

ISSN 0385-2105

RESEARCH REPORT  
OF  
LABORATORY OF NUCLEAR SCIENCE  
TOHOKU UNIVERSITY

# 核 理 研 研 究 報 告

第 15 卷      第 1 号

1982 年 6 月

東 北 大 学 理 学 部

原 子 核 理 学 研 究 施 設

## 刊 行 規 定

1. 「核理研研究報告」は核理研共同利用による実験報告及びそれに直接関連した研究報告等を掲載します。
2. 本誌掲載の論文に対しては原則として審査を行っておりません。  
但し、特別の事情がある場合には投稿論文の掲載を拒否し、あるいは書き直しを求める事があります。
3. 本誌の論文を欧文の論文中に引用される際は Research Report of Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University 又は Private Communication として引用する事とし、著者の承諾を得た上で引用して下さい。
4. 本誌は毎年6月と12月に発行します。

## 投 稿 規 定

1. 邦文の原稿はA4版400字詰原稿用紙を使用して下さい。用語は可能な限り文部省編さん「学術用語集」によって下さい。
2. 引用文献、記号、単位、数式、文字指定等は Journal of the Physical Society of Japan の「投稿の手引」に従って下さい。  
特に次の点について御注意下さい。

原稿には添字、ギリシャ文字、イタリック、ゴシック、立体、まぎらわしい大文字及び小文字を赤鉛筆で指定して下さい。但し、文中の文字記号及び数式は原則としてイタリックで組みますので、単位及び元素記号、数式中特に立体とすべき文字記号は必ず立体の指定をして下さい。英文の原稿の場合は、イタリックの方を指定して下さい。

3. 図及び表には1枚毎に「第1図」、「第2表」のように番号を付けて下さい。図は全て墨入れし、縮尺又は刷り上がり寸法を記入して下さい。但し、1/3以下の縮尺は御遠慮下さい。
4. 図及び表の挿入個所を原稿に指定して下さい。
5. 図及び表の説明をそれぞれ別紙にまとめて原稿の末尾につけて下さい。
6. 原稿締切日は4月30日と10月31日です。原稿は下記あて提出して下さい。

仙台市三神峯1-2-1 郵便番号 982

東北大学理学部原子核理学研究施設

「核理研研究報告」編集係

# 核理研研究報告 第15巻 第1号 目次

## I 原子核物理

- I-1  $^{134}\text{Ba}$ ,  $2_1^+$ 準位に関する非弾性電子散乱によるIBMの検証 ..... 1  
(核理研, 原研\*)  
守 和彦, 水野 義之, 寺沢 辰生, 鳥塚 賀治  
大塚 孝治\*
- I-2 後方電子準弾性散乱による原子核の応答関数の研究(I) ..... 9  
(核理研, 情教センター\*)  
水野 義之, 守 和彦, 小黒 瞬, 寺沢 辰生  
鳥塚 賀治, 川添 良幸\*
- I-3  $^{13}\text{C}(e, \pi^+)^{13}\text{B}^*$ に現われる強いスピントリフリップ転移(II) ..... 27  
(核理研, 教養部\*, RPI\*\*, ソウル大\*\*\*)  
取越 正己, 山崎 正晴, 佐々木 修, 遠山 伸一  
坪田 博明\*, 庄田 勝房, K. Min\*\*, 成 百能\*\*\*
- I-4  $^{24}\text{Mg}(e, \alpha)$ 反応の研究(II) ..... 31  
(核理研, 教養部\*)  
広岡 恵, 田中 俊成, 日野 威, 田中 陽  
宮瀬 晴久\*, 玉江 忠明, 菅原 真澄
- I-5 The Photoproton Reactions of  $^{25}\text{Mg}$  and  $^{28}\text{Si}$  ..... 42  
(メルボルン大, 核理研\*)  
R. A. Sutton, M. N. Thompson, 広岡 恵\*  
田中 俊成\*, 庄田 勝房\*
- I-6  $^{63}\text{Cu}(e, p_0)$ 反応に於ける角度依存性 ..... 50  
(教養部, 情教センター\*, 理学部物理\*\*)  
宮瀬 晴久, 坪田 博明, 川添 良幸\*, 塚本 龍男\*\*
- I-7  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{93}\text{Nb}(e, p)$ ,  $(e, \alpha)$ 反応 ..... 53  
(核理研)  
日野 威, 田中 俊成, 広岡 恵, 菅原 真澄  
玉江 忠明

## II 物性物理

- II-1 Short-range Structure of Amorphous Silicon Monoxide  
by T-O-F Pulsed Neutron Total Scattering ..... 59  
(金 研)  
上野 光明, 三沢 正勝, 鈴木 謙爾
- II-2 An Experimental Observation of Bridging and Non-bridging  
Oxygen Atoms around a Phosphorus Atom in  $\text{NaPO}_3$  Glass ..... 63  
(金 研)  
上野 光明, 三沢 正勝, 鈴木 謙爾
- II-3 エンコード方式による位置敏感中性子シンチレーター検出器 ..... 67  
(核理研, 東大物性研\*, 日本光学\*\*)  
新村 信雄, 山田 和芳, 窪田 健雄, 星埜 禎男\*  
松本 明\*\*
- II-4 アンガーカメラ方式による位置敏感中性子シンチレーター検出器 (I) ..... 76  
(理学部物理, 核理研\*)  
目良 充, 新村 信雄\*, 山田 和芳\*, 窪田 健雄\*  
石川 義和
- II-5  $^6\text{Li}$  ガラスシンチレーターによる中性子と  $\gamma$  線の識別 ..... 84  
(核理研)  
山田 和芳, 新村 信雄, 窪田 健雄
- II-6  $\text{Tb Zn}_{1-x} \text{Cu}_x$  ( $x = 0, 0.36$ ) の放射線損傷 ..... 97  
(金研, 新潟大理学部\*, 理学部物理\*\*, 工学部原子核\*\*\*)  
篠原 猛, 古沢 昭\*, 林部 昭吾\*\*, 山口 貞衛\*\*\*  
神山 崇

## III 放射化学

- III-1 Solvent Extraction of Uranium by Hydroxyoximes ..... 103  
(選 研)  
秋葉 健一, 菅野 卓治

Ⅲ-2 ヒ素(Ⅲ), ヒ素(Ⅴ)のハロゲン化物抽出挙動……………108  
(理学部化学)

庄子 英利, 井村 久則, 鈴木 信男

Ⅲ-3 無担体  $^{83}\text{Br}$  標識臭化アルキルの簡易調製法……………114  
(理学部化学, 核理研\*)

村野 宜史, 伊澤 郡蔵, 八木 益男\*

Ⅲ-4 A型ゼオライトにおけるSrの動的交換特性……………120  
(選 研)

木村 敏也, 三村 均, 菅野 卓治

Ⅲ-5 Self-diffusion of  $^{67}\text{Cu}$  in Copper……………127  
(工学部金材)

藤川辰一郎, 平野 賢一

#### IV 加速器・測定器

IV-1 150 MeV電子パルスビーム・ストレッチャー(SSTR)試運転結果……………137  
(核理研, 教養部\*, 情教センター\*\*)

玉江 忠明, 今野 收, 武藤 正勝, 田中 俊成

吉田 克久, 笹沼 東一, 柴崎 義信, 浦澤 茂一

寺沢 辰生, 山田 和芳, 栗原 亮, 一戸 隆

高橋 重伸, 宮瀬 晴久\*, 川添 良幸\*\*

鳥塚 賀治, 菅原 真澄

IV-2 150 MeV電子パルスビーム・ストレッチャー(SSTR)機器構成……………144  
(核理研, 教養部\*, 情教センター\*\*, 三菱電機\*\*\*)

今野 收, 玉江 忠明, 笹沼 東一, 武藤 正勝

田中 俊成, 吉田 克久, 山本 俊二\*\*\*, 一戸 隆

根本 重伸, 柴崎 義信, 宮瀬 晴久\*, 川添 良幸\*\*

浦澤 茂一, 山田 和芳, 菅原 真澄, 鳥塚 賀治

IV-3	150 MeV 電子パルスビーム・ストレッチャー (SSTR) 用 電磁石磁場測定 (II) .....	156
	(核理研)	
	吉田 克久, 今野 収, 笹沼 東一, 玉江 忠明 武藤 正勝, 山田 和芳, 菅原 真澄	
IV-4	150 MeV 電子パルスビーム・ストレッチャー (SSTR) の制御系 .....	164
	(核理研)	
	武藤 正勝, 柴崎 義信, 今野 収, 玉江 忠明 菅原 真澄	
IV-5	加速器材料等の誘導放射能 .....	170
	(核理研)	
	榎本 和義, 今野 収, 八木 益男	
V	加速器・データ処理装置稼動状況	
V-1	昭和56年度マシン報告 .....	183
	(核理研マシングループ)	
	浦澤 茂一, 今野 収, 一戸 隆, 栗原 亮 高橋 重伸, 柴崎 義信	
V-2	データ処理装置稼動状況 .....	185
	(核理研計測グループ)	
	小山田正幸, 金森 浩, 窪田 健雄, 佐藤 正幸 武藤 正勝	
VI	論文リスト .....	187

# I. 原 子 核 物 理

# $^{134}\text{Ba}$ , $2_1^+$ 準位に関する非弾性電子散乱 による IBM の検証

核理研, 原研\*

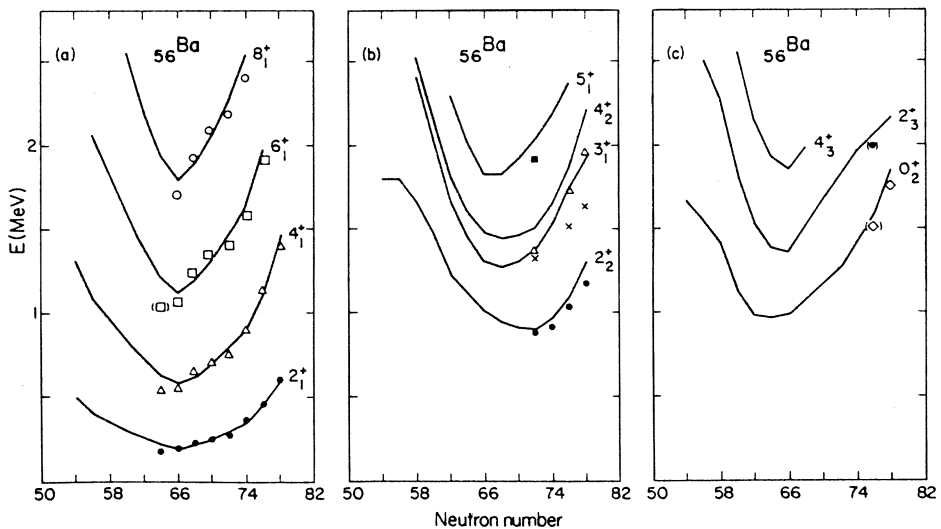
守 和彦・水野義之・寺沢辰生

鳥塚賀治・大塚孝治\*

## § 1. 序

相互作用するボゾン模型 (IBM)<sup>1)</sup> が, Arima と Iachello により導入されて以来, この模型は, 中重核の低励起集団運動状態の励起準位構造, 各準位間の  $B(E2)$  値, 励起状態の  $Q$ -モーメントなどの実験値を, 球形核から変形核まで系統的に説明出来るため, 近年注目されている模型の1つである。

今回の実験の目的は,  $^{134}\text{Ba}$  の  $2_1^+$  準位の非弾性電子散乱による形状因子を測定し, IBM から予想される理論値と比較することである。1つの準位の形状因子を IBM で記述するためには, 他の数本の準位の形状因子からパラメータを決定する必要がある, このような試みの実験は, これまで  $^{150}\text{Nd}$  に対する1例<sup>2)</sup>があるにすぎない。しかし,  $^{150}\text{Nd}$  の実験では,  $1^-$  と  $2_2^+$  が



第1図  $^{56}\text{Ba}$  の準位の実験値と IBM による理論値 (実線) との比較 (文献3より)。



分離できず、IBMが電子散乱の実験値と矛盾がないか未だ解っていない。今回標的として用いた $^{134}\text{Ba}$ は、 $2\uparrow$ 準位への遷移に限り必要なパラメータの数が少く、また、 $^{134}\text{Ba}_{78}$ と外殻陽子数又は外殻中性子数が対応する semi magic 核  $^{138}\text{Ba}_{82}$ ,  $^{124}\text{Sn}_{74}$  ( $^{128}\text{Sn}_{78}$ の代用)が安定に存在し、パラメータの決定にそれらの核を利用できる原子核である。さらに、Baは、IBMにより、準位構造、 $B(E2)$ 値などの実験値が良く説明されている核であるので、電子散乱と比較するには、適切な原子核と思われる。第1図に、Baの同位体に対する準位構造及びIBMによる理論値(実線)を示す(文献3より抜粋)。

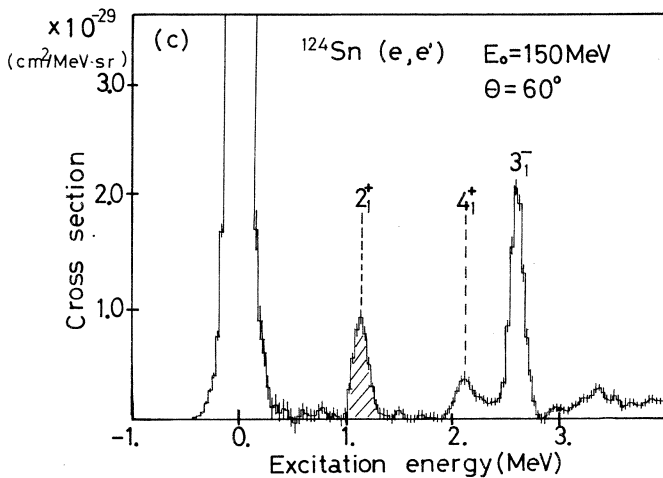
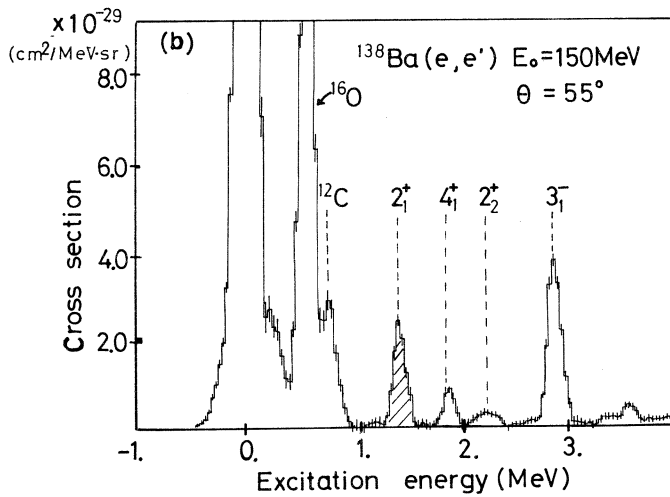
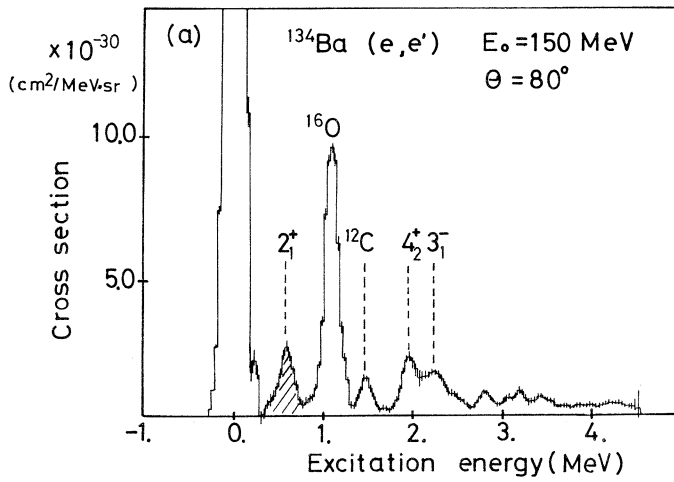
## § 2. 実験及び解析

実験は東北大学原子核理学研究施設の300MeVライナックを用いて行なった。標的として、 $^{134}\text{Ba}$  (25.50 mg/cm<sup>2</sup>; 59.40%)、 $^{138}\text{Ba}$  (29.38 mg/cm<sup>2</sup>; 99.80%)、 $^{124}\text{Sn}$  (27.54 mg/cm<sup>2</sup>; 98.74%)を用いた。縦成分形状因子で理論値と実験値を比較するため、横成分形状因子の寄与が無視出来る様に、前方散乱角で測定を行なった。測定条件を第1表に示す。

