 に示した ^{16}O の 2_2^+ ($E_x = 9.84$ MeV)、 ^{28}Si の 2_3^+ ($E_x = 8.26$ MeV)、 ^{58}Ni の 2_2^+ ($E_x = 2.78$ MeV) は、計算した微分断面積のピーク位置が角度分布のピーク位置と大きくずれる状態である。これらの状態は、次節の遷移強度の比較では取り扱わないこととする。

4.3.3 $\Delta J^\pi = 3^-$ 、 4^+ 、 5^- 遷移

図 4.15、4.16 に $\Delta J^\pi = 3^-$ 遷移、図 4.17 に $\Delta J^\pi = 4^+$ 、 5^- 遷移の角度分布を示す。DD、DI どちらの場合についても、实验値に対する見積もりは非常に良いと言える。

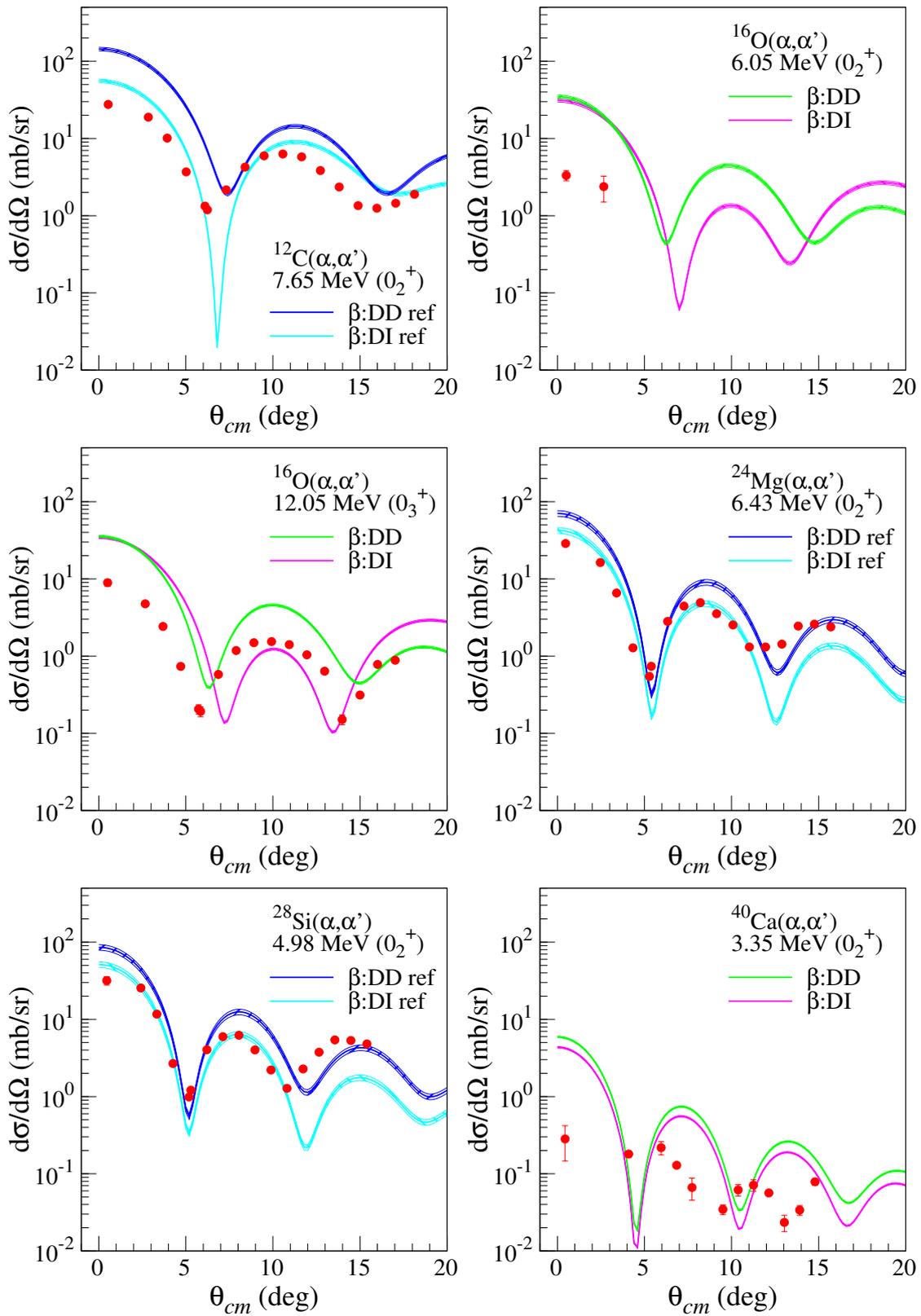
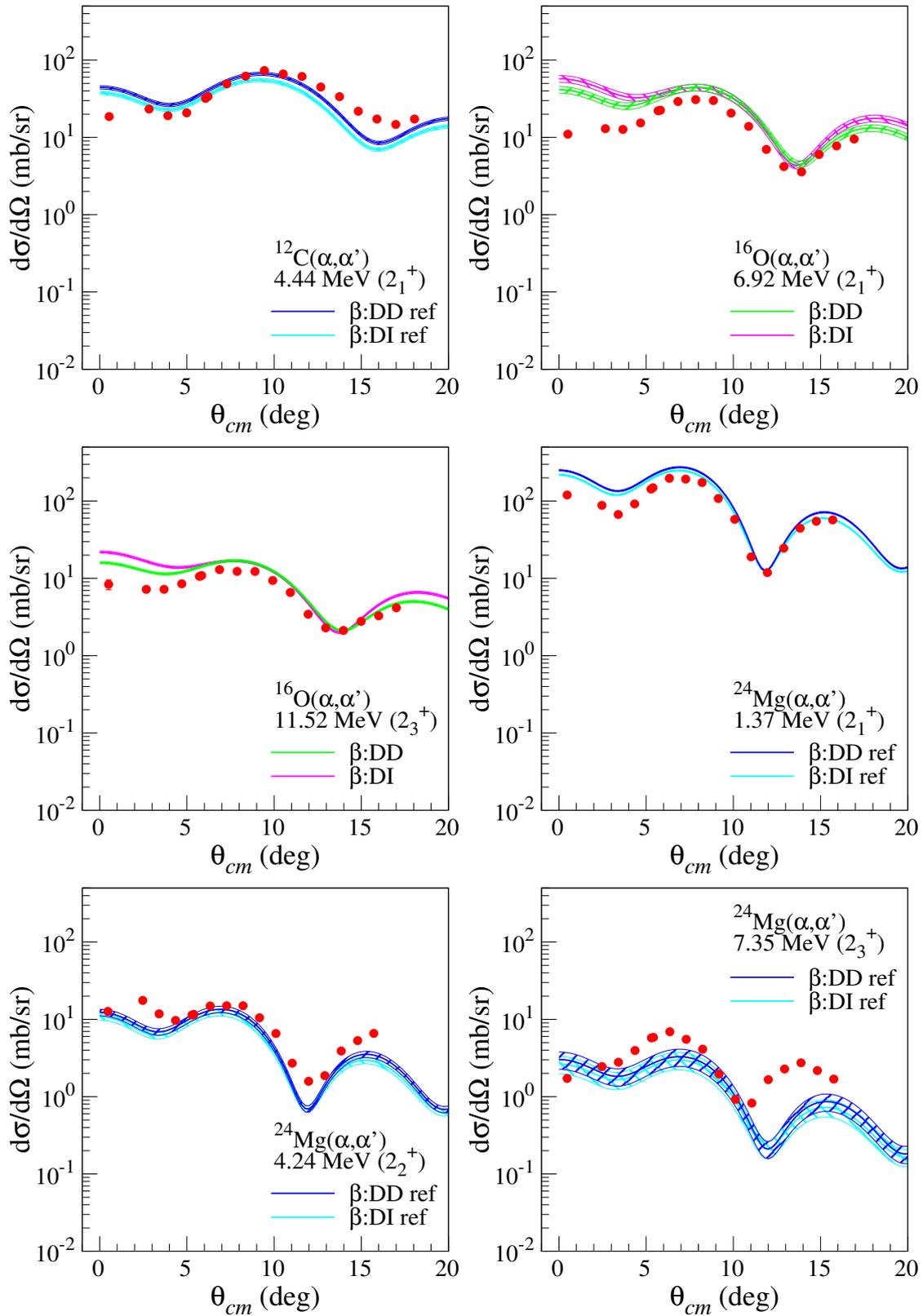


図 4.10 $\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移の角度分布

図 4.11 $\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移の角度分布 (1)

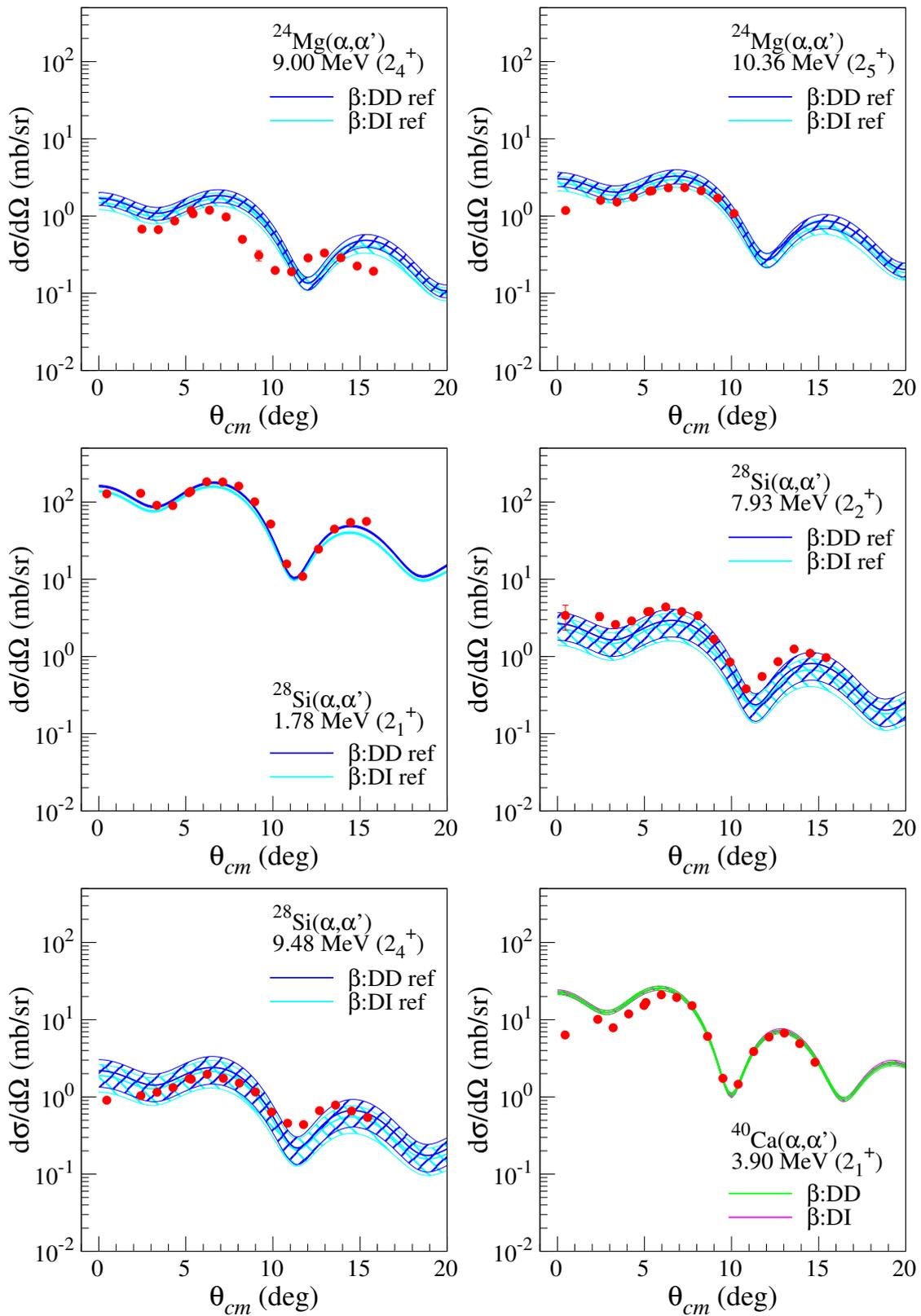
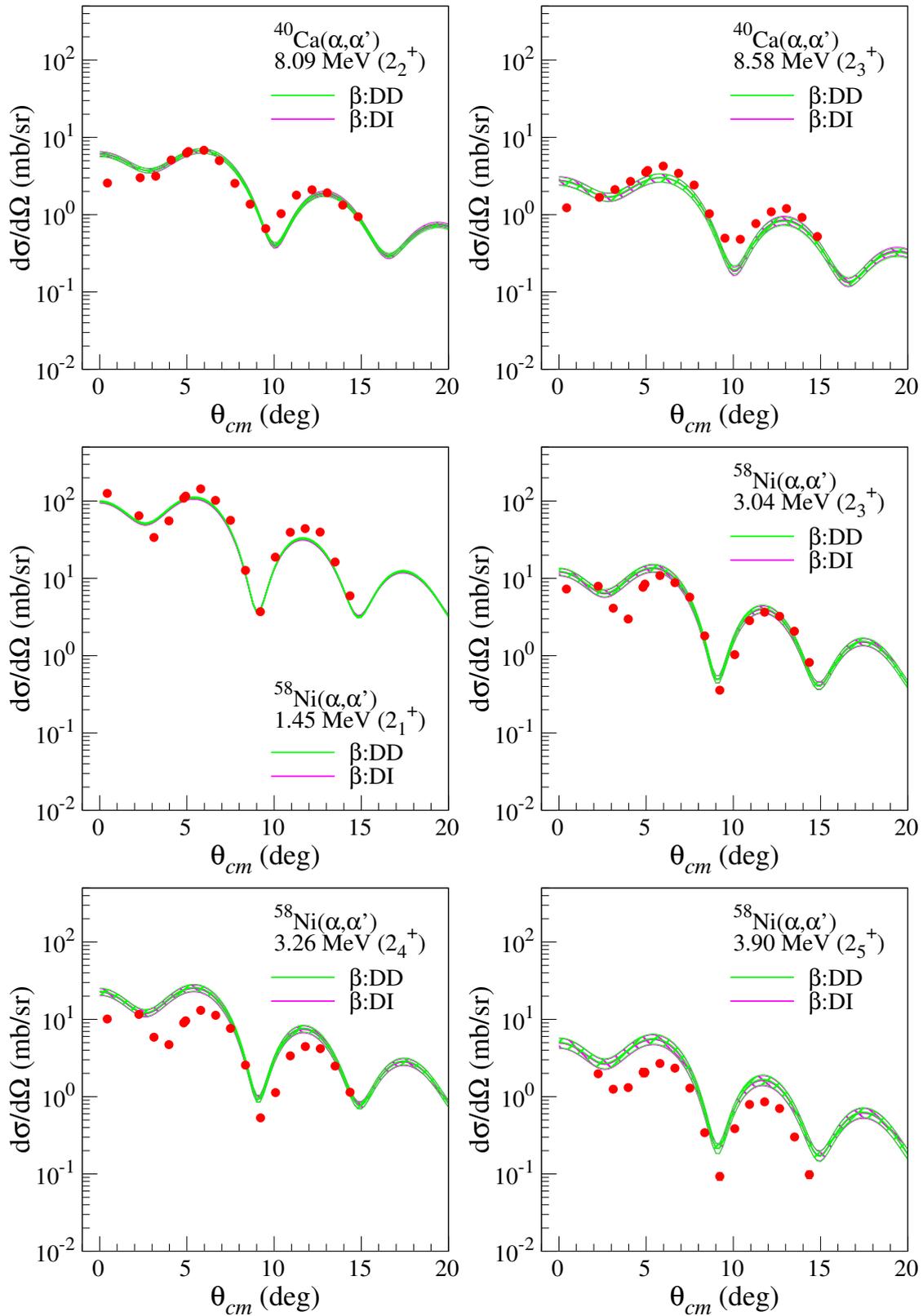


図 4.12 $\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移の角度分布 (2)

図 4.13 $\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移の角度分布 (3)

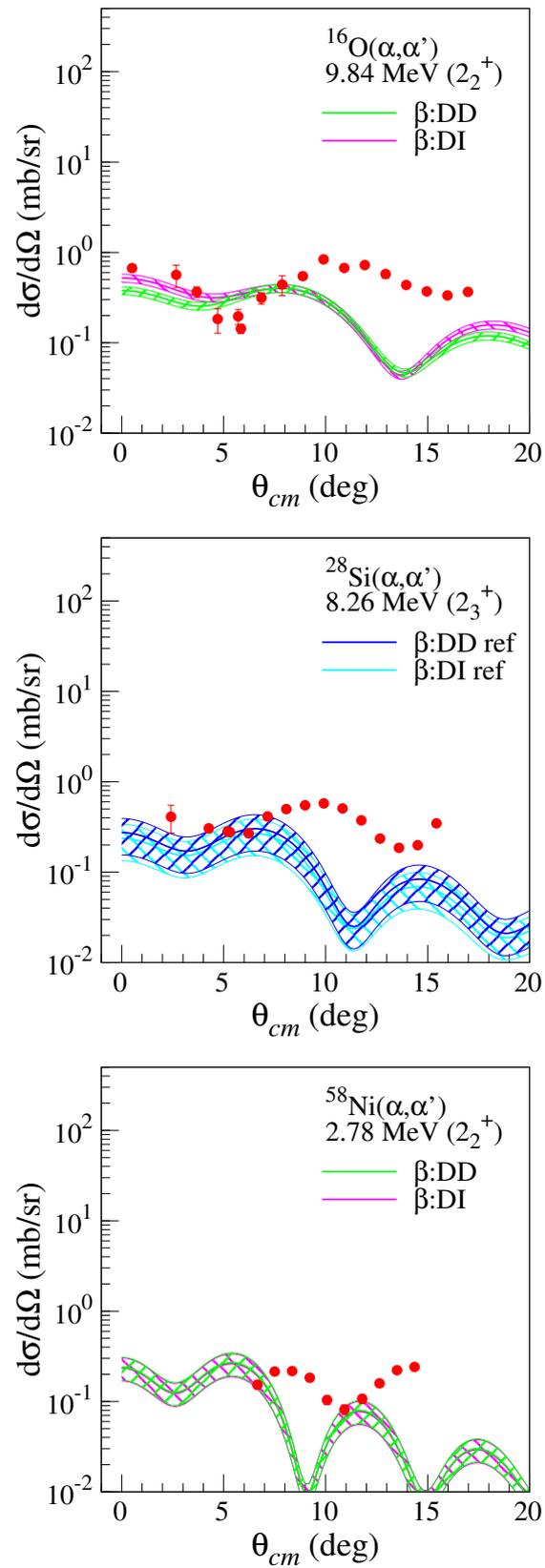
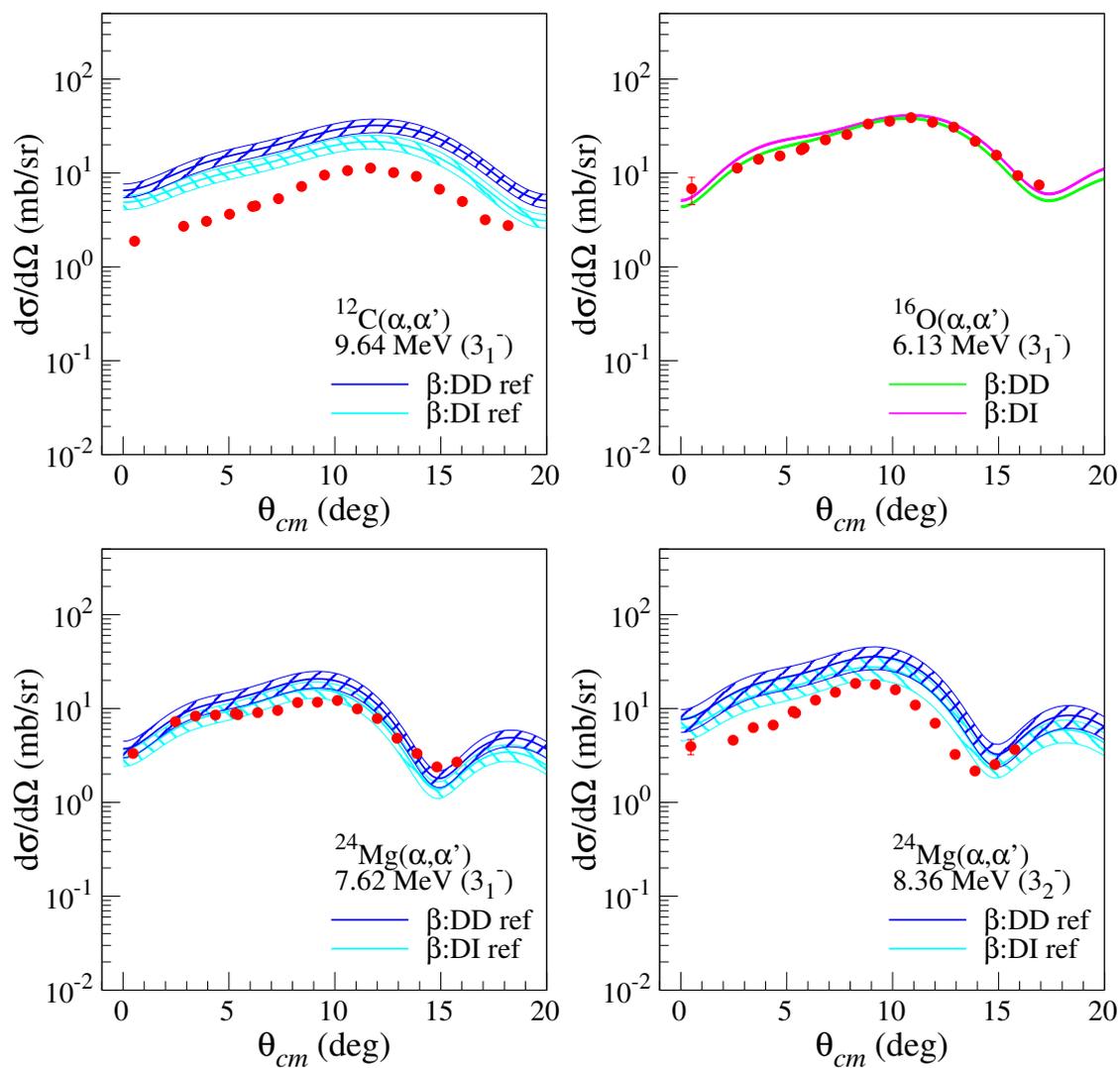


図 4.14 $\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移の角度分布 (4)

図 4.15 $\Delta J^\pi = 3^-$ 遷移の角度分布 (1)

