

氏名・(本籍)	さいとうけんじ 齋藤健治
学位の種類	理学博士
学位記番号	理博第 807 号
学位授与年月日	昭和 58 年 3 月 25 日
学位授与の要件	学位規則第 5 条第 1 項該当
研究科専攻	東北大学大学院理学研究科 (博士課程) 原子核理学専攻
学位論文題目	180° 非弾性電子散乱による $^{24}\text{Mg}$ の磁氣的性質の研究
論文審査委員	(主査) 教授 鳥塚 賀治 教授 藤岡 学 助教授 齋藤 悌二郎

## 論 文 目 次

### 第 1 章 序 論

#### § 1-1 本研究の意義と目的

### 第 2 章 電子散乱理論

#### § 2-1 散乱微分断面積

#### § 2-2 選択則

#### § 2-3 180° 電子散乱の特徴

#### § 2-4 横成分形状因子に於けるコンベクション電流, スピンの寄与の評価

#### § 2-5 換算遷移確率

#### § 2-6 歪曲波ボルン近似(DWBA)

#### § 2-7 PWBA と DWBA の比較

#### 参考文献

### 第 3 章 実験装置及び実験方法

#### § 3-1 ビーム・トランスポート

- § 3-2 計数システム
- § 3-3 線量計
- § 3-4 180° 散乱装置のチェック
- § 3-5 180° 非弾性散乱の実験手順
- § 3-6 データ測定法
- § 3-7 実験条件

参考文献

#### 第4章 データ整理

- § 4-1 数え落しの補正
- § 4-2 SSD の個々のチャンネルの計数率のばらつきの補正
- § 4-3 編集(EDIT)
- § 4-4 再編集(REEDIT)
- § 4-5 輻射補正
- § 4-6 データの規格化
- § 4-7 スペクトル  $|W_{TJ}(q)|^2$ , ピーク分離, エラーの評価

参考文献

#### 第5章 理論計算

- § 5-1 Open Shell Random Phase Approximationの簡単な説明及びこの理論の有効性
- § 5-2 理論計算の概要
- § 5-3 2体相互作用のパラメーター
- § 5-4 OSRPA のパラメーター
- § 5-5 OSRPA の力のパラメーター依存性

参考文献

#### 第6章 レベルの $J^\pi$ のアサインメント及び議論

- § 6-1 レベルの  $J^\pi$  アサインメント
- § 6-2 磁氣的巨大共鳴
- § 6-3 各多重極に対する遷移強度
- § 6-4  $^{24}\text{Mg}$  の原子核に対する定性的議論

参考文献

#### 第7章 結論と今後の課題

謝 辞

#### Appendix

- § A-1 Open Shell Random Phase Approximation
- § A-2 OSRPA による遷移振幅の計算
- § A-3 2体相互作用行列要素の計算方法

§A-4 ミクロスコピックなモデルによる遷移電流密度の計算

§A-5 単一粒子モデルによる形状因子の計算

§A-6 OSRPA を使って計算した 1 体演算子 (励起波動関数)  $Q_{\lambda}^{+}$

§A-7  $^{24}\text{Mg}$  に対する M2, E3, M4, E5, M6 遷移の遷移電流密度

参考文献

# 論文内容要旨

## 第1章 序論

最近、磁氣的遷移強度のクエンチングから原子核内の  $\Delta$  粒子の自由度に関する議論がなされている。Darmstadt の電子散乱グループは、M1, M2 遷移強度のクエンチングの質量数依存性を調べた結果、 $^{28}\text{Si}$  から  $^{208}\text{Pb}$  で観測される強度は、理論値の50~30%であることが分かった。また、(p, n) 反応で発見されたガモフ・テラー型 M1 巨大共鳴の遷移強度も総和則の30~50%程度しか尽くしていないことが分かって来た。Weiseらは、このクエンチングの原因は、 $\Delta$ - $N^{-1}$  残留相互作用によって磁氣的遷移強度が3-3共鳴に逃げるためであると考えている。一方、江尻らは磁氣的巨大共鳴に遷移強度が吸収されるためであると解釈している。Darmstadt のデータは、励起エネルギーが高々20MeV程度であり、巨大共鳴領域を十分調べていない。したがって、江尻らの解釈を否定する根拠とは成り得ない。磁氣的巨大共鳴は、斥力であり、 $\sigma$ - $\tau$ モードの残留相互作用によって起こると考えられ、励起エネルギーの高い所に存在すると思われる。したがって、磁氣的遷移強度の研究では励起エネルギーの広い範囲に渡ってスペクトルを測定することが重要である。