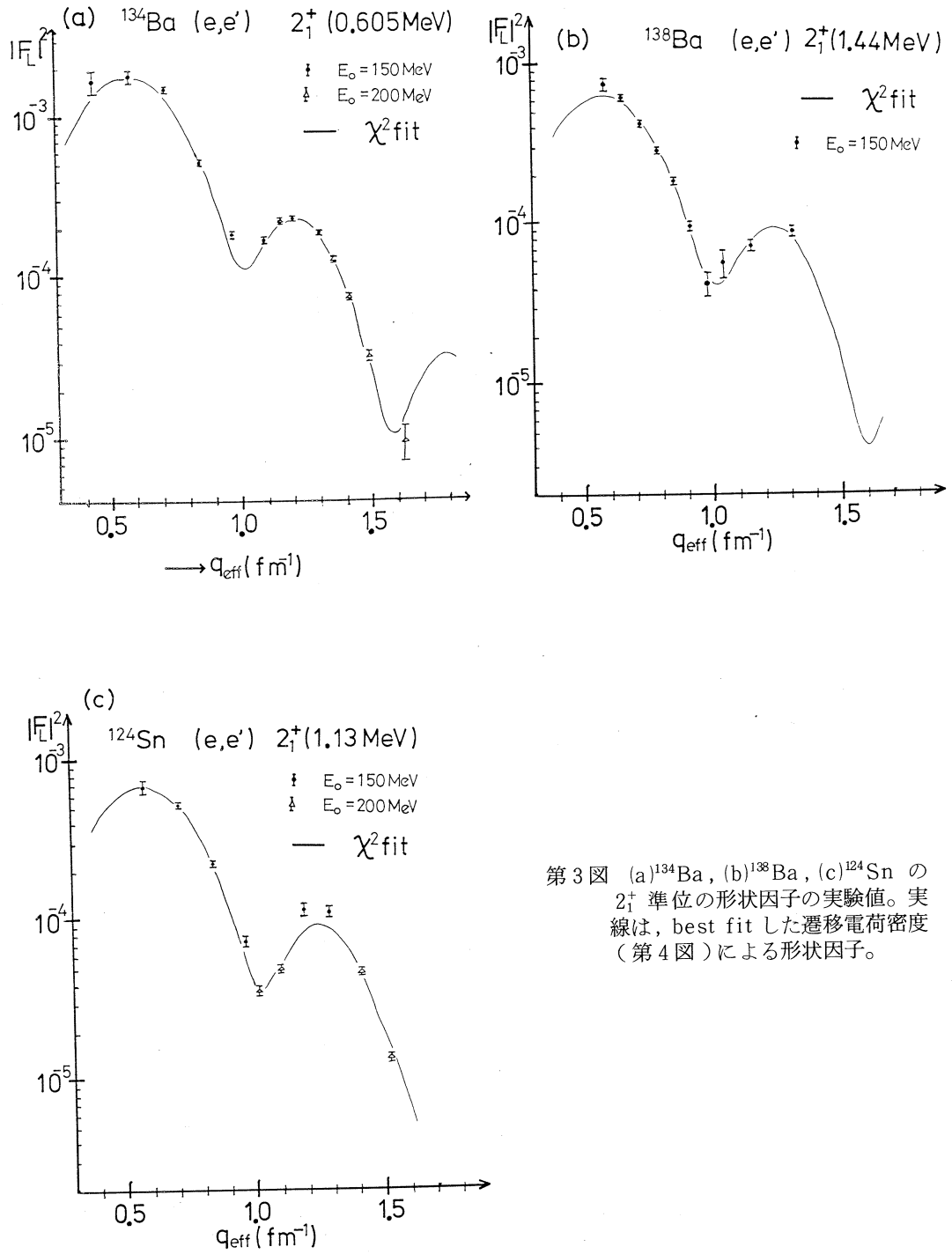
第1表 測定条件。

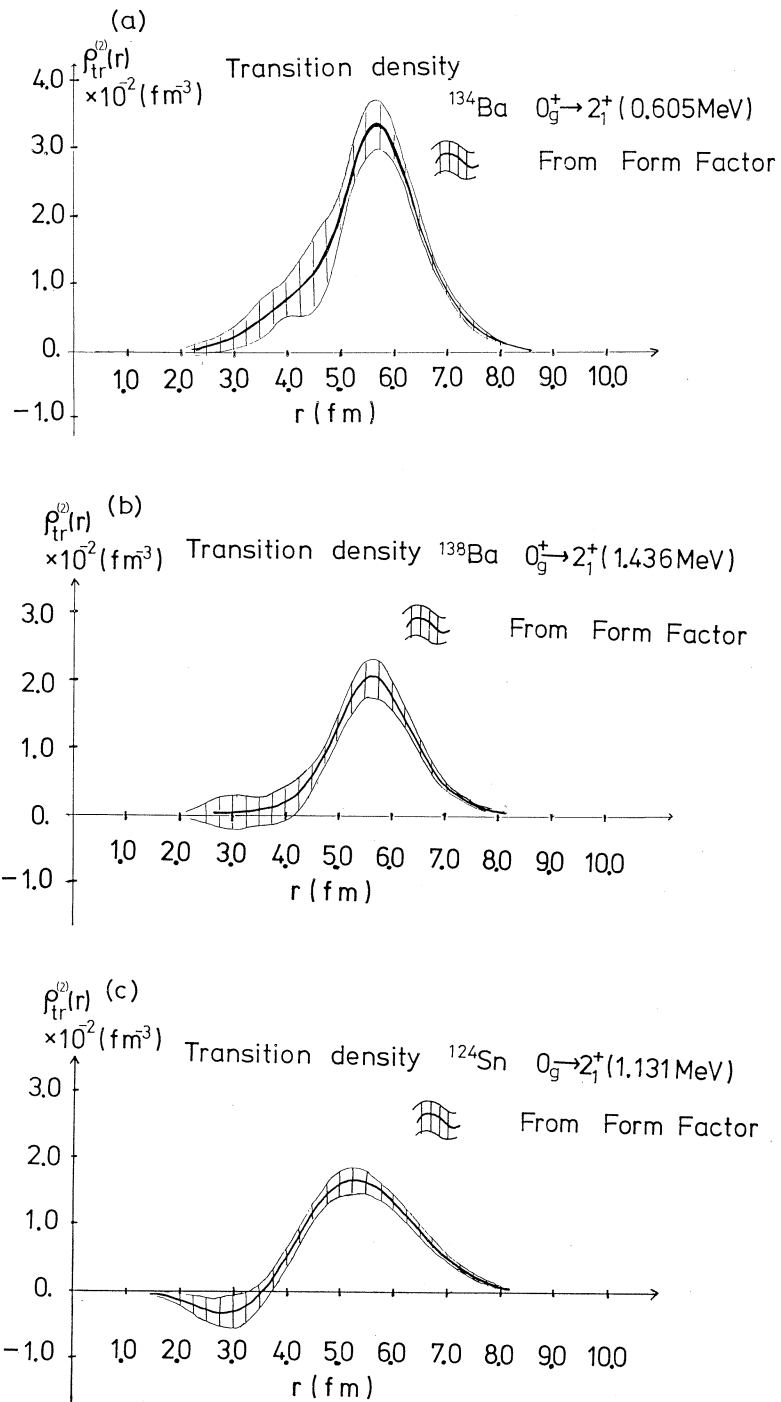
標 的	入射エネルギー	散 乱 角	$q_{\text{eff}}$ (fm <sup>-1</sup> )
$^{134}\text{Ba}$	150 MeV	30°, 40°, 50°, 60°, 70°, 80°, 90°, 100°	0.4 ~ 1.5
	200 MeV	63°, 76°, 80°, 85°, 95°	
$^{138}\text{Ba}$	150 MeV	40°, 45°, 50°, 55°, 60°, 65°, 70°, 75°, 85°, 100°	0.5 ~ 1.3
$^{124}\text{Sn}$	150 MeV	40°, 50°, 60°, 70°, 90°, 100°	0.5 ~ 1.4
	200 MeV	55°, 60°, 80°, 87.5°	

各標的に対して測定した散乱電子スペクトル(輻射補正後)の1例を第2図に示す。IBMと比較するために用いた $2\uparrow$ 準位を斜線で示してある。 $^{134}\text{Ba}$ ,  $^{138}\text{Ba}$ のスペクトルには、 $^{16}\text{O}$ と $^{12}\text{C}$ の弾性散乱ピークが見られるが、これらのピークが $2\uparrow$ 準位と重なる場合は、それぞれのピークにガウス型の形状を仮定したピーク分離で形状因子を求めた。各標的に対する $2\uparrow$ 準位の形状因子を第3図に示す。遷移電荷密度に適当な関数形を仮定し、形状因子の実験値を最も良く再現した時の遷移電荷密度を第4図に示す。また斜線は、実験値の誤差を伝播させたものである。またその時の形状因子を第3図に実線で示してある。



第2図 散乱電子スペクトルの1例。標的は、それぞれ、(a)  $^{134}\text{Ba}$ 、(b)  $^{138}\text{Ba}$ 、(c)  $^{124}\text{Sn}$ である。斜線は、IBMと比較するために用いた  $2_1^+$  準位を示す。





第4図 (a) $^{134}\text{Ba}$ , (b) $^{138}\text{Ba}$ , (c) $^{124}\text{Sn}$ の形状因子の実験値に best fitさせた遷移電荷密度。斜線は誤差を示す。

### § 3. IBMの電子散乱への適用

今回の実験においては、基底状態から  $2_1^+$  準位への E2 遷移で IBM と比較するので、以下 E2 遷移に話を限る。

電子散乱における四重極遷移演算子は、通常の核子空間では、占拠数表示で、

$$\hat{\rho}_{2m}(r) = \sum_{\alpha, \beta} \langle \alpha | \hat{\rho}_{2m}(r) | \beta \rangle [a_{\alpha}^{\dagger} \tilde{a}_{\beta}]_m^{(2)} \quad (1)$$

但し、 $|\alpha\rangle$ ,  $|\beta\rangle$  : 一粒子状態

$$\langle \alpha | \hat{\rho}_{2m}(r) | \beta \rangle \propto R_{nl}(r) R_{n'l'}(r)$$

(single particle transition density)

と書けるが、IBMではボゾンの状態として

$s_{\rho}$  ボゾン (角運動量  $0^+$  に組んだ陽子対 ( $\rho = \pi$ ), 又は中性子対 ( $\rho = \nu$ ))

$d_{\rho}$  ボゾン (角運動量  $2^+$  に組んだ陽子対 ( $\rho = \pi$ ), 又は中性子対 ( $\rho = \nu$ ))

しか考慮していないので、四重極遷移演算子は、ボゾン空間では、

$$\begin{aligned} \hat{\rho}_B^{(2)}(r) &= \alpha_{\pi}^{(2)}(r) [d_{\pi}^{\dagger} s_{\pi} + s_{\pi}^{\dagger} \tilde{d}_{\pi}]^{(2)} + \beta_{\pi}^{(2)}(r) [d_{\pi}^{\dagger} \tilde{d}_{\pi}]^{(2)} \\ &+ \alpha_{\nu}^{(2)}(r) [d_{\nu}^{\dagger} s_{\nu} + s_{\nu}^{\dagger} \tilde{d}_{\nu}]^{(2)} + \beta_{\nu}^{(2)}(r) [d_{\nu}^{\dagger} \tilde{d}_{\nu}]^{(2)} \end{aligned} \quad (2)$$

と書ける。<sup>4)</sup> ここで  $\alpha_{\rho}^{(2)}(r)$ ,  $\beta_{\rho}^{(2)}(r)$  は、

$$\alpha_{\rho}^{(2)}(r) \propto \langle d_{\rho} | \hat{\rho}_B^{(2)}(r) | s_{\rho} \rangle$$

$$\beta_{\rho}^{(2)}(r) \propto \langle d_{\rho} | \hat{\rho}_B^{(2)}(r) | d_{\rho} \rangle, \quad \rho = \pi \text{ or } \nu$$

で one boson transition density と呼ばれる量である。それ故、 $0_{gr}^+ \rightarrow 2_1^+$  の遷移電荷密度は、

$$\begin{aligned} \rho_{tr}^{(2)}(r) &= \langle 2_1^+ | \hat{\rho}_B^{(2)}(r) | 0_{gr}^+ \rangle \\ &= \sum_{\rho=\pi, \nu} \{ \alpha_{\rho}^{(2)}(r) A_{\rho}^{02} + \beta_{\rho}^{(2)}(r) B_{\rho}^{02} \} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\text{但し、} A_{\rho}^{02} = \langle 2_1^+ | (d_{\rho}^{\dagger} s_{\rho} + s_{\rho}^{\dagger} \tilde{d}_{\rho})^{(2)} | 0_{gr}^+ \rangle$$

$$B_{\rho}^{02} = \langle 2_1^+ | (d_{\rho}^{\dagger} \tilde{d}_{\rho})^{(2)} | 0_{gr}^+ \rangle$$

となる。基底状態及び  $2_1^+$  準位のボゾン空間での波動関数は、 $^{134}\text{Ba}$  の準位構造、B (E2) 値を再現するもの (第1図) を用いて、(3)式の行列要素  $A_{\rho}^{02}$ ,  $B_{\rho}^{02}$  は計算出来る (第2表)。

しかし、波動関数の動径部分は依然未知であるため、one boson transition density  $\alpha_{\rho}^{(2)}(r)$ ,  $\beta_{\rho}^{(2)}(r)$  を何らかの方法で決定する必要がある。semi magic 核では、基底状態、 $2_1^+$  準位はそれぞれセニヨリティ 0, 2 の状態、すなわち d ボゾンがそれぞれ 0, 1 個ある状態として考えることが出来るため、その間の行列要素は第2表の  $^{124}_{50}\text{Sn}_{74}$ ,  $^{138}_{56}\text{Ba}_{82}$  の様に  $A_{\nu}^{02}$  又は  $A_{\pi}^{02}$  のみ 0 でない値として残る。それ故、semi magic 核での形状因子の実験値から遷移電荷密度

第2表 行列要素  $A_{\rho}^{02}$ ,  $B_{\rho}^{02}$ 。

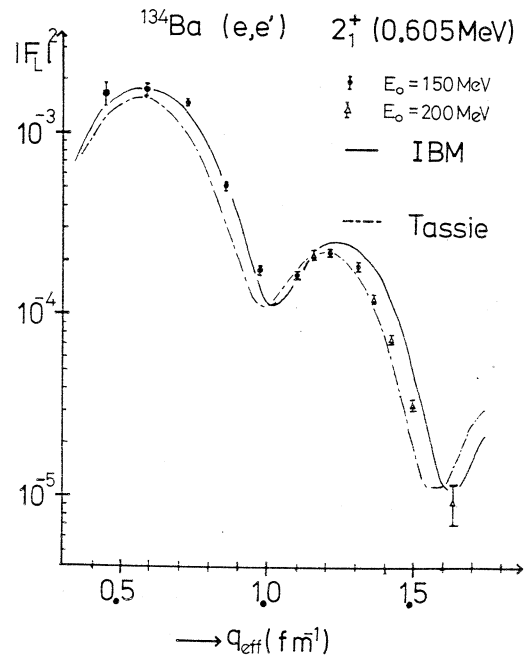
	$A_{\pi}^{02}$	$B_{\pi}^{02}$	$A_{\nu}^{02}$	$B_{\nu}^{02}$
$^{134}\text{Ba} (0_{gr}^+ \rightarrow 2_1^+)$	3,545	0.016	2,583	0.026
$^{124}\text{Sn} (0_{gr}^+ \rightarrow 2_1^+)$	0	0	4,472	0
$^{138}\text{Ba} (0_{gr}^+ \rightarrow 2_1^+)$	3,873	0	0	0

を求めれば、 $\alpha_{\nu}^{(2)}(r)$ ,  $\alpha_{\pi}^{(2)}(r)$ を決定することが出来る。このように我々は、sボゾン、dボゾンの構造が $^{134}\text{Ba}$ とは、変わらないと思われる(それ故 $\alpha_{\rho}(r)$ も変わらないであろう) semi magic核 $^{138}\text{Ba}_{82}$ ,  $^{124}\text{Sn}_{74}$ で実験を行い、その $2_1^+$ 準位への形状因子の実験値から $\alpha_{\pi}^{(2)}(r)$ ,  $\alpha_{\nu}^{(2)}(r)$ をそれぞれ求めた。また(3)式の第2項 $\beta_{\rho}^{(2)}(r)B_{\rho}^{02}$ は、第2表に示すように、 $B_{\rho}^{02}$ が $A_{\rho}^{02}$ に比べて非常に小さいために無視した。