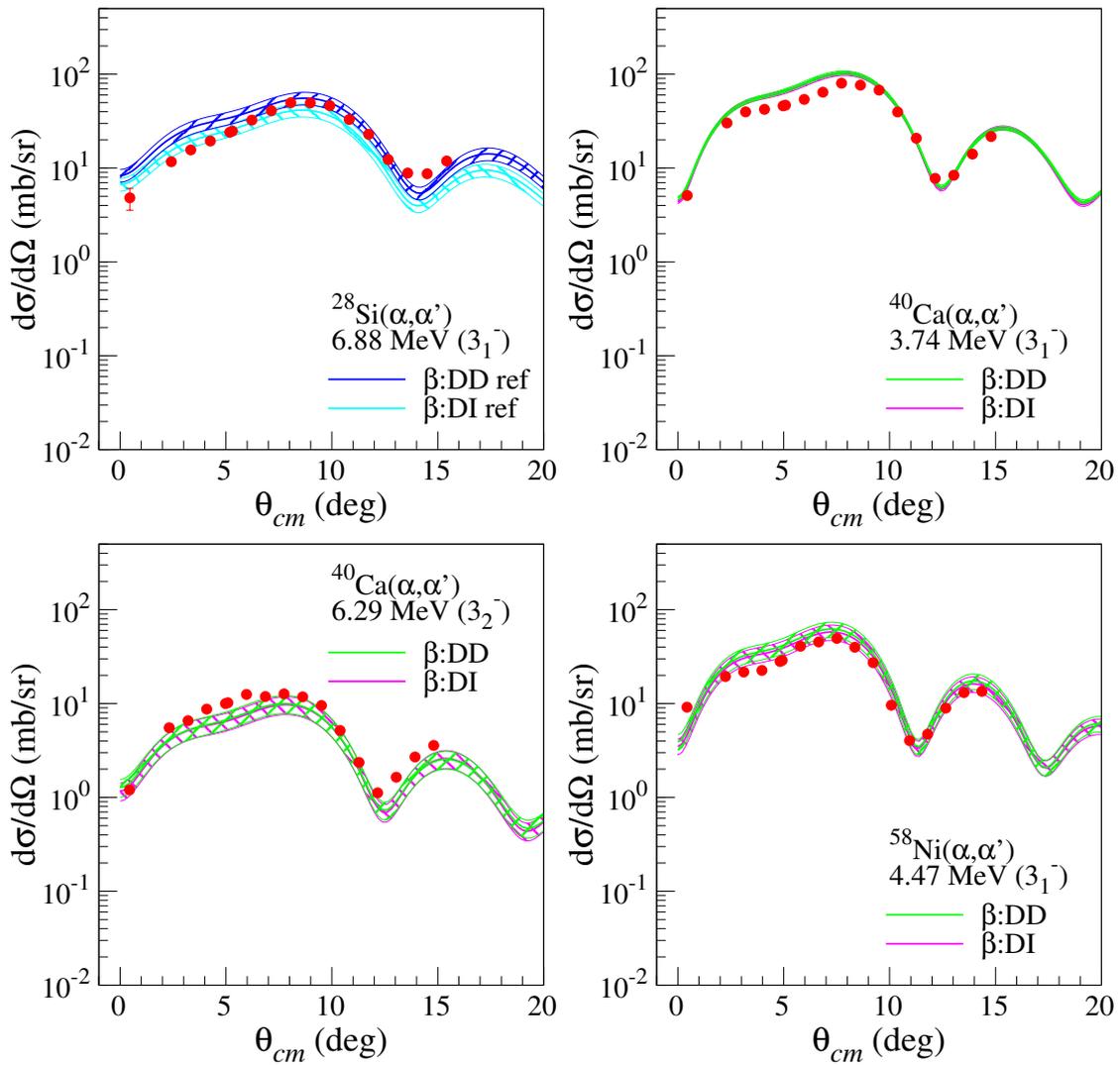
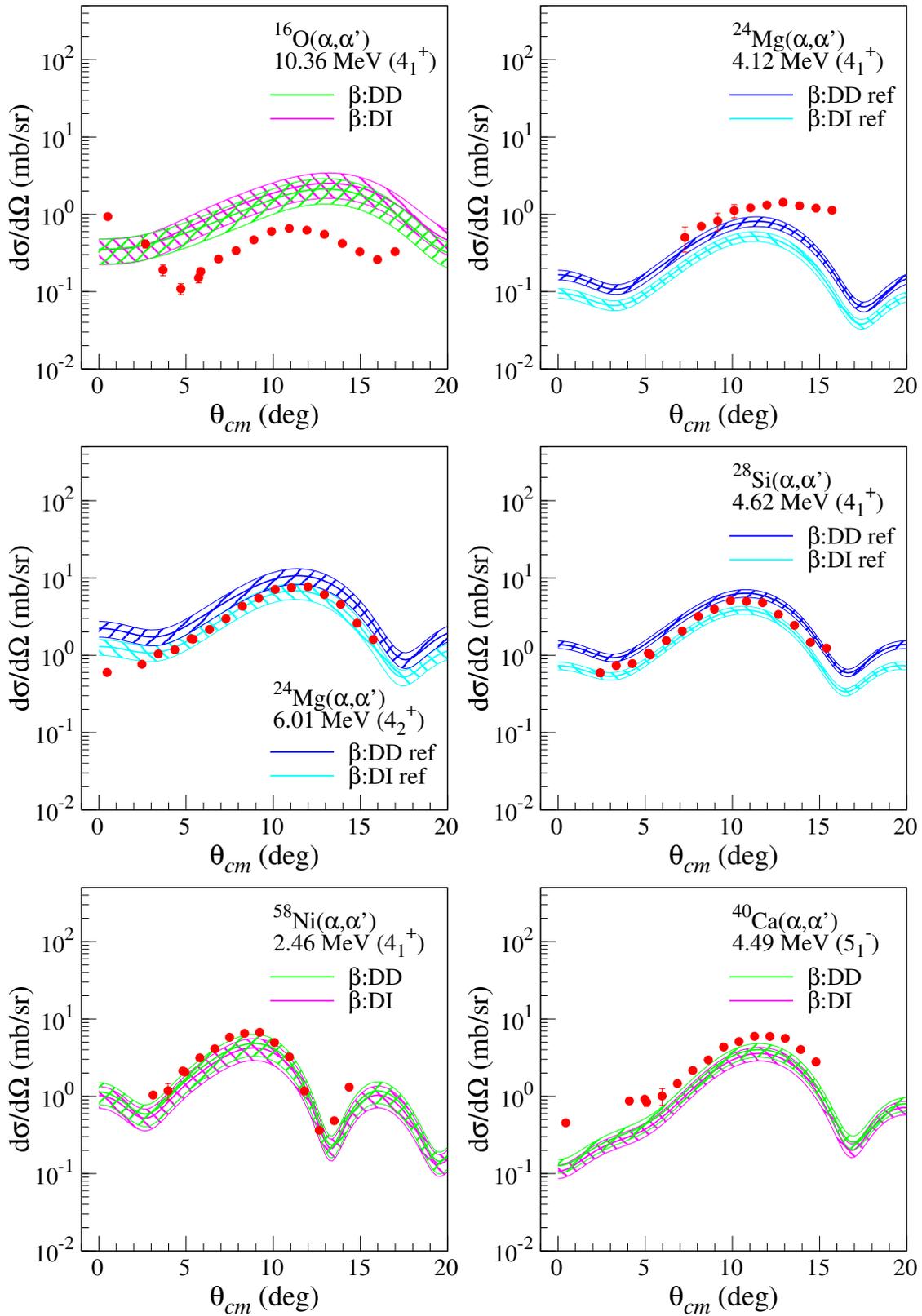


図 4.16 $\Delta J^\pi = 3^-$ 遷移の角度分布 (2)

図 4.17 $\Delta J^\pi = 4^+$ 、 5^- 遷移の角度分布

4.3.4 密度依存性の効果

$\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移と比べて、 $\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移では DD と DI の場合の微分断面積の絶対値の差が大きいことがわかる。この原因について説明する。

例として、 ^{12}C の $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$ と $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ を比較する。図 4.18 には、それぞれの遷移ポテンシャルを示した。これを比較すると、 $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ では DD と DI で大きな違いはない一方、 $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$ では DD と DI で形、絶対値が異なっていることがわかる。この形の違いは、図 4.19 に示す遷移密度が影響していると考えられる。 $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$ では、遷移密度が $r' = 0$ fm 付近で有限の値であるため、密度依存を持つ場合の遷移ポテンシャルはその影響を強く受けて小さな値となる。一方、密度依存を持たない場合の遷移ポテンシャルはその影響を全く受けない。このことは、他の $\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移に関しても同様である。

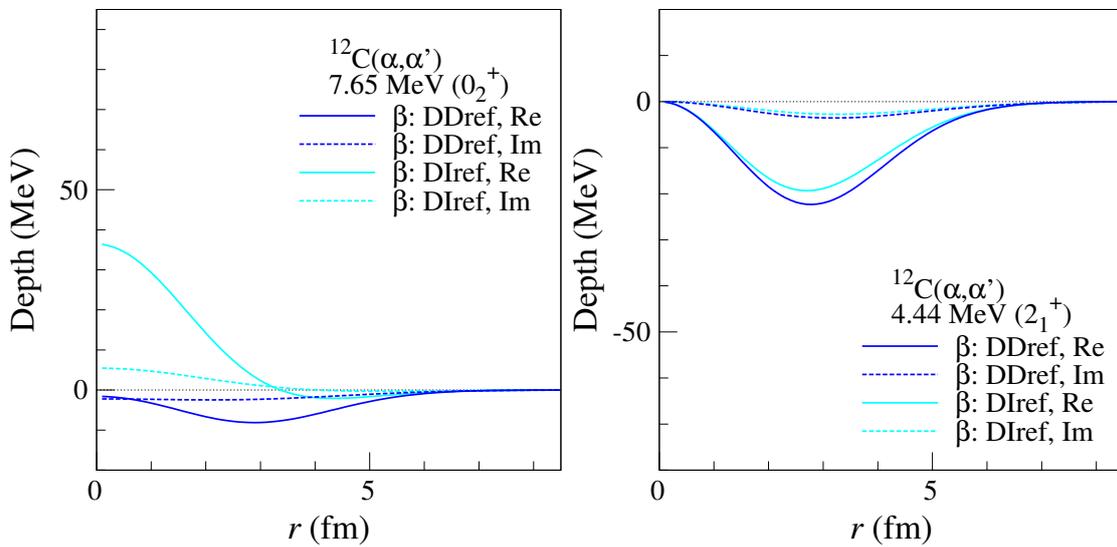


図 4.18 ^{12}C の $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$ 、 $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ の遷移ポテンシャル

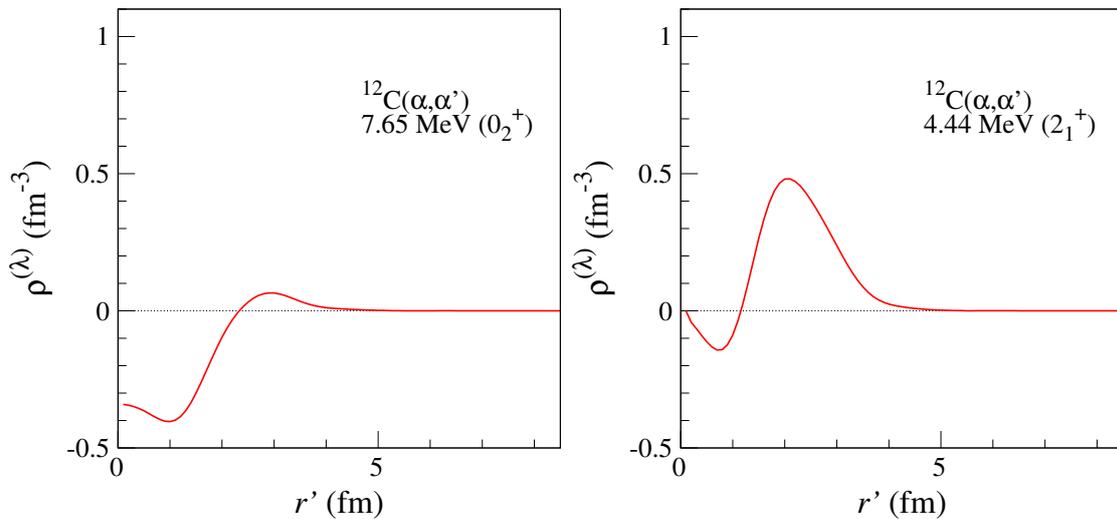


図 4.19 ^{12}C の $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$ 、 $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ の遷移密度

4.4 遷移強度の比較

実験で得られた α 非弾性散乱の微分断面積から遷移強度を決定する方法を説明する。

断面積が遷移強度と比例すると仮定すると、 α 非弾性散乱の微分断面積から決定される遷移強度は

$$B(E\lambda; IS) = R \cdot B(E\lambda; IS)_{\text{ele}} \quad (4.34)$$

という式に従って決定される。式 (4.34) における R の値は、最小二乗法を用いて、計算値が実験値に最も良く合うような倍率として求められた。以後、 R を遷移強度倍率と呼ぶ。このとき、 χ^2/ν (ν は自由度を表す) が 1 となるように実験値の誤差を増加させた場合の誤差をフィットの誤差 ΔR_{fit} とした。

ΔJ^π 遷移ごとに、DD、DI の場合について各状態に対する α 非弾性散乱から決定した遷移強度 $B(E\lambda; IS)$ 、電子散乱から決定した遷移強度 $B(E\lambda; IS)_{\text{ele}}$ 、遷移強度倍率 R を表 4.3–4.10 にまとめた。 R の誤差に関して、 $B(E\lambda; IS)_{\text{ele}}$ の不定性に由来する誤差を ΔR_B 、フィットによる誤差を ΔR_{fit} とわけて表記した。同様に、 $B(E\lambda; IS)$ の誤差を $B(E\lambda; IS)_{\text{ele}}$ の不定性に由来する誤差を ΔB_B 、フィットによる誤差を ΔB_{fit} と表記した。また、 R については図 4.20–4.23 にもまとめてある。誤差に関しては、 ΔR_B を太線、 ΔR_{fit} を細線で表している。

本来、 α 非弾性散乱によって決定された遷移強度は電子散乱によって決定された遷移強度を再現し、 $R = 1$ となるべきである。このことを踏まえて、各 ΔJ^π 遷移について評価する。

4.4.1 $\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移

図 4.20 から、 $\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移は ^{12}C の Hoyle state だけに限らず、全ての遷移でほぼ $R < 1$ に分布していることがわかる。これは、 α 非弾性散乱で決定する遷移強度は電子散乱の遷移強度を過小評価することを意味する。DD の場合と比べると、DI の場合、すなわち α -N 有効相互作用の密度依存性をなくす場合において、電子散乱の遷移強度の再現性は改善されると言える。しかし、弾性散乱の後方角度の角度分布を再現するためには相互作用に密度依存が必要であるという指摘もされており [23]、相互作用の密度依存性の取り扱いを改善する必要がある。

^{16}O と ^{40}Ca は光学ポテンシャルの不定性が解消されておらず、これを解消することで改善される可能性がある。しかし、表 4.3、4.4 から、 ^{16}O の 0_2^+ 状態 (6.05 MeV) の R の値は DD、DI の場合でそれぞれ 0.101、0.111、 ^{40}Ca の 0_2^+ 状態 (3.35 MeV) の R の値は DD、DI の場合でそれぞれ 0.179、0.243 と特に小さいことがわかる。この過小評価は、光学ポテンシャルの不定性の他に原子核の構造にもその原因あると考えられ、今後さらなる研究が必要である。

0^+ 遷移で見られる $R = 1$ からの逸脱は、光学ポテンシャルの不定性の他に、計算に使用する波動関数と違い、coupled channel による効果など、モデルの不定性に原因があると考えられる。これらの不定性については節 4.5 で検討する。

4.4.2 $\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移

図 4.21 から、 $\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移では DD、DI の場合の差が小さく、すべての状態を総合的に見ると、値が $R = 1$ 前後に分布する傾向にあることがわかる。すなわち、 α 非弾性散乱で決定した遷移強度は電子散乱で決定した遷移強度を比較的良好に再現すると言える。なお、 ^{58}Ni に関しては、 $N \neq Z$ で

表 4.3 $\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移の遷移強度の比較 (DD の場合)

標的核	E_x (MeV)	J_n^π	$B(E0; IS)_{ele}$	$B(E0; IS) \pm \Delta B_B \pm \Delta B_{fit}$	$R \pm \Delta R_B \pm \Delta R_{fit}$
^{12}C	7.65	0_2^+	121 ± 6	$24.9 \pm 1.8 \pm 2.2$	$0.206 \pm 0.011 \pm 0.015$
^{16}O	6.05	0_2^+	45.6 ± 2.3	$4.60 \pm 0.33 \pm 0.40$	$0.101 \pm 0.005 \pm 0.007$
^{16}O	12.05	0_3^+	64.8 ± 2.0	$19.4 \pm 0.9 \pm 2.1$	$0.299 \pm 0.009 \pm 0.032$
^{24}Mg	6.43	0_2^+	180 ± 15	$80.9 \pm 9.7 \pm 10.3$	$0.451 \pm 0.038 \pm 0.043$
^{28}Si	4.98	0_2^+	185 ± 15	$96.9 \pm 12.3 \pm 17.0$	$0.525 \pm 0.047 \pm 0.079$
^{40}Ca	3.35	0_2^+	29.4 ± 0.6	$5.25 \pm 0.15 \pm 1.14$	$0.179 \pm 0.004 \pm 0.039$

表 4.4 $\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移の遷移強度の比較 (DI の場合)

標的核	E_x (MeV)	J_n^π	$B(E0; IS)_{ele}$	$B(E0; IS) \pm \Delta B_B \pm \Delta B_{fit}$	$R \pm \Delta R_B \pm \Delta R_{fit}$
^{12}C	7.65	0_2^+	121 ± 6	$64.0 \pm 4.7 \pm 3.0$	$0.528 \pm 0.027 \pm 0.025$
^{16}O	6.05	0_2^+	45.6 ± 2.3	$5.07 \pm 0.36 \pm 0.25$	$0.111 \pm 0.006 \pm 0.005$
^{16}O	12.05	0_3^+	64.8 ± 2.0	$14.4 \pm 0.64 \pm 4.0$	$0.222 \pm 0.007 \pm 0.062$
^{24}Mg	6.43	0_2^+	180 ± 15	$138 \pm 16 \pm 19$	$0.767 \pm 0.065 \pm 0.086$
^{28}Si	4.98	0_2^+	185 ± 15	$203 \pm 24 \pm 37$	$1.099 \pm 0.091 \pm 0.176$
^{40}Ca	3.35	0_2^+	29.4 ± 0.6	$7.12 \pm 0.21 \pm 1.66$	$0.243 \pm 0.005 \pm 0.056$

あるため本来ならばアイソベクトル遷移強度を考慮しなければならず、式 (4.33) は成り立たないので $R \neq 1$ となると考えられる。これは他の ΔJ^π 遷移の ^{58}Ni に関しても同様である。また、 ^{16}O の 2^+ 遷移の値がやや過小評価であるが、光学ポテンシャルの不定性を解消することで改善される可能性がある。

4.4.3 $\Delta J^\pi = 3^-, 4^+, 5^-$ 遷移

図 4.22 から、 $\Delta J^\pi = 3^-$ 遷移はやや過小評価の状態があるが、 0^+ に比べると $R = 1$ 近くに分布していると言える。図 4.23 から、 $\Delta J^\pi = 4^+, 5^-$ 遷移は、光学ポテンシャルの不定性のある ^{16}O を除けば比較的 $R = 1$ 付近に分布している。

表 4.5 $\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移の遷移強度の比較 (DD の場合)

標的核	E_x (MeV)	J_n^π	$B(E2; IS)_{\text{ele}}$ (fm ⁴)	$B(E2; IS) \pm \Delta B_B \pm \Delta B_{fit}$ (fm ⁴)	$R \pm \Delta R_B \pm \Delta R_{fit}$
¹² C	4.44	2 ₁ ⁺	156 ± 8	118 ± 8 ± 16	0.754 ± 0.037 ± 0.096
¹⁶ O	6.92	2 ₁ ⁺	172 ± 17	99.3 ± 14.0 ± 12.3	0.577 ± 0.058 ± 0.042
¹⁶ O	11.52	2 ₃ ⁺	75 ± 3	57 ± 2 ± 2	0.758 ± 0.025 ± 0.019
²⁴ Mg	1.37	2 ₁ ⁺	1750 ± 36	1222 ± 35 ± 49	0.699 ± 0.014 ± 0.024
²⁴ Mg	4.24	2 ₂ ⁺	89.8 ± 8.6	116 ± 16 ± 13	1.291 ± 0.123 ± 0.069
²⁴ Mg	7.35	2 ₃ ⁺	23.6 ± 6.0	33.8 ± 12.0 ± 9.9	1.433 ± 0.361 ± 0.216
²⁴ Mg	9.00	2 ₄ ⁺	13.9 ± 2.6	7.80 ± 2.09 ± 1.65	0.562 ± 0.107 ± 0.052
²⁴ Mg	10.36	2 ₅ ⁺	26.0 ± 5.4	18.2 ± 5.34 ± 3.94	0.700 ± 0.145 ± 0.043
²⁸ Si	1.78	2 ₁ ⁺	1310 ± 37	1353 ± 55 ± 62	1.033 ± 0.030 ± 0.037
²⁸ Si	7.93	2 ₂ ⁺	24.6 ± 9.6	35.0 ± 19.3 ± 13.7	1.423 ± 0.556 ± 0.045
²⁸ Si	9.48	2 ₄ ⁺	21.2 ± 7.1	16.5 ± 7.8 ± 5.7	0.780 ± 0.261 ± 0.065
⁴⁰ Ca	3.90	2 ₁ ⁺	370 ± 20	230 ± 20 ± 30	0.614 ± 0.038 ± 0.076
⁴⁰ Ca	8.09	2 ₂ ⁺	109 ± 7	86.6 ± 8.2 ± 10.3	0.793 ± 0.053 ± 0.079
⁴⁰ Ca	8.58	2 ₃ ⁺	49.8 ± 6.1	48.6 ± 8.4 ± 8.9	0.975 ± 0.119 ± 0.112
⁵⁸ Ni	1.45	2 ₁ ⁺	2660 ± 75	3038 ± 121 ± 179	1.142 ± 0.032 ± 0.059
⁵⁸ Ni	3.04	2 ₃ ⁺	340 ± 37	283 ± 43 ± 35	0.832 ± 0.090 ± 0.051
⁵⁸ Ni	3.26	2 ₄ ⁺	640 ± 64	331 ± 47 ± 43	0.517 ± 0.052 ± 0.043
⁵⁸ Ni	3.90	2 ₅ ⁺	141 ± 21	69 ± 14 ± 11	0.488 ± 0.072 ± 0.026

表 4.6 $\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移の遷移強度の比較 (DI の場合)

標的核	E_x (MeV)	J_n^π	$B(E2; IS)_{\text{ele}}$ (fm ⁴)	$B(E2; IS) \pm \Delta B_B \pm \Delta B_{fit}$ (fm ⁴)	$R \pm \Delta R_B \pm \Delta R_{fit}$
¹² C	4.44	2 ₁ ⁺	156 ± 8	139 ± 10 ± 20	0.890 ± 0.044 ± 0.118
¹⁶ O	6.92	2 ₁ ⁺	172 ± 17	85.0 ± 12.0 ± 12.8	0.570 ± 0.057 ± 0.055
¹⁶ O	11.52	2 ₃ ⁺	75 ± 2	54 ± 3 ± 3	0.714 ± 0.023 ± 0.028
²⁴ Mg	1.37	2 ₁ ⁺	1750 ± 36	1366 ± 40 ± 55	0.782 ± 0.016 ± 0.027
²⁴ Mg	4.24	2 ₂ ⁺	89.8 ± 8.6	129 ± 17 ± 14	1.440 ± 0.137 ± 0.080
²⁴ Mg	7.35	2 ₃ ⁺	23.6 ± 6.0	38.1 ± 13.6 ± 11.1	1.616 ± 0.407 ± 0.239
²⁴ Mg	9.00	2 ₄ ⁺	13.9 ± 2.6	8.76 ± 2.35 ± 1.83	0.632 ± 0.120 ± 0.056
²⁴ Mg	10.36	2 ₅ ⁺	26.0 ± 5.4	20.2 ± 5.9 ± 4.4	0.779 ± 0.162 ± 0.046
²⁸ Si	1.78	2 ₁ ⁺	1310 ± 37	1545 ± 63 ± 596	1.180 ± 0.034 ± 0.045
²⁸ Si	7.93	2 ₂ ⁺	24.6 ± 9.6	40.0 ± 22.1 ± 15.7	1.625 ± 0.635 ± 0.049
²⁸ Si	9.48	2 ₄ ⁺	21.2 ± 7.1	18.9 ± 8.9 ± 6.5	0.892 ± 0.298 ± 0.074
⁴⁰ Ca	3.90	2 ₁ ⁺	370 ± 20	220 ± 20 ± 30	0.604 ± 0.037 ± 0.076
⁴⁰ Ca	8.09	2 ₂ ⁺	109 ± 7	85 ± 8 ± 10	0.782 ± 0.052 ± 0.079
⁴⁰ Ca	8.58	2 ₃ ⁺	49.8 ± 6.1	47.9 ± 8.3 ± 8.1	0.962 ± 0.118 ± 0.113
⁵⁸ Ni	1.45	2 ₁ ⁺	2660 ± 75	3112 ± 124 ± 185	1.170 ± 0.033 ± 0.061
⁵⁸ Ni	3.04	2 ₃ ⁺	340 ± 39	290 ± 44 ± 36	0.852 ± 0.092 ± 0.052
⁵⁸ Ni	3.26	2 ₄ ⁺	640 ± 64	339 ± 48 ± 44	0.529 ± 0.053 ± 0.044
⁵⁸ Ni	3.90	2 ₅ ⁺	141 ± 21	70.6 ± 14.7 ± 11.0	0.499 ± 0.073 ± 0.026