180° 電子散乱では、横成分形状因子を純粋に測定することが出来る。この形状因子は、磁氣的形状因子と電氣的形状因子から成り、それぞれ、パリティが異なり、 $q$  (運動量移行) のみの関数である。一方、それらは、核模型を使って計算でき、実験的形状因子の  $q$  依存性を理論的形状因子と比べることによって、レベルのスピンのパリティを決めることが出来る。横成分形状因子は、クーロン励起よりも1粒子-1空孔励起的であり、レベル・アサインメントの核模型依存度は高くなる。したがって、レベル・アサインメントに際して精度の高い模型を使う必要がある。

本研究では、これまで180° 弾性散乱に使用されていた核理研の180° 散乱装置を、新しい試みとして非弾性散乱の研究に適用し、①励起エネルギーの広い範囲に渡ってスペクトルを測定し、磁氣的巨大共鳴の追求を行なう事、②核模型として高い精度が期待される Open Shell RPA (OSRPA) による理論的形状因子と実験を比較し、未知のレベルのアサインメントを行なう事、③そのアサインメントに基づき、磁氣的遷移強度を調べ、クエンチングと磁氣的巨大共鳴の関係を明らかにする事を実験の目的としている。

## 第2章 実験

実験は、東北大学核理研300MeV 電子ライナック及び180° 散乱装置を使用した。標的は、 $^{24}\text{Mg}$  を選んだ。これは、180° 散乱装置の非弾性散乱への適用の是非を調べるデータが  $^{24}\text{Mg}$  に存在する事、軽い自己共役核では、励起エネルギー間隔が広く、核理研のマシンの実験分解能を補うことが可能と考えられるためである。 $^{24}\text{Mg}$  の厚さは、43.2mg/cm<sup>2</sup>、純度99.96%である。その他にデータの規格化用として  $^9\text{Be}$  (129.3mg/cm<sup>2</sup>、純度100%) を使用した。散乱角を180° に固定し、

入射電子エネルギー $E_0$ を85~200MeV( $q=0.85\sim 2.0\text{fm}^{-1}$ )まで、20~25MeV間隔で変化させながら7点のスペクトルを測定した。励起エネルギー領域は、 $E_0=85\text{MeV}$ で $\omega=0\sim 17\text{MeV}$ 、 $E_0=120\text{MeV}$ で $\omega=0\sim 32\text{MeV}$ 、その他は $\omega=7\sim 31\text{MeV}$ である。実験分解能は、0.3%程度である。

### 第3章 解析

形状因子は、データ整理で得られたエネルギー・スペクトルをピーク分離することによって得られた。離散的エネルギー領域( $\omega=9\sim 20\text{MeV}$ )で40本、巨大共鳴領域( $\omega=20\sim 30\text{MeV}$ )で2本のピークが分離された。バックグラウンドは、準弾性散乱によるものと考え、その立ち上がりを陽子放出しきい値(11.7MeV)を仮定し、高励起エネルギー側で直線的にデータ点を切るように現象論的に引いた。スペクトルの一例を第1図に示す。

理論計算は、RoweらによるOSRPAコードを使用した。このモデルは、 $^{12}\text{C}$ への適用によって、その有効性が確認されている。また、Zarekらによって $^{24}\text{Mg}$ のM6レベルの研究でも適用されており $^{24}\text{Mg}$ のM6以外のレベルに対してもこのモデルが有効であることが期待される。OSRPAの計算に必要な2体相互作用行列要素は、我々が作成した計算コードを使用した(後に、原子核研究所の小川氏のコードを使用した)。Gilletらによる種々の中心力を使って、2体相互作用行列要素を計算し、OSRPAの計算結果を比較すると、OSRPAの結果は、種々のパラメーターにあまり依存しないことが分かった。我々の議論では $^{12}\text{C}$ 、 $^{16}\text{O}$ から求められたパラメーター“COP”を使用した。単一粒子レベル・エネルギーは、Ajzenbergらの実験値から求めた。占拠率は、SinghalらのShell Model計算の結果を使った。Shell Model空間は $1\hbar\omega$ にトランケートし、バレンス空間を $0p\sim 1s-0d$ 殻とした。OSRPAの適用は、理論形式上の問題からマイナス・パリティ状態に制限される。我々の実験条件では、 $q$ が大きいので $1^-$ 遷移の研究には適さない。したがって、議論では、 $1^-$ を除き、我々のShell Model空間で可能な $2^-$ 、 $3^-$ 、 $4^-$ 、 $5^-$ 、 $6^-$ について行なう。特に、それらの磁氣的遷移に注目して議論する。