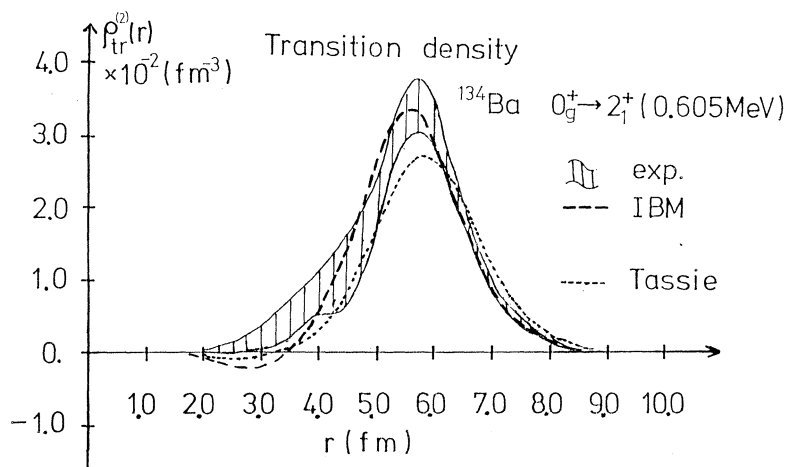
#### § 4. 結 果

$^{134}\text{Ba}$ の $2_1^+$ 準位の形状因子及び遷移電荷密度の実験値を§3の様にして求めたIBMの理論値と共に第5, 6図に示す。また従来、集団運動準位に対して、よく用いられるTassie模型による理論値も比較のために示してある。 $2_1^+$ 準位への $B(E2)$ 値は、既に精度良く測定されている<sup>5)</sup>ので、IBM, Tassie模型共にその $B(E2)$ 値で規格化されている。

IBMは形状因子(第5図)の第1ピーク( $0.4 < q_{\text{eff}} < 0.8 \text{ fm}^{-1}$ )及び、遷移電荷密度(第6図)の核表面付近( $4.5 < r < 7.0 \text{ fm}$ )で、実験値を良く再現している。しかし、形状因子の第2ピーク( $1.1 < q_{\text{eff}} < 1.6 \text{ fm}^{-1}$ )及び遷移電荷密度での核内部( $r < 4.5 \text{ fm}$ )での振舞では実験値と



第5図  $^{134}\text{Ba}$ ,  $2_1^+$ 準位の形状因子の実験値とIBM(実線)及びTassie模型(一点鎖線)による理論値。



第6図  $^{134}\text{Ba}$ ,  $2_1^+$  準位への遷移電荷密度の実験値(斜線)とIBM(棒線)及びTassie 模型(点線)による理論値との比較。

の差異が見られる。この原因の1つとして、 $\alpha_\pi^{(2)}(r)$ ,  $\alpha_\nu^{(2)}(r)$ の決定に用いた、 $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ の形状因子の実験値が  $q_{\text{eff}} \sim 1.4 \text{ fm}^{-1}$  までしかなく、その遷移電荷密度の核内部の振舞が精密に決定出来ず、大きな誤差を供なっていることが挙げられる。このように、今回の実験精度以内では、IBMは電子散乱の実験値と矛盾していないと結論出来るであろう。さらに、低励起集団運動の様相が $^{134}\text{Ba}$ とは、大きく異なる semi magic核 $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ の $2_1^+$ 準位の形状因子を用いて $\alpha_\pi^{(2)}(r)$ ,  $\alpha_\nu^{(2)}(r)$ を決定し、 $^{134}\text{Ba}$ に適用したにも拘らず、実験値を概ね説明した事は、sボゾン、dボゾンが $0^+$ と $2^+$ に組んだ陽子対、又は中性子対であるとするIBMの微視的背景<sup>6)</sup>に対する1つの根拠ともなり得ると思われる。しかしさらにIBMの正当性を電子散乱において検証するためには、形状因子の $q$ -依存性がTassie模型とは大きく異なると思われる $2_2^+$ 準位などで調べる必要があろう(今回の実験では、 $2_2^+$ 準位は小さすぎて見えなかった)。

### 参 考 文 献

- 1) F. Iachello and A. Arima : Phys. Lett. **53B**(1974)309; A. Arima and F. Iachello : Phys. Rev. Lett. **35**(1975)1069.
- 2) A. E. L. Dieperink *et al.* : Phys. Lett. **76B**(1978)135.
- 3) G. Puddu, O. Scholten and T. Otsuka : Nucl. Phys. **A348**(1980)109.
- 4) F. Iachello : Nucl. Phys. **A358**(1981)89.
- 5) A. M. Kleinfeld *et al.* : Nucl. Phys. **A283**(1977)526.
- 6) T. Otsuka : Phys. Rev. Lett. **46**(1981)710.

## 後方電子準弾性散乱による原子核の応答関数の研究 (I)

核理研, 情教センター\*

水野義之・守 和彦・小黒 瞬

寺沢辰生・鳥塚賀治・川添良幸\*

### § 1. はじめに

従来の原子核物理学における核構造の研究は、主な課題が長い間、核分光学的研究にあったために、相互作用という概念は主として、励起エネルギーが約30MeV(巨大共鳴領域)までにおいて有効な概念と考えられた。また原子核内の基本的相互作用の性質は、主に集団運動状態の生成と崩壊の様子を通して調べられてきた。しかしより高励起、大運動量移行の領域において、核子間相互作用の効果が突然消失するとは考えにくい。この問題は、電子準弾性散乱領域の応答関数(散乱電子スペクトル)を通して調べることができる。<sup>1-12)</sup>

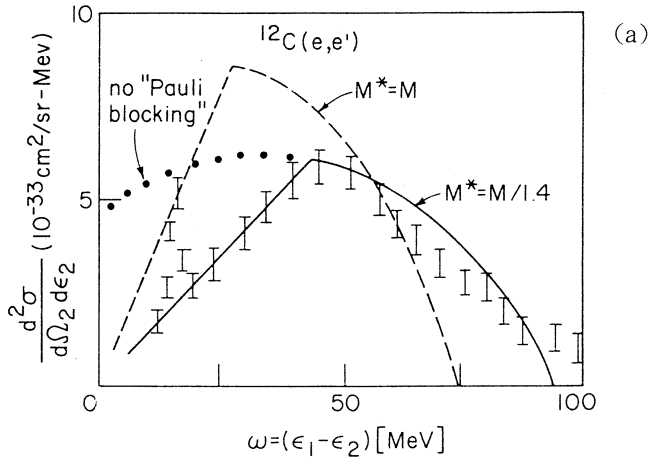
電子散乱とは、運動量 $|\vec{q}|$ 、エネルギー $\omega$ をもった仮想光子( $|\vec{q}| > \omega$ )の全吸収過程である。この実験で観測される応答関数 $R(q, \omega)$ において、電子準弾性散乱の領域とは次の領域を指す。すなわち、 $|\vec{q}|$ と $\omega$ がともに、核内核子のフェルミ運動の尺度(フェルミ運動量 $k_F$ 、フェルミエネルギー $\varepsilon_F$ )に比べて大きな実験条件において、すべての原子核で同じ様に出現し、その応答関数が特徴の少ない釣鐘型の幅広いピークになる領域を指す。この領域のピークの位置 $\omega_{\text{peak}}$ は、 $|\vec{q}|$ とともにほぼ、

$$\omega_{\text{peak}} = \frac{|\vec{q}|^2}{2m^*} = \frac{|\vec{q}|^2}{2m} + \bar{\varepsilon} \quad (1)$$

のように動き、幅はフェルミ運動量 $k_F$ と $|\vec{q}|$ との積に比例する。ここで $m^* < 1$ は核内核子の有効質量、ピークのずれ $\bar{\varepsilon} > 0$ は核子の平均の分離エネルギーと呼ばれるパラメーターである。従ってこの領域は1核子放出過程が主成分であると考えられた。実際に従来(1977年まで)の実験データはこの考え方に基づくフェルミ気体模型でよく説明されると考えられていた(第1図(a), (b)を参照)。

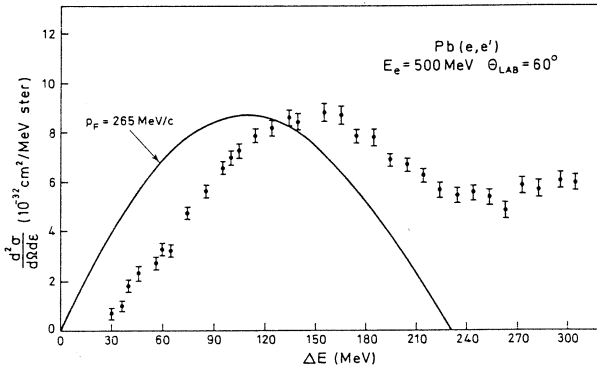
しかし最近になって(1978年以後)、横成分応答関数を分離する新しい実験の発展、<sup>13-20)</sup> および、ピークのずれ $\bar{\varepsilon}$ をめぐるSuzuki,<sup>21, 22)</sup> Rosenfelder<sup>23, 24)</sup>の指摘を始めとして新しい理論の発展により、<sup>25-40)</sup> この領域における散乱過程が単純な1核子放出では理解できない事が





(a)

第1図 (a) LeissとTaylorのデータ。<sup>5)</sup>  $E_e = 150\text{MeV}$ ,  $\theta = 135^\circ$ , 横軸は電子のエネルギー損失。実線は有効質量  $m^* = m / 1.4$  にとった時の、フェルミ気体模型の計算。文献36, p. 486 より転載。



(b)

(b) Whitneyらのデータ。<sup>14)</sup>  $E_e = 500\text{MeV}$ ,  $\theta = 60^\circ$ , 横軸目盛は(a)と同じ。実線は  $m^* = m$  のフェルミ気体模型の計算。ピークの位置のずれは、約  $40\text{MeV}$ 。文献12より転載。

指摘され、核子相関の役割が改めて議論され始めたのが現状である。

従って本研究の目的は次の点にある。

- ①電子準弾性散乱領域において横成分応答関数を系統的に測定する。
  - ②結果を、核子相関の無いフェルミ気体模型の計算と比較する。
  - ③この領域の特徴である、ピークの位置、ピークの面積、ピークの幅等に注目し、実験と計算との間のずれの系統性を見出す。
  - ④これらのずれを、核子相関(2体ポテンシャル効果)および中間子交換電流効果に関する最近の計算と比較する。
  - ⑤高励起、大運動量移行の条件下における核内の基本的相互作用を研究する。
- 今回の考察ではピークの位置のずれを問題にする。

## § 2. 実 験

### 2.1 実験方法

実験はすべて、東北大学核理研の300 MeV電子線型加速器を用いて行なった。実験条件を第1表に示す。 $^{12}\text{C}$ の $180^\circ$ 電子準弾性散乱のデータは既に報告したが,<sup>16,17)</sup>その後追加した実験点も含めて、今回まとめて考察する。使用した標的は薄膜状の $^6\text{Li}$ (厚さ $118.2\text{ mg/cm}^2$ , 純度98%),  $^{12}\text{C}$ ( $84.6\text{ mg/cm}^2$ , 98.9%),  $^{90}\text{Zr}$ ( $62.08\text{ mg/cm}^2$ , 98.6%)である。標的核で散乱された電子は、大型電子線スペクトロメーター(LDM)で運動量分析され、焦点面上の33チャンネルSSD(3層)で計数された。

散乱角は後方に固定し、横成分応答関数の特徴を調べた。 $155^\circ$ 散乱では約90%以上が横成分、 $180^\circ$ 散乱では純粋に横成分である。実験の目的が高励起の連続スペクトル領域の測定に

第1表  $^6\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$ 及び $^{90}\text{Zr}$ に対する実験条件：ここで $E_1$ =入射電子エネルギー,  
 $\Delta p/p$ =運動量分解能, $\theta$ =散乱角, $|\vec{q}|_{\text{peak}}$ =準弾性散乱ピーク付近での運動量移行, $\omega_{\text{max}}$ =測定した励起エネルギー領域である。

(a)  $^6\text{Li}$ : 実験条件

$E_1$	$\Delta p/p$	$\theta_{\text{LAB}}$	$ \vec{q} _{\text{peak}}$	$\omega_{\text{max}}$
MeV	%	degree	MeV/c	MeV
130	0.43	155	225	108
160	0.26	155	275	135
230	0.27	90	295	135
180	0.34	155	308	146
205	0.21	155	343	162
230	0.28	155	379	180

(b)  $^{12}\text{C}$ : 実験条件

$E_1$	$\Delta p/p$	$\theta_{\text{LAB}}$	$ \vec{q} _{\text{peak}}$	$\omega_{\text{max}}$
MeV	%	degree	MeV/c	MeV
130	0.43	155	220	107
160	0.26	155	269	135
180	0.23	180	306	125
200	0.23	180	336	138
205	0.21	155	336	164
220	0.25	180	363	145
220	0.22	180	365	145
225	0.16	155	363	142

(c)  $^{90}\text{Zr}$ : 実験条件

$E_1$	$\Delta p/p$	$\theta_{\text{LAB}}$	$ \vec{q} _{\text{peak}}$	$\omega_{\text{max}}$
MeV	%	degree	MeV/c	MeV
160	0.26	155	264	135
185	0.32	155	302	142
205	0.30	155	330	180
225	0.20	155	357	195

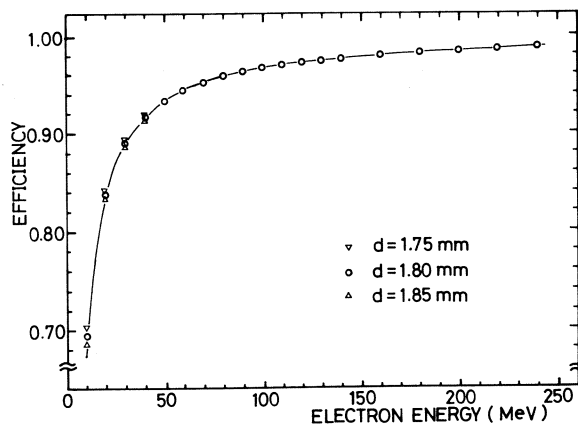
あるため、追加した実験条件においては、分解能を0.4%程度以上で低くすることにより、最大電流約30  $\mu$ A を安定に供給することができた。また同じスペクトルを2回以上繰り返し測定し、独立に編集し、揺動の無いことを確認してから加え合わせ、最終的に1つの連続スペクトルを得た。

## 2.2 検出効率の補正

SSDのチャンネル相対検出効率の決定は、155°散乱のデータについては、計数を上げるためにLDMを前方散乱角にまわし、Crannellの方法<sup>41)</sup>で行なった。

また高励起エネルギーの限界までスペクトルを測定したため、SSD中での低エネルギー電子は多重散乱によりSSD3層同時計数から外れ、検出効率の絶対値が減少する可能性がある。この補正は多重散乱の角分布の公式<sup>42)</sup>を積分して評価した。ここで、材質はSSDが<sup>28</sup>Si、台座のセラミックはAl<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub>、

大きさは2mm×10mm、厚さ1mm、層間の自由空間が1.8mmである。計算結果を、第2図に示す。LDMでは約25MeVの散乱電子まで測定可能であり、検出効率は約10%減少する。これは高励起側の裾の端であり、計数自身が十分小さいため、準弾性散乱のピーク付近の主要な特徴には影響しない。

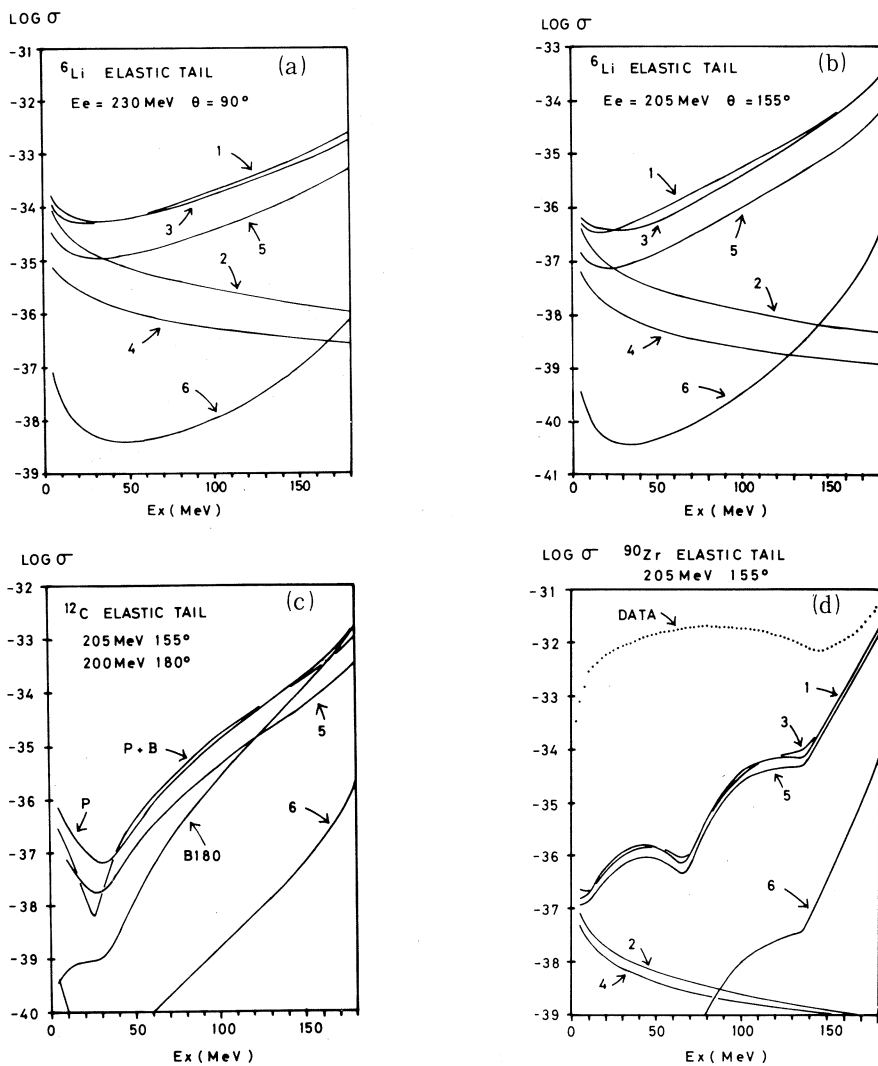


第2図 SSD3層中の電子の多重散乱による同時計数率の変化の計算結果(本文参照)。

## 2.3 輻射補正

今回の実験条件においては、散乱電子エネルギーが40MeV程度に低くなった領域で、弾性散乱テイルの立ち上がりが観測されている。その原因は、散乱直前に制動輻射により高エネルギー光子を1個放出して低エネルギーになった電子が、標的核と弾性散乱を起こしているからである(従って非弾性散乱のテイルは立ち上がりを起こさない)。