表 4.7 $\Delta J^\pi = 3^-$ 遷移の遷移強度の比較 (DD の場合)

標的核	E_x (MeV)	J_n^π	$B(\text{E}3; \text{IS})_{\text{ele}}$ (fm ⁶)	$B(\text{E}3; \text{IS}) \pm \Delta B_B \pm \Delta B_{\text{fit}}$ (fm ⁶)	$R \pm \Delta R_B \pm \Delta R_{\text{fit}}$
¹² C	9.64	3 ₁ ⁻	2880 ± 480	887 ± 209 ± 150	0.308 ± 0.051 ± 0.009
¹⁶ O	6.13	3 ₁ ⁻	5500 ± 100	5500 ± 200 ± 200	0.998 ± 0.026 ± 0.023
²⁴ Mg	7.62	3 ₁ ⁻	6160 ± 1240	4060 ± 1160 ± 840	0.659 ± 0.133 ± 0.029
²⁴ Mg	8.36	3 ₂ ⁻	(1.08 ± 0.29) × 10 ⁴	5530 ± 2130 ± 1510	0.514 ± 0.140 ± 0.016
²⁸ Si	6.88	3 ₁ ⁻	(1.83 ± 0.28) × 10 ⁴	(1.60 ± 0.35 ± 0.26) × 10 ⁴	0.883 ± 0.137 ± 0.035
⁴⁰ Ca	3.74	3 ₁ ⁻	(7.7 ± 0.3) × 10 ⁴	(6.2 ± 0.4 ± 0.3) × 10 ⁴	0.798 ± 0.035 ± 0.023
⁴⁰ Ca	6.29	3 ₂ ⁻	7730 ± 1670	(1.01 ± 0.31 ± 0.22) × 10 ⁴	1.313 ± 0.283 ± 0.047
⁵⁸ Ni	4.47	3 ₁ ⁻	(8.96 ± 1.68) × 10 ⁴	(6.93 ± 1.84 ± 1.31) × 10 ⁴	0.773 ± 0.145 ± 0.016

表 4.8 $\Delta J^\pi = 3^-$ 遷移の遷移強度の比較 (DI の場合)

標的核	E_x (MeV)	J_n^π	$B(\text{E}3; \text{IS})_{\text{ele}}$ (fm ⁶)	$B(\text{E}3; \text{IS}) \pm \Delta B_B \pm \Delta B_{\text{fit}}$ (fm ⁶)	$R \pm \Delta R_B \pm \Delta R_{\text{fit}}$
¹² C	9.64	3 ₁ ⁻	2880 ± 480	1350 ± 320 ± 228	0.467 ± 0.078 ± 0.015
¹⁶ O	6.13	3 ₁ ⁻	5500 ± 100	5000 ± 200 ± 200	0.900 ± 0.024 ± 0.020
²⁴ Mg	7.62	3 ₁ ⁻	6160 ± 1240	5350 ± 1530 ± 1110	0.868 ± 0.175 ± 0.041
²⁴ Mg	8.36	3 ₂ ⁻	(1.08 ± 0.29) × 10 ⁴	7130 ± 2740 ± 1950	0.660 ± 0.180 ± 0.019
²⁸ Si	6.88	3 ₁ ⁻	(1.82 ± 0.28) × 10 ⁴	(2.19 ± 0.48 ± 0.35) × 10 ⁴	1.200 ± 0.186 ± 0.049
⁴⁰ Ca	3.74	3 ₁ ⁻	(7.7 ± 0.3) × 10 ⁴	(6.3 ± 0.4 ± 0.3) × 10 ⁴	0.814 ± 0.036 ± 0.022
⁴⁰ Ca	6.29	3 ₂ ⁻	7730 ± 1670	(1.04 ± 0.32 ± 0.23) × 10 ⁴	1.343 ± 0.289 ± 0.046
⁵⁸ Ni	4.47	3 ₁ ⁻	(8.96 ± 1.68) × 10 ⁴	(7.43 ± 1.97 ± 1.40) × 10 ⁴	0.829 ± 0.155 ± 0.018

表 4.9 $\Delta J^\pi = 4^+, 5^-$ 遷移の遷移強度の比較 (DD の場合)

標的核	E_x (MeV)	J_n^π	$B(\text{E}\lambda; \text{IS})_{\text{ele}}$ (fm ^{2λ})	$B(\text{E}\lambda; \text{IS}) \pm \Delta B_B \pm \Delta B_{\text{fit}}$ (fm ^{2λ})	$R \pm \Delta R_B \pm \Delta R_{\text{fit}}$
¹⁶ O	10.36	4 ₁ ⁺	(1.32 ± 0.48) × 10 ⁴	4210 ± 2150 ± 1940	0.318 ± 0.115 ± 0.092
²⁴ Mg	4.12	4 ₁ ⁺	(1.05 ± 0.15) × 10 ⁴	(1.87 ± 0.38 ± 0.31) × 10 ⁴	1.775 ± 0.256 ± 0.150
²⁴ Mg	6.01	4 ₂ ⁺	(1.41 ± 0.33) × 10 ⁵	(9.35 ± 3.05 ± 2.18) × 10 ⁴	0.662 ± 0.153 ± 0.022
²⁸ Si	4.62	4 ₁ ⁺	(7.20 ± 0.82) × 10 ⁴	(5.50 ± 0.88 ± 0.64) × 10 ⁴	0.764 ± 0.087 ± 0.021
⁵⁸ Ni	2.46	4 ₁ ⁺	(4.00 ± 1.26) × 10 ⁵	(5.12 ± 2.28 ± 1.63) × 10 ⁵	1.289 ± 0.405 ± 0.063
⁴⁰ Ca	4.49	5 ₁ ⁻	(1.00 ± 0.20) × 10 ⁷	(1.57 ± 0.44 ± 0.32) × 10 ⁷	1.572 ± 0.314 ± 0.047

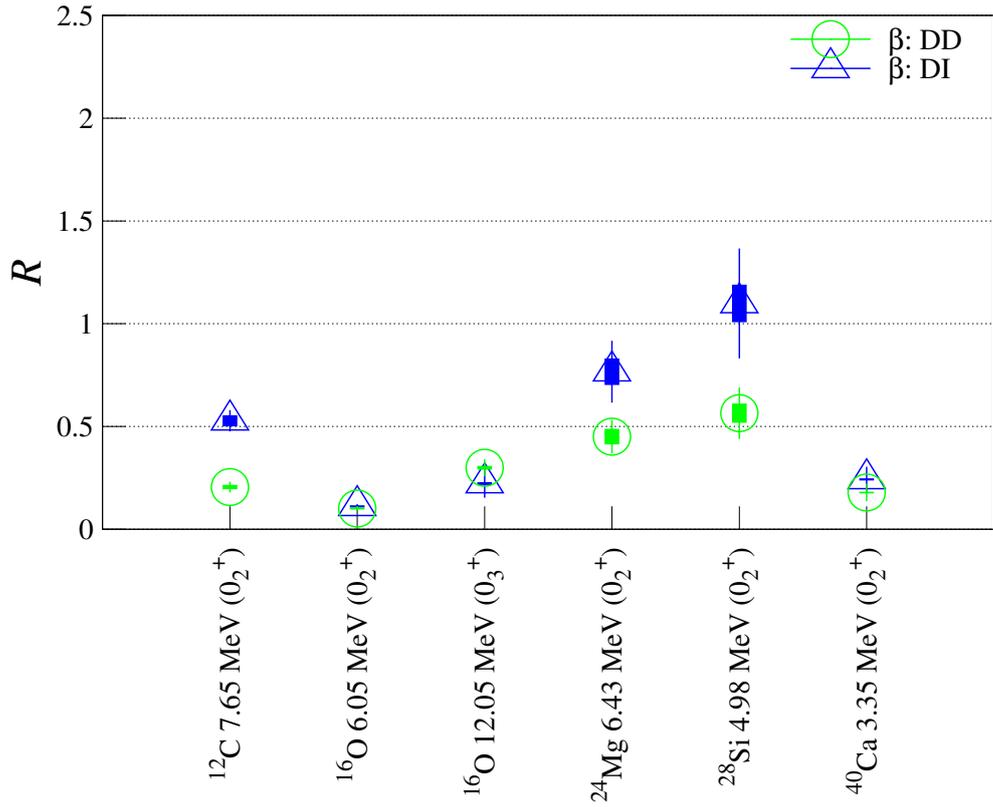


図 4.20 $\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移の遷移強度倍率 R 。太線が電磁遷移強度の不定性に由来する誤差 ΔR_B 、細線がフィットによる誤差 ΔR_{fit} を表す。

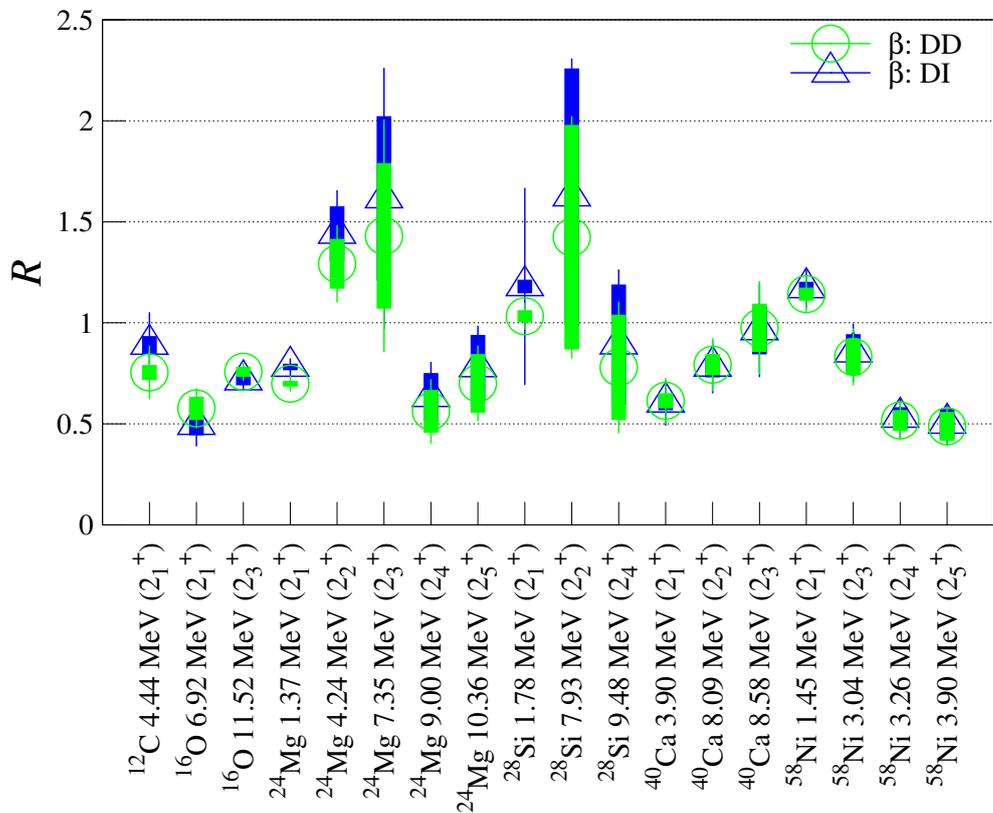


図 4.21 $\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移の遷移強度倍率 R 。誤差棒の意味は図 4.20 に同じ。

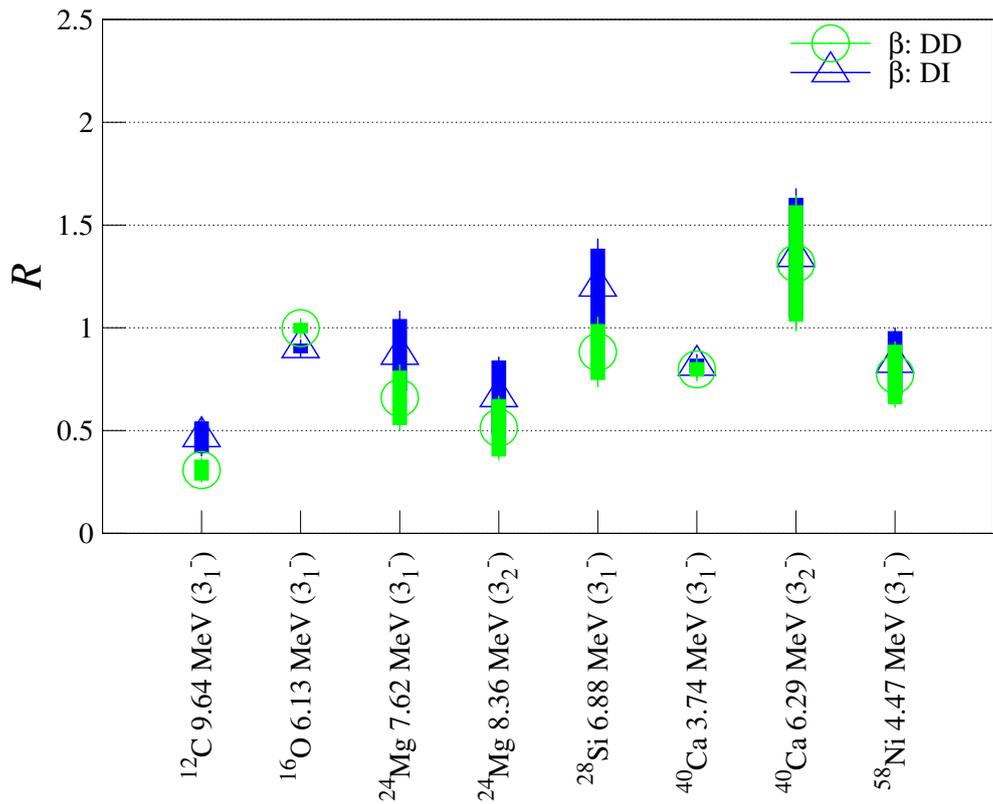


図 4.22 $\Delta J^\pi = 3^-$ 遷移の遷移強度倍率 R 。誤差棒の意味は図 4.20 に同じ。

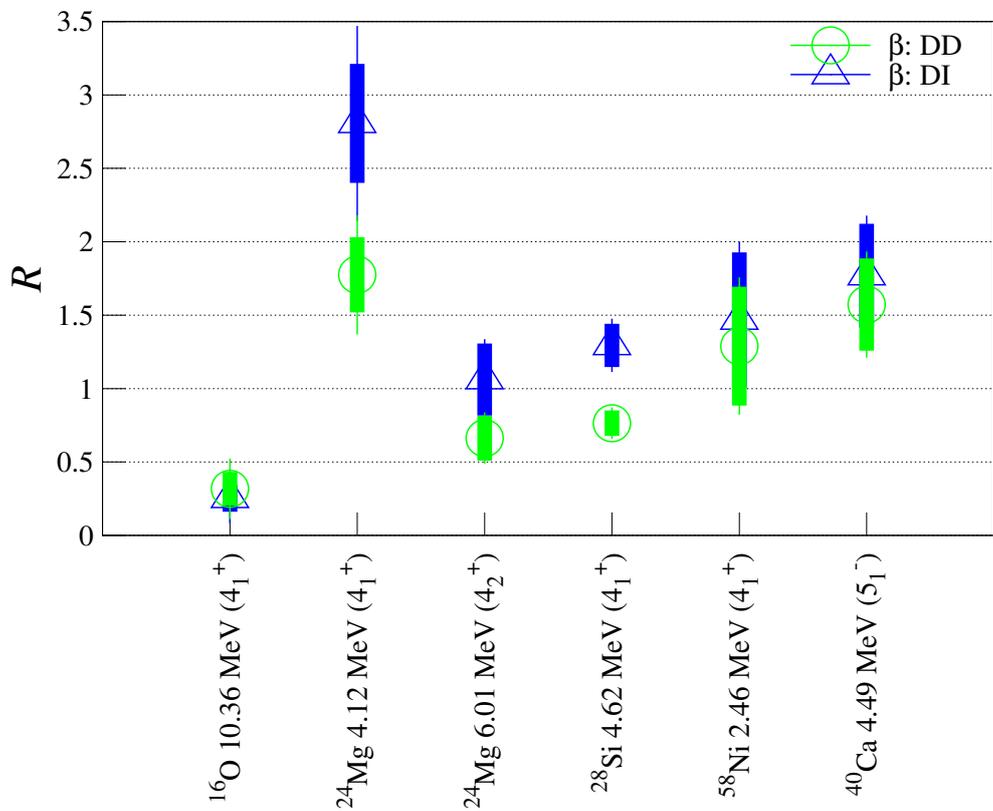


図 4.23 $\Delta J^\pi = 4^+, 5^-$ 遷移の遷移強度倍率 R 。誤差棒の意味は図 4.20 に同じ。

表 4.10 $\Delta J^\pi = 4^+, 5^-$ 遷移の遷移強度の比較 (DI の場合)

標的核	E_x (MeV)	J_n^π	$B(E\lambda; IS)_{\text{ele}}$ (fm $^{2\lambda}$)	$B(E\lambda; IS) \pm \Delta B_B \pm \Delta B_{fit}$ (fm $^{2\lambda}$)	$R \pm \Delta R_B \pm \Delta R_{fit}$
^{16}O	10.36	4_1^+	$(1.32 \pm 0.48) \times 10^4$	$3340 \pm 1710 \pm 1580$	$0.253 \pm 0.091 \pm 0.077$
^{24}Mg	4.12	4_1^+	$(1.05 \pm 0.15) \times 10^4$	$(2.95 \pm 6.03 \pm 5.05) \times 10^4$	$2.806 \pm 0.405 \pm 0.259$
^{24}Mg	6.01	4_2^+	$(1.41 \pm 0.33) \times 10^5$	$(1.50 \pm 0.49 \pm 0.35) \times 10^5$	$1.062 \pm 0.245 \pm 0.030$
^{28}Si	4.62	4_1^+	$(7.20 \pm 0.82) \times 10^4$	$(9.31 \pm 1.50 \pm 1.09) \times 10^4$	$1.294 \pm 0.147 \pm 0.034$
^{58}Ni	2.46	4_1^+	$(4.00 \pm 1.26) \times 10^5$	$(5.83 \pm 2.59 \pm 1.85) \times 10^5$	$1.467 \pm 0.461 \pm 0.070$
^{40}Ca	4.49	5_1^-	$(1.00 \pm 0.20) \times 10^7$	$(1.76 \pm 0.50 \pm 0.36) \times 10^7$	$1.769 \pm 0.353 \pm 0.056$

4.5 DWBA 計算の不定性の評価

この節では光学ポテンシャルの不定性、波動関数の不定性、coupled channel による不定性を評価するが、微視的なモデルに基づく現実的な波動関数を得ることができた ^{12}C について、 2_1^+ (4.44 MeV)、 0_2^+ (7.65 MeV)、 3_1^- (9.64 MeV) の各状態に対する不定性を評価する。

4.5.1 光学ポテンシャルの不定性

弾性散乱の前方角度の実験データを再現する光学ポテンシャルは、 α -N 有効相互作用の密度依存性の有無にかかわらず作ることができた。しかし、前方角度の実験データを再現するとしても二つの場合の光学ポテンシャルは一意的に決定されず、この不定性は後方角度において異なる微分断面積を与える原因であった。 ^{12}C に関しては、 $E_\alpha = 120$ MeV の後方角度の実験データを変換して挿入し、これを再現するような相互作用パラメータを再度決定することで、光学ポテンシャルの不定性を解消した。

^{12}C の 2_1^+ 、 0_2^+ 、 3_1^- に対する、光学ポテンシャルの不定性解消前後の微分断面積の比較を図 4.24 に示す。

不定性解消前後では、DI の場合は DD の場合に比べて微分断面積の変化が大きいことがわかる。これは、図 4.3、4.6 における光学ポテンシャルを比較すると DI の場合にその深さに大きな変化が見られ、この効果によって微分断面積が大きく変化すると考えられる。また、DD の場合は不定性の解消前後でその変化がほとんど見られない。このことから、DD の場合は、後方角度を含めた弾性散乱の実験データに対して、再現性の高い光学ポテンシャルを与えることができるということが示唆される。

4.5.2 微視的モデルによる遷移密度の計算

この節では、 ^{12}C に関して、微視的モデルを用いて計算した微分断面積や遷移強度を節 4.2.2 で説明した巨視的モデルの計算値と比較し、計算に使用するモデルの違いによる誤差を評価する。

^{12}C の構造を記述する波動関数のひとつに、東崎氏らによって提唱された THSR (Tohsaki-Horiuchi-Schuck-Röpke) 波動関数がある [18][19]。これは、Hoyle state の α 粒子のボーズ凝縮状態を記述した α クラスター波動関数であり、 $A = 4n$ 、 $Z = N$ 核の構造の研究に有用であるとされ広く用いられている。

THSR 波動関数は、

$$\Psi_{\text{THSR}} = \int d\mathbf{R}_1 d\mathbf{R}_2 d\mathbf{R}_3 A [\phi_1(\mathbf{R}_1) \phi_2(\mathbf{R}_2) \phi_3(\mathbf{R}_3)] \quad (4.35)$$

$$\times \exp \left[-\frac{\mathbf{R}_1^2 + \mathbf{R}_2^2 + \mathbf{R}_3^2}{B^2} \right] \quad (4.36)$$

$$= A \prod_{i=1}^3 \int d\mathbf{R}_i \phi_i(\mathbf{R}_i) \exp \left[-\frac{\mathbf{R}_i^2}{B^2} \right] \quad (4.37)$$

と表される。 A は反対称化演算子、 $\phi_i(\mathbf{R}_i)$ ($i = 1-3$) は i 番目の α クラスターの波動関数である。 \mathbf{R}_i は重心位置である。 B は 3α の広がりを表すパラメータである。この値は $B = \sqrt{b^2 + 2R_0^2}$ で与えられ、3個の α クラスターの重心位置分布の大きさ R_0 とクラスターの大きさ b によって決定される。つまり、 R_0 と b を変化させることで、THSR 波動関数は殻模型の状態と空間的に発達したクラスター