### 第4章 実験結果及び議論

OSRPAを使って計算した形状因子と実験的shape因子を比較することによって、レベルの $J^\pi$ アサインメントを行なった。その例を第2図に示す。また、アサインメントの結果を第1表に示す。励起エネルギー9~30MeV領域に於いて、10本のM2、6本のM4、8本のE3レベルが新しく見出された。M2、M4遷移強度分布の理論と実験の比較を第3図、第4図に示す。理論では、 $E_{\text{theo}}=30.4\text{MeV}$ 、 $E_{\text{theo}}=22.0\text{MeV}$ に強いM2、M4レベルが予想される。実験で得られたスペクトルには、 $E_x=22.2\text{MeV}$ 、 $27.5\text{MeV}$ に幅の広いピークが観測される。これらのレベルの形状因子を第5図に示す。 $E_x=22.2\text{MeV}$ のレベルは、エネルギー位置、形状因子の $q$ 依存性、遷移強度のどれも理論で予想される $E_{\text{theo}}=22.0\text{MeV}$ 、M4レベルによく一致する。このM4レベルは、energy weighted sumの60%を尽くし、磁氣的巨大共鳴の性格を持っている。した

がって、 $E_x=22.2\text{MeV}$  の幅広いレベルは、M4 巨大共鳴の可能性が強いと思われる。一方、 $E_x=27.5\text{MeV}$  のレベルは、 $q$  依存性からは、M2 ( $E_{\text{theo}}=25.1\text{MeV}$ )、E3 ( $E_{\text{theo}}=25.6\text{MeV}$ ) のどちらとも決められない。それらは、どちらも B 値は小さく、energy weighted sum の 5% (M2)、18% (E3) しか尽くしていない。

各多重極のクエンチングを第 6 図に示す。我々の解析では、遷移強度の上限を押えることになる。一方、レベル・アサインメントの不確定定なものを除くことによって下限をも決めることが出来る。第 6 図には、クエンチングの上・下限を示す。第 6 図から、クエンチングの上限は、M2=50%、E3=85%、M4=90%、E5=80%、M6=50%程度であることが分かる。M2 遷移のクエンチングの結果を Darmstadt の結果と比較するとよく一致することが分かった。しかし、我々の M2 遷移の結果は、残りの遷移強度が 3-3 共鳴に逃げていることを意味するものではない。理論では、Traini の総和則の 80% を尽くす M2 巨大共鳴が 30MeV 附近に存在する。我々の実験では、 $q$  が高か過ぎ、スペクトルには、はっきり現われていない。しかし、M4 巨大共鳴の存在は、M2 遷移でも残りの遷移強度が M2 巨大共鳴に吸収されていることを示唆する。

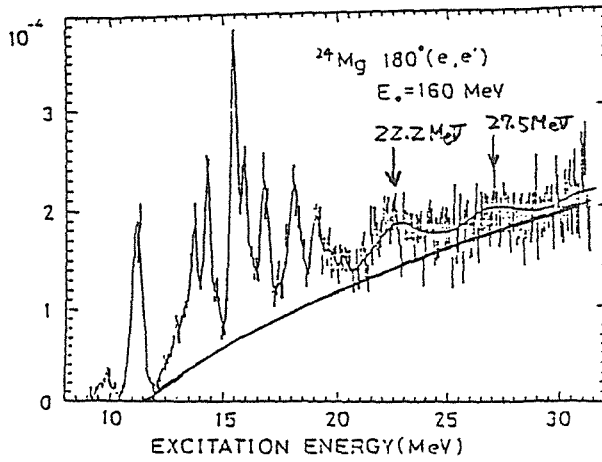
M6 レベルは、 $0d_{5/2} \rightarrow 0f_{7/2}$  のストレッチした状態である。その場合、コンベクション電流の寄与は零となり、形状因子は純粋にスピンの寄与となる。したがって、形状因子の理論と実験の比較から、原子核内のスピン  $g$  因子の繰り込み因子  $\gamma$  を求めることが出来る。ここで  $\gamma$  は、次式より計算される。

$$\gamma = \frac{g_{\text{eff}}}{g_{\text{free}}} = \sqrt{\frac{|F^{\text{exp}}(q)|^2}{|F^{\text{theo}}(q)|^2}}$$