輻射補正を行なった際には、通常の方法で補正を行なった後、MaximonとIsabelleの式<sup>43)</sup>を用いて弾性散乱のテイルを計算し差し引いた。用いた式は、文献43の第15式であるが、これは通常用いられるピーキング近似項(P項)の寄与に加えて、通常低励起エネルギーの領域では無視されるバックグラウンド項(B項)の寄与も考えたものである。また偶々核の180°電子散乱では弾性散乱は起こらないがB項の寄与によりテイルだけが存在し、P項はテイルの立



第3図 弾性散乱テイルの高励起側における立ち上がりの計算結果。計算に必要な弾性電子散乱形状因子は、計算コードTOEL Sによる。縦軸はテイルの散乱断面積(単位 $\text{cm}^2/\text{sr}/\text{MeV}$ )の対数値。

(a)  ${}^6\text{Li}$ ,  $E_e = 230 \text{ MeV}$ ,  $\theta = 90^\circ$  の場合。図中の曲線 1 はピーキング近似による内部輻射のうち散乱前に光子を放出する成分、曲線 2 は散乱後。曲線 3 は、文献43の式による計算でテイルのピーク成分とバックグラウンド成分の和。曲線 4 は、 $t^2$  効果(外輻射射とイオン化)のうち post 過程の寄与、曲線 5, 6 はそれぞれ、外部輻射, イオン化の寄与( pre 過程)である。

(b)  ${}^6\text{Li}$ ,  $E_e = 205 \text{ MeV}$ ,  $\theta = 155^\circ$  の場合。

(c)  ${}^{12}\text{C}$ ,  $E_e = 205 \text{ MeV}$ ,  $\theta = 155^\circ$  および  $E_e = 200 \text{ MeV}$ ,  $\theta = 180^\circ$  の場合。図中の曲線 B 180 は、 $\theta = 180^\circ$  の場合の弾性散乱テイルのバックグラウンド成分。P と P + B とは  $\theta = 155^\circ$  の場合の弾性散乱テイルのピーク成分とバックグラウンド成分も加えたもの。

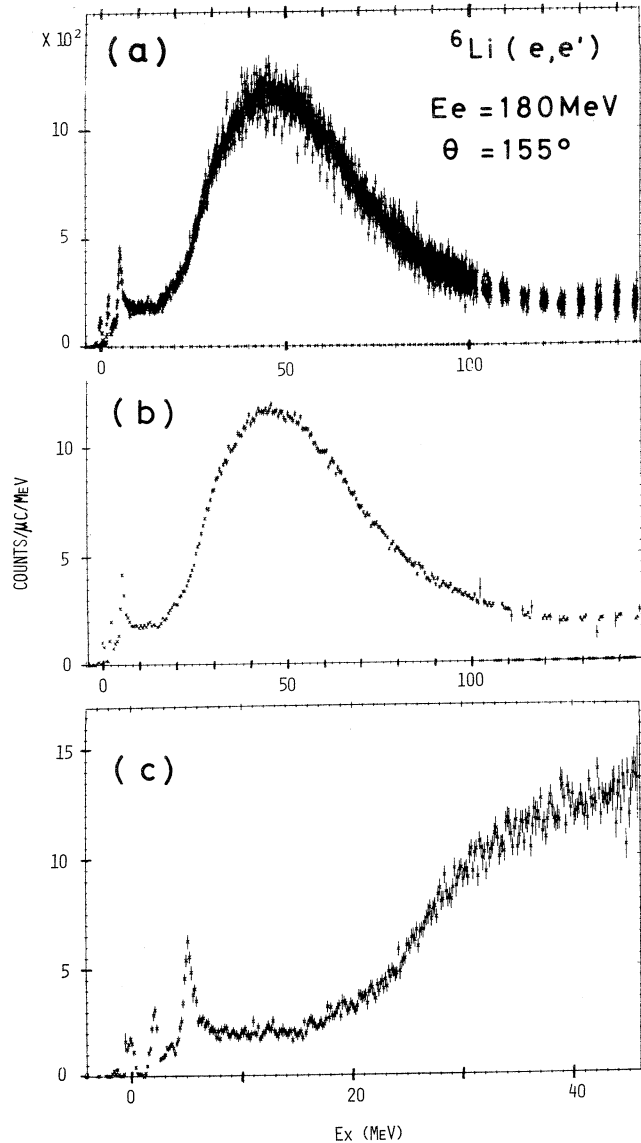
(d)  ${}^{90}\text{Zr}$ ,  $E_e = 205 \text{ MeV}$ ,  $\theta = 155^\circ$  の場合。図中の実線 DATA は、データ点の概略を示す。高励起側のデータの立ち上がりは、テイルの立ち上がり起因している。

ち上がりに寄与しない。

第3図(a), (b), (c), (d)に弾性散乱テイルの計算例を示す。図のように弾性散乱テイルは、散乱電子エネルギーがゼロに近づくとともにほぼ指数関数的に増加し、重い核ほど立ちあがり、顕著になる。また後方散乱角ほど急峻になる。

従って立ち上がりの直前までは弾性散乱テイルの影響を考慮する必要がない。計算に必要な電子弾性散乱断面積のエネルギー依存性(散乱角は一定)は、計算コードTOEL Sの計算値を使用した。入力した電荷分布パラメーターは ${}^6\text{Li}$ は文献44,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{90}\text{Zr}$ は文献45の値を使用した。コードTOEL Sで計算できない低エネルギー電子については、有効運動量移行の対応する計算値を使用した。第3図, (c), (d)に見られるテイルの回折パターンは、入力した弾性散乱形状因子の回折パターンが反映している。

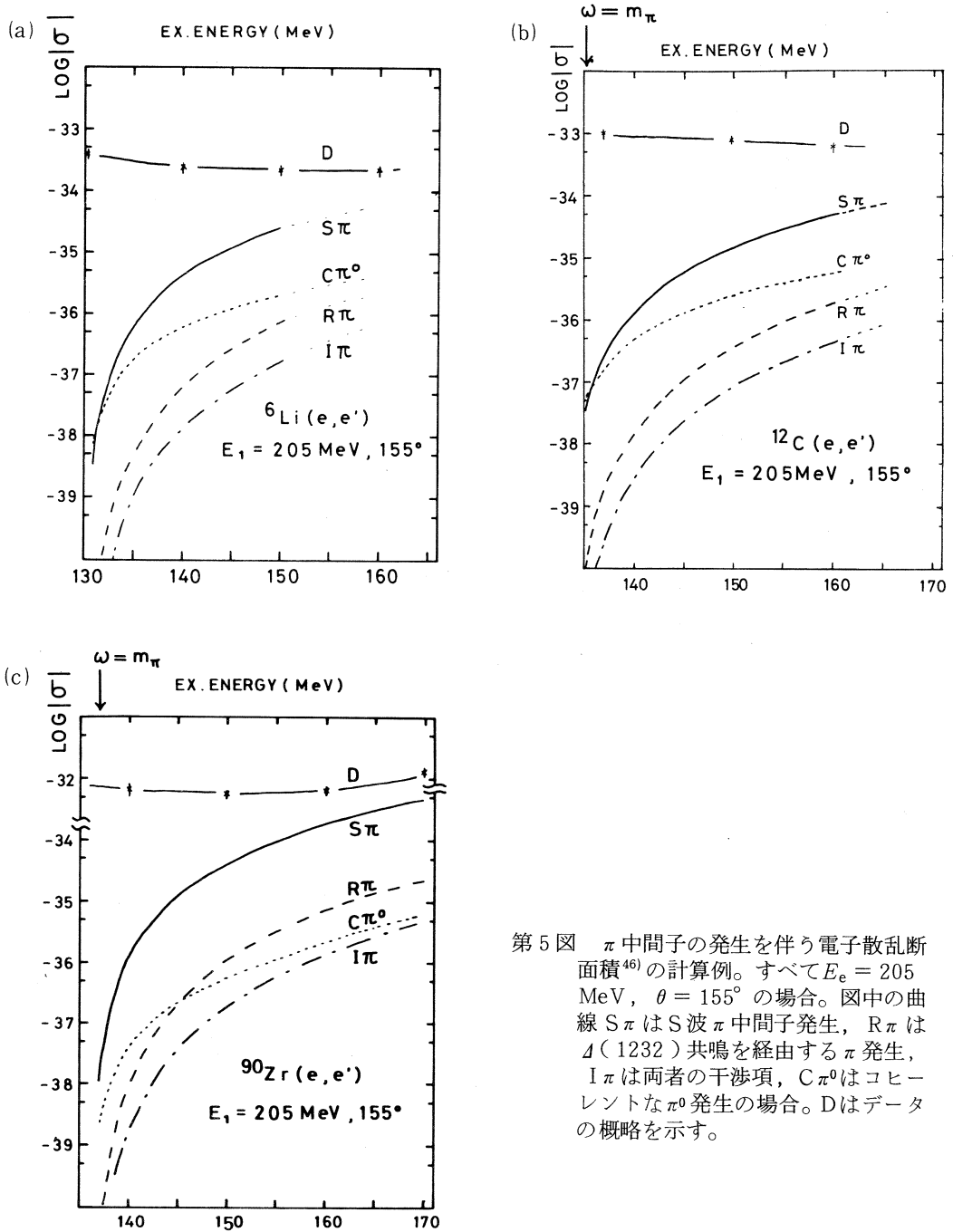
第4図(a), (b), (c)には生のデータと編集後及び輻射補正後のデータの例を示す。データの規格化にはポリエチレンの陽子,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ の弾性電子散乱, 及び ${}^{12}\text{C}$ の $4.43\text{MeV}(J^\pi T = 2^+ 0)$ の非弾性電子散乱, の4種類のうち計数の多いものを使用した。



第4図 データ編集の例。 ${}^6\text{Li}(e, e')$ ,  $E_e = 180\text{MeV}$ ,  $\theta = 155^\circ$ の場合。  
(a)生データ, (b)0.5MeV間隔で平均化したもの,  
(c)0.15MeV間隔で平均化したデータに輻射補正を施した結果。

2.4  $\pi$  中間子の電子生成の影響

我々が実験の応答関数 ( $e, e'$  のスペクトル) との比較に用いる計算はすべて、電荷電流密度を生ずる自由度として、核子 (衝撃近似) と仮想中間子 (交換電流) しか考えていない。



第5図  $\pi$  中間子の発生を伴う電子散乱断面積<sup>46)</sup>の計算例。すべて  $E_e = 205 \text{ MeV}$ ,  $\theta = 155^\circ$  の場合。図中の曲線  $S\pi$  はS波  $\pi$  中間子発生,  $R\pi$  は  $\Delta(1232)$  共鳴を経由する  $\pi$  発生,  $I\pi$  は両者の干渉項,  $C\pi^0$  はコヒーレントな  $\pi^0$  発生の場合。Dはデータの概略を示す。

そこで実中間子発生成分を見積るために、CzyzとWaleckaの式<sup>46)</sup>を用いて評価した。ここでは $\pi$ 中間子発生閾値近傍の近似式を使用し、考慮した寄与は、荷電 $\pi$ 中間子と中性 $\pi$ 中間子のコヒーレントにならない発生としてS波、 $\Delta(1232)$ 共鳴経由、両者の干渉項を含み、また中性中間子のコヒーレント発生を含む。計算例を第5図(a), (b), (c)に示す。図中の実線(D)はデータの断面積の概略を示す。S波 $\pi$ 中間子発生寄与が最も大きい、Dに比べれば小さいため、準弾性散乱領域の特徴(ピークの位置、面積、幅等)には影響がないことがわかる。

## 2.5 実験結果

第6図に輻射補正後の散乱電子スペクトルの例を示す。図中の横軸には標的核の内部励起エネルギー $E$ と電子のエネルギー-移行 $\omega$ とを示す。<sup>90</sup>Zrについては両者はほぼ一致している。 $E$ と $\omega$ と $\theta$ (実験室系散乱角)との関係は次式で与えられる。

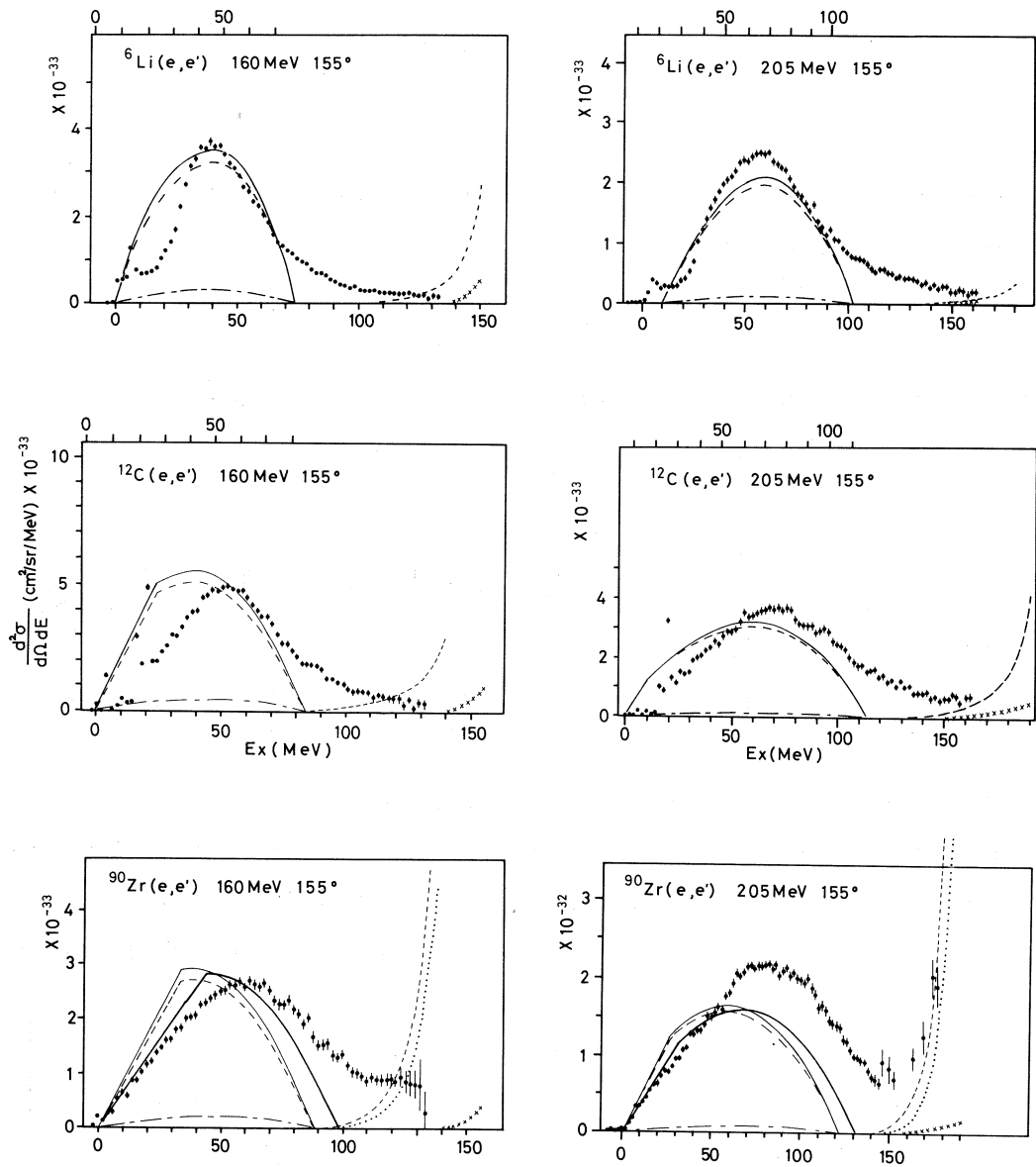
$$\omega = E + \frac{|\vec{q}|^2}{2(M+E)} \quad (2)$$

$$|\vec{q}|^2 = \omega^2 + 4\varepsilon_1(\varepsilon_1 - \omega) \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (3)$$