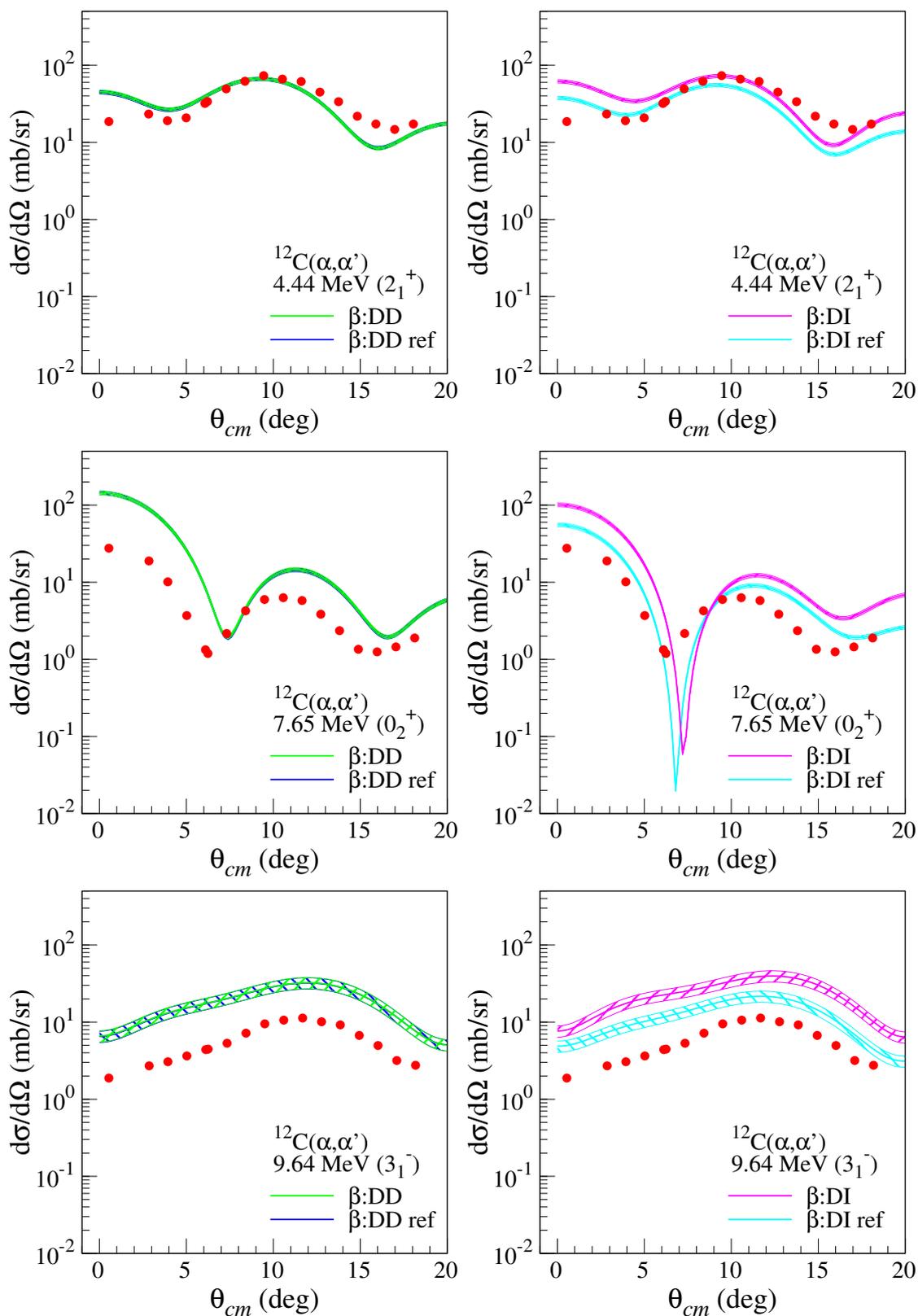


図 4.24 光学ポテンシャルの不定性解消前後の微分断面積の計算結果の比較

状態の双方を表現することができる。例えば、 $R_0 \gg b$ とすれば $B \simeq R_0$ となり、殻模型の状態を表す。一方、 $b \gg R_0$ とすれば $B \simeq b$ となり、空間的に発達したクラスター状態を表す。

THSR 波動関数は正パリティ状態のみを固有状態に持つため、 $E_x = 9.64$ MeV の 3^- 状態に関わる遷移密度を計算することができない。そこで、 3^- 状態に関わる遷移密度は、上村氏の微視的 RGM (resonating group method) 波動関数を用いて計算する [7]。

3α RGM の波動関数は、

$$\Psi_{JM}(^{12}\text{C}) = A[\phi_1(\xi_1)\phi_2(\xi_2)\phi_3(\xi_3)U_{JM}(\mathbf{S}, \mathbf{R})] \quad (4.38)$$

で与えられる。 A は反対称化演算子、 $\phi_i(\xi_i)$ ($i = 1-3$) は i 番目の α クラスターの固有波動関数、 $U_{JM}(\mathbf{S}, \mathbf{R})$ は 3α クラスターの相対波動関数である。

遷移密度 $\rho_{J_f, J_i}(r')$ は、THSR 波動関数および RGM 波動関数を用いて式 (4.10) に従って計算される。正パリティを持つ 0^+ 、 2_1^+ 、 2_2^+ 、 4_1^+ 状態に関わる遷移には THSR 波動関数、負パリティを持つ 3_1^- に関わる遷移には RGM 波動関数を用いて各遷移密度を計算した。

遷移密度 $\rho_{J_f, J_i}^{(\lambda)}(r')$ をガウス型の関数で展開すると、計算に便利である。その展開式は、

$$\rho_{J_f, J_i}^{(\lambda)}(r') = \sum_{n=1}^N C_{J_f, J_i}^{(\lambda)}(n) u_n^{(\lambda)}(r'), \quad (4.39)$$

$$u_n^{(\lambda)}(r') = r'^{\lambda} \exp\left(-\frac{r'^2}{r_n'^2}\right), \quad (4.40)$$

$$r_n' = r_1' a^{n-1}, \quad (n = 1 - N) \quad (4.41)$$

と表される。

$C_{J_f, J_i}^{(\lambda)}(n)$ 、 N 、 r_1 、 r_N は、式 (4.10) に従って計算した値を再現するように決定される。今回の計算に用いた $C_{J_f, J_i}^{(\lambda)}(n)$ 、 N 、 r_1 、 r_N の値は付録 C に掲載する。

2_1^+ 、 0_2^+ 、 3_1^- それぞれに関して、巨視的モデル、微視的モデルに基づく微分断面積の計算結果の比較を図 4.25 に示す。図 4.25 から、全ての遷移について、巨視的モデルの計算と微視的モデルの計算の違いはそれほど大きくないことがわかる。 2_1^+ 、 0_2^+ 、 3_1^- に対する R の変化は、DD の場合それぞれ 0.190、0.064、 -0.010 、DI の場合それぞれ 0.074、 -0.131 、 -0.039 であった。

4.5.3 Coupled Channel 計算

^{12}C に関しては、節 4.5.2 で述べた微視的モデルによって計算した遷移密度から遷移ポテンシャル及び励起状態の光学ポテンシャルを計算し、coupled channel 計算を行った。

節 4.1.2 で述べたように、coupled channel では入口、出口チャンネルとそれらと強く結合するチャンネルのみを考慮し、有限個のシュレディンガー方程式 (4.5)、(4.6) を解く。考慮した遷移は、 0_1^+ 、 2_1^+ (4.44 MeV)、 0_2^+ (7.65 MeV)、 3_1^- (9.64 MeV)、 2_2^+ (10.3 MeV)、 4_1^+ (14.08 MeV) に関わる遷移である。なお、 2_2^+ は今回の実験では測定されなかったが、 0_2^+ と回転バンドを組んでおり、 $0_2^+ - 2_2^+$ 間の遷移強度は $0_1^+ - 2_1^+$ 間の約 25 倍という強い結合を持つ状態であると指摘されており [7]、近年実験的にもその存在が確立された状態であるため考慮した [24]。

なお、正パリティを持つ 0_1^+ 、 2_1^+ 、 0_2^+ 、 2_2^+ 、 4_1^+ 状態に関わる遷移には THSR 波動関数、負パリティを持つ 3_1^- に関わる遷移には RGM 波動関数を用いて計算した。

2_1^+ 、 0_2^+ 、 3_1^- の実験値と coupled channel による計算値の比較を図 4.26 に示す。6 states は今考え

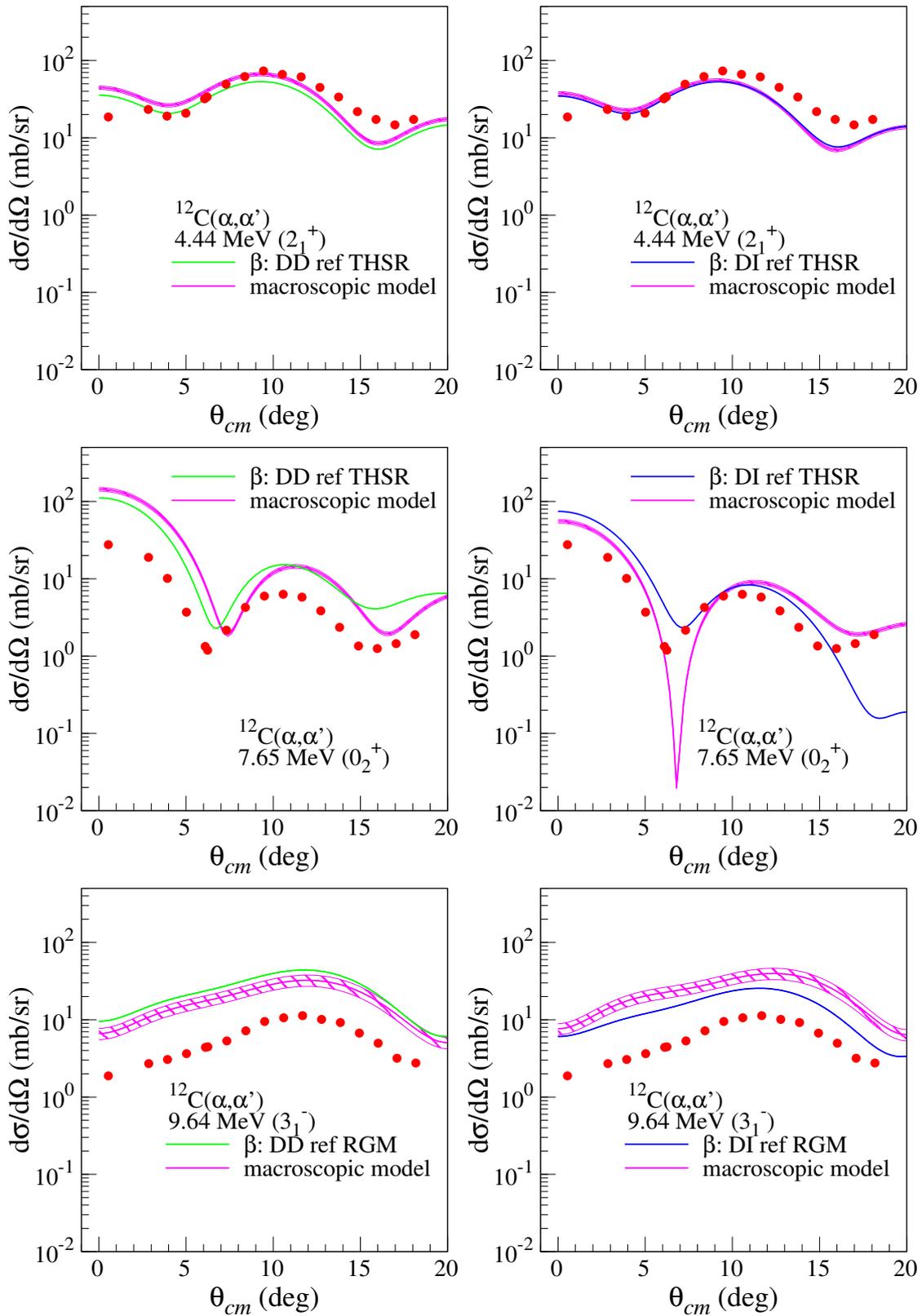


図 4.25 巨視的モデルと微視的モデルに基づく微分断面積の計算結果の比較

ている状態間の全ての遷移を含めて計算された値、5 states は $0_2^+ - 2_2^+$ 間の遷移のみを除外して計算された値である。

各状態について、DWBA と coupled channel を比較すると、6 states を考慮したときの 0_2^+ を除いて、どの状態においてもそれらの結果がほぼ同じであり、結合チャンネルの影響は小さいことがわかる。しかし、 2_2^+ を計算に含めた場合、 $0_2^+ - 2_2^+$ 間の非常に強い結合によって、波束が 2_2^+ のチャンネルに流出するため、 0_2^+ に対する断面積が減少することが明らかとなった。しかし、微分断面積が最大である 0 度付近に着目すると、依然として断面積を過大評価している。

4.5.4 遷移強度倍率の不定性

^{12}C の各状態に対して、節 4.5.1–4.5.3 で論じた各不定性を解消することによる遷移強度倍率 R の推移を図 4.27 に示す。A→B が光学ポテンシャルの不定性の解消、B→C が巨視的モデル (B) と微視的モデル (C) の比較、C→D が 2_2^+ 状態を除いた coupled channel の効果、D→E が D に 2_2^+ 状態を含めた効果を表す。また、それぞれの R の値を表 4.11–4.13 に示す。

図 4.27 2_1^+ に関しては、DI の場合における光学ポテンシャルの不定性の解消による変化を除けば、その他の不定性を含めても $R = 1$ 付近に一定して分布していることがわかる。

0_2^+ では、 0_2^+ と強く結合する 2_2^+ の効果 (D→E) によって R の値が改善した。Khoa の指摘した結合チャンネルの効果が部分的に α 非弾性散乱の記述を改善させていると考えるが、依然として $R = 1$ には到達しない。それに加えて、図 4.20 でも示したように、 $\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移ではあらゆる原子核に対して $R < 1$ であるので、その原因は状態固有のものではなく、単極子遷移の反応機構の取り扱いにあると考えられる。相互作用に密度依存がない場合は密度依存がある場合に比べると R の値が改善されることから、相互作用への密度依存性の取り扱いに関して再考する必要がある。

3_1^- に関して、 R の変動幅すなわち DWBA 計算による不定性は DD、DI の場合でそれぞれ 0.0、0.2 と小さな値であった。また、DD、DI どちらの場合も $R = 1$ に満たないが、図 4.22 で示したように、 $\Delta J^\pi = 3^-$ 遷移では ^{12}C の 3_1^- 以外の原子核の遷移は比較的 $R = 1$ 付近に分布する。従って、 $R < 1$ となるのは 3^- に共通するモデルが原因ではなく、この状態と結合の強いチャンネルが存在するといった状態固有のものに由来する可能性が高い。

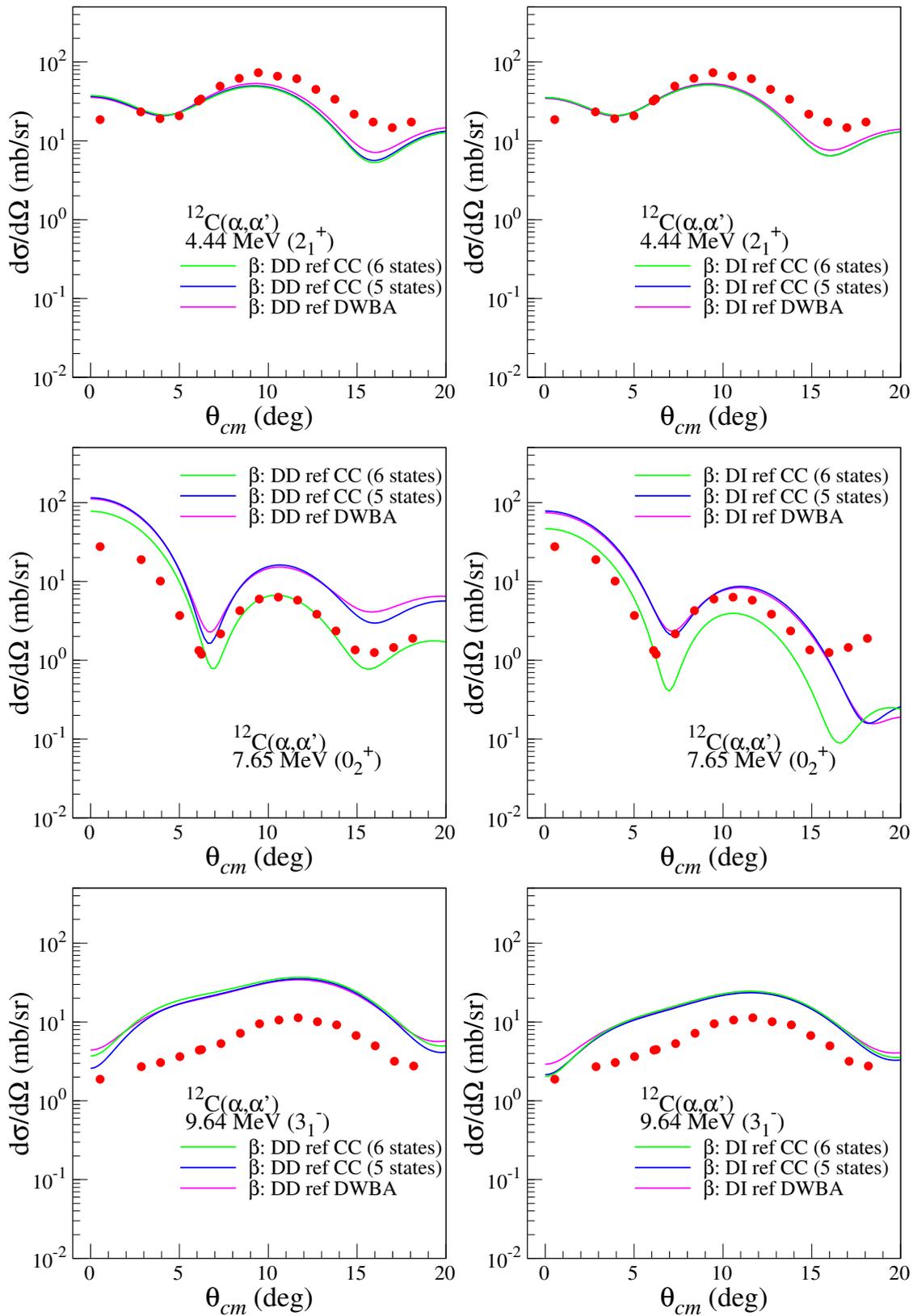


図 4.26 coupled channel 計算による微分断面積。6 states は 0_1^+ 、 2_1^+ 、 0_2^+ 、 3_1^- 、 2_2^+ 、 4_1^+ 状態に関わる全ての遷移を含めた計算。5 states は 6state から 0_2^+ - 2_2^+ 間の遷移のみ除いた計算。

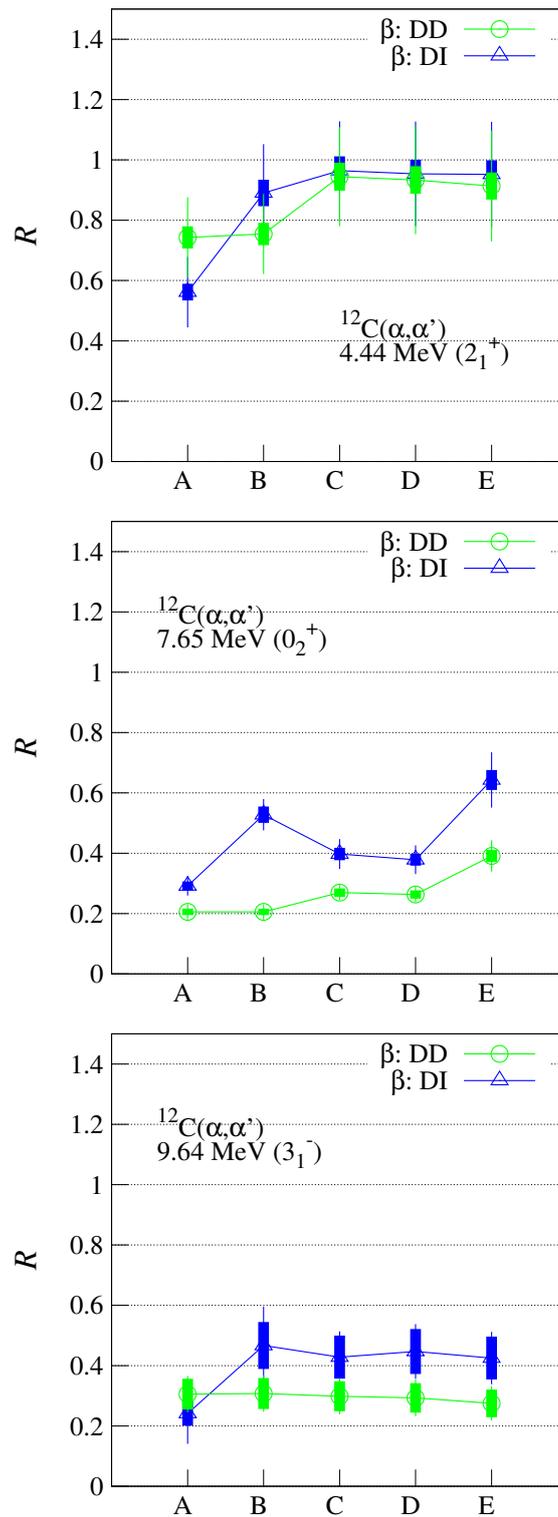


図 4.27 各状態の遷移強度倍率の推移。A→B が光学ポテンシャルの不定性の解消、B→C が巨視的モデル (B) と微視的モデル (C) の比較、C→D が 2_2^+ 状態を除いた coupled channel の効果、D→E が D に 2_2^+ 状態を含めた効果を表す。誤差棒の意味は図 4.20 に同じ。

表 4.11 2_1^+ の遷移強度倍率 R 。A-E の意味は図 4.27 に同じ。

		$R \pm \Delta R_B \pm \Delta R_{fit}$	
		DD	DI
A	$0.743 \pm 0.037 \pm 0.096$	$0.561 \pm 0.028 \pm 0.090$	
B	$0.754 \pm 0.037 \pm 0.096$	$0.890 \pm 0.044 \pm 0.118$	
C	$0.944 \pm 0.046 \pm 0.118$	$0.964 \pm 0.047 \pm 0.116$	
D	$0.933 \pm 0.046 \pm 0.134$	$0.954 \pm 0.047 \pm 0.126$	
E	$0.913 \pm 0.045 \pm 0.139$	$0.952 \pm 0.047 \pm 0.127$	

表 4.12 0_2^+ の遷移強度倍率 R 。A-E の意味は図 4.27 に同じ。

		$R \pm \Delta R_B \pm \Delta R_{fit}$	
		DD	DI
A	$0.206 \pm 0.011 \pm 0.015$	$0.291 \pm 0.015 \pm 0.017$	
B	$0.206 \pm 0.011 \pm 0.015$	$0.528 \pm 0.027 \pm 0.025$	
C	$0.270 \pm 0.014 \pm 0.011$	$0.397 \pm 0.020 \pm 0.029$	
D	$0.263 \pm 0.014 \pm 0.012$	$0.378 \pm 0.020 \pm 0.028$	
E	$0.391 \pm 0.020 \pm 0.032$	$0.643 \pm 0.033 \pm 0.059$	

表 4.13 3_1^- の遷移強度倍率 R 。A-E の意味は図 4.27 に同じ。

		$R \pm \Delta R_B \pm \Delta R_{fit}$	
		DD	DI
A	$0.305 \pm 0.051 \pm 0.009$	$0.241 \pm 0.040 \pm 0.060$	
B	$0.308 \pm 0.051 \pm 0.009$	$0.467 \pm 0.078 \pm 0.051$	
C	$0.298 \pm 0.050 \pm 0.010$	$0.428 \pm 0.071 \pm 0.014$	
D	$0.293 \pm 0.049 \pm 0.012$	$0.447 \pm 0.075 \pm 0.016$	
E	$0.275 \pm 0.046 \pm 0.011$	$0.425 \pm 0.071 \pm 0.016$	

第 5 章

結論と今後の展望

大阪大学 RCNP において、 $E_\alpha = 130$ MeV のビームを用いて、 ^{12}C 、 ^{16}O 、 ^{24}Mg 、 ^{28}Si 、 ^{40}Ca 、 ^{58}Ni の α 非弾性散乱を用いた微分断面積の角度分布をあらゆる遷移に対して測定した。焦点面付近に新しく作ったファラデーカップを設置することで低励起状態の 0 度測定を可能にした。これによって、 $E_x = 1.37$ MeV 以上のあらゆる遷移の 0 度を含む微分断面積の測定に成功した。