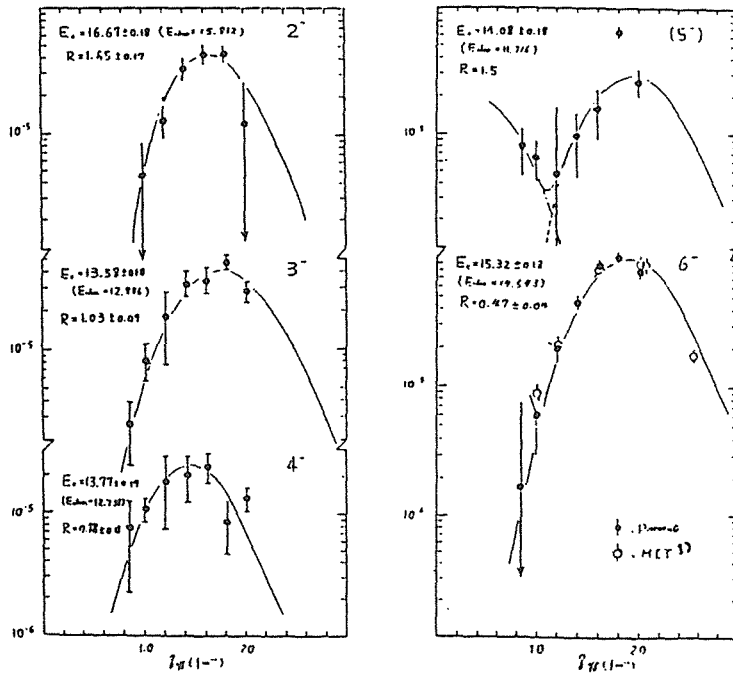
$g_{\text{free}}$  は自由格子の、 $g_{\text{eff}}$  は原子核内のスピン  $g$  因子である。 $|F^{\text{exp}}(q)|^2$  は実験的形状因子、 $|F^{\text{theo}}(q)|^2$  は、理論的形状因子である。M6 遷移から  $\gamma$  を求めると  $\gamma \sim 0.7$  であることが分かった。

#### 第 4 章 結 論

- (1)  $^{24}\text{Mg}$  に対して、励起エネルギー  $E_x = 9 \sim 30\text{MeV}$  で第 1 表に示すように、10本の M2、6本の M4、8本の E3 レベルが新しく見出された。特に、 $E_x=22.2\text{MeV}$  の幅の広いピークは、形状因子の  $q$  依存性、エネルギー位置、遷移強度について OSRPA で予想される M4 巨大共鳴と一致することから M4 巨大共鳴の可能性が強いと思われる。
- (2) 各多重極に対する遷移強度のクエンチングは、M2=50%、E3=85%、M4=90%、E5=80%、M6=50%程度である。M2 遷移強度のクエンチングは、Darmstadt の M2 遷移のクエンチングの質量数依存性とよく合う。しかし、このことは、必ずしも残りの遷移強度が 3-3 共鳴に逃げていることを意味するものではない。我々の実験結果では、30MeV 附近に予想される M2 巨大共鳴に逃げている可能性が強いことが示唆された。
- (3) M6 遷移から求められた  $^{24}\text{Mg}$  のスピン  $g$  因子の繰り込み因子  $\gamma$  ( $g_{\text{eff}} = \gamma g_{\text{free}}$ ) の値は、0.7 程度である。