ここで $\vec{q}$ は3元運動量移行、 $\varepsilon_1$ は入射電子エネルギー、 $M$ は標的核の静止質量である。

図中の実線は、温度 $T=0$ の運動量分布をもつフェルミ気体模型による1核子放出断面積の計算である。実線は縦成分と横成分の和、鎖線は縦成分のみを示す。このように我々の実験条件では、観測された応答関数(スペクトル)の主成分は横成分である。計算式はMonizの式<sup>47)</sup>を用いた。必要なパラメータはフェルミ運動量 $k_F$ だけであり、値は<sup>6</sup>Li, <sup>12</sup>C, <sup>90</sup>Zrの順に夫々、169MeV/c, 221MeV/c, 254MeV/cである。これは文献14の値であり、 $E_e = 500$  MeV,  $\theta = 60^\circ$ の電子準弾性散乱データをよく再現している。有効質量 $m^*$  または平均の核子分離エネルギー $\bar{\varepsilon}$ を実験条件に応じて使い分けることは、物理的に意味が無いため、すべての計算で $m^* = 1$ ,  $\bar{\varepsilon} = 0$ とした。図中には、輻射補正前に弾性散乱ピークがひいていたテイルの計算値、および、 $\pi$ 中間子発生を伴う電子散乱断面積の計算値も、合わせて示した。

実験をフェルミ気体計算を比較することによって、核物質の短距離構造と核子相関に関する情報を得ることができる。フェルミ気体模型はパウリ相関以外にまったく相関を考えない模型であるから、核子相関に関する考察の基準として有用である。今回の報告では、特にピークの位置のずれに注目し、核子間相互作用の効果について考察を行なう。



第6図 輻射補正後の散乱電子スペクトルの例。下の横軸は標的核の内部励起エネルギー，上の横軸は電子のエネルギー損失。実線はフェルミ気体模型の計算値。長破線は横成分，1点鎖線は縦成分を示す。パラメーターは， $m^*=m$ ， $\bar{\epsilon}=0$ ，フェルミ運動量  $k_F$  は Li, C, Zr の順に夫々，169, 221, 254 MeV/c。短破線は輻射補正前の弾性散乱テイル，×印は  $\pi$  中間子発生を伴う電子散乱断面積を示す。また  ${}^{90}\text{Zr}$  の太実線はクーロン補正を施した計算を示す。



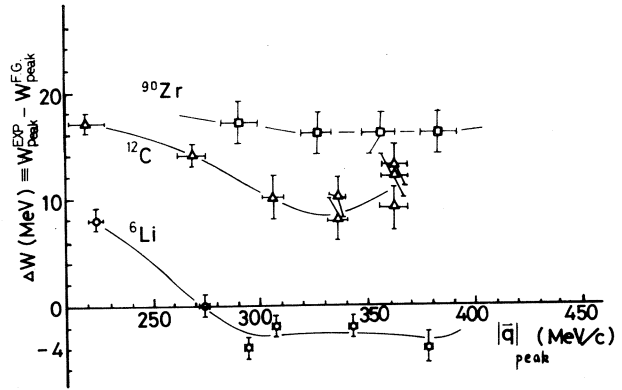
§ 3. 考 察

第7図には実験と計算のピークエネルギー ( $\omega_{\text{peak}}^{\text{EXP}}$  と  $\omega_{\text{peak}}^{\text{FG}}$ ) の差 (ピークのずれ  $\Delta\omega$ ) を示す。ここで、

$$\Delta\omega = \omega_{\text{peak}}^{\text{EXP}} - \omega_{\text{peak}}^{\text{FG}} \tag{4}$$

であり、横軸の誤差棒は、 $\omega_{\text{peak}}^{\text{EXP}}$  と  $\omega_{\text{peak}}^{\text{FG}}$  における運動量移行  $|\vec{q}|_{\text{peak}}$  の差を示す。 $\Delta\omega$  は核子数  $A$  依存性と運動量移行  $|\vec{q}|$  依存性をもつ。その主な特徴は次の2点である。

- (1)  $A$  が大きいほど  $\Delta\omega$  も大きい。が、 $^{12}\text{C}$  の程度より重くなると  $\Delta\omega$  は  $A$  に殆どよらない。
- (2)  $|\vec{q}| \gtrsim 300 \text{ MeV}/c$  で  $\Delta\omega$  はほぼ一定値になる。



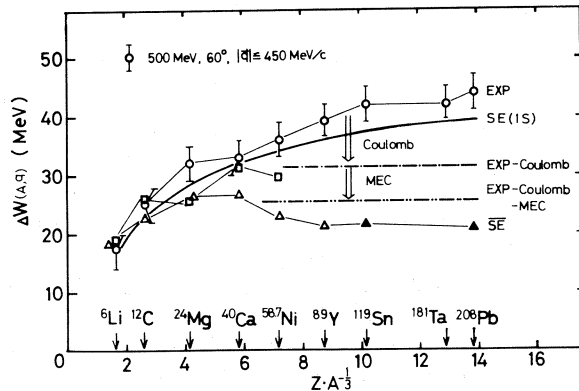
第7図 ピークの位置のずれと、ピークの運動量移行  $|\vec{q}|_{\text{peak}}$  との関係。

従来は  $\Delta\omega$  の物理的意味について次の2つの考え方が主流を始めていた。すなわち  $\Delta\omega = \bar{\epsilon}$  として

核子の平均の分離エネルギー<sup>14)</sup>とする考え方 (Zimmerman ら)<sup>14, 15)</sup> および光学ポテンシャルの核子エネルギー依存性または有効質量  $m^*$  の効果とする考え方 (Moniz, Bohr, Mottelson ら)<sup>12, 47)</sup> である。しかしこれらの考え方では上記の特徴(1), (2)を定性的にも説明することができない。まずその理由を簡単に述べた後に、 $\Delta\omega$  に対する核子相関と中間子交換電流の効果を考察する。

第8図には、Whitney らの実験<sup>14)</sup> ( $E_e = 500 \text{ MeV}$ ,  $\theta = 60^\circ$ ,  $|\vec{q}|_{\text{peak}} \cong 450 \text{ MeV}/c$ ) で得られた  $\Delta\omega$  の  $A$  依存性を示す。図中の SE (1 s) は 1 s 軌道の分離エネルギーを調和振動子模型で評価したもので次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \text{SE}(1s) &\cong 50 - \frac{3}{2} \hbar\omega \\ &\cong 50 - 61.5 \times A^{-\frac{1}{3}} \end{aligned} \tag{5}$$



第8図 Whitney らの実験<sup>14)</sup> で得られたピークのずれ  $\Delta\omega$  の核子数依存性<sup>24)</sup>

また  $\overline{SE}$  は平均の分離エネルギーの計算値で次の様に求めた。

$$\overline{SE} = \frac{1}{A} \sum_{i=p, n} \sum_{\alpha=\text{occupied}} N_i(\alpha) S_i(\alpha) \quad (6)$$

ここでは  $A$  は核子数,  $N_i(\alpha), S_i(\alpha)$  は夫々軌道  $\alpha$  における核子の占拠数, 分離エネルギー<sup>48-50)</sup> である。実験値にクーロン補正と中間子交換電流による 2 核子放出の補正を施した結果が Rosenfelder によって計算されている (図中の 2 点鎖線)。<sup>24)</sup> しかし平均の分離エネルギー  $\overline{SE}$  は重い核の領域において  $\Delta\omega$  の値と一致していない。軽い核では値はほぼ一致するが, その物理的意味には次のような疑問がある。

確かに (e, e' p) の実験では放出核子が束縛エネルギー:  $-|V_0|$  を感じなくなった状態でエネルギー  $E$  を測定するために,

$$\omega = E + |V_0| \quad (7)$$

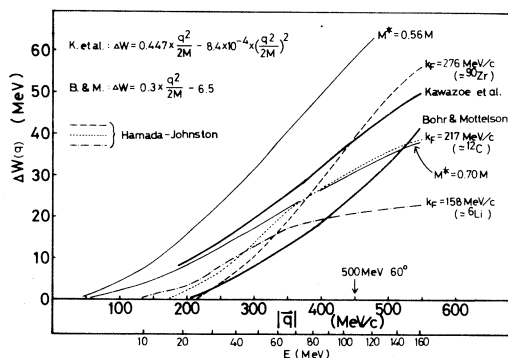
となり, 逆にこれから  $|V_0|$  を測定できる。しかし (e, e') の実験では電磁相互作用が局所的に起こるために終状態の核子 (散乱直後, 運動量変化あり, 位置変化なし) も始状態と同じ強さの  $|V_0|$  を感じており, 従って  $\omega$  には寄与することができない。

Rosenfelder と Suzuki はモーメント総和則の方法によって, 1 体力が運動量に依存しないならばピークのずれに寄与しないと結論している。これは我々と考え方も結果も一致している。

次に  $\Delta\omega$  を核子の光学ポテンシャルまたは  $m^*$  の効果で説明する考え方の問題点を述べる。まず Rosenfelder は Whitney らのデータ ( $|\vec{q}|_{\text{peak}} \cong 450 \text{ MeV}/c$ ) のピークのずれを再現するには  $m^* = 0.7 m$  (定数) にとればよいと述べている (文献 24)。この考え方によると,

$$\Delta\omega = \frac{\vec{q}^2}{2m^*} - \frac{\vec{q}^2}{2m} \cong 0.43 \times \frac{\vec{q}^2}{2m} \quad (8)$$

となり,  $\Delta\omega$  は  $|\vec{q}|_{\text{peak}}$  とともに単調増加となる。しかし我々のデータは  $|\vec{q}| > 300 \text{ MeV}/c$  で  $\Delta\omega$  がほぼ一定という結果であり, 矛盾する。従って有効質量  $m^*$  は  $|\vec{q}|$  によらず定数と仮定することには問題がある。<sup>36)</sup> また Bohr と Mottelson は同じデータに対して, ピークのずれ  $\Delta\omega$  の値 ( $^{208}\text{Pb}$ ) で約 40



第 9 図 定数値の有効質量  $m^*$ , または陽子-核間光学ポテンシャルのエネルギー依存から計算されたピークのずれ  $\Delta\omega$  の運動量移行依存性。

MeV)が, 光学ポテンシャルのエネルギー依存性の強さから得られる値と矛盾しないと述べている。<sup>2)</sup>しかしこの考え方によると, 現象論なエネルギー依存性<sup>50, 51)</sup>を用いて,

$$\Delta\omega \equiv U(q) - \langle U(p) \rangle \equiv 0.3 \times \frac{\vec{q}^2}{2m} - 6.5 \text{ [MeV]} \quad (9)$$

となり  $\Delta\omega$  は  $|\vec{q}|$  とともに単調増加であるからやはり我々のデータ(第7図)と矛盾する。第9図に示すように, この結論はミクロな核子核子相互作用から計算された光学ポテンシャル<sup>51, 52)</sup>を用いても変わらない(第9図の破線はHamada-Johnstonのポテンシャルによる)。

ピークのずれ  $\Delta\omega$  の物理的本質は次のように理解される。<sup>7)</sup>すなわち原子核のハミルトニアンを

$$H = \sum_{i=1}^A (T(i) + U(i)) + \sum_{i>j}^A V(i, j) \quad (10)$$

と書き, フェルミ気体模型のハミルトニアン( $\sum T(i)$ )以外を摂動と考えると, 電子準弾性散乱における  $\vec{q}$  と  $\omega$  の関係は次の様になる(1次の摂動計算)。

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{\vec{q}^2}{2m} + \frac{\vec{p} \cdot \vec{q}}{m} \\ &+ \langle \vec{p} + \vec{q} | U(1) | \vec{p} + \vec{q} \rangle - \langle \vec{p} | U(1) | \vec{p} \rangle \\ &+ \sum_{i=2}^A \langle \vec{p} + \vec{q}, \vec{p}_i | V(1, i) | \vec{p} + \vec{q}, \vec{p}_i \rangle - \langle \vec{p}, \vec{p}_i | V(1, i) | \vec{p}, \vec{p}_i \rangle \end{aligned} \quad (11)$$

ここでは簡単のために核子の反対称化を無視した(ハートレー近似)。上式からピークのずれには1体力  $U(1)$  と2体力  $V(i, j)$  の両方が寄与しているように見える。しかし1体力  $U(1)$  がもし運動量に依存しない局所ポテンシャルならば,

$$\langle \vec{p} + \vec{q} | U(1) | \vec{p} + \vec{q} \rangle = \langle \vec{p} | U(1) | \vec{p} \rangle = \int U(r) d^3r \quad (12)$$

によりピークのずれには寄与しない。逆にもし  $U(1)$  が非局所ポテンシャルならば1体力(束縛効果)の差がピークのずれに寄与する。しかし1体力の非局所性は光学ポテンシャルのエネルギー依存性と同等であり,<sup>50)</sup> この考え方では我々のピークのずれのデータを説明できない事は既に述べた(第7図及び第9図参照)。またハートレーフォック近似によると1体力の非局所性は, 反対称化を考慮した2体力の効果と同等である。従ってピークのずれの内容を, 1体非局所性と2体力の両方の寄与と考えるのは, 明らかに数え過ぎである。そこで2体力の効果だけを考慮することになると, 次の事がわかる。

まず2体力が座標に関する交換力を含まないならば,

$$\begin{aligned} \sum \langle \vec{p} + \vec{q}, \vec{p}_i | V | \vec{p} + \vec{q}, \vec{p}_i \rangle &= \sum \langle \vec{p}, \vec{p}_i | V | \vec{p}, \vec{p}_i \rangle \\ &= \sum \int V(r - r_i) d^3r d^3r_i, \end{aligned} \quad (13)$$

となるため, ピークのずれに寄与しない。しかし一般の交換力を含む2体力は置換演算子の性

質により必ず座標の置換演算子で書ける事実を利用すれば、ピークのずれは次の様に書ける。

$$\Delta\omega(q) = \sum_{i=2}^A \left[ \tilde{V}(\vec{q} + \vec{p} - \vec{p}_i) - \tilde{V}(\vec{p} - \vec{p}_i) \right] \quad (14)$$

ここで  $|\vec{p}|$ ,  $|\vec{p}_i| < k_F$  で,  $\vec{q}$  は電子の運動量移行である。また,

$$\tilde{V}(\vec{p}) = \int \tilde{V}(\vec{r}) e^{i\vec{p} \cdot \vec{r}} d^3r, \quad (15)$$

$$\tilde{V}(\vec{r}) = \langle S, T | -V_\sigma(\vec{r})P_\tau - V_\tau(\vec{r})P_\sigma - V_{\sigma\tau}(\vec{r}) | S, T \rangle, \quad (16)$$

であり,  $P_\sigma$ ,  $P_\tau$  はスピン, アイソスピンの置換演算子である。ここで  $\vec{p} - \vec{p}_i$  の核子平均値をゼロと近似すれば, (14)式は次の様になる。

$$\Delta\omega(\vec{q}) \cong M_{\sigma\tau} \times \left[ \int V(\vec{r}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} d^3r - \int V(\vec{r}) d^3r \right] \quad (17)$$

ここで  $M_{\sigma\tau}$  は 2 体力の中のスピン, アイソスピンに関する行列要素で定数である。すなわちピークのずれ  $\Delta\omega$  の内容は, 2 体交換力の  $|\vec{q}| \cong 0$  を中心とするフーリエ成分の平均値と,  $|\vec{q}| = 0$  を中心とするフーリエ成分の平均値との差, に比例するという結論が得られた。ただしここで得た(14), (17)式は 1 次の摂動論による結果であり, 摂動の次数をさらに進めると波動関数の相関効果も, ピークのずれに影響する。またもし, 2 体力  $V(\vec{r})$  が中心力  $V_c(r)$  ならば,

$$\Delta\omega_c(q) = M_{\sigma\tau} \times \left[ \int_0^\infty V_c(r) j_0(qr) r^2 dr - \int_0^\infty V_c(r) r^2 dr \right] \quad (18)$$

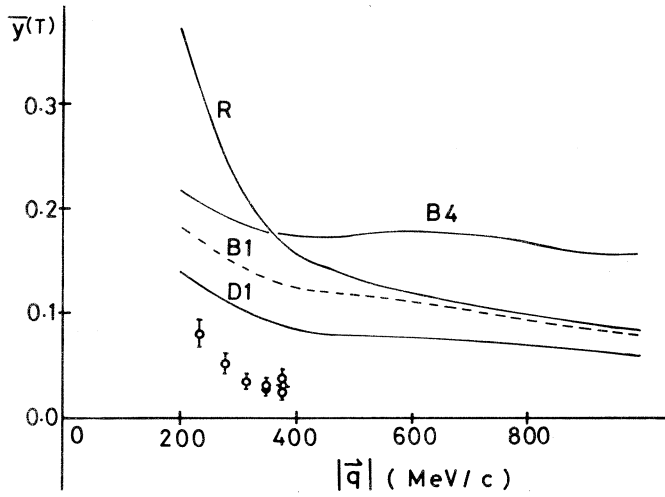
となり, もしテンソル力  $V_T(r) \times S_{12}$  ( $S_{12}$  はテンソル演算子) ならば,

$$\Delta\omega_T(q) = M'_{\sigma\tau} \times \int_0^\infty V_T(r) j_2(qr) r^2 dr. \quad (19)$$