微分断面積の角度分布の解析には DWBA 計算を用いた。DWBA 計算に必要な光学ポテンシャル、遷移ポテンシャルは、single folding model に基づく形式で与えられた。これらのポテンシャルの計算に用いられる α -N 有効相互作用を特徴づけるパラメータは、相互作用に密度依存のある場合、ない場合に場合分けされ、光学ポテンシャルが弾性散乱の微分断面積の角度分布を再現するようなパラメータが各標的について決定された。決定された α -N 有効相互作用と、電子散乱の実験データから求められた核子密度分布や遷移密度を用いて α 非弾性散乱の微分断面積を計算し、実験値と比較した。

その結果、 $\Delta J^\pi = 2^+$ 遷移に関しては α 非弾性散乱の断面積を比較的良く再現した。しかし、 $\Delta J^\pi = 0^+$ 遷移に関して DWBA 計算は密度依存のある場合、ない場合でそれぞれ約 3.5 倍、約 2.3 倍に断面積を過大評価した。このことから、 α 非弾性散乱から決定した単極子遷移強度の過小評価は特異性を持つ Hoyle state だけに限らず、あらゆる 0^+ 遷移について言えることであると結論づける。

この過小評価の原因を探るために、 ^{12}C に関して、光学ポテンシャルの不定性、波動関数の不定性、coupled channel の効果を DWBA 計算の不定性として評価した。その結果、光学ポテンシャルの不定性を解消することで、密度依存のない相互作用を使用した場合の過小評価が抑えられた。この不定性は、 $\theta_{cm} \sim 60^\circ$ の後方角度まで含めた弾性散乱の実験データを用いて相互作用パラメータを決定することで解消できる。相互作用に密度依存のある場合は不定性の解消前後で変化がほぼなかったことから、この場合の光学ポテンシャルが弾性散乱の実験データについて優れた再現性を持つということが示唆される。しかし、 0^+ 遷移について、密度依存のある相互作用は非弾性散乱の断面積を過大に評価しており、 0^+ 遷移の再現については芳しくない。

Hoyle state と強く結合する 2^+ 状態を coupled channel 計算に含めることで、密度依存のない相互作用を使用する場合に遷移強度の過小評価がおおよそ半減することが明らかになったが、依然として過小評価であった。Hoyle state について、Khoa が指摘した Hoyle state の特異性を $0^+_{1/2}$ - $2^+_{1/2}$ 間の非常に強い結合と考えれば、この特異性は 0^+ 遷移の断面積の過大評価を部分的には説明する。しかし、あらゆる 0^+ 遷移において遷移強度が過小評価であることも含めて考えると、この過小評価は状態固有のものではなく、普遍的なモデルにも原因がある可能性が高い。特に、相互作用の密度依存性の有無によって断面積の計算結果や光学ポテンシャルの形が変わることから、相互作用に対する密度依存の取り扱いを再考する必要がある。

謝辞

本研究を行い論文を執筆するにあたり、多くの方々にお世話になりました。

指導教官である川畑貴裕准教授には、学部での課題研究の時からこの修士論文を書き上げる3年間の間、本当にお世話になりました。どんなに細かなことを聞いても、優しく、適切に指導していただき、感謝してもしきれません。本当にありがとうございました。また、修論実験であるE369実験を行うにあたり、お忙しい中協力して下さった、同研究室の松田洋平さん、足立智さん、渡邊英知さん、馬場辰雄さん、古野達也さん、津村美保さん、東北大学の伊藤正俊さん、佐藤智哉さん、宮崎大学の前田幸重さん、和歌山医科大学の藤村寿子さん、岐阜大学の藤原守さん、そしてRCNPの民井淳さん、伊藤健さん、その他多くの技官の方々、本当にありがとうございました。一週間もの実験を無事終えることができたのは、皆様の協力無くしてはあり得ませんでした。

京都大学の船木靖郎さんには ^{12}C の transition density を計算、提供していただき、解析の大きな手助けとなりました。大阪大学の高階正彰さんには、解析の方針に関する助言をいただきました。ありがとうございました。

同研究室の永江知文教授、村上哲也講師、藤岡宏之助教授、新山雅之助教授には学会発表練習や中間発表の際に本研究に対する助言を数多くいただきましたことに感謝しています。また、先輩、同輩、後輩の方々の、勉学に対する真面目さ、貪欲さにも大変刺激を受け、有意義な大学院生活を送ることができました。ありがとうございました。

その他多くの方々の助力に、この場で深く御礼申し上げます。

本研究が今後の原子核物理の発展につながることを願っています。

参考文献

- [1] G. R. Satchler and Dao T. Khoa, Phys. Rev. C **55**, 285 (1997).
- [2] Dao. T. Khoa and Do Cong Cuong, Phys. Lett. B **660**, 331 (2008).
- [3] Dao. T. Khoa and G. R. Satchler, Nucl. Phys. A **668**, 3 (2000).
- [4] A. M. Kobos, B. A. Brown, P. E. Hodgson, G. R. Satchler, and A. Budzanowski, Nucl. Phys. A **384**, 65 (1982).
- [5] N. Anantaraman, H. Toki, and G. F. Bertsch, Nucl. Phys. A **398**, 269 (1983).
- [6] J. P. Jeukenne, A. Lejeune, and C. Mahaux, Phys. Rev. C **16**, 80 (1977).
- [7] M. Kamimura, Nucl. Phys. A **351**, 456 (1981).
- [8] P. M. Endt, Atomic Data and Nuclear Data Tables **23**, 3 (1979).
- [9] P. M. Endt, Atomic Data and Nuclear Data Tables **23**, 547 (1979).
- [10] P. M. Endt, Atomic Data and Nuclear Data Tables **55**, 171 (1993).
- [11] T. Kawabata, H. Sakaguchi, A. Tamii, H. Tanaka, T. Taki, and H. Yoshida, RCNP Annual Report, p.161 (1996).
- [12] J. Raynal. computer code, ECIS95, NEA0850-14.
- [13] H. De. Vries, C. W. De Jager, and C. De Vries, Atomic Data and Nuclear Data Tables **36**, 495 (1987).
- [14] S. Terashima, Ph. D. Thesis, Kyoto University (2008).
- [15] G. R. Satcher, Nucl. Phys. A **472**, 215 (1987).
- [16] M. N. Harakeh and A. E. L. Dieperink, Phys. Rev. C **23**, 2329 (1981).
- [17] M. N. Harakeh and A. van der Woude, *Giant Resonances: Fundamental High-Frequency Modes of Nuclear Excitation* (Oxford University Press, Oxford, 2001).
- [18] A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck, and G. Röpke, Phys. Rev. Lett. **87**, 192501 (2001).
- [19] Y. Funaki, A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck, and G. Röpke, Phys. Rev. C **67**, 051306(R) (2003).
- [20] S. Wiktor, C. Mayer-Borricke, A. Kiss, M. Rogge, P. Turek, and H. Dabrowski, Acta Phys. Pol. B **12**, 491 (1981).
- [21] M. Pignanelli, S. Micheletti, R. De Leo, S. Brandenburg, and M. N. Harakeh, Phys. Rev. C **33**, 40 (1986).
- [22] Y. K. Kwon, C. S. Lee, and S. Kubono, KPS, 51, (5), 1635 (2007).
- [23] M. Pignanelli, S. Micheletti, R. De Leo, S. Brandenburg, and M. N. Harakeh, Phys. Rev. C **33**, 40 (1986).
- [24] M. Itoh, H. Akimune, M. Fujiwara, U. Garg, H. Hashimoto, T. Kawabata, K. Kawase, S.

Kishi, T. Murakami, K. Nakanishi, Y. Nakatsugawa, B. K. Nayak, S. Okumura, H. Sakaguchi, H. Takeda, S. Terashima, M. Uchida, Y. Yasuda, M. Yosoi, and J. Zenihiro, Nucl. Phys. A **738**, 268 (2004).

[25] 下浦享：みようみまね ECIS97 使用法 (2007).

[26] Y. Funaki (private communication).

付録 A

ECIS95 の入力ファイルの記述法

ECIS95 は、直接反応過程を計算する手法である DWBA 及び coupled channel による計算を行うことができるコードのひとつである。計算に必要な情報は、

- 入口及び出口チャンネルの波動関数を規定する歪曲ポテンシャル
- Form Factor

である。Form Factor には状態間の遷移確率が含まれており、この中に換算遷移確率などの核構造の情報が含まれている。

ECIS95 では、入力方法や出力結果の Option を正しく設定することで、微分断面積をはじめとした物理量の計算をすることができる。今回は、DWBA 及び coupled channel を用いた微分断面積の計算を行うための入力ファイルの具体的な記述例と、いくつかの Option について解説する。なお、この章を記述するにあたり、下浦氏のマニュアル [25] を参考にした。

A.1 DWBA 計算

最も簡単な場合として、基底状態から着目する励起状態への遷移のみを考慮する DWBA 計算の場合を考える。その入力ファイルの例および対応する description の行を表 A.1 および表 A.2 に示す。

まず、使用している主な Logical Option (LO) を以下に述べる。これらは、表 A.1、2-3 行目で指定できる。

- L0(5)=T … Potential 毎に異なる形を入力する
- L0(7)=T … Reduced Matrix Element および Form Factor を外から入力する
- L0(66)=F … 微分断面積の計算結果を Step 毎に出力する

このように指定しておくことで、ECIS の外部で作った Potential を数値として入力ファイルに埋め込み (External Input)、その Potential を用いて計算された微分断面積の計算結果を出力することができる。また、

- L0(92)=T … DWBA 計算を行う

としておくことで、DWBA による計算結果を出力するようになれる (後述の ITERM = 1 としても DWBA 計算ができるが、L0(92)=T とする方が優先して機能する)。すなわち、もし基底状態から着

目する励起状態への遷移以外の channel の Form Factor を記述したとしても、計算にはそれらを考慮せず、着目する励起状態への遷移のみを考慮した計算結果を出力するようにできる。次に、入力

表 A.1 DWBA の入力ファイル例

```

1 12C(A,A')12C E=130MeV DWBA
2 FFFFTFTTFFTTFFTTFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF
3 TTFFFFFFFFFFFFFFFFTTFTTFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFFF
4   2 200   1   1
5           15.00000
6   0.0  1+  130.000   0.   4.00260  12.00000  12.00000
7   2.00  1+   4.440
8   0.00000  0.20000  76.00000
9   1   1   0
10  1   2   1
11  1   2   0   0   -1.0
12  2   2   0
13  1   1   0   1
14  1.0000
15  0.10000  1.0753110974e+02  0.20000  1.0722314284e+02
16  0.30000  1.0671094026e+02  0.40000  1.0599613206e+02
17 (省略)
18  14.70000  1.1932201162e-12  14.80000  7.1311347724e-13
19  14.90000  0.0000000000e+00  15.00000  0.0000000000e+00LAST
20  1   1   0   2
21  1.0000
22  0.10000  2.7579345332e+01  0.20000  2.7509437976e+01
23 (省略)
24  14.70000  1.2512118619e-08  14.80000  9.2369198915e-09
25  14.90000  0.0000000000e+00  15.00000  0.0000000000e+00LAST
26  1   1   0   3   0   0   0   -1
27  0.0000  2.37700  0.47000
28  1   1   0   4   0   0   0   -1
29  0.0000  2.37700  0.47000
30  1   1   0   7   0   0   0   -1
31  12.00000  2.47000  0.47000
32  1   2   1   1
33  2.2361
34  0.10000  1.3017420460e-02  0.20000  5.1731699866e-02
35 (省略)
36  14.70000  -9.5004795374e-10  14.80000  -7.0112733379e-10
37  14.90000  0.0000000000e+00  15.00000  0.0000000000e+00LAST
38  1   2   1   2
39  2.2361
40  0.10000  1.6510326984e-03  0.20000  6.5731232537e-03
41 (省略)
42  14.70000  -4.9317678128e-09  14.80000  -4.5395553597e-09
43  14.90000  0.0000000000e+00  15.00000  0.0000000000e+00LAST
44  1   2   1   3   0   0   0   -2
45  0.0000  2.37700  0.47000
46  1   2   1   4   0   0   0   -2
47  0.0000  2.37700  0.47000
48  1   2   1   7   0   0   0   -2
49  0.00000  2.74731  0.47000
50 FIN

```

表 A.2 表 A.1 の各行に対応する description の行

行	対応する Description の行	
1	ECIS-010 – ECIS-021	(Title)
2	ECIS-023 – ECIS-171	(Logicals 1–50)
3	ECIS-174 – ECIS-250	(Logicals 51–100)
4	ECIS-252 – ECIS-314	(NCOLL; NJMAX; ITERM; NPP)
5	ECIS-316 – ECIS-337	(Step size; Matching Radius)
6	ECIS-415 – ECIS-444	(Spin and Mass for Ground State)
7	ECIS-415 – ECIS-444	(Spin and Mass for Excited States)
8	ECIS-749 – ECIS-756	(First Angle; Step; Last Angle)
9 –12	ECIS1201 – ECIS1281	(Reduced Matrix Elements)
13	ECIS1289 – ECIS1420	(Real Central Optical Potential (External Input))
14	ECIS1422 – ECIS1427	(Scaling Factor)
15–19	ECIS1429 – ECIS1449	(Numerical Values)
20	ECIS1289 – ECIS1420	(Imaginary Central Optical Potential (External Input))
21	ECIS1422 – ECIS1427	(Scaling Factor)
22–25	ECIS1429 – ECIS1549	(Numerical Values)
26	ECIS1289 – ECIS1420	(Real Surface Optical Potential (WS))
27	ECIS1463 – ECIS1475	(Depth; Radius; Diffuseness)
28	ECIS1289 – ECIS1420	(Real Surface Optical Potential (WS))
29	ECIS1463 – ECIS1475	(Depth; Radius; Diffuseness)
30	ECIS1289 – ECIS1420	(Coulomb Potential (WS))
31	ECIS1422 – ECIS1427	($Z_b * Z_t$; Radius)
32	ECIS1289 – ECIS1420	(Real Central Coupling (External Input))
33	ECIS1422 – ECIS1427	(Scaling Factor)
34–37	ECIS1429 – ECIS1449	(Numerical Values)
38	ECIS1289 – ECIS1420	(Imaginary Central Coupling (External Input))
39	ECIS1422 – ECIS1427	(Scaling Factor)
40–43	ECIS1429 – ECIS1549	(Numerical Values)
44	ECIS1289 – ECIS1420	(Real Surface Optical Potential (WS derivative))
45	ECIS1463 – ECIS1475	(Depth; Radius; Diffuseness)
46	ECIS1289 – ECIS1420	(Real Surface Optical Potential (WS derivative))
47	ECIS1463 – ECIS1475	(Depth; Radius; Diffuseness)
48	ECIS1289 – ECIS1420	(Coulomb Potential (WS derivative))
49	ECIS1422 – ECIS1427	($Z_b * Z_t$; Radius)
50	ECIS1650	(Terminal)

に注意すべき行について説明する。

- 4 行目 … NCOLL : 状態の数
 NJMAX : Channel Spin の最大数
 ITERM : ECIS の Iteration の最大数 (0~20)。1 は DWBA 計算と同義。
 0 は 20 と同義。L0(92)=T としても DWBA 計算ができるが、
 こちらの方が優先度は低い。
 NPP : 入力する Optical Potential の数

基底状態に関するパラメータ

6 行目	...	SP(2,I)	:	スピン
		K	:	Optical Potential の番号。基底状態は常に 1。
		SPI	:	パリティ
		(11-20)	:	実験室系での入射エネルギー $E_b(\text{MeV})$
		WV(1,I)	:	入射粒子の質量 $A_b(\text{a.m.u.})$
		WV(2,I)	:	標的の質量 $A_t(\text{a.m.u.})$
		SP(3,I)	:	$Z_b * Z_t$

励起状態に関するパラメータ

7 行目	...	SP(2,I)	:	スピン
		K	:	Optical Potential の番号。 1 にすると、基底状態と同じ Optical Potential を用いることができる。
		SPI	:	パリティ
		(11-20)	:	励起エネルギー E_x

Reduced Matrix Elements

9, 10, 12 行目	...	J1	:	始状態の state 番号
		J2	:	終状態の state 番号
		K	:	J1、J2 間の coupling の Reduced Matrix Element の数。 J1=J2 かつ K=0 は Optical Potential の入力を意味する。

入力した状態間の全ての coupling について記述しなければならない。順番も決まっており、2 状態の組み合わせを (J1, J2)=(1, 1) から順に書く。K≠0 の場合、その遷移に関して次の行を書くことで、Form Factor を定義する。

11 行目	...	(1- 5)	:	Form Factor の識別番号。全ての Form Factor に共通で、 上から順に 1、2、... と書く。
		(6-10)	:	Multipolarity。B(EL) に対して、L を書く。
		(11-15)	:	$2 * S$ 。S はスピンの変化。L0(7)=T の場合は 0。
		(16-20)	:	$2 * J$ 。J は全スピンの変化。L0(7)=T の場合は 0。
		(21-40)	:	B(M(L-1)) と B(EL) の比 ($\sqrt{B(M(L-1))/B(EL)}$)。 今の場合、考えなくてよい。

Potentials

13, 20, 26,	...	L1	:	始状態の state 番号
28, 30,		L2	:	終状態の state 番号
32, 38 ,44,		ML	:	L1 ↔ L2 間の遷移内での Form Factor の識別番号。 Optical Potential に対しては 0 と書く。
46, 48 行目		ITYP	:	1 for Real Volume or Scaler Potential 2 for Imaginary Volume or Scaler Potential 3 for Real Surface or Vector Potential 4 for Imaginary Surface or Vector Potential 5 for Real Spin-Orbit or Tensor Potential 6 for Imaginary Spin-Orbit or Tensor Potential 7 for Coulomb Potential 8 for Coulomb Spin-Orbit Potential

13, 20, 26, ... L1X : 使用せず
 28, 30, L2X : 使用せず
 32, 38, 44, MLX : 使用せず
 46, 48 行目 ITYPX : 0 for External Input
 -1 for Wood-Saxon Potential
 -2 for Derivative of Wood-Saxon Potential
 ITYP=7 に対して ITYPX=-1 は使用できない。

ITYPX=0 の場合、Potential は数値で入力する。

14, 21, 33, 39 行目 ... Scaling Factor
 B(EL) の計算値を実験値に合わせる場合、その比をここに入力する。

ITYPX≠0 の場合、Potential のパラメータを入力する。

27, 29, 31, ... (1-10) : Depth for Potential (ITYP=3, 4 かつ ITYPX=-1)
 45, 47, 49 行目 $Z_b * Z_t$ for Coulomb Potential (ITYP=7 かつ ITYPX=-1)
 $\beta * Z_b * Z_t$ for Coulomb Transition Potential
 (ITYP=7 かつ ITYPX=-2)
 (11-20) : Radius for Volume Potential
 (21-30) : Diffuseness for Volume Potential

A.2 状態毎の Optical Potential の入力

入力する Optical Potential の数を増加させた場合の入力ファイル例を表 A.3 に示す。変更する箇所は、以下の通り。

- NPP を入力する Optical Potential の数に変更する (表 A.1、4 行目 : 表 A.3、4 行目)
- K を State 番号に変更する (表 A.1、7 行目 : 表 A.3、7 行目)
- Optical Potential を追加で入力する (表 A.3、13-28 行目)

なお、表 A.1 のように NPP を空白 (1 と同義) にすると、その状態の Optical Potential は基底状態のものと同じになる。いずれの場合も、NPP の値と、入力する Optical Potential の数は一致させなければならない。

付録 B

微分断面積の実験値

B.1 α 弾性散乱の微分断面積

表 B.1 $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)$ 反応

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
4.97	9.74×10^3	5.31×10^2
6.04	6.97×10^3	3.86×10^2
6.17	6.40×10^3	3.41×10^2
7.25	3.92×10^3	2.13×10^2
8.32	1.81×10^3	9.88×10^1
9.39	7.72×10^2	4.40×10^1
10.46	2.06×10^2	1.14×10^1
11.53	6.59×10^1	3.90
12.60	1.02×10^2	5.87
13.67	1.93×10^2	1.07×10^1
14.74	2.48×10^2	1.28×10^1
15.81	2.65×10^2	1.37×10^1
16.88	2.17×10^2	1.16×10^1
17.95	1.70×10^2	9.13
19.01	1.10×10^2	5.85
20.08	7.24×10^1	3.91
21.14	4.82×10^1	2.65
22.21	4.46×10^1	2.46
23.27	4.79×10^1	2.61
24.33	5.53×10^1	3.00
25.39	5.73×10^1	3.12
26.45	5.87×10^1	3.20
27.51	5.29×10^1	3.05
28.57	4.75×10^1	2.76
29.62	3.78×10^1	2.19
30.68	3.20×10^1	1.87
31.73	2.60×10^1	1.51
32.78	2.26×10^1	1.33
33.83	1.93×10^1	1.13

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
34.88	1.79×10^1	1.05
35.93	1.62×10^1	9.50×10^{-1}
36.97	1.51×10^1	8.88×10^{-1}
38.01	1.24×10^1	7.23×10^{-1}
39.06	1.14×10^1	6.67×10^{-1}
40.10	9.43	5.50×10^{-1}
41.13	8.11	4.79×10^{-1}

表 B.2 $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)$ 反応

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
4.65	1.53×10^4	8.36×10^2
5.66	1.00×10^4	5.61×10^2
5.78	9.82×10^3	5.18×10^2
6.79	5.35×10^3	2.88×10^2
7.79	1.91×10^3	1.02×10^2
8.80	6.23×10^2	3.48×10^1
9.80	9.41×10^1	5.46
10.80	8.55×10^1	5.00
11.81	2.34×10^2	1.35×10^1
12.81	3.54×10^2	2.00×10^1
13.81	3.68×10^2	1.93×10^1
14.81	3.14×10^2	1.65×10^1
15.81	1.95×10^2	1.09×10^1
16.82	1.14×10^2	6.58
17.82	5.38×10^1	3.09
18.81	3.72×10^1	2.19
19.81	4.31×10^1	2.52
20.81	6.27×10^1	3.58
21.81	7.37×10^1	4.16

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
22.80	8.04×10^1	4.52
23.80	6.97×10^1	3.81
24.79	6.25×10^1	3.43
25.79	4.61×10^1	2.69
26.78	4.09×10^1	2.41
27.77	3.47×10^1	2.04
28.76	3.39×10^1	1.99
29.75	3.26×10^1	1.93
30.74	3.35×10^1	1.97
31.73	3.14×10^1	1.86
32.71	3.05×10^1	1.81
33.70	2.59×10^1	1.53
34.68	2.36×10^1	1.40
35.66	1.91×10^1	1.12
36.64	1.62×10^1	9.66×10^{-1}
37.62	1.30×10^1	7.81×10^{-1}
38.60	1.11×10^1	6.74×10^{-1}

表 B.3 $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha)$ 反応

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
5.39	2.17×10^4	1.15×10^3
6.33	1.06×10^4	5.76×10^2
7.26	1.79×10^3	9.50×10^1
8.20	3.04×10^2	1.76×10^1
9.14	6.50×10^1	3.93
10.07	3.46×10^2	1.89×10^1
11.01	5.97×10^2	3.51×10^1
11.94	6.50×10^2	3.79×10^1
12.88	4.82×10^2	2.74×10^1
13.81	2.99×10^2	1.76×10^1
14.75	1.19×10^2	6.57
15.68	4.29×10^1	2.52
16.62	3.07×10^1	1.83
17.55	5.49×10^1	3.14
18.48	7.82×10^1	4.58
19.41	8.67×10^1	5.04
20.34	7.49×10^1	4.34
21.28	5.68×10^1	3.36
22.21	3.51×10^1	2.03
23.14	2.49×10^1	1.47
24.06	1.95×10^1	1.17
24.99	2.12×10^1	1.26
25.92	2.34×10^1	1.39
26.85	2.55×10^1	1.51