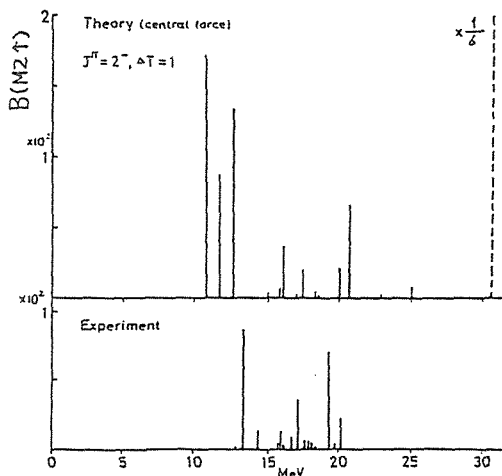


第1図 スペクトルの例。

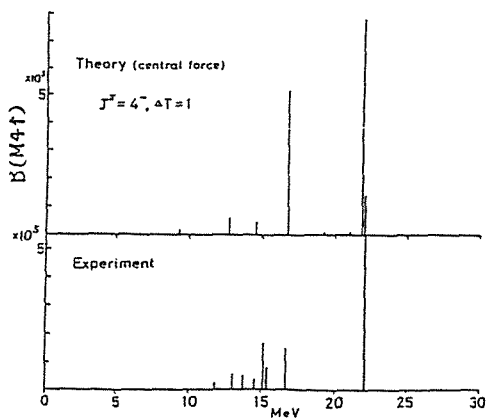


1) H. Zank et al. Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 250

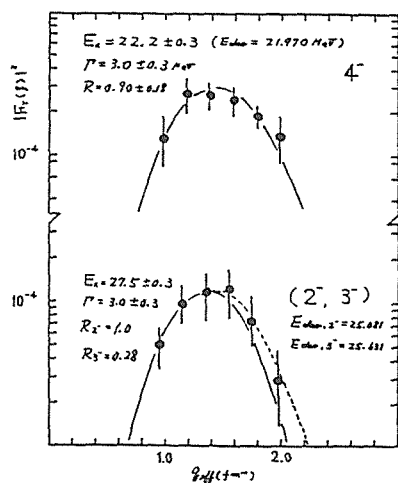
第2図 非対称因子の理論と実験の比較の例。



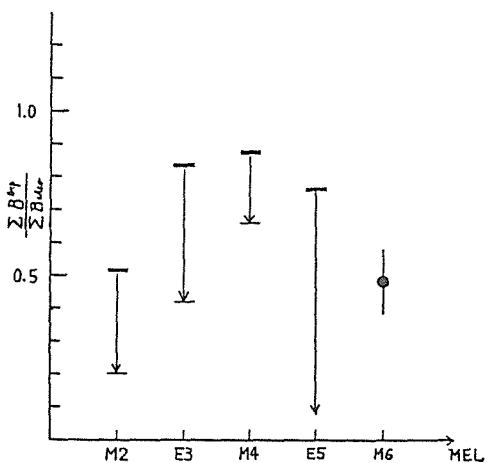
第 3 図 M2 遷移強度分布の理論 (OSRPA) と実験結果の比較。



第 4 図 M4 遷移強度の理論 (OSRPA) と実験結果の比較。



第 5 図  $E_x = 22.2 \text{ MeV}$ ,  $E_x = 27.5 \text{ MeV}$  のレベルの形状因子と理論の比較。



第 6 図 M2, E3, M4, E5, M6 遷移に対するクエンチング。ここでは、クエンチングは、理論的強度に対する観測された強度の比  $\frac{\sum B^{\text{exp}}}{\sum B^{\text{theo}}}$  で定義されている。