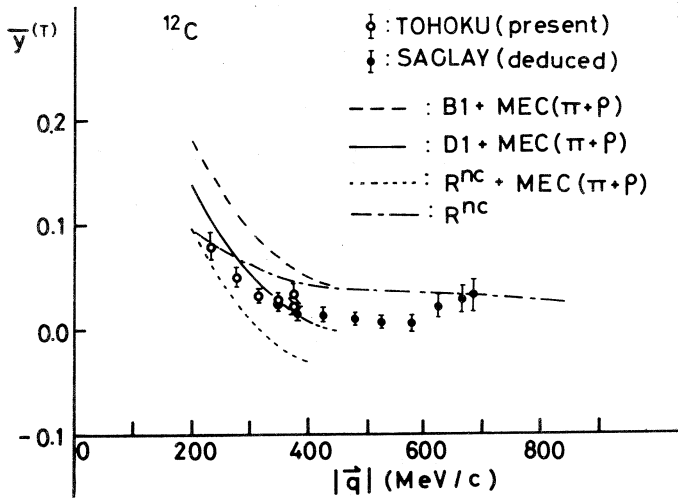
以上の結果は, モーメント総和則の方法を用いて Suzuki<sup>22)</sup> と Rosenfelder<sup>24)</sup> が得た結論と比例定数を除いてほぼ一致している。すなわちピークが  $\omega = \frac{\vec{q}^2}{2m}$  からずれる原因は, 核子が仮想光子 ( $\vec{q}$ ,  $\omega$ ) を吸収する直前と直後とで近傍の核子から感ずる 2 体力に差がある事による。従ってピークのずれ  $\Delta\omega$  は, 原子核全体の大きさ (核子数  $A$ ) にも束縛ポテンシャルの深さ (分離エネルギー  $\bar{\epsilon}$ ) にも波動関数の空間分布 (殻模型またはフェルミ気体模型) にも無関係であり, 実際には, 2 体力のフーリエ成分の差と波動関数の相関効果とが重要である。これを以後, ピークのずれに対する核子相関効果と呼ぶことにする。

一方, 最近になって,  $\pi$  中間子と  $\rho$  中間子の交換電流効果も 1 核子放出の終状態をひきおこし, 従ってそれがピークのずれをひき起こすという計算結果が得られている。<sup>34, 37)</sup>

Suzuki 及び Tornow らの計算によると核子相関効果は  $\Delta\omega > 0$  を与えるが, その値は第 10 図に示すように我々のデータに比べて大きすぎる。この傾向は, Molinari<sup>36)</sup>, Kohno<sup>35)</sup> らの



第10図 核子相関効果によるピークのずれの計算値と、我々のデータとの比較。横軸は運動量移行  $|\vec{q}|$ 、縦軸はピークのずれ  $\Delta\omega$  を  $|\vec{q}|$  で割った値： $\bar{y} = \Delta\omega / |\vec{q}|$ 。計算は Tornow らの結果<sup>40)</sup>を引用した。図中の曲線 B 1, B 4 は、Brink と Boeker の力,<sup>58)</sup> D 1 は Gogny の力,<sup>59)</sup> R はリードのソフトコアの力,<sup>60)</sup>による1次の摂動計算。



第11図 核子相関効果と  $(\pi + \rho)$  中間子交換電流効果とによるピークのずれ。前者は Tornow らによる計算<sup>40)</sup> ( $\Delta\omega > 0$ )、後者は Kohno による計算<sup>37)</sup>を内挿して得たもの ( $\Delta\omega < 0$ )であり、図には両者の和を示す。白丸の実験点は第7図による。黒丸は Mougey らのデータ<sup>18)</sup>から白丸と同じ方法で  $\bar{y}$  に直して得た結果。図中の  $R^{nc}$  はリードのソフトコアの力での摂動計算を抜いた時の結果。<sup>40)</sup>

ハートレーフォック近似による1核子放出応答関数の計算でも示されており、 $\Delta\omega$  は実験の約2倍～4倍になる。一方、Kohno らの計算<sup>34, 37)</sup>によると、中間子交換電流効果は、 $\Delta\omega < 0$  を与え、 $\pi$  と  $\rho$  を含めると  $|\vec{q}| = 400 \text{ MeV}/c$  で  $\Delta\omega = -25 \text{ MeV}$  にも達する。第11図にはピークのずれに対して核子相関効果と中間子交換電流効果の和を示す。このように、両者の和が初めて実験に近い  $\Delta\omega$  を与えることがわかる。ただし図に示したのは  $\bar{y} = \Delta\omega / |\vec{q}|_{\text{peak}}$  である。

Suzuki の指摘によると、ピークのずれ  $\Delta\omega$  はエネルギー重みつき総和則の増加を与え、光子点 ( $|\vec{q}| \rightarrow \omega$ ) の極限では光子全吸収断面積における総和則の増加  $\kappa$  と次の関係にある。<sup>21)</sup>

$$\lim_{q \rightarrow 0} \left\{ \Delta\omega \frac{4m}{|\vec{q}|^2} \right\} = \kappa \tag{20}$$

すなわち、ピークのずれ  $\Delta\omega$  は光核反応の  $\kappa$  の  $|\vec{q}|$  依存性を示す。よく知られている様に、 $\kappa$

$\cong 0.7 \sim 1$  という実験値を説明するためには、基底状態に中心力相関とテンソル相関の両方が重要であった。<sup>53-57)</sup> 従って  $\Delta\omega$  にも、前述の核子相関効果(14), (17)式が重要であるのは当然であろう。しかし我々のデータは  $(\pi+\rho)$  中間子交換電流効果も  $\Delta\omega$  に重要な(負の)寄与がある事を示している。そこで次回はピーク全体の面積にも注目し、核子相関と中間子交換電流効果の役割の重要性を考察し、同じ効果がピークのずれ  $\Delta\omega$  だけでなくピークの変化的面積  $\Delta S$  にも大きく寄与している事を指摘する。

### 参 考 文 献

- 1) S. D. Drell and C. L. Schwartz : Phys. Rev. **15** (1958) 568.
- 2) K. W. McVoy and L. Van Hove : Phys. Rev. **125** (1962) 1034.
- 3) K. Gottfried : Ann. of Phys. **21** (1963) 29.
- 4) W. Czyz and K. Gottfried : Ann. of Phys. **21** (1963) 47.
- 5) W. Czyz : Phys. Rev. **131** (1963) 2141.
- 6) A. Sitenko and I. V. Simenog : Nucl. Phys. **70** (1965) 535.
- 7) W. Czyz, L. Lesniak and A. Malecki : Ann. of Phys. **42** (1967) 97.
- 8) J. W. Lightbody and S. Penner : Phys. Rev. Lett. **24** (1970) 274.
- 9) J. W. Lightbody : Phys. Lett. **33 B** (1970) 129.
- 10) A. Malecki and P. Picchi : Phys. Lett **43 B** (1973) 351.
- 11) S. Yoshida : Res. Rep. Lab. Nucl. Sci. extra number **14** (1981) 37.
- 12) A. Bohr and B. R. Mottelson : Ann. Rev. Nucl. Sci. **23** (1973) 363.
- 13) E. J. Moniz, I. Sick, R. R. Whitney, J. R. Ficenec, R. D. Kephart and W. P. Trower : Phys. Rev. Lett. **26** (1971) 445.
- 14) R. R. Whitney, I. Sick, J. R. Ficenec, R. D. Kephart and W. P. Trower : Phys. Rev. C **9** (1974) 2230.
- 15) P. D. Zimmerman, J. M. Finn, C. F. Williamson, T. de Forest Jr. and W. C. Hermans : Phys. Lett. **80 B** (1978) 45.
- 16) Y. Kawazoe, T. Terasawa, S. Oguro, Y. Mizuno and Y. Torizuka : Res. Rep. Lab. Nucl. Sci. **12** (1979) 155.
- 17) Y. Mizuno : Soryushiron Kenkyu **54** (1979) R 1.

- 18) J. Mougey, M. Bernheim, D. Royer, D. Tarnowski, S. Turck, P. D. Zimmerman, J. M. Finn, S. Frullani, D. B. Isabelle, G. P. Capitani, E. De Sanctis and I. Sick : Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1645.
- 19) P. Barreau, M. Bernheim, M. Brussel, G. P. Capitani, J. Duclos, J. M. Finn, S. Frullani, F. Garibaldi, D. Isabelle, E. Jans, J. Morgenstein, J. Mougey, D. Royer, B. Saghai, E. de Sanctis, I. Sick, D. Tarnowski, S. Turck-chieze and P. D. Zimmerman : Nucl. Phys. **A 358** (1981) 287 .
- 20) R. Altemus, A. Cafolla, D. Day, J. S. McCartry, R. R. Whitney and J. E. Wise : Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 965.
- 21) T. Suzuki : RCNP-P-29 (1979) 20.
- 22) T. Suzuki : Phys. Lett. **101 B** (1981) 298.
- 23) R. Rosenfelder : Phys. Lett. **79 B** (1978) 15.
- 24) R. Rosenfelder : Ann. of Phys. **128** (1980) 188.
- 25) Y. Kawazoe, G. Takeda and H. Matsuzaki : Prog. Theor. Phys. **54** (1975) 1394.
- 26) F. A. Brieva and A. Dellafiore : Nucl. Phys. **A 292** (1977) 445.
- 27) G. DoDang : Phys. Lett. **69 B** (1977) 425.
- 28) T. W. Donnelly, J. W. van Orden, T. de Forest Jr. and W. C. Hermans : Phys. Lett. **76 B** (1978) 393.
- 29) G. DoDang : Z. Phys. **A 294** (1980) 377.
- 30) J. W. van Orden and T. W. Donnelly : Ann. of Phys. **131** (1981) 451.
- 31) W. M. Alberico, M. Ericson and A. Molinari : Phys. Lett. **92 B** (1980) 153.
- 32) J. Delorme, *From Collective States to Quarks in Nuclei, Lecture Notes in Physics* **137** (Springer, 1981) p. 82.
- 33) Y. Horikawa, F. Lenz and N. C. Muckhopadhyay : Phys. Rev. C **22** (1980) 1680.
- 34) M. Kohno and N. Otsuka : Phys. Lett. **98 B** (1981) 335.
- 35) M. Kohno : Nucl. Phys. **A 366** (1981) 245.
- 36) A. Molinari : *Electron and Pion Interactions with Nuclei, at Intermediate Energies*, ed. W. Bertozzi, S. Costa, and C. Schaerf, *Studies in High Energy Physics*, Vol. 2 (Harwood Academic Publishers, 1980) p. 71.

- 37) M. Kohno : preprint ( McMaster, 1981 ).
- 38) G. B. West : Phys. Rep. **C 18** ( 1974 ) 263.
- 39) P. D. Zimmerman, C. F. Williamson and Y. Kawazoe : Phys. Rev. C **19** ( 1979 ) 279.
- 40) V. Tornow, D. Drechsel, G. Orlandini and M. Traini : Phys. Lett. **107 B** ( 1981 ) 259.
- 41) H. L. Crannell and L. R. Suelzle, Nucl. Instrum and Methods **44** ( 1966 ) 133.
- 42) B. Rossi : *High Energy Particles* ( Prentice-Hall, Inc., 1961 ) p. 69.
- 43) L. C. Maximon and D. B. Isabelle : Phys. Rev. **133** ( 1964 ) B 1344.
- 44) F. Borkowski *et al.* : Nucl. Phys. **A 222** ( 1974 ) 269.
- 45) C. W. de Jager, H. de Vries and C. de Vries : Atomic Data and Nuclear Data Tables **14** ( 1974 ) 479.
- 46) W. Czyz and J. D. Walecka : Nucl. Phys. **51** ( 1964 ) 312.
- 47) E. J. Moniz : Phys. Rev. **184** ( 1969 ) 1154.
- 48) G. Jacob and Th. A. J. Maris : Rev. Mod. Phys. **45** ( 1973 ) 6.
- 49) K. Nakamura, S. Hiramatsu, T. Kamae, H. Muramatsu, N. Izutsu and Y. Watase : Nucl. Phys. **A 271** ( 1969 ) 221.
- 50) A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, ( Benjamin, 1969 ), Vol. 1.
- 51) F. A. Brieva and J. R. Rock : Nucl. Phys. **A 291** ( 1977 ) 299, and references 4, 5, 22, 23, 24 therein.
- 52) T. Hamada and I. D. Johnston : Nucl. Phys. **34** ( 1962 ) 382.
- 53) M. Gari, H. Hebach, B. Sommer and J. G. Zabolitzky : Phys. Rev. Lett. **41** ( 1978 ) 1288.
- 54) W. Heinze, H. Arenhövel and G. Horlacher : Phys. Lett. **76 B** ( 1978 ) 379.
- 55) R. Bergere, *Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions, Lecture Note in Physics* 108 ( Springer, 1979 ) p. 138.
- 56) A. Arima, G. E. Brown, H. Hyuga and M. Ichimura : Nucl. Phys. **A 205** ( 1973 ) 27.
- 57) W. T. Weng, T. T. S. Kuo and G. E. Brown : Phys. Lett. **46 B** ( 1973 ) 329.
- 58) D. M. Brink and E. Boeker : Nucl. Phys. **A 91** ( 1967 ) 1.



- 59) J. P. Blaizot and D. Gogney : Nucl. Phys. **A 284** ( 1977 ) 429.
- 60) R. V. Reid : Ann. of Phys. **50** ( 1968 ) 411.

## $^{13}\text{C}(e, \pi^+)^{13}\text{B}^*$ に現われる強いスピ ンフリップ転移(II)

核理研, 教養部\* R P I\*\* ソウル大\*\*\*

取越正己・山崎正晴・佐々木 修

遠山伸一・坪田博明\* 庄田勝房

K. Min\*\* ・成 百能\*\*\*

前号において,  $^{13}\text{C}(e, \pi^+)^{13}\text{B}$  反応により放出された  $\pi$  中間子の測定結果を, 測定角度  $50^\circ$ ,  $90^\circ$  及び  $150^\circ$  について報告した。今回は, 更に  $30^\circ$ ,  $70^\circ$ ,  $100^\circ$  及び  $130^\circ$  の4点での測定結果が得られたので合わせて報告する。

### § 1. 序 論

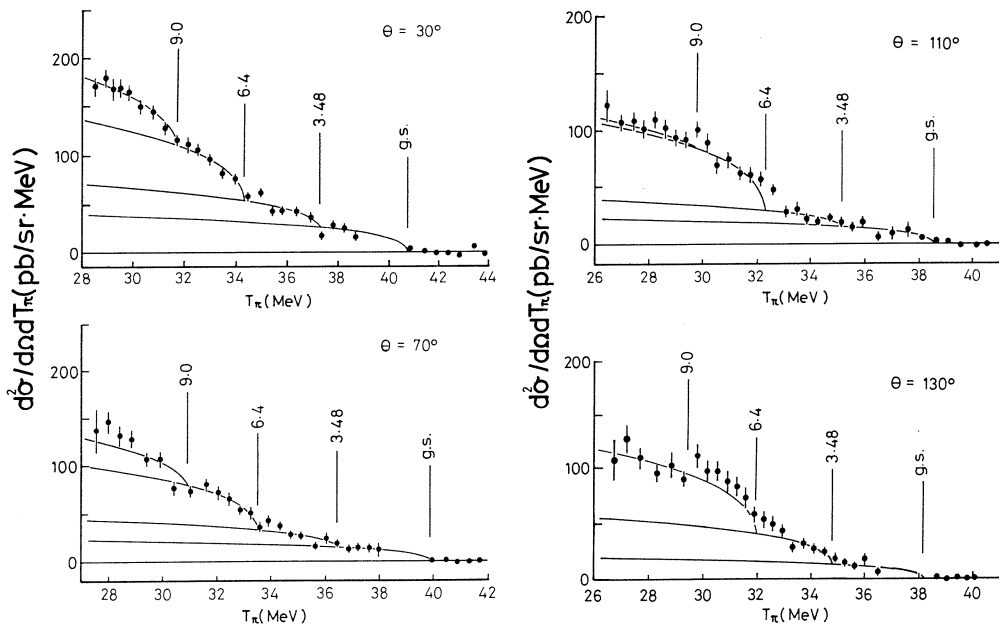
$^{13}\text{C}(\pi^-, \gamma)^{13}\text{B}$  反応による  $\gamma$  線のエネルギースペクトルで,  $^{13}\text{B}$  の励起エネルギー  $E_x \sim 5 \sim 10\text{MeV}$  の領域に見られるいくつかの共鳴ピークのうち,  $E_x = 6.4\text{MeV}$  に見られる共鳴についてはアナログ励起の  $180^\circ$  電子散乱の実験結果から, M 4 転移の振舞いをする事が示された。又,  $^{13}\text{C}(\pi^-, \gamma)^{13}\text{B}$  では, M 2 転移との指摘がなされた。前号<sup>1)</sup>では  $^{13}\text{B}$  の  $E_x = 6.4\text{MeV}$  の共鳴状態は M 2, M 4 の両転移による, という見方が紹介された。