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
27.77	2.36×10^1	1.39
28.70	2.13×10^1	1.27
29.62	1.68×10^1	1.01
30.55	1.38×10^1	8.48×10^{-1}
31.47	1.07×10^1	6.76×10^{-1}
32.39	9.56	6.14×10^{-1}
33.31	8.57	5.57×10^{-1}
34.23	8.29	5.41×10^{-1}
35.15	7.22	4.79×10^{-1}
36.07	6.65	4.46×10^{-1}

表 B.4 $^{28}\text{Si}(\alpha, \alpha)$ 反応

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
8.03	2.96×10^2	1.70×10^1
8.95	2.07×10^2	1.21×10^1
9.86	6.99×10^2	3.81×10^1
10.78	9.78×10^2	5.49×10^1
11.70	9.55×10^2	5.37×10^1
12.61	6.04×10^2	3.20×10^1
13.53	3.19×10^2	1.72×10^1
14.44	1.09×10^2	6.03
15.36	4.06×10^1	2.38
16.27	5.82×10^1	3.40
17.19	1.07×10^2	6.01
18.10	1.23×10^2	6.89
19.01	1.21×10^2	6.78
19.93	8.94×10^1	5.11
20.84	5.85×10^1	3.44
21.75	3.32×10^1	2.01
22.66	2.43×10^1	1.52
23.57	2.63×10^1	1.56
24.48	3.31×10^1	1.93
25.39	3.60×10^1	2.13
26.30	3.66×10^1	2.16
27.21	3.13×10^1	1.82
28.12	2.60×10^1	1.53
29.02	1.97×10^1	1.17
29.93	1.69×10^1	1.02
30.83	1.48×10^1	9.02×10^{-1}
31.74	1.49×10^1	9.03×10^{-1}
32.64	1.41×10^1	8.43×10^{-1}
33.55	1.38×10^1	8.26×10^{-1}
34.45	1.30×10^1	7.96×10^{-1}
35.35	1.17×10^1	7.26×10^{-1}

表 B.5 $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha)$ 反応

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
4.08	6.59×10^4	3.45×10^3
4.96	3.28×10^4	1.75×10^3
5.07	2.83×10^4	1.49×10^3
5.96	1.08×10^4	5.85×10^2
6.84	2.05×10^3	1.08×10^2
7.72	5.86×10^2	3.26×10^1
8.60	1.00×10^3	5.56×10^1
9.49	1.54×10^3	8.38×10^1
10.37	1.39×10^3	7.85×10^1
11.25	9.16×10^2	5.32×10^1
12.13	3.38×10^2	1.83×10^1
13.01	7.17×10^1	4.22
13.89	3.17×10^1	1.91
14.77	1.23×10^2	6.79
15.65	2.02×10^2	1.17×10^1
16.53	2.19×10^2	1.26×10^1
17.41	1.60×10^2	8.90
18.29	9.42×10^1	5.39
19.17	3.62×10^1	2.13
20.05	1.96×10^1	1.21
20.93	2.52×10^1	1.52
21.80	3.72×10^1	2.18
22.68	4.10×10^1	2.41
23.56	3.63×10^1	2.15
24.44	2.37×10^1	1.43
25.31	1.47×10^1	9.33×10^{-1}
26.19	9.24	6.17×10^{-1}
27.06	9.22	6.16×10^{-1}
27.94	1.14×10^1	7.41×10^{-1}
28.81	1.36×10^1	8.67×10^{-1}
29.69	1.35×10^1	8.62×10^{-1}
30.56	1.25×10^1	8.08×10^{-1}
31.43	9.99	6.62×10^{-1}
32.31	8.69	5.86×10^{-1}
33.18	7.53	5.17×10^{-1}
34.05	7.39	5.08×10^{-1}

表 B.6 $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha)$ 反応

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
3.96	1.45×10^5	7.80×10^3
4.82	6.54×10^4	3.64×10^3
3.96	1.45×10^5	7.80×10^3
4.82	6.54×10^4	3.64×10^3
4.93	5.73×10^4	3.05×10^3
5.78	2.06×10^4	1.14×10^3
6.64	4.77×10^3	2.53×10^2
7.50	2.43×10^3	1.32×10^2
8.35	2.78×10^3	1.49×10^2
9.21	2.88×10^3	1.54×10^2
10.07	1.82×10^3	9.79×10^1
10.92	8.48×10^2	4.70×10^1
11.78	1.63×10^2	9.22
12.64	3.51×10^1	2.24
13.49	1.85×10^2	1.09×10^1
14.35	3.31×10^2	1.87×10^1
15.20	3.19×10^2	1.79×10^1
16.06	2.15×10^2	1.23×10^1
16.91	8.21×10^1	4.87
17.77	2.04×10^1	1.40
18.62	2.12×10^1	1.42
19.48	5.21×10^1	3.17
20.33	7.17×10^1	4.34
21.18	7.01×10^1	4.25
22.04	4.46×10^1	2.67
22.89	2.39×10^1	1.52
23.74	1.04×10^1	7.41×10^{-1}
24.60	9.63	6.91×10^{-1}
25.45	1.34×10^1	9.15×10^{-1}
26.30	1.68×10^1	1.12
27.15	1.53×10^1	1.03
28.00	1.16×10^1	8.09×10^{-1}
28.85	6.64	5.06×10^{-1}
29.71	4.30	3.55×10^{-1}
30.56	3.67	3.06×10^{-1}
31.41	4.83	3.82×10^{-1}
32.26	5.08	4.00×10^{-1}
33.10	5.48	4.26×10^{-1}

B.2 励起状態の微分断面積

B.2.1 ^{12}C 表 B.7 ^{12}C , $E_x = 4.44 \text{ MeV}$ (2_1^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.54	1.86×10^1	4.43×10^{-2}
2.83	2.33×10^1	1.87×10^{-1}
3.91	1.91×10^1	1.70×10^{-1}
4.99	2.08×10^1	1.35×10^{-1}
6.07	3.20×10^1	1.67×10^{-1}
6.21	3.39×10^1	1.53×10^{-1}
7.29	4.94×10^1	3.78×10^{-1}
8.37	6.20×10^1	1.64×10^{-1}
9.44	7.32×10^1	1.79×10^{-1}
10.52	6.61×10^1	1.68×10^{-1}
11.60	6.14×10^1	1.62×10^{-1}
12.68	4.49×10^1	1.44×10^{-1}
13.75	3.37×10^1	1.24×10^{-1}
14.83	2.18×10^1	8.74×10^{-2}
15.90	1.73×10^1	7.79×10^{-2}
16.98	1.47×10^1	6.00×10^{-2}
18.05	1.73×10^1	6.52×10^{-2}

表 B.8 ^{12}C , $E_x = 7.65 \text{ MeV}$ (0_2^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.54	2.76×10^1	5.37×10^{-2}
2.85	1.89×10^1	1.68×10^{-1}
3.93	1.01×10^1	1.23×10^{-1}
5.02	3.69	5.65×10^{-2}
6.10	1.33	3.40×10^{-2}
6.24	1.19	2.86×10^{-2}
7.32	2.16	3.85×10^{-2}
8.40	4.26	4.29×10^{-2}
9.49	5.97	1.07×10^{-1}
10.57	6.30	5.17×10^{-2}
11.65	5.78	4.95×10^{-2}
12.73	3.84	4.18×10^{-2}
13.81	2.35	3.27×10^{-2}
14.89	1.35	2.17×10^{-2}
15.97	1.25	2.09×10^{-2}
17.05	1.45	1.88×10^{-2}
18.13	1.89	2.14×10^{-2}

表 B.9 ^{12}C , $E_x = 9.64 \text{ MeV}$ (3_1^-)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.54	1.88	5.41×10^{-2}
2.86	2.71	1.44×10^{-1}
3.94	3.06	1.58×10^{-1}
5.03	3.64	1.23×10^{-1}
6.12	4.40	1.33×10^{-1}
6.25	4.47	1.21×10^{-1}
7.34	5.32	1.33×10^{-1}
8.43	7.19	1.21×10^{-1}
9.51	9.49	1.39×10^{-1}
10.60	1.06×10^1	1.45×10^{-1}
11.68	1.13×10^1	1.47×10^{-1}
12.77	1.01×10^1	1.43×10^{-1}
13.85	9.20	1.37×10^{-1}
14.94	6.73	1.02×10^{-1}
16.02	4.98	8.88×10^{-2}
17.10	3.18	6.09×10^{-2}
18.18	2.76	5.70×10^{-2}

表 B.10 ^{12}C , $E_x = 10.84 \text{ MeV}$ (1_1^-)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
2.86	9.81×10^{-1}	6.78×10^{-2}
3.95	8.72×10^{-1}	6.29×10^{-2}
6.26	4.94×10^{-1}	3.36×10^{-2}
7.35	2.54×10^{-1}	2.86×10^{-2}
8.44	1.13×10^{-1}	1.95×10^{-2}
9.53	1.61×10^{-1}	2.09×10^{-2}
10.62	3.44×10^{-1}	2.93×10^{-2}
11.70	5.32×10^{-1}	2.86×10^{-2}
12.79	6.23×10^{-1}	3.12×10^{-2}
13.88	6.51×10^{-1}	3.12×10^{-2}
14.96	5.72×10^{-1}	2.76×10^{-2}
16.05	3.64×10^{-1}	2.43×10^{-2}
17.13	2.02×10^{-1}	1.80×10^{-2}
18.21	1.12×10^{-1}	1.53×10^{-2}

B.2.2 ^{16}O 表 B.11 ^{16}O , $E_x = 6.05 \text{ MeV}$ (0_2^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.51	3.33	4.95×10^{-1}
2.66	2.38	8.71×10^{-1}

表 B.12 ^{16}O , $E_x = 6.13 \text{ MeV}$ (3_1^-)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.51	6.81	2.20
2.66	1.13×10^1	2.21×10^{-1}
3.67	1.40×10^1	2.45×10^{-1}
4.68	1.52×10^1	1.57×10^{-1}
5.69	1.77×10^1	1.69×10^{-1}
5.82	1.85×10^1	1.10×10^{-1}
6.83	2.26×10^1	1.22×10^{-1}
7.84	2.57×10^1	2.28×10^{-1}
8.85	3.33×10^1	1.21×10^{-1}
9.86	3.56×10^1	1.24×10^{-1}
10.87	3.89×10^1	1.30×10^{-1}
11.88	3.47×10^1	1.22×10^{-1}
12.89	3.08×10^1	1.15×10^{-1}
13.90	2.18×10^1	9.95×10^{-2}
14.90	1.55×10^1	8.39×10^{-2}
15.91	9.39	5.56×10^{-2}
16.92	7.47	4.96×10^{-2}

表 B.13 ^{16}O , $E_x = 6.92 \text{ MeV}$ (2_1^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.51	1.10×10^1	8.58×10^{-2}
2.66	1.30×10^1	2.36×10^{-1}
3.67	1.27×10^1	2.34×10^{-1}
4.68	1.54×10^1	1.58×10^{-1}
5.69	2.21×10^1	1.89×10^{-1}
5.82	2.25×10^1	1.21×10^{-1}
6.83	2.91×10^1	1.38×10^{-1}
7.84	3.08×10^1	1.16×10^{-1}
8.86	3.00×10^1	1.14×10^{-1}
9.87	2.06×10^1	9.47×10^{-2}
10.88	1.39×10^1	7.76×10^{-2}
11.89	6.99	5.46×10^{-2}
12.90	4.20	4.24×10^{-2}
13.91	3.58	8.39×10^{-2}
14.92	6.02	1.05×10^{-1}
15.92	7.76	1.01×10^{-1}
16.93	9.53	1.12×10^{-1}

表 B.14 ^{16}O , $E_x = 7.12 \text{ MeV}$ (1_1^-)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.51	2.11	3.77×10^{-2}
2.66	9.15	3.97×10^{-1}
3.67	1.17×10^1	4.52×10^{-1}
4.68	1.07×10^1	2.65×10^{-1}
5.70	8.31	2.36×10^{-1}
5.82	8.16	1.48×10^{-1}
6.83	4.63	1.14×10^{-1}
7.85	1.45	5.48×10^{-2}
8.86	4.19×10^{-1}	4.80×10^{-2}
9.87	1.21	4.88×10^{-2}
10.88	2.48	6.92×10^{-2}
11.89	3.62	8.13×10^{-2}
12.90	4.05	8.67×10^{-2}
13.91	3.62	8.34×10^{-2}
14.92	2.87	7.46×10^{-2}
15.93	1.83	5.02×10^{-2}
16.93	1.25	4.23×10^{-2}

表 B.15 ^{16}O , $E_x = 9.84 \text{ MeV}$ (2_2^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.51	6.70×10^{-1}	5.54×10^{-2}
2.67	5.65×10^{-1}	1.56×10^{-1}
3.68	3.66×10^{-1}	5.09×10^{-2}
4.70	1.83×10^{-1}	5.57×10^{-2}
5.71	1.96×10^{-1}	3.75×10^{-2}
5.84	1.43×10^{-1}	1.68×10^{-2}
6.85	3.14×10^{-1}	4.52×10^{-2}
7.87	4.41×10^{-1}	1.09×10^{-1}
8.88	5.46×10^{-1}	2.50×10^{-2}
9.90	8.39×10^{-1}	4.55×10^{-2}
10.91	6.74×10^{-1}	3.06×10^{-2}
11.92	7.25×10^{-1}	4.24×10^{-2}
12.94	5.76×10^{-1}	5.71×10^{-2}
13.95	4.36×10^{-1}	2.54×10^{-2}
14.96	3.70×10^{-1}	2.37×10^{-2}
15.97	3.34×10^{-1}	2.15×10^{-2}
16.98	3.66×10^{-1}	2.27×10^{-2}

表 B.16 ^{16}O , $E_x = 10.36 \text{ MeV}$ (4_1^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.51	9.33×10^{-1}	1.13×10^{-2}
2.67	4.14×10^{-1}	4.95×10^{-2}
3.68	1.91×10^{-1}	3.05×10^{-2}
4.70	1.09×10^{-1}	1.76×10^{-2}
5.72	1.50×10^{-1}	2.03×10^{-2}
5.84	1.82×10^{-1}	2.01×10^{-2}
6.86	2.64×10^{-1}	2.47×10^{-2}
7.87	3.39×10^{-1}	2.33×10^{-2}
8.89	4.67×10^{-1}	2.74×10^{-2}
9.90	6.02×10^{-1}	4.87×10^{-2}
10.92	6.56×10^{-1}	3.62×10^{-2}
11.93	6.24×10^{-1}	2.92×10^{-2}
12.94	5.51×10^{-1}	2.76×10^{-2}
13.96	4.19×10^{-1}	2.65×10^{-2}
14.97	3.28×10^{-1}	2.43×10^{-2}
15.98	2.60×10^{-1}	2.07×10^{-2}
16.99	3.29×10^{-1}	2.29×10^{-2}

表 B.17 ^{16}O , $E_x = 11.52 \text{ MeV}$ (2_3^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.51	8.36	1.24
2.67	7.22	2.00×10^{-1}
3.69	7.21	1.99×10^{-1}
4.71	8.50	1.59×10^{-1}
5.72	1.06×10^1	1.76×10^{-1}
5.85	1.09×10^1	1.62×10^{-1}
6.87	1.30×10^1	1.77×10^{-1}
7.88	1.23×10^1	1.41×10^{-1}
8.90	1.23×10^1	1.42×10^{-1}
9.92	9.40	1.17×10^{-1}
10.93	6.58	1.15×10^{-1}
11.95	3.43	7.14×10^{-2}
12.96	2.29	5.95×10^{-2}
13.98	2.12	6.06×10^{-2}
14.99	2.78	6.96×10^{-2}
16.00	3.28	7.26×10^{-2}
17.01	4.16	8.08×10^{-2}

表 B.18 ^{16}O , $E_x = 12.05 \text{ MeV}$ (0_3^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.51	8.93	9.43×10^{-1}
2.67	4.75	1.57×10^{-1}
3.69	2.42	1.18×10^{-1}
4.71	7.35×10^{-1}	5.25×10^{-2}
5.73	2.06×10^{-1}	2.82×10^{-2}
5.85	1.92×10^{-1}	2.84×10^{-2}
6.87	5.79×10^{-1}	4.30×10^{-2}
7.89	1.18	4.58×10^{-2}
8.91	1.49	5.30×10^{-2}
9.92	1.54	4.92×10^{-2}
10.94	1.41	5.77×10^{-2}
11.95	1.04	3.96×10^{-2}
12.97	6.39×10^{-1}	3.39×10^{-2}
13.98	1.51×10^{-1}	2.18×10^{-2}
15.00	3.13×10^{-1}	2.60×10^{-2}
16.01	7.80×10^{-1}	3.65×10^{-2}
17.02	8.84×10^{-1}	3.95×10^{-2}

B.2.3 ^{24}Mg 表 B.19 ^{24}Mg , $E_x = 1.37 \text{ MeV}$ (2_1^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.47	1.20×10^2	3.90×10^{-1}
2.46	8.80×10^1	3.78×10^{-1}
3.40	6.71×10^1	7.04×10^{-1}
4.34	9.20×10^1	3.29×10^{-1}
5.28	1.43×10^2	4.10×10^{-1}
5.39	1.49×10^2	4.29×10^{-1}
6.33	1.97×10^2	4.93×10^{-1}
7.27	1.93×10^2	3.08×10^{-1}
8.21	1.74×10^2	2.92×10^{-1}
9.14	1.08×10^2	2.32×10^{-1}
10.08	5.81×10^1	1.70×10^{-1}
11.02	1.90×10^1	9.63×10^{-2}
11.95	1.19×10^1	7.64×10^{-2}
12.89	2.46×10^1	1.12×10^{-1}
13.83	4.46×10^1	1.51×10^{-1}
14.76	5.48×10^1	1.76×10^{-1}
15.70	5.70×10^1	1.79×10^{-1}

表 B.20 ^{24}Mg , $E_x = 4.12 \text{ MeV}$ (4_1^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
7.28	5.03×10^{-1}	1.80×10^{-1}
8.22	7.00×10^{-1}	4.41×10^{-2}
9.16	8.22×10^{-1}	2.09×10^{-1}
10.10	1.12	2.18×10^{-1}
11.04	1.21	5.41×10^{-2}
11.98	1.32	2.54×10^{-2}
12.91	1.43	5.65×10^{-2}
13.85	1.29	5.52×10^{-2}
14.79	1.20	6.14×10^{-2}
15.72	1.13	5.96×10^{-2}

表 B.21 ^{24}Mg , $E_x = 4.24 \text{ MeV}$ (2_2^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.47	1.27×10^1	1.26×10^{-1}
2.47	1.76×10^1	1.69×10^{-1}
3.41	1.18×10^1	1.38×10^{-1}
4.35	9.69	1.06×10^{-1}
5.29	1.14×10^1	1.16×10^{-1}
5.40	1.16×10^1	2.46×10^{-1}
6.34	1.49×10^1	3.01×10^{-1}
7.28	1.50×10^1	1.28×10^{-1}
8.22	1.50×10^1	1.22×10^{-1}
9.16	1.05×10^1	1.02×10^{-1}
10.10	6.57	8.83×10^{-2}
11.04	2.71	5.60×10^{-2}
11.98	1.58	4.42×10^{-2}
12.91	1.87	4.72×10^{-2}
13.85	3.90	6.98×10^{-2}
14.79	5.31	8.33×10^{-2}
15.72	6.59	1.07×10^{-1}

表 B.22 ^{24}Mg , $E_x = 6.01 \text{ MeV}$ (4_2^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.47	5.99×10^{-1}	2.75×10^{-2}
2.47	7.65×10^{-1}	3.52×10^{-2}
3.41	1.04	4.11×10^{-2}
4.35	1.18	3.72×10^{-2}
5.29	1.64	4.37×10^{-2}
5.41	1.62	4.45×10^{-2}
6.35	2.16	5.15×10^{-2}
7.29	2.98	1.08×10^{-1}
8.23	4.30	4.59×10^{-2}
9.17	5.48	5.22×10^{-2}
10.11	7.12	5.94×10^{-2}
11.05	7.50	6.04×10^{-2}
11.99	7.69	6.12×10^{-2}
12.93	6.11	5.57×10^{-2}
13.87	4.56	4.82×10^{-2}
14.81	2.60	3.82×10^{-2}
15.74	1.60	2.99×10^{-2}

表 B.23 ^{24}Mg , $E_x = 6.43 \text{ MeV}$ (0_2^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.47	2.87×10^1	1.91×10^{-1}
2.46	1.63×10^1	1.63×10^{-1}
3.40	6.57	1.03×10^{-1}
4.34	1.28	3.88×10^{-2}
5.28	5.46×10^{-1}	2.53×10^{-2}
5.39	7.38×10^{-1}	3.01×10^{-2}
6.33	2.81	5.88×10^{-2}
7.27	4.44	1.19×10^{-1}
8.21	4.92	1.01×10^{-1}
9.14	3.54	8.78×10^{-2}
10.08	2.53	3.55×10^{-2}
11.02	1.31	2.53×10^{-2}
11.95	1.31	2.53×10^{-2}
12.89	1.43	5.72×10^{-2}
13.83	2.45	3.54×10^{-2}
14.76	2.59	3.82×10^{-2}
15.70	2.39	3.67×10^{-2}

表 B.24 ^{24}Mg , $E_x = 7.35 \text{ MeV}$ (2_3^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.47	1.72	4.64×10^{-2}
2.47	2.45	6.28×10^{-2}
3.41	2.79	6.71×10^{-2}
4.36	3.96	6.79×10^{-2}
5.30	5.76	8.19×10^{-2}
5.42	5.85	8.45×10^{-2}
6.36	6.91	9.18×10^{-2}
7.30	5.52	1.10×10^{-1}
8.24	4.11	1.17×10^{-1}
9.18	1.96	3.11×10^{-2}
10.12	9.20×10^{-1}	2.13×10^{-2}
11.06	8.25×10^{-1}	2.00×10^{-2}
12.00	1.66	2.84×10^{-2}
12.94	2.28	3.40×10^{-2}
13.88	2.74	3.72×10^{-2}
14.82	2.18	3.49×10^{-2}
15.76	1.69	3.08×10^{-2}

表 B.25 ^{24}Mg , $E_x = 7.62 \text{ MeV}$ (3_1^-)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.47	3.33	6.46×10^{-2}
2.47	7.23	1.08×10^{-1}
3.42	8.32	1.16×10^{-1}
4.36	8.54	9.97×10^{-2}
5.30	8.85	1.01×10^{-1}
5.42	8.60	1.02×10^{-1}
6.36	9.06	1.05×10^{-1}
7.30	9.55	1.39×10^{-1}
8.24	1.16×10^1	1.73×10^{-1}
9.18	1.17×10^1	7.62×10^{-2}
10.12	1.22×10^1	7.76×10^{-2}
11.06	9.92	6.94×10^{-2}
12.00	7.83	6.17×10^{-2}
12.94	4.82	4.94×10^{-2}
13.88	3.32	4.10×10^{-2}
14.82	2.39	3.65×10^{-2}
15.76	2.69	3.88×10^{-2}

表 B.26 ^{24}Mg , $E_x = 8.36 \text{ MeV}$ (3_2^-)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.47	3.95	7.30×10^{-1}
2.47	4.60	3.52×10^{-1}
3.42	6.27	4.32×10^{-1}
4.36	6.67	4.16×10^{-1}
5.30	9.30	1.04
5.42	8.95	5.50×10^{-1}
6.36	1.23×10^1	8.54×10^{-1}
7.30	1.49×10^1	1.90×10^{-1}
8.25	1.85×10^1	1.13×10^{-1}
9.19	1.81×10^1	5.38×10^{-1}
10.13	1.59×10^1	1.01
11.07	1.09×10^1	7.85×10^{-1}
12.01	6.97	5.92×10^{-1}
12.95	3.24	3.07×10^{-1}
13.89	2.16	7.16×10^{-2}
14.83	2.53	1.64×10^{-1}
15.77	3.66	1.83×10^{-1}