第1表 本研究でのレベル・アサインメントの結果。

Ex (MeV)	$J^{\pi}, T=1$ Present	R	Fagg <sup>1)</sup> et al.	Johnston <sup>2)</sup> et al.	Zarek <sup>3)</sup> et al.
* 9.98±0.18	1 <sup>+</sup>		1 <sup>+</sup>	1 <sup>+</sup>	
10.32±0.19	3 <sup>-</sup>	0.85			
*10.68±0.20	1 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>		1 <sup>+</sup>	1 <sup>+</sup>	
11.83±0.19	4 <sup>-</sup>	1.36			
12.21±0.18	3 <sup>-</sup>	2.12			
*12.81±0.20	(2 <sup>+</sup> , 2 <sup>-</sup> )	(0.28)	2 <sup>-</sup>	2 <sup>-</sup>	
13.08±0.18	4 <sup>-</sup>	1.03			
*13.31±0.20	(2 <sup>-</sup> ) + (5 <sup>-</sup> )	0.50 + (2.50)	2 <sup>-</sup>	2 <sup>-</sup>	
13.57±0.18	3 <sup>-</sup>	1.50			
13.77±0.18	4 <sup>-</sup>	0.91			
14.08±0.20	(1 <sup>-</sup> , 5 <sup>-</sup> )	(1.50)			
14.30±0.18	(2 <sup>-</sup> )	3.75			
14.56±0.18	4 <sup>-</sup>	0.89			
15.05±0.18	(3 <sup>-</sup> )	5.63			
15.15±0.18	(4 <sup>-</sup> )	0.32			
*15.32±0.18	6 <sup>-</sup>	0.47			6 <sup>-</sup>
15.40±0.18	4 <sup>-</sup>	1.80			
15.72±0.18	2 <sup>-</sup>	2.25			
15.89±0.18	2 <sup>-</sup>	3.75			
16.13±0.18	2 <sup>-</sup>	0.71			
16.44±0.95	(4 <sup>-</sup> )	0.29			
16.69±0.18	2 <sup>-</sup>	1.58			
17.12±0.20	2 <sup>-</sup>	1.68			
17.38±0.18	3 <sup>-</sup>	1.10			
17.68±0.18	2 <sup>-</sup>	1.93			
17.96±0.18	2 <sup>-</sup>	0.99			
18.19±0.18	2 <sup>-</sup>	0.87			
18.43±0.18	(3 <sup>-</sup> , 2 <sup>-</sup> )	(0.65 + 0.65)			
18.78±0.18	3 <sup>-</sup>	0.92			
18.98±0.18	3 <sup>-</sup>	1.88			
19.27±0.18	(2 <sup>-</sup> )	3.30			
19.55±0.18	3 <sup>-</sup>	0.16			
19.78±0.18	2 <sup>-</sup>	1.04			
20.00±0.18	3 <sup>-</sup>	0.32			
20.25±0.18	2 <sup>-</sup>	1.03			
22.2 ±0.3	4 <sup>-</sup>	0.90			
27.5 ±0.3	(2 <sup>-</sup> ), (3 <sup>-</sup> )	(1.03), (0.28)			

- 1) L.W.Fagg *et al.*: Phys. Rev. C1(1970) 1137.
- 2) A.Johnston and T.E.Drake: J.Phys.A7(1974) 898.
- 3) H.Zarek *et al.*: Phys. Rev. Lett. 38(1977) 750.

## 論文審査の結果の要旨

原子核の磁氣的遷移の研究は、磁氣的巨大共鳴の存在、中間子交換電流効果、芯偏極、 $\Delta$ -空孔の影響等を調べる目的で非常に注目されている。本論文は $180^\circ$ 非弾性電子散乱により $^{24}\text{Mg}$ の高励起状態について実験を行い、励起エネルギーが9 MeV から30MeV の領域に17本の新しい磁氣的遷移 M2, M4 の励起状態を見出した。特に22.2MeV に M4 巨大共鳴の存在を示唆した。

実験は東北大学300MeV 電子ライナックと $180^\circ$ 電子散乱装置を使って行われ、入射エネルギー85~200MeV の範囲で $^{24}\text{Mg}$ の励起エネルギー30MeV までの散乱電子スペクトルを測定した。著者は磁氣的非弾性電子散乱の理論的解析手段が整備されていなかったため、トロント大学より open shell RPA 計算コードを入手し、その計算に必要な two body matrix elements のプログラム等を作成し、open shell RPA による解析を可能にした。実験で求めた準位の励起エネルギー、形状因子、遷移強度と open shell RPA の理論値との比較から、準位のスピン・パリティを同定した。その結果 M2, E3, M4, E5, M6 の個々の準位について遷移強度が求められ、磁氣的遷移に関しては、M2 で50%、M4 で90%、M6 で50%の quenching が起っていることが明らかにされた。又22.2MeV に見つかった新しい共鳴は形状因子の  $q$  依存性、励起エネルギー、遷移強度が理論で予想される M4 巨大共鳴と一致することから、本論文ではじめて M4 に対する磁氣的巨大共鳴の存在が示唆された。

以上の如く、本論文は著者が自立して研究活動を行うに必要な高度の研究能力と学識を有することを示しており、よって齋藤健治提出の論文は理学博士の学位論文として合格と認める。