$(\gamma, \pi^+)$  反応では, その反応微分断面積の角分布が, M 2 転移では前方ピーク, M 4 転移の場合は後方ピークという特徴を持っている。このため, M 2・M 4 転移が混在する場合は,  $(\gamma, \pi^+)$  反応微分断面積の角分布は, 両者の性質を合わせ持った, 全体としてなだらかな形になることが予想される。

### § 2. 実験, 結果及び考察

実験は電子リニアックからの入射エネルギー  $195\text{MeV}$  の電子ビームを第2実験室散乱槽中に設置された,  $^{13}\text{C}$  標的へ入射させることにより行なった。実験方法の詳細は他の文献に詳しい。<sup>2)</sup>

第1図に今回の実験で得られた, 測定角度  $30^\circ$ ,  $70^\circ$ ,  $110^\circ$  及び  $130^\circ$  の  $\pi$  中間子のエネルギースペクトルを示す。データ解析に際しては, 前回と同様,  $^{13}\text{C}$  の基底状態, 第1励起準位 ( $E_x = 3.48\text{MeV}$ ) と  $E_x = 6.4\text{MeV}$  に準位が存在するとしたが, 今回は更に  $E_x = 9\text{MeV}$  にも準位

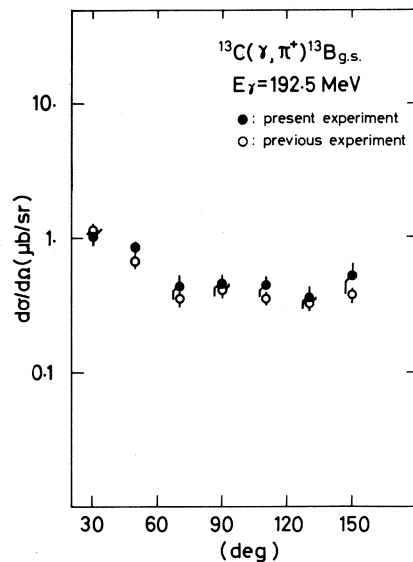


第1図  $^{13}\text{C}(e, \pi^+)^{13}\text{B}$  反応微分断面積のエネルギースペクトル。図中の縦線は  $^{13}\text{B}$  の各準位に対応する位置を示す。実曲線は  $(r, \pi^+)$  反応微分断面積に仮想光子数スペクトルを重ね合わせて得られたエネルギースペクトルである。

を仮定した。この仮定は、測定角度  $50^\circ$ ,  $90^\circ$  及  $150^\circ$  のエネルギースペクトルに対し、Min 等が行った  $\chi^2$ -フィットにより得られた結果<sup>3)</sup> から見て、適当と考えられる。 $(r, \pi^+)$  反応微分断面積は、各準位の対応する領域の計数値を、その領域の仮想光子数で割ることにより求めた。図中の実曲線は、こうして求められた  $(r, \pi^+)$  反応微分断面積に仮想光子数スペクトルを重ね合わせて得られた  $\pi$  中間子のエネルギースペクトルである。又、縦線は  $^{13}\text{B}$  の各準位の位置に対応し、スペクトルの折れ曲りの位置に一致するものである。

エネルギースペクトルから得られた  $(r, \pi^+)$  反応微分断面積の角分布を第2～4図に示す。

第2図は、 $^{13}\text{B}$  の基底状態に対する結果で、



第2図  $^{13}\text{B}$  の基底状態に関する反応微分断面積の角分布。本実験結果は黒丸で示す。白丸は1980年5月に行なわれた実験結果である。<sup>4)</sup> 縦棒は統計誤差を示す。

以前行なわれた実験結果<sup>4)</sup>と合わせ示している。全角度を通じ、両実験には互いに矛盾はないことが分る。

### 2.1 第1励起準位 ( $E_x = 3.48 \text{ MeV}$ )

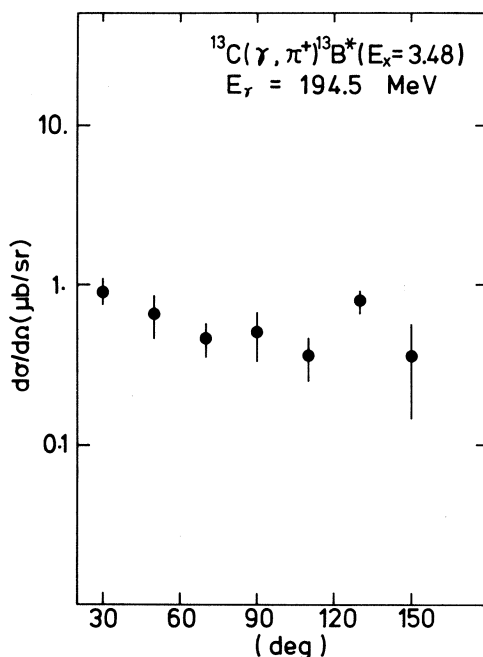
第1励起準位からの寄与は、それ以後の準位に関する反応微断面積を求めるために差し引く必要がある。第1励起準位のスピン・パリティは ( $1/2, 3/2, 5/2$ ) (文献5)と特定されておらず、色々な多重極転移が混る可能性が考えられる。第3図はこの準位に関する ( $\gamma, \pi^+$ ) 反応微断面積の角分布である。わずかに後方で下がり気味ではあるが、全体として平坦な角分布をしている。この角分布は、いくつかの多重極度の異なる転移によると考えられる。

### 2.2 $E_x = 6.4 \text{ MeV}$

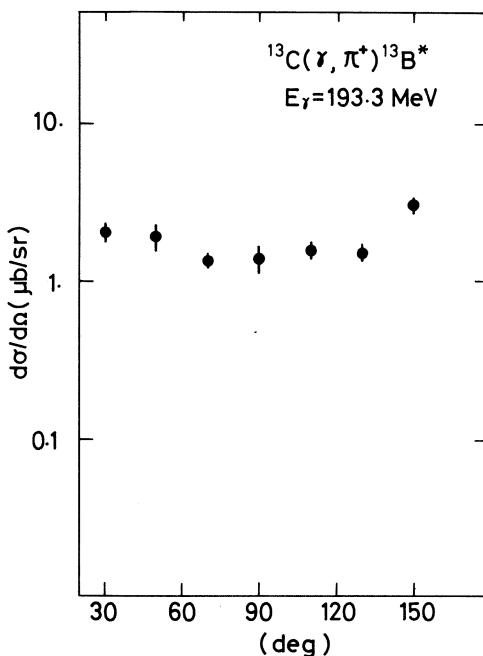
( $\gamma, \pi^+$ ) 反応微断面積角分布を第4図に示す。結果は平坦な分布を示し、前方・後方が中央よりわずかに大きな値を示している。これはM2の様な低い多重極転移(前方ピークを示す)とM4の様なより高い多重極転移(後方ピークを示す)との混りによる、と考えられる。すなわち、アナログ励起の  $180^\circ$  電子散乱の実験結果と、 $^{13}\text{C}(\pi^-, \gamma)^{13}\text{B}$ の実験結果を結び付ける結果と期待できる。しかし詳しくは今後の理論解析を待たなければならない。

### 2.3 $E_x \cong 9 \text{ MeV}$

この準位に関する角分布は示されていない。



第3図  $^{13}\text{B}$ の第1励起準位に関する反応微断面積角分布。縦棒は統計誤差を示す。



第4図  $^{13}\text{B}$ の  $E_x = 6.4 \text{ MeV}$ に位置する共鳴状態の反応微断面積角分布。縦棒は統計誤差を示す。

いが、第1図のスペクトル、及び前号に報告したスペクトルから、かなり鋭い前方ピークの分布をもつことが分る。この結果は、低い多重極度をもつ転移が主であることを示している。

### § 3. ま と め

$^{13}\text{C}(e, \pi^+)^{13}\text{B}$ 実験から、 $^{13}\text{B}$ の励起エネルギー  $E_x = 6.4\text{MeV}$  及び  $9\text{MeV}$  に強いスピソフリップ型の転移強度が見い出された。 $E_x = 6.4\text{MeV}$  に見られる共鳴は、他の実験との比較からM2とM4転移が混在しているものと考えられる。 $E_x = 9\text{MeV}$  に見られる共鳴は、低い多重極度をもつ転移によるものと考えられる。いずれも今後の理論解析を待つ必要がある。

### 参 考 文 献

- 1) 取越正己他：核理研研究報告 **14** (1981)131.
- 2) 大橋英雄他：核理研研究報告 **8** (1975) 256.
- 3) K. Min : private communication (1981).
- 4) 山崎正晴他：核理研研究報告 **14** (1981) 21.
- 5) P. M. Endt *et al.* : Nucl. Phys. **A 310** (1978) 12.

$^{24}\text{Mg}(e, \alpha)$  反応の研究 (II)

核理研, 教養部\*

広岡 恵・田中俊成・日野 威

田中 陽・宮瀬晴久\*・玉江忠明

菅原真澄

## § 1. 序

以前の核理研報告で  $^{24}\text{Mg}(e, \alpha)$  反応の測定結果を報告した<sup>1)</sup> が、以後、更に新しい測定結果を得、解析を進めたので報告する。

アイソスピン選択則によると  $^{24}\text{Mg}$  のような自己共役核 ( $T=0$ ) を E1 励起すると  $T=1$  の状態への遷移のみが許される。一方、 $\alpha$  粒子のアイソスピンは 0 であるから、この  $T=1$  の励起状態から  $\alpha$  粒子を放出して残留核の  $T=0$  の状態へ崩壊する反応は禁止される。ところが、先の報告<sup>1)</sup> で述べたように、 $^{24}\text{Mg}(r, \alpha_0)$  反応において E1 励起状態からの  $\alpha$  粒子放出がかなり起っていて、アイソスピン混合が存在していると考えられる。

また、 $^{24}\text{Mg}(r, \alpha_0)$  断面積<sup>1)</sup> にはいくつかの大きな構造が見られる。一方、 $^{24}\text{Mg}(r, n)$  断面積にも大小ないくつかの構造があることが Fultz ら<sup>2)</sup> によって示されている。この  $\alpha$  粒子放出断面積に見られる構造と ( $r, n$ ) 反応断面積に見られる構造や、さらに、他の粒子放出断面積と比較するのは興味深い。

## § 2. 実 験

実験はすべて東北大核理研 300 MeV 電子リニアック及び第 1 実験室の荷電粒子検出系を使用した。標的から放出された荷電粒子は広帯域磁気スペクトロメーターで運動量分析され、その焦点面上に設置された 100 個の表面障壁型 S S D で測定された。入射電子の運動量分解能  $\Delta p/p$  は 1.5% にして実験を行った。

標的は純度 99.96% の  $^{24}\text{Mg}$  を  $1.04 \text{ mg/cm}^2$  に展ばしたものを使用した。この厚さの標的の中央から表面に対して直角方向に放出される  $\alpha$  粒子のエネルギー損失を示しておく、2 MeV, 4 MeV, 10 MeV の  $\alpha$  粒子に対し、おのおの、552 keV, 362 keV, 194 keV である。

15 ~ 24 MeV のエネルギーの電子線を用いて 43.7 ~ 137 度の 7 点でエネルギースペクトルを測定し、これらのスペクトルから  $^{24}\text{Mg}(r, \alpha_0)$ ,  $^{24}\text{Mg}(r, \alpha_1)$  反応断面積及び角分布を導

出した。また 14~30 MeV のエネルギーの電子線を用い 90 度で  $^{24}\text{Mg}(e, \alpha)$  反応断面積を測定し、これから  $^{24}\text{Mg}(r, \alpha)$  反応断面積を導出した。

### § 3. 解析方法

#### 3.1 $(r, \alpha_0)$ 反応断面積と $(r, \alpha_1)$ 反応断面積

$(e, \alpha)$  反応エネルギースペクトル  $N_\alpha(E_e, E_\alpha)$  は

$$N_\alpha(E_e, E_\alpha) = \sum_{i=0} \frac{d\sigma_{\alpha i}(E)}{d\Omega} \Phi(E_e, E) \left( \frac{dE}{dE_\alpha} \right) \quad (1)$$

と書くことができる。ここで

$E_e$ : 電子線の運動エネルギー

$E_\alpha$ :  $\alpha$  粒子の運動エネルギー

$E$ : 標的核の励起エネルギー

$\sigma_{\alpha i}(E)$ : 残留核を第  $i$  励起状態に残す  $\alpha$  粒子放出断面積

$\Phi(E_e, E)$ : 仮想光子スペクトル

で、和は開いている励起状態のチャンネル全てについて行なう。

標的核の質量を  $m_T$ ,  $\alpha$  粒子の質量を  $m_\alpha$ , 残留核の質量を  $m_R$ , 残留核の第  $i$  励起状態のエネルギーを  $R_i$ ,  $(r, \alpha)$  反応の閾値を  $E_{th}$ ,  $\alpha$  粒子の放出角を  $\theta_\alpha$  とすると、 $E$  と  $E_\alpha$  の関係は

$$E = \frac{2m_T E_\alpha + (E_{th} + R_i)(2m_R + R_i - E_{th})}{2\{m_T - \sqrt{2m_\alpha E_\alpha + E_\alpha^2} \cos \theta_\alpha - (m_\alpha + E_\alpha)\}} \quad (2)$$

となる。(2)式を  $E_\alpha$  を求める式に書きかえ、 $E = E_e$  を代入すると、 $E_e$  のエネルギーの電子線を照射し、残留核を第  $i$  励起状態に残すような反応において放出される  $\alpha$  粒子の最大のエネルギー  $E_{\alpha i}^{\max}$  が求まる。この時  $E_{\alpha 0}^{\max} > E_{\alpha 1}^{\max} > E_{\alpha 2}^{\max} > \dots$  という関係があるから、 $E_{\alpha 0}^{\max} \geq E_\alpha > E_{\alpha 1}^{\max}$  の領域では残留核を基底状態に残すような  $\alpha$  粒子だけが、又  $E_{\alpha 1}^{\max} \geq E_\alpha > E_{\alpha 2}^{\max}$  の領域では基底状態と第 1 励起状態に残す  $\alpha$  粒子がエネルギースペクトルに寄与している。

故に、 $(r, \alpha_0)$  反応微分断面積は(1)式より

$$\frac{d\sigma_{\alpha 0}(E)}{d\Omega} = \frac{N_\alpha(E_e, E_\alpha)}{\Phi(E_e, E)} \frac{dE_\alpha}{dE} \quad (E_{\alpha 0}^{\max} \geq E_\alpha > E_{\alpha 1}^{\max}) \quad (3)$$

となり、 $(r, \alpha_1)$  反応微分断面積は

$$\frac{d\sigma_{\alpha 1}(E)}{d\Omega} = \frac{1}{\Phi(E_e, E)} \frac{dE_\alpha}{dE} \left\{ N_\alpha(E_e, E_\alpha) - \frac{d\sigma_{\alpha 0}(E)}{d\Omega} \Phi(E_e, E) \frac{dE}{dE_\alpha} \right\} (E_{\alpha 1}^{\max} \geq E_\alpha > E_{\alpha 2}^{\max}) \quad (4)$$

となる。

仮想光子スペクトルは Nascimento<sup>ら</sup><sup>3)</sup>による、E1の仮想光子スペクトルのDWBA計算結果を近似的に与える式を用いた。E2励起による反応も存在する可能性があるが、 $(r, \alpha_0)$ 、 $(r, \alpha_1)$ 反応断面積導出の際には、E1とE2の光子スペクトルの差の小さい先端付近約4MeVの領域を使用するため、結果には問題になる程の支障を与えない。

### 3.2 $(r, \alpha_l)$ 反応断面積のE1成分とE2成分の導出

上述の方法で得られた $^{24}\text{Mg}(r, \alpha_0)$ 反応微分断面積の角分布より、 $^{24}\text{Mg}(r, \alpha_0)$ 反応断面積のE1成分とE2成分を導出することが可能である。 $^{24}\text{Mg}$ の基底状態は $0^+$ 、 $^{20}\text{Ne}$ の基底状態も $0^+$ だから、E1およびE2励起により作られた $1^-$ 、 $2^+$ 状態から放出される $\alpha$ 粒子の軌道角運動量はそれぞれ $l=1$ 、 $l=2$ だけである。この時の角分布は次のようにかける<sup>4)</sup>。

$$W(\theta) = \frac{1}{4\pi} \left[ \sigma_1(1-P_2) + \sigma_2(1+0.71P_2 - 1.71P_4) - 2.68\sqrt{\sigma_1\sigma_2} \cos\theta_{12}(P_1 - P_3) \right] \quad (5)$$

ここで

$\sigma_1$  : E1励起状態を経由する $(r, \alpha_0)$ 断面積

$\sigma_2$  : E2励起状態を経由する $(r, \alpha_0)$ 断面積

$\theta_{12}$  : E1及びE2を経由する反応に対する位相角

$P_L$  :  $L$ 次のルジャンドル多項式

実験で得られた $(r, \alpha_0)$ 断面積の角分布を $(1-P_2)$ 、 $(1+0.71P_2 - 1.71P_4)$ と $(P_1 - P_3)$ の3項に展開し、その係数をもとめることにより $\sigma_1$ と $\sigma_2$ がわかる。