表 B.27 ^{24}Mg , $E_x = 9.00 \text{ MeV}$ (2_4^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
2.48	6.78×10^{-1}	3.30×10^{-2}
3.42	6.68×10^{-1}	3.28×10^{-2}
4.36	8.64×10^{-1}	3.17×10^{-2}
5.30	1.18	3.70×10^{-2}
5.42	1.07	3.61×10^{-2}
6.36	1.19	3.81×10^{-2}
7.31	9.74×10^{-1}	2.18×10^{-2}
8.25	5.00×10^{-1}	4.50×10^{-2}
9.19	3.10×10^{-1}	4.81×10^{-2}
10.13	1.98×10^{-1}	9.89×10^{-3}
11.07	1.90×10^{-1}	9.60×10^{-3}
12.02	2.87×10^{-1}	1.18×10^{-2}
12.96	3.32×10^{-1}	1.30×10^{-2}
13.90	2.88×10^{-1}	2.70×10^{-2}
14.84	2.25×10^{-1}	1.12×10^{-2}
15.78	1.93×10^{-1}	1.04×10^{-2}

表 B.28 ^{24}Mg , $E_x = 9.14 \text{ MeV}$ (1_1^-)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
2.48	6.50×10^{-1}	3.23×10^{-2}
3.42	7.68×10^{-1}	3.52×10^{-2}
4.36	7.99×10^{-1}	3.05×10^{-2}
5.30	8.32×10^{-1}	3.11×10^{-2}
5.42	7.97×10^{-1}	6.47×10^{-2}
6.37	6.23×10^{-1}	6.09×10^{-2}
7.31	4.80×10^{-1}	1.53×10^{-2}
8.25	2.93×10^{-1}	3.44×10^{-2}
9.19	2.39×10^{-1}	4.92×10^{-2}
10.13	1.73×10^{-1}	9.24×10^{-3}
11.08	2.11×10^{-1}	1.01×10^{-2}
12.02	2.82×10^{-1}	2.56×10^{-2}
12.96	3.32×10^{-1}	1.30×10^{-2}
13.90	3.65×10^{-1}	3.11×10^{-2}
14.84	3.32×10^{-1}	1.36×10^{-2}
15.78	2.70×10^{-1}	1.23×10^{-2}

表 B.29 ^{24}Mg , $E_x = 9.31 \text{ MeV}$ (0_3^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.47	8.36	1.02×10^{-1}
2.48	4.71	8.71×10^{-2}
3.42	1.60	5.08×10^{-2}
4.36	4.57×10^{-1}	2.30×10^{-2}
5.31	3.62×10^{-1}	2.05×10^{-2}
5.42	4.19×10^{-1}	2.26×10^{-2}
6.37	9.52×10^{-1}	3.41×10^{-2}
7.31	1.36	2.57×10^{-2}
8.25	1.13	5.26×10^{-2}
9.19	7.66×10^{-1}	5.91×10^{-2}
10.14	4.62×10^{-1}	1.51×10^{-2}
11.08	3.60×10^{-1}	1.32×10^{-2}
12.02	6.42×10^{-1}	1.76×10^{-2}
12.96	1.06	2.31×10^{-2}
13.90	1.18	5.27×10^{-2}
14.84	1.32	2.71×10^{-2}
15.78	1.16	2.54×10^{-2}

表 B.30 ^{24}Mg , $E_x = 10.36 \text{ MeV}$ (2_5^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.47	1.18	3.85×10^{-2}
2.48	1.60	5.06×10^{-2}
3.42	1.52	4.94×10^{-2}
4.37	1.76	4.52×10^{-2}
5.31	2.10	4.93×10^{-2}
5.43	2.13	5.09×10^{-2}
6.37	2.32	5.31×10^{-2}
7.31	2.34	3.37×10^{-2}
8.26	2.13	3.22×10^{-2}
9.20	1.71	8.45×10^{-2}
10.14	1.08	5.47×10^{-2}

B.2.4 ^{28}Si 表 B.31 ^{28}Si , $E_x = 1.78 \text{ MeV}$ (2_1^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.46	1.28×10^2	3.02×10^{-1}
2.41	1.30×10^2	9.38×10^{-1}
3.33	9.08×10^1	7.84×10^{-1}
4.25	9.01×10^1	4.79×10^{-1}
5.17	1.32×10^2	5.79×10^{-1}
5.28	1.38×10^2	3.83×10^{-1}
6.20	1.83×10^2	4.40×10^{-1}
7.12	1.82×10^2	3.39×10^{-1}
8.04	1.61×10^2	3.19×10^{-1}
8.95	1.01×10^2	2.64×10^{-1}
9.87	5.20×10^1	1.90×10^{-1}
10.79	1.58×10^1	9.86×10^{-2}
11.71	1.09×10^1	8.20×10^{-2}
12.62	2.46×10^1	1.26×10^{-1}
13.54	4.47×10^1	1.70×10^{-1}
14.46	5.45×10^1	1.66×10^{-1}
15.37	5.62×10^1	1.69×10^{-1}

表 B.32 ^{28}Si , $E_x = 4.62 \text{ MeV}$ (4_1^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
2.42	5.94×10^{-1}	6.34×10^{-2}
3.34	7.36×10^{-1}	7.05×10^{-2}
4.26	7.80×10^{-1}	4.45×10^{-2}
5.18	1.07	5.20×10^{-2}
5.29	1.01	3.26×10^{-2}
6.21	1.55	8.88×10^{-2}
7.13	2.06	3.60×10^{-2}
8.05	3.19	4.49×10^{-2}
8.97	3.96	5.23×10^{-2}
9.89	5.09	5.92×10^{-2}
10.81	4.98	5.53×10^{-2}
11.73	4.79	5.42×10^{-2}
12.64	3.37	4.65×10^{-2}
13.56	2.44	3.96×10^{-2}
14.48	1.47	2.72×10^{-2}
15.40	1.24	2.51×10^{-2}

表 B.33 ^{28}Si , $E_x = 4.98 \text{ MeV}$ (0_2^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.46	3.18×10^1	4.05
2.42	2.55×10^1	4.15×10^{-1}
3.34	1.17×10^1	2.82×10^{-1}
4.26	2.68	8.24×10^{-2}
5.18	9.88×10^{-1}	5.00×10^{-2}
5.29	1.21	3.58×10^{-2}
6.21	4.04	1.36×10^{-1}
7.13	5.97	6.13×10^{-2}
8.05	6.23	6.27×10^{-2}
8.97	4.02	5.26×10^{-2}
9.89	2.21	3.91×10^{-2}
10.81	1.28	2.80×10^{-2}
11.73	2.28	3.74×10^{-2}
12.65	3.76	4.91×10^{-2}
13.56	5.42	5.90×10^{-2}
14.48	5.33	5.19×10^{-2}
15.40	4.81	4.93×10^{-2}

表 B.34 ^{28}Si , $E_x = 6.69 \text{ MeV}$ (0_3^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.46	3.18	3.33×10^{-1}
2.42	2.56	1.31×10^{-1}
3.34	1.39	9.67×10^{-2}
4.26	6.46×10^{-1}	1.15×10^{-1}
5.18	3.63×10^{-1}	1.20×10^{-1}
5.30	3.84×10^{-1}	2.01×10^{-2}
7.14	9.42×10^{-1}	2.43×10^{-2}
8.06	1.13	2.04×10^{-1}
8.98	8.14×10^{-1}	1.05×10^{-1}
9.90	6.49×10^{-1}	1.74×10^{-1}
10.82	2.56×10^{-1}	1.25×10^{-2}
12.66	1.51×10^{-1}	9.82×10^{-3}
13.58	1.83×10^{-1}	1.08×10^{-2}
14.50	2.14×10^{-1}	1.04×10^{-2}
15.41	1.94×10^{-1}	4.17×10^{-2}

表 B.35 ^{28}Si , $E_x = 6.88 \text{ MeV}$ (3_1^-)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.46	4.82	1.26
2.42	1.17×10^1	2.81×10^{-1}
3.34	1.56×10^1	3.24×10^{-1}
4.26	1.94×10^1	2.21×10^{-1}
5.18	2.41×10^1	2.47×10^{-1}
5.30	2.48×10^1	1.62×10^{-1}
6.22	3.25×10^1	1.85×10^{-1}
7.14	4.08×10^1	1.60×10^{-1}
8.06	4.97×10^1	1.77×10^{-1}
8.98	4.94×10^1	1.84×10^{-1}
9.90	4.63×10^1	1.79×10^{-1}
10.82	3.29×10^1	1.42×10^{-1}
11.74	2.29×10^1	1.19×10^{-1}
12.66	1.23×10^1	8.87×10^{-2}
13.58	8.84	7.52×10^{-2}
14.50	8.69	6.62×10^{-2}
15.42	1.19×10^1	7.76×10^{-2}

表 B.36 ^{28}Si , $E_x = 7.93 \text{ MeV}$ (2_2^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.46	3.40	1.21
2.42	3.30	3.71×10^{-1}
3.34	2.60	1.32×10^{-1}
4.26	2.89	8.54×10^{-2}
5.193	.81	9.80×10^{-2}
5.30	3.83	6.35×10^{-2}
6.22	4.38	6.79×10^{-2}
7.14	3.82	4.90×10^{-2}
8.07	3.37	4.60×10^{-2}
8.99	1.68	3.40×10^{-2}
9.91	8.44×10^{-1}	2.41×10^{-2}
10.83	3.81×10^{-1}	1.53×10^{-2}
11.75	5.50×10^{-1}	1.83×10^{-2}
12.67	8.56×10^{-1}	2.34×10^{-2}
13.59	1.25	2.82×10^{-2}
14.51	1.10	2.35×10^{-2}
15.43	9.69×10^{-1}	2.21×10^{-2}

表 B.37 ^{28}Si , $E_x = 8.26 \text{ MeV}$ (2_3^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
2.42	4.10×10^{-1}	1.40×10^{-1}
4.27	3.05×10^{-1}	2.77×10^{-2}
5.19	2.83×10^{-1}	2.67×10^{-2}
5.30	2.77×10^{-1}	1.71×10^{-2}
6.22	2.69×10^{-1}	1.68×10^{-2}
7.15	4.13×10^{-1}	1.61×10^{-2}
8.07	4.99×10^{-1}	4.04×10^{-2}
8.99	5.49×10^{-1}	1.94×10^{-2}
9.91	5.77×10^{-1}	1.99×10^{-2}
10.83	5.07×10^{-1}	1.76×10^{-2}
11.75	3.74×10^{-1}	1.51×10^{-2}
12.67	2.35×10^{-1}	1.23×10^{-2}
13.59	1.86×10^{-1}	1.09×10^{-2}
14.51	1.99×10^{-1}	1.00×10^{-2}
15.43	3.47×10^{-1}	1.32×10^{-2}

表 B.38 ^{28}Si , $E_x = 8.90 \text{ MeV}$ (1_1^-)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.46	1.61	1.40×10^{-1}
2.42	3.27	9.22×10^{-2}
3.34	3.31	9.27×10^{-2}
4.27	2.21	4.60×10^{-2}
5.19	1.05	3.17×10^{-2}
5.30	9.08×10^{-1}	2.90×10^{-2}
6.23	2.91×10^{-1}	1.64×10^{-2}
7.15	5.07×10^{-1}	1.66×10^{-2}
8.07	1.40	2.75×10^{-2}
8.99	2.04	4.44×10^{-2}
9.91	2.14	4.55×10^{-2}
10.83	1.68	3.21×10^{-2}
11.76	1.24	2.75×10^{-2}
12.68	8.12×10^{-1}	1.79×10^{-2}
13.60	9.69×10^{-1}	1.96×10^{-2}
14.52	1.27	2.57×10^{-2}
15.44	1.57	2.87×10^{-2}

表 B.39 ^{28}Si , $E_x = 9.48 \text{ MeV}$ (2_4^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.46	9.08×10^{-1}	2.53×10^{-2}
2.42	1.04	8.36×10^{-2}
3.35	1.15	8.78×10^{-2}
4.27	1.32	5.77×10^{-2}
5.19	1.73	6.61×10^{-2}
5.31	1.70	4.23×10^{-2}
6.23	1.97	4.55×10^{-2}
7.15	1.74	3.30×10^{-2}
8.07	1.51	3.08×10^{-2}
8.99	1.16	2.83×10^{-2}
9.92	6.39×10^{-1}	2.09×10^{-2}
10.84	4.56×10^{-1}	1.67×10^{-2}
11.76	4.39×10^{-1}	1.64×10^{-2}
12.68	6.64×10^{-1}	2.06×10^{-2}
13.60	7.84×10^{-1}	2.24×10^{-2}
14.52	6.57×10^{-1}	1.82×10^{-2}
15.44	5.42×10^{-1}	1.65×10^{-2}

表 B.40 ^{28}Si , $E_x = 9.93 \text{ MeV}$ (1_2^-)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.46	1.48	1.45×10^{-1}
2.42	5.61	1.21×10^{-1}
3.35	7.27	1.37×10^{-1}
4.27	6.69	1.63×10^{-1}
5.19	4.69	1.37×10^{-1}
5.31	4.08	1.29×10^{-1}
6.23	2.01	8.94×10^{-2}
7.15	7.26×10^{-1}	1.98×10^{-2}
8.08	6.37×10^{-1}	1.86×10^{-2}
9.00	1.47	3.76×10^{-2}
9.92	1.85	4.22×10^{-2}
10.84	1.83	3.04×10^{-2}
11.76	1.47	2.73×10^{-2}
12.68	7.55×10^{-1}	1.73×10^{-2}
13.60	3.24×10^{-1}	1.13×10^{-2}
14.52	2.30×10^{-1}	1.10×10^{-2}
15.44	4.02×10^{-1}	1.45×10^{-2}

表 B.41 ^{28}Si , $E_x = 10.18 \text{ MeV}$ (3_2^-)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.46	4.63	8.28×10^{-2}
2.42	6.78	2.69×10^{-1}
3.35	7.91	2.89×10^{-1}
4.27	8.38	1.82×10^{-1}
5.19	8.97	1.88×10^{-1}
5.31	8.59	1.81×10^{-1}
6.23	9.64	1.93×10^{-1}
7.15	1.01×10^1	1.49×10^{-1}
8.08	1.16×10^1	1.59×10^{-1}
9.00	1.15×10^1	2.12×10^{-1}
9.92	1.10×10^1	2.06×10^{-1}
10.84	7.83	1.28×10^{-1}
11.76	6.08	1.12×10^{-1}
12.69	3.33	7.31×10^{-2}
13.61	2.25	6.05×10^{-2}
14.53	2.06	6.74×10^{-2}
15.45	2.56	7.47×10^{-2}

表 B.42 ^{28}Si , $E_x = 10.51 \text{ MeV}$ (2_5^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.46	7.73×10^{-1}	3.97×10^{-1}
2.42	3.76×10^{-1}	6.66×10^{-2}
3.35	4.20×10^{-1}	7.19×10^{-2}
4.27	8.22×10^{-1}	6.16×10^{-2}
5.19	1.17	7.07×10^{-2}
5.31	1.27	7.14×10^{-2}
6.23	1.35	7.47×10^{-2}
7.16	1.22	5.24×10^{-2}
8.08	8.20×10^{-1}	4.55×10^{-2}
9.00	4.32×10^{-1}	4.90×10^{-2}
9.92	1.83×10^{-1}	3.29×10^{-2}
10.84	8.88×10^{-2}	1.84×10^{-2}
11.77	2.30×10^{-1}	2.44×10^{-2}
12.69	2.69×10^{-1}	2.46×10^{-2}
13.61	3.57×10^{-1}	2.64×10^{-2}
14.53	3.60×10^{-1}	2.89×10^{-2}
15.45	2.67×10^{-1}	2.67×10^{-2}

B.2.5 ^{40}Ca 表 B.43 ^{40}Ca , $E_x = 3.35 \text{ MeV}$ (0_2^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.44	2.83×10^{-1}	1.36×10^{-1}
4.09	1.80×10^{-1}	1.66×10^{-2}
5.96	2.18×10^{-1}	4.26×10^{-2}
6.85	1.29×10^{-1}	9.41×10^{-3}
7.73	6.64×10^{-2}	2.11×10^{-2}
9.50	3.45×10^{-2}	4.87×10^{-3}
10.38	6.18×10^{-2}	1.05×10^{-2}
11.26	7.15×10^{-2}	1.25×10^{-2}
12.14	5.65×10^{-2}	5.09×10^{-3}
13.03	2.34×10^{-2}	5.58×10^{-3}
13.91	3.39×10^{-2}	4.94×10^{-3}
14.79	7.86×10^{-2}	7.53×10^{-3}

表 B.44 ^{40}Ca , $E_x = 3.74 \text{ MeV}$ (3_1^-)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.44	5.10	5.23×10^{-2}
2.32	3.02×10^1	2.29×10^{-1}
3.20	3.97×10^1	2.63×10^{-1}
4.09	4.22×10^1	2.54×10^{-1}
4.97	4.60×10^1	6.61×10^{-1}
5.08	4.68×10^1	6.89×10^{-1}
5.97	5.39×10^1	6.17×10^{-1}
6.85	6.43×10^1	2.10×10^{-1}
7.73	8.03×10^1	2.34×10^{-1}
8.62	7.64×10^1	2.29×10^{-1}
9.50	6.76×10^1	2.16×10^{-1}
10.38	3.96×10^1	1.56×10^{-1}
11.26	2.08×10^1	1.13×10^{-1}
12.15	7.77	5.97×10^{-2}
13.03	8.39	6.21×10^{-2}
13.91	1.41×10^1	1.01×10^{-1}
14.79	2.17×10^1	1.25×10^{-1}

表 B.45 ^{40}Ca , $E_x = 3.90 \text{ MeV}$ (2_1^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.44	6.36	5.85×10^{-2}
2.32	1.01×10^1	1.32×10^{-1}
3.20	7.89	1.17×10^{-1}
4.09	1.19×10^1	1.34×10^{-1}
4.97	1.53×10^1	4.17×10^{-1}
5.08	1.67×10^1	4.55×10^{-1}
5.97	2.10×10^1	4.50×10^{-1}
6.85	1.94×10^1	1.15×10^{-1}
7.73	1.52×10^1	1.02×10^{-1}
8.62	6.08	6.47×10^{-2}
9.50	1.74	3.46×10^{-2}
10.38	1.46	3.01×10^{-2}
11.27	3.88	4.90×10^{-2}
12.15	5.97	5.23×10^{-2}
13.03	6.72	5.55×10^{-2}
13.91	4.90	5.94×10^{-2}
14.79	2.81	4.50×10^{-2}

表 B.46 ^{40}Ca , $E_x = 4.49 \text{ MeV}$ (5_1^-)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.44	4.54×10^{-1}	1.56×10^{-2}
4.09	8.71×10^{-1}	3.64×10^{-2}
4.97	9.18×10^{-1}	3.74×10^{-2}
5.08	8.40×10^{-1}	9.94×10^{-2}
5.97	1.01	2.46×10^{-1}
6.85	1.46	3.16×10^{-2}
7.73	2.16	3.85×10^{-2}
8.62	2.95	4.51×10^{-2}
9.50	4.34	5.47×10^{-2}
10.38	5.11	5.62×10^{-2}
11.27	5.97	6.08×10^{-2}
12.15	5.95	5.23×10^{-2}
13.03	5.63	5.09×10^{-2}
13.92	4.02	5.38×10^{-2}
14.80	2.79	4.48×10^{-2}

表 B.47 ^{40}Ca , $E_x = 5.90 \text{ MeV}$ (1_1^-)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.44	3.49×10^{-1}	1.37×10^{-2}
2.32	3.61	7.92×10^{-2}
3.21	3.65	7.97×10^{-2}
4.09	3.11	6.87×10^{-2}
4.98	1.84	5.29×10^{-2}
5.09	1.60	5.05×10^{-2}
5.97	4.91×10^{-1}	7.05×10^{-2}
6.86	2.49×10^{-1}	1.19×10^{-1}
7.74	5.43×10^{-1}	1.93×10^{-2}
8.62	9.13×10^{-1}	2.51×10^{-2}
9.51	1.10	2.75×10^{-2}
10.39	7.86×10^{-1}	2.20×10^{-2}
11.27	4.93×10^{-1}	1.74×10^{-2}
12.16	1.64×10^{-1}	8.66×10^{-3}
13.04	1.40×10^{-1}	8.01×10^{-3}
13.92	4.17×10^{-1}	1.73×10^{-2}
14.81	4.40×10^{-1}	1.78×10^{-2}

表 B.48 ^{40}Ca , $E_x = 6.29 \text{ MeV}$ (3_2^-)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.44	1.20	2.54×10^{-2}
2.32	5.53	9.81×10^{-2}
3.21	6.57	1.07×10^{-1}
4.09	8.72	1.15×10^{-1}
4.98	1.00×10^1	1.24×10^{-1}
5.09	1.02×10^1	1.28×10^{-1}
5.97	1.25×10^1	1.41×10^{-1}
6.86	1.19×10^1	2.77×10^{-1}
7.74	1.27×10^1	1.92×10^{-1}
8.62	1.18×10^1	9.00×10^{-2}
9.51	9.54	8.10×10^{-2}
10.39	5.17	5.65×10^{-2}
11.28	2.36	3.82×10^{-2}
12.16	1.12	2.27×10^{-2}
13.04	1.64	2.74×10^{-2}
13.93	2.70	4.40×10^{-2}
14.81	3.58	5.08×10^{-2}

表 B.49 ^{40}Ca , $E_x = 8.09 \text{ MeV}$ (2_2^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.44	2.57	3.71×10^{-2}
2.32	3.01	1.53×10^{-1}
3.21	3.15	1.62×10^{-1}
4.10	5.11	8.81×10^{-2}
4.98	6.27	9.76×10^{-2}
5.09	6.58	1.02×10^{-1}
5.98	6.81	1.04×10^{-1}
6.86	5.00	5.84×10^{-2}
7.75	2.55	1.76×10^{-1}
8.63	1.37	3.07×10^{-2}
9.52	6.61×10^{-1}	2.13×10^{-2}
10.40	1.03	2.52×10^{-2}
11.28	1.79	3.32×10^{-2}
12.17	2.10	3.10×10^{-2}
13.05	1.92	2.96×10^{-2}
13.94	1.33	3.09×10^{-2}
14.82	9.41×10^{-1}	2.60×10^{-2}

表 B.50 ^{40}Ca , $E_x = 8.28 \text{ MeV}$ (0_3^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.44	9.54	7.14×10^{-2}
2.32	4.52	8.87×10^{-2}
3.21	1.21	4.58×10^{-2}
4.10	1.62×10^{-1}	1.57×10^{-2}
4.98	4.75×10^{-1}	2.69×10^{-2}
5.09	4.62×10^{-1}	2.71×10^{-2}
5.98	1.07	4.11×10^{-2}
6.86	1.19	2.85×10^{-2}
7.75	9.44×10^{-1}	1.49×10^{-1}
8.63	6.33×10^{-1}	4.13×10^{-2}
9.52	3.37×10^{-1}	4.26×10^{-2}
10.40	1.52×10^{-1}	9.66×10^{-3}
11.29	4.24×10^{-1}	1.62×10^{-2}
12.17	5.23×10^{-1}	1.55×10^{-2}
13.05	5.24×10^{-1}	1.55×10^{-2}
13.94	3.20×10^{-1}	1.52×10^{-2}
14.82	1.59×10^{-1}	1.07×10^{-2}

表 B.51 ^{40}Ca , $E_x = 8.37 \text{ MeV}$ (4_1^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.44	1.03	3.39×10^{-1}
2.32	7.75×10^{-1}	3.67×10^{-2}
3.21	5.84×10^{-1}	3.18×10^{-2}
4.10	8.12×10^{-1}	3.51×10^{-2}
4.98	1.05	4.00×10^{-2}
5.09	1.08	4.14×10^{-2}
5.98	1.55	4.96×10^{-2}
6.86	1.85	3.56×10^{-2}
7.75	2.25	1.73×10^{-1}
8.63	2.53	9.45×10^{-2}
9.52	3.13	4.64×10^{-2}
10.40	2.74	4.11×10^{-2}
11.29	2.37	3.82×10^{-2}
12.17	1.60	2.71×10^{-2}
13.05	9.78×10^{-1}	2.12×10^{-2}
13.94	4.75×10^{-1}	1.85×10^{-2}
14.82	3.94×10^{-1}	1.68×10^{-2}

表 B.52 ^{40}Ca , $E_x = 8.58 \text{ MeV}$ (2_3^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.44	1.23	2.57×10^{-2}
2.32	1.68	5.40×10^{-2}
3.21	2.11	6.06×10^{-2}
4.10	2.70	6.41×10^{-2}
4.98	3.54	7.33×10^{-2}
5.09	3.74	7.71×10^{-2}
5.98	4.26	8.22×10^{-2}
6.86	3.44	4.84×10^{-2}
7.75	2.42	1.70×10^{-1}
8.63	1.03	7.24×10^{-2}
9.52	4.97×10^{-1}	1.85×10^{-2}
10.40	4.80×10^{-1}	1.72×10^{-2}
11.29	7.67×10^{-1}	2.17×10^{-2}
12.17	1.09	2.24×10^{-2}
13.05	1.20	2.35×10^{-2}
13.94	9.24×10^{-1}	2.58×10^{-2}
14.82	5.21×10^{-1}	1.93×10^{-2}

B.2.6 ^{58}Ni 表 B.53 ^{58}Ni , $E_x = 1.45 \text{ MeV}$ (2_1^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.43	1.26×10^2	1.25
2.25	6.47×10^1	7.92×10^{-1}
3.11	3.39×10^1	1.37
3.97	5.55×10^1	4.15×10^{-1}
4.82	1.09×10^2	5.83×10^{-1}
4.93	1.16×10^2	5.21×10^{-1}
5.79	1.44×10^2	5.80×10^{-1}
6.64	1.02×10^2	3.92×10^{-1}
7.50	5.64×10^1	2.91×10^{-1}
8.36	1.27×10^1	1.26×10^{-1}
9.21	3.70	6.77×10^{-2}
10.07	1.88×10^1	1.54×10^{-1}
10.93	3.95×10^1	2.23×10^{-1}
11.78	4.41×10^1	4.83×10^{-1}
12.64	3.97×10^1	4.65×10^{-1}
13.50	1.63×10^1	2.88×10^{-1}
14.35	5.95	1.75×10^{-1}

表 B.54 ^{58}Ni , $E_x = 2.46 \text{ MeV}$ (4_1^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
3.11	1.04	1.00×10^{-1}
3.97	1.18	2.84×10^{-1}
4.82	2.13	1.78×10^{-1}
4.93	2.06	1.52×10^{-1}
5.79	3.14	8.56×10^{-2}
6.65	4.11	7.86×10^{-2}
7.50	5.80	9.34×10^{-2}
8.36	6.52	8.99×10^{-2}
9.22	6.73	9.14×10^{-2}
10.07	4.96	7.89×10^{-2}
10.93	3.22	6.36×10^{-2}
11.79	1.17	3.84×10^{-2}
12.64	3.63×10^{-1}	2.14×10^{-2}
13.50	4.83×10^{-1}	2.43×10^{-2}
14.36	1.31	4.02×10^{-2}

表 B.55 ^{58}Ni , $E_x = 2.78 \text{ MeV}$ (2_2^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
6.65	1.53×10^{-1}	1.52×10^{-2}
7.50	2.15×10^{-1}	1.80×10^{-2}
8.36	2.17×10^{-1}	1.64×10^{-2}
9.22	1.83×10^{-1}	1.51×10^{-2}
10.07	1.04×10^{-1}	1.14×10^{-2}
10.93	8.15×10^{-2}	1.01×10^{-2}
11.79	1.07×10^{-1}	1.16×10^{-2}
12.64	1.59×10^{-1}	1.42×10^{-2}
13.50	2.22×10^{-1}	1.65×10^{-2}
14.36	2.41×10^{-1}	1.72×10^{-2}

表 B.56 ^{58}Ni , $E_x = 3.04 \text{ MeV}$ (2_3^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.43	7.28	3.01×10^{-1}
2.25	7.93	2.77×10^{-1}
3.11	4.12	2.00×10^{-1}
3.97	2.98	2.26×10^{-1}
4.82	7.69	4.72×10^{-1}
4.93	8.44	4.00×10^{-1}
5.79	1.09×10^1	1.60×10^{-1}
6.65	8.80	1.15×10^{-1}
7.50	5.72	9.27×10^{-2}
8.36	1.80	4.72×10^{-2}
9.22	3.58×10^{-1}	2.11×10^{-2}
10.08	1.03	3.59×10^{-2}
10.93	2.84	5.97×10^{-2}
11.79	3.65	6.79×10^{-2}
12.65	3.23	6.39×10^{-2}
13.50	2.07	5.04×10^{-2}
14.36	8.16×10^{-1}	3.17×10^{-2}

表 B.57 ^{58}Ni , $E_x = 3.26 \text{ MeV}$ (2_4^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.43	1.01×10^1	3.54×10^{-1}
2.25	1.16×10^1	3.35×10^{-1}
3.11	5.88	2.39×10^{-1}
3.97	4.71	1.21×10^{-1}
4.82	9.00	5.12×10^{-1}
4.93	9.57	4.23×10^{-1}
5.79	1.31×10^1	1.75×10^{-1}
6.65	1.13×10^1	1.30×10^{-1}
7.50	7.63	1.07×10^{-1}
8.36	2.56	5.63×10^{-2}
9.22	5.32×10^{-1}	2.57×10^{-2}
10.08	1.13	3.76×10^{-2}
10.93	3.37	6.50×10^{-2}
11.79	4.45	7.49×10^{-2}
12.65	4.19	7.28×10^{-2}
13.50	2.49	5.53×10^{-2}
14.36	1.14	3.75×10^{-2}

表 B.58 ^{58}Ni , $E_x = 3.53 \text{ MeV}$ (0_2^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.43	5.51	2.62×10^{-1}
2.25	3.63	1.87×10^{-1}
3.11	4.65×10^{-1}	6.71×10^{-2}
3.97	6.52×10^{-1}	4.50×10^{-2}
5.79	1.96	4.64×10^{-1}
6.65	1.46	3.58×10^{-1}
7.51	9.47×10^{-1}	4.45×10^{-1}
8.36	2.54×10^{-1}	2.10×10^{-1}
9.22	2.27×10^{-1}	1.67×10^{-1}
10.08	4.41×10^{-1}	2.98×10^{-1}
10.93	6.54×10^{-1}	2.84×10^{-1}
11.79	6.50×10^{-1}	2.52×10^{-1}
12.65	3.33×10^{-1}	8.36×10^{-2}
13.50	1.60×10^{-1}	6.06×10^{-2}
14.36	1.01×10^{-1}	1.60×10^{-2}

表 B.59 ^{58}Ni , $E_x = 3.90 \text{ MeV}$ (2_5^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
2.25	1.98	1.39×10^{-1}
3.11	1.25	1.10×10^{-1}
3.97	1.31	6.38×10^{-2}
4.83	2.07	2.57×10^{-1}
4.93	2.06	2.41×10^{-1}
5.79	2.69	2.03×10^{-1}
6.65	2.34	5.93×10^{-2}
7.51	1.29	4.41×10^{-2}
8.36	3.42×10^{-1}	2.06×10^{-2}
9.22	9.29×10^{-2}	1.07×10^{-2}
10.08	3.85×10^{-1}	2.19×10^{-2}
10.93	7.94×10^{-1}	3.16×10^{-2}
11.79	8.58×10^{-1}	3.29×10^{-2}
12.65	7.03×10^{-1}	2.98×10^{-2}
13.51	3.01×10^{-1}	1.92×10^{-2}
14.36	9.82×10^{-2}	1.10×10^{-2}

表 B.60 ^{58}Ni , $E_x = 4.47 \text{ MeV}$ (3_1^-)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.43	9.15	3.37×10^{-1}
2.25	1.94×10^1	4.34×10^{-1}
3.11	2.17×10^1	4.58×10^{-1}
3.97	2.26×10^1	2.65×10^{-1}
4.83	2.81×10^1	2.95×10^{-1}
4.93	2.89×10^1	5.33×10^{-1}
5.79	4.08×10^1	7.19×10^{-1}
6.65	4.53×10^1	2.61×10^{-1}
7.51	4.95×10^1	2.72×10^{-1}
8.36	3.98×10^1	2.22×10^{-1}
9.22	2.73×10^1	1.84×10^{-1}
10.08	9.61	2.53×10^{-1}
10.94	4.03	1.61×10^{-1}
11.79	4.71	7.71×10^{-2}
12.65	8.94	1.06×10^{-1}
13.51	1.31×10^1	1.27×10^{-1}
14.36	1.35×10^1	1.29×10^{-1}

表 B.61 ^{58}Ni , $E_x = 4.75 \text{ MeV}$ (4_2^+)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
2.25	7.93×10^{-1}	8.76×10^{-2}
3.11	9.67×10^{-1}	9.67×10^{-2}
3.97	1.63	7.11×10^{-2}
4.83	1.79	1.83×10^{-1}
4.93	2.06	1.66×10^{-1}
5.79	2.68	2.86×10^{-1}
6.65	3.49	1.67×10^{-1}
7.51	5.36	8.97×10^{-2}
8.37	5.67	8.38×10^{-2}
9.22	6.54	9.00×10^{-2}
10.08	5.34	8.18×10^{-2}
10.94	4.06	7.13×10^{-2}
11.79	2.04	5.08×10^{-2}
12.65	7.69×10^{-1}	3.11×10^{-2}
13.51	3.93×10^{-1}	2.19×10^{-2}
14.37	8.04×10^{-1}	3.14×10^{-2}

表 B.62 ^{58}Ni , $E_x = 6.03 \text{ MeV}$ (1_1^-)

θ_{cm} (deg)	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	error (mb/sr)
0.43	3.74	2.15×10^{-1}
2.25	5.66	2.34×10^{-1}
3.11	6.07	2.42×10^{-1}
3.97	3.53	1.05×10^{-1}
4.83	1.32	6.40×10^{-2}
4.94	1.05	4.94×10^{-2}
5.79	6.12×10^{-1}	3.77×10^{-2}
6.65	1.56	1.67×10^{-1}
7.51	2.00	5.47×10^{-2}
8.37	2.06	5.05×10^{-2}
9.23	1.43	4.20×10^{-2}
10.08	5.47×10^{-1}	2.62×10^{-2}
10.94	3.59×10^{-1}	2.12×10^{-2}
11.80	7.60×10^{-1}	3.10×10^{-2}
12.66	1.21	3.91×10^{-2}
13.51	1.23	3.89×10^{-2}
14.37	6.98×10^{-1}	2.93×10^{-2}

付録 C

各種計算に用いた文献値

C.1 基底状態の電荷分布

式 (4.11) における各標的核の電荷分布 $\rho_0^e(r')$ のパラメータを表 C.1、C.2 に示す。なお、これらのパラメータは [13] の表 4 より引用した。

表 C.1 各標的核の電荷分布のパラメータ (1)

標的核	^{12}C		^{16}O		^{24}Mg	
rms (fm)	2.469 ± 0.006		2.711		3.027	
R (fm)	1.20		1.30		1.25	
i	R_i	Q_i	R_i	Q_i	R_i	Q_i
1	0.0	0.016690	0.4	0.057056	0.1	0.007372
2	0.4	0.050325	1.1	0.195701	0.6	0.061552
3	1.0	0.128621	1.9	0.311188	1.1	0.056984
4	1.3	0.180515	2.2	0.224321	1.5	0.035187
5	1.7	0.219097	2.7	0.059946	1.9	0.291692
6	2.3	0.278416	3.3	0.135714	2.6	0.228920
7	2.7	0.058779	4.1	0.000024	3.2	0.233532
8	3.5	0.057817	4.6	0.013961	4.1	0.074086
9	4.3	0.007739	5.3	0.000007	4.7	0.000002
10	5.4	0.002001	5.6	0.000002	5.2	0.010876
11	6.7	0.000007	5.9	0.002096	6.1	0.000002
12			6.4	0.000002	7.0	0.000002

表 C.2 各標的核の電荷分布のパラメータ (2)

標的核	^{28}Si		^{40}Ca		^{58}Ni	
rms (fm)	3.121		3.480 \pm 0.003		3.772 \pm 0.004	
R (fm)	1.20		1.30		1.25	
i	R_i	Q_i	R_i	Q_i	R_i	Q_i
1	0.4	0.033149	0.4	0.042870	0.5	0.035228
2	1.0	0.106452	1.2	0.056020	1.4	0.065586
3	1.9	0.206866	1.8	0.167853	2.2	0.174552
4	2.4	0.286391	2.7	0.317962	3.0	0.199916
5	3.2	0.250448	3.2	0.155450	3.4	0.232360
6	3.6	0.056944	3.6	0.161897	3.9	0.118496
7	4.1	0.016829	4.3	0.053763	4.2	0.099325
8	4.6	0.039630	4.6	0.032612	4.6	0.029860
9	5.1	0.000002	5.4	0.004803	5.2	0.044912
10	5.5	0.000938	6.3	0.004541	5.9	0.000232
11	6.0	0.000002	6.6	0.000015	6.6	0.000002
12	6.9	0.002366	8.1	0.002218	7.9	0.000010

C.2 微視的モデルによる ^{12}C の遷移密度

遷移密度は式 (4.10) で定義され、これをガウス型の関数で展開した式を式 (4.39) で与えてある。

正パリティの励起状態のみに関わる遷移密度については、THSR 波動関数を用いた船木氏による計算結果 [26] を図 C.1、C.2 に示す。なお、遷移密度 $\rho_{J_f, J_i}^{(\lambda)}(r')$ は $(J_f, J_i)_\lambda$ と表記してある。

負パリティの励起状態に関わる遷移密度については、 $3\alpha\text{RGM}$ 波動関数を用いて計算された遷移密度のガウス関数による展開式 (4.39) におけるパラメータを表 C.3 に示す。なお、 $N = 12$ に指定しており、式 (4.40)、(4.41) における r_1 、 r_{12} の値も示してある。

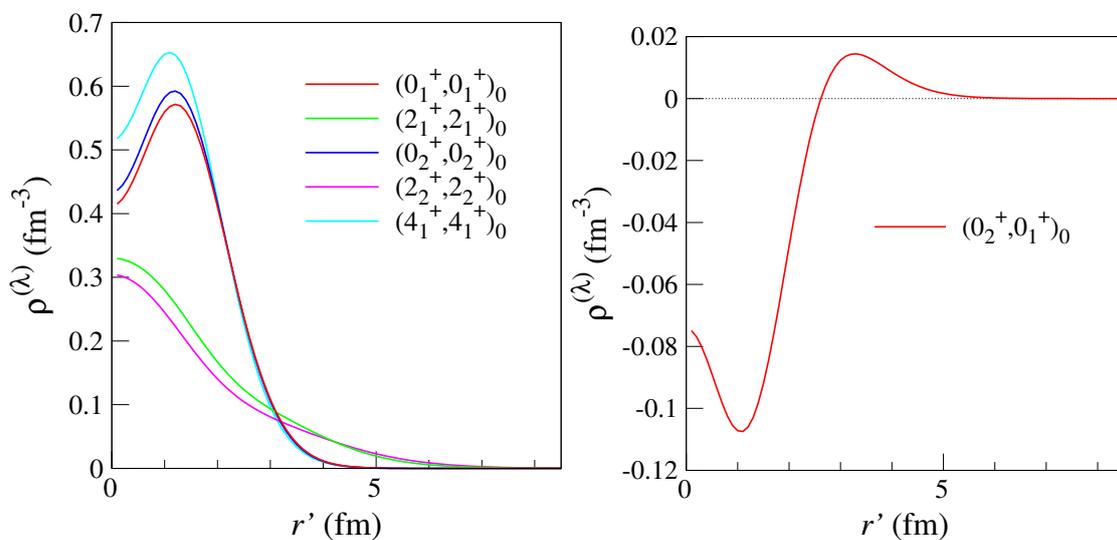


図 C.1 THSR 波動関数を用いて計算された遷移密度 (1)

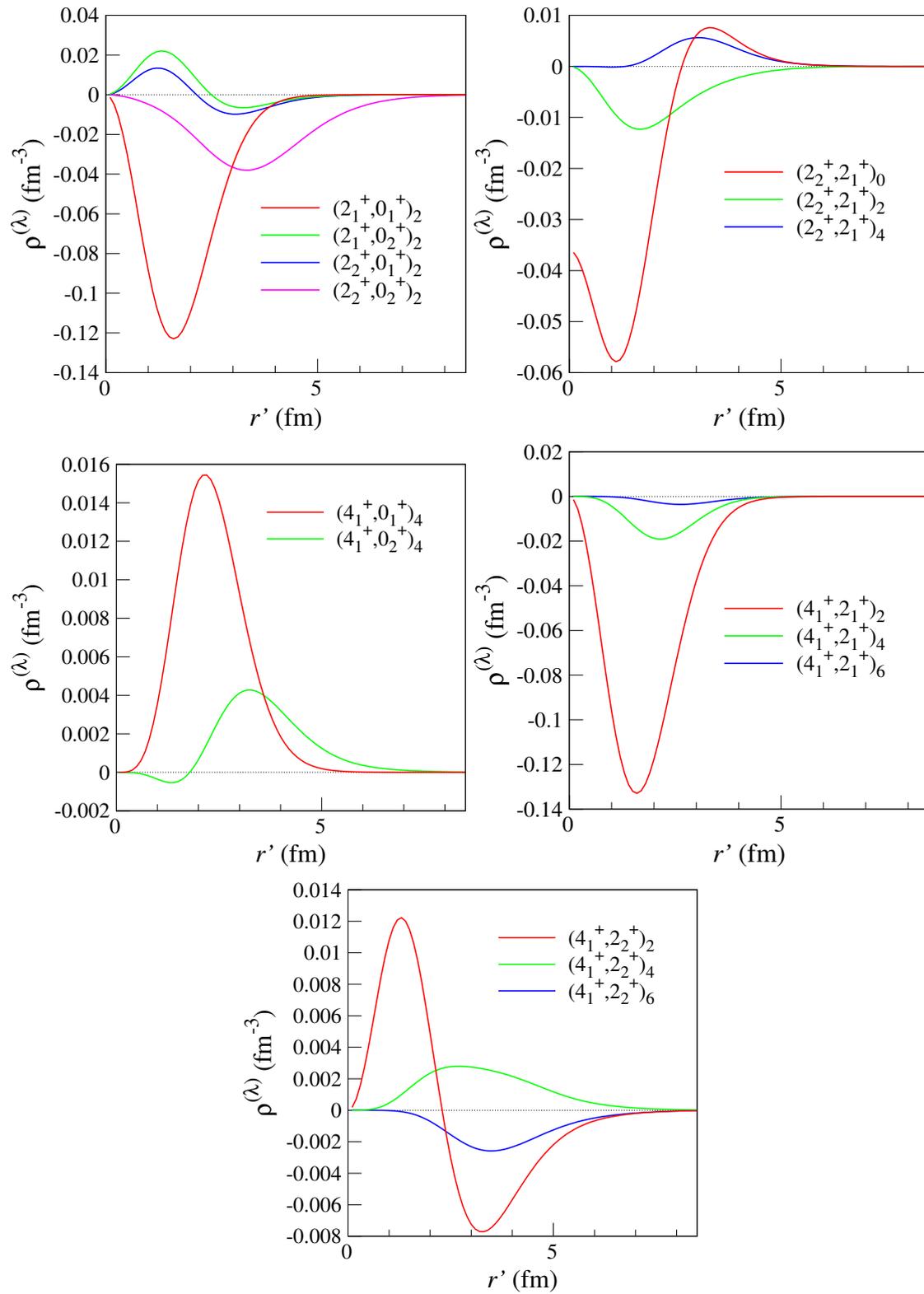


図 C.2 THSR 波動関数を用いて計算された遷移密度 (2)

表 C.3 RGM 波動関数に基づいて計算された遷移密度のパラメータ

$(J_f, J_i)_\lambda$	$(3_1^-, 0_1^+)_3$	$(3_1^-, 2_1^+)_1$	$(3_1^-, 2_1^+)_3$
r_1 (fm)	0.941694	0.959737	1.05636
r_{12} (fm)	2.34789	2.74437	2.24008
n	$C_{J_f, J_i}^{(\lambda)}$	$C_{J_f, J_i}^{(\lambda)}$	$C_{J_f, J_i}^{(\lambda)}$
1	1.94518×10^{-4}	-3.02845×10^{-4}	8.10155×10^{-2}
2	-1.99907×10^{-3}	1.82279×10^{-3}	-5.13964×10^{-1}
3	7.97939×10^{-3}	-6.30390×10^{-3}	1.55240×10^0
4	-1.79052×10^{-2}	1.87460×10^{-2}	-2.96388×10^0
5	2.57475×10^{-2}	-1.65512×10^{-2}	3.99264×10^0
6	-2.97880×10^{-2}	9.88689×10^{-2}	-3.99311×10^0
7	6.30256×10^{-2}	-3.03326×10^{-1}	3.12056×10^0
8	-1.82308×10^{-2}	3.53632×10^{-1}	-1.81576×10^0
9	1.77171×10^{-2}	-1.83870×10^{-1}	8.09756×10^{-1}
10	-3.23753×10^{-3}	5.23497×10^{-2}	-2.53269×10^{-1}
11	8.02253×10^{-4}	-1.37976×10^{-2}	5.28578×10^{-2}
12	-1.13926×10^{-4}	2.41563×10^{-3}	-5.52843×10^{-3}

$(J_f, J_i)_\lambda$	$(3_1^-, 0_2^+)_3$	$(3_1^-, 2_2^+)_1$	$(3_1^-, 2_2^+)_3$	$(3_1^-, 3_1^-)_0$
r_1 (fm)	1.05830	0.997968	0.914411	1.00005
r_{12} (fm)	2.71691	2.84135	2.76181	2.50036
n	$C_{J_f, J_i}^{(\lambda)}$	$C_{J_f, J_i}^{(\lambda)}$	$C_{J_f, J_i}^{(\lambda)}$	$C_{J_f, J_i}^{(\lambda)}$
1	6.11648×10^{-4}	2.17280×10^{-3}	1.21199×10^{-6}	-1.82750×10^{-1}
2	-3.19765×10^{-3}	-1.34724×10^{-2}	1.65006×10^{-5}	1.53972×10^0
3	8.22340×10^{-3}	3.95005×10^{-2}	-9.37020×10^{-5}	-6.06261×10^0
4	-1.56420×10^{-2}	-6.92811×10^{-2}	1.73456×10^{-4}	1.47478×10^1
5	3.24205×10^{-2}	-9.21731×10^{-3}	3.33995×10^{-4}	-2.34460×10^1
6	-2.15199×10^{-2}	2.01688×10^{-1}	-1.12240×10^{-2}	2.62023×10^1
7	1.49792×10^{-2}	-2.98956×10^{-1}	4.78389×10^{-3}	-2.57501×10^1
8	-8.76645×10^{-3}	2.65828×10^{-1}	-3.50223×10^{-3}	1.93168×10^1
9	-3.80874×10^{-3}	5.47249×10^{-2}	3.19722×10^{-3}	-1.02389×10^1
10	-7.71010×10^{-5}	-1.40020×10^{-1}	2.68524×10^{-3}	5.29367×10^0
11	1.92406×10^{-5}	5.57829×10^{-2}	-7.48936×10^{-4}	-1.33746×10^0
12	-8.64630×10^{-5}	-1.58557×10^{-2}	2.78067×10^{-4}	1.83528×10^{-1}