### 3.3 $(r, \alpha)$ 反応断面積の導出

仮想光子スペクトル $\Phi(E_e, E)$ は連続スペクトルであるが、この時 $(e, \alpha)$ 反応断面積 $Y(E_e)$ と $(r, \alpha)$ 反応断面積 $\sigma(E)$ の間には次の関係がある。

$$Y(E_e) = \int_{E_{th}}^{E_e} \sigma(E) \Phi(E_e, E) dE \quad (6)$$

ここで

$E_e$  : 電子の運動エネルギー

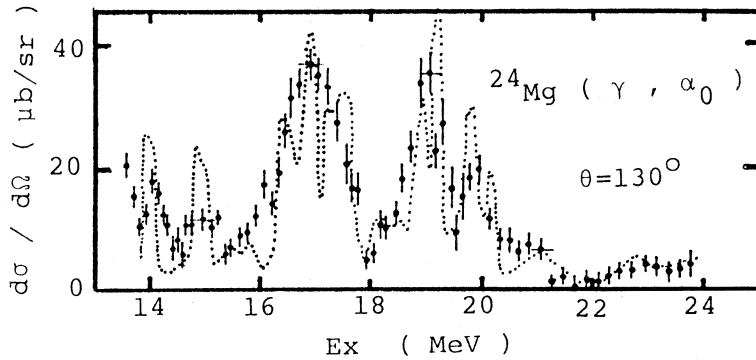
$E$  : 仮想光子のエネルギー

$E_{th}$  : 反応の閾値

実験で得られた $(e, \alpha)$ 断面積 $Y(E_e)$ から、 $(r, \alpha)$ 反応断面積 $\sigma(E)$ を導出することは、原理的には、(6)の積分方程式を解くことに対応している。実際の解析にはCook<sup>5)</sup>によるLeast Structure Methodを用いた。



## § 4. 実験結果

4.1  $(r, \alpha_0)$  断面積

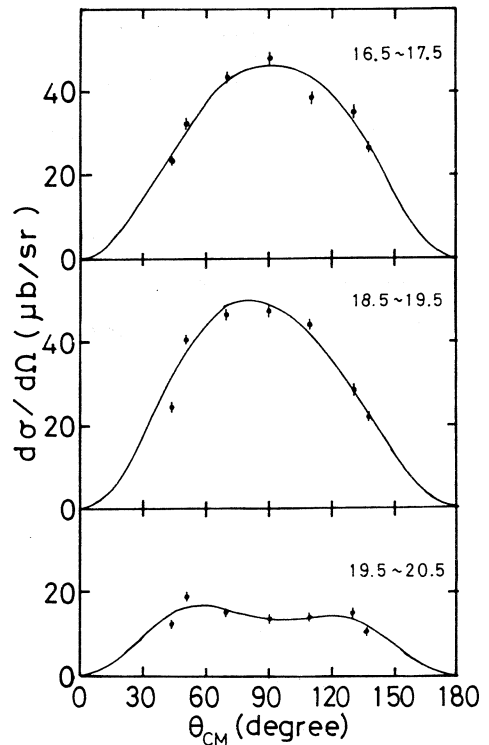
第1図 測定角  $130^\circ$  における  $^{24}\text{Mg}(r, \alpha_0)$  反応微分断面積。点線は Kuhlmannら<sup>6)</sup> によって測定された  $^{20}\text{Ne}(\alpha, r_0)$  断面積を  $^{24}\text{Mg}(r, \alpha_0)$  断面積に直したものの。

第1図に  $130^\circ$  で測定した  $^{24}\text{Mg}(r, \alpha_0)$  反応微分断面積を示す。点線は Kuhlmannら<sup>6)</sup> によって測定された  $^{20}\text{Ne}(\alpha, r_0)$  反応断面積を  $(r, \alpha_0)$  反応断面積に直したものであるが、よく一致している。

$(r, \alpha_0)$  反応断面積には  $E_x = 17\text{MeV}$ ,  $19\text{MeV}$  及び  $20\text{MeV}$  付近にかなり大きな構造が見られ、又、 $20\text{MeV}$  より高い励起エネルギーの領域では、ほとんど断面積がない。

次に  $(r, \alpha_0)$  反応断面積の E1 成分と E2 成分についての結果を示すが、その前に、それを導出する際に用いた角分布の例を第2図に示す。この角分布は先に述べた構造が見られる励起エネルギー付近の角分布であるが、 $17\text{MeV}$  と  $19\text{MeV}$  付近のものは E1 の角分布に似た形状をしており  $20\text{MeV}$  付近のものは E2 の角分布に似た形状をしている。

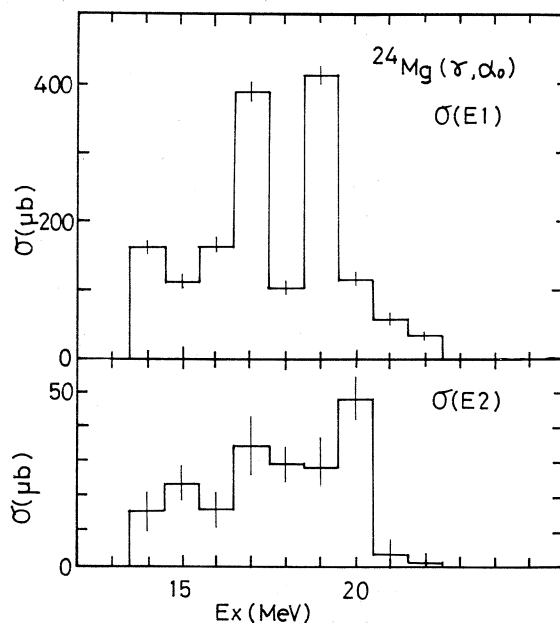
第3図に  $^{24}\text{Mg}(r, \alpha_0)$  反応断面積の E1 成分と E2 成分を示す。E1 成分には  $17\text{MeV}$  と  $19\text{MeV}$  に大きなピークが見られ、E2 成分には  $20\text{MeV}$  にピ



第2図  $^{24}\text{Mg}(r, \alpha_0)$  反応断面積の角分布。図の右上の数字は断面積を平均した励起エネルギー領域を示す。実線は角分布を(5)式に最小二乗法で合わせた結果を示す。

ークが見られる。このことから ( $r$ ,  $\alpha_0$ ) 断面積に見られる 17MeV と 19MeV の構造の主成分は E1 で, 20MeV の構造の主成分は E2 であると考えられる。

これらの E1 断面積と E2 断面積を励起エネルギー 13.5MeV から 22.5MeV の領域で積分すると E1 に関しては  $1.55 \pm 0.02 \text{ mb} \cdot \text{MeV}$ , E2 に関しては  $0.20 \pm 0.02 \text{ mb} \cdot \text{MeV}$  となる。この領域では E1 断面積は E2 断面積の約 8 倍の大きさをもつ。アイソスピン禁止反応である E1 励起を經由した  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha_0)$  断面積がこのように大きな断面積を持つということはアイソスピン混合が起



第3図  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha_0)$  断面積の E1 成分と E2 成分。

つていることを示している。

次に総和則値との比較を行う。E1 の総和則値は

$$\int \sigma(E1) dE = 60 \frac{NZ}{A} (\text{mb} \cdot \text{MeV}) \quad (7)$$

アイソスカラー E2 の総和則値は

$$\int \sigma(E2) \frac{dE}{E^2} = 0.25 Z^2 A^{-1} \langle R^2 \rangle = 0.22 Z^2 A^{\frac{1}{3}} (\mu\text{b}/\text{MeV}) \quad (8)$$

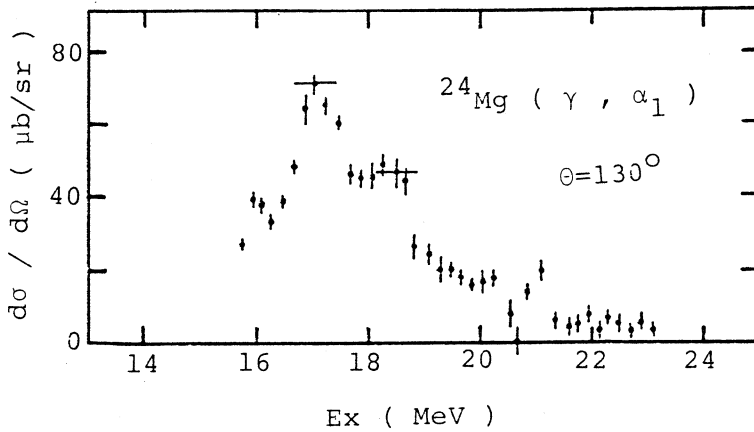
となる。ここで  $\langle R^2 \rangle = \frac{3}{5} r_0^2 A^{\frac{2}{3}}$ ,  $r_0 = 1.2 \text{ fm}$  を用いた。 $^{24}\text{Mg}$  に対しては, E1 の総和則値は  $360 \text{ MeV} \cdot \text{mb}$ , E2 の総和則値は  $11.13 \mu\text{b}/\text{MeV}$  となる。

E1 の  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha_0)$  反応断面積に対しては  $E_x = 13.5 \sim 22.5 \text{ MeV}$  の範囲で E1 総和則値の 0.43%, E2 のそれに対しては同じエネルギー範囲で E2 総和則の  $6.0 \pm 0.5\%$  をつくしている。

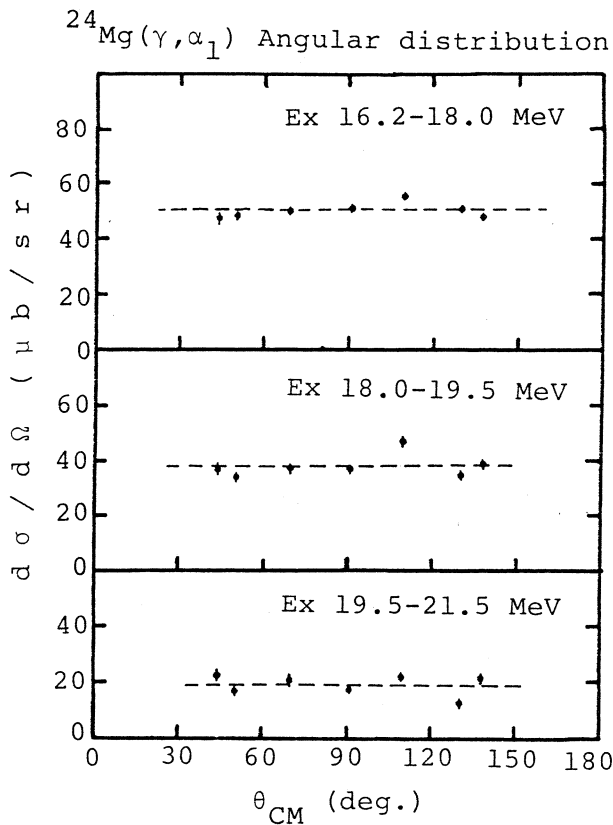
#### 4.2 ( $r$ , $\alpha_1$ ) 断面積

第4図に  $130^\circ$  の所で測定した  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha_1)$  断面積を示す。( $r$ ,  $\alpha_0$ ) 断面積同様, 17MeV 付近に大きい構造が見られる, 一方 18.5MeV 付近にも構造がある。21MeV 付近に見られる構造は解析の時に生じた偽の構造である可能性が強い。

第5図に  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha_1)$  反応微分断面積の角分布を示すが, ほぼ等方的な分布をしている。破線



第4図 測定角  $130^\circ$  における  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha_1)$  反応微分断面積。



第5図  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha_1)$  断面積の角分布。図の右上の数字は断面積を平均した励起エネルギー領域を示す。破線は等角分布とした時の断面積の平均値。

は平均値である。

角分布が等方的であるとし、平均値を  $4\pi$  倍して、励起エネルギー  $16.2\text{MeV}$  から  $21.50\text{MeV}$  の領域で積分すると  $2.4 \pm 0.5 \text{mb} \cdot \text{MeV}$  となる。この値は同じ領域での  $(\gamma, \alpha_0)$  断面積の積分値のほぼ2倍である。

#### 4.3 $(\gamma, \alpha)$ 反応断面積

第6図に測定角  $90^\circ$  における  $^{24}\text{Mg}(e, \alpha)$  反応微分断面積を示す。 $^{24}\text{Mg}(e, \alpha)$  断面積は、電子線のエネルギー  $13.8\text{MeV}$  から  $30.3\text{MeV}$  の範囲で約  $200\text{keV}$  ずつエネルギーを変えて測定した。

第7図に  $^{24}\text{Mg}(e, \alpha)$  断面積から得られた  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha)$  断面積を示す。 $E_x = 17 \pm 0.4\text{MeV}$  と  $E_x = 19.2 \pm 0.6\text{MeV}$  の所に大きな2つのピークが見られるが、

これらは  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha_0)$  断面積の 17 MeV と 19 MeV のピークに対応している。 $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha_0)$ ,  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha_1)$  断面積には 20 MeV 以上の所には大きな断面積を持たないが,  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha)$  断面積には 22 MeV 以上の所はかなり大きな盛り上がりが見られる。 $(\gamma, \alpha_0)$ ,  $(\gamma, \alpha_1)$  断面積に大きな断面積がないのは, 励起エネルギーが高くなり, さまざまな残留状態への崩壊チャンネルが開けるためと考えられる。

$^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha)$  断面積を 14.0 MeV から 30 MeV まで積分し, 等方的な角分布を仮定し  $4\pi$  倍すると  $22.2 \pm 5.7$  MeV $\cdot$ mb となる。これは E1 総和則の  $6.2 \pm 1.6\%$  である。

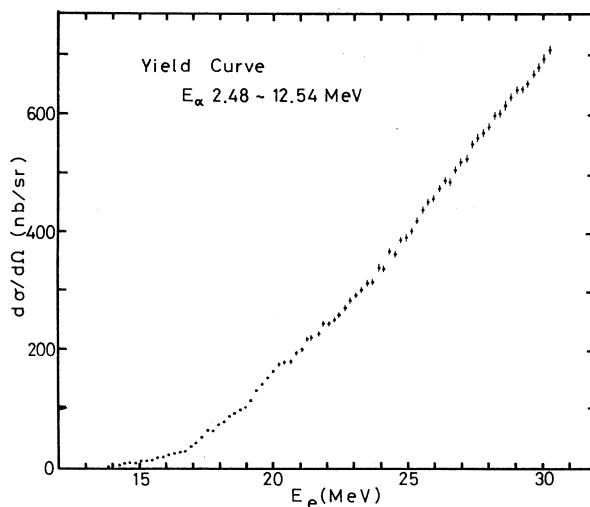
## § 5. 考 察

### 5.1 他の崩壊チャンネルとの比較

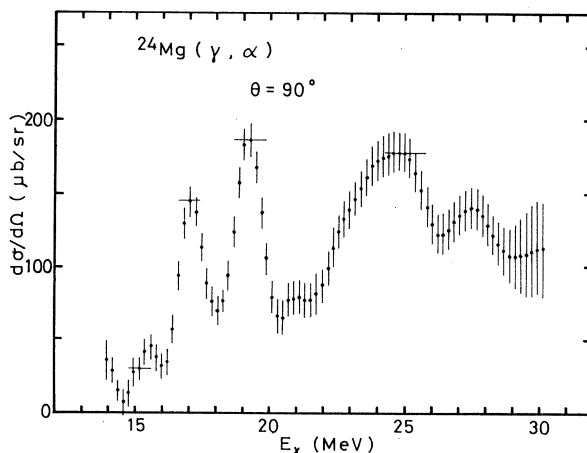
第 8 図に  $^{nat}\text{Mg}(\gamma, \text{abs})$ <sup>7)</sup>,  $^{24}\text{Mg}(\gamma, n)$ <sup>2)</sup>,  $^{24}\text{Mg}(\gamma, p)$ <sup>9)</sup>,  $^{24}\text{Mg}(e, ^8\text{Be } ^{16}\text{O})e'$ <sup>10)</sup> 断面積と今回得られた  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha)$  断面積を示す。

これらの断面積を比較すると次のような特徴がある。

- (A)  $(\gamma, \text{abs})$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, n)$  断面積に見られる 20 MeV 付近の構造が  $(\gamma, \alpha)$   $(e, ^8\text{Be } ^{16}\text{O})e'$  断面積では見られない。
- (B) この 20 MeV 付近の領域を除くと,  $(\gamma, \alpha)$  反応断面積は  $(\gamma, \text{abs})$  断面積や放出チャ



第 6 図 測定角  $90^\circ$  における  $^{24}\text{Mg}(e, \alpha)$  反応微分断面積。



第 7 図 測定角  $90^\circ$  における  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha)$  反応微分断面積。

ンネルの大部分を占める ( $r, p$ ) 断面  
面積や ( $r, n$ ) 断面面積と似た形をし  
ているように見える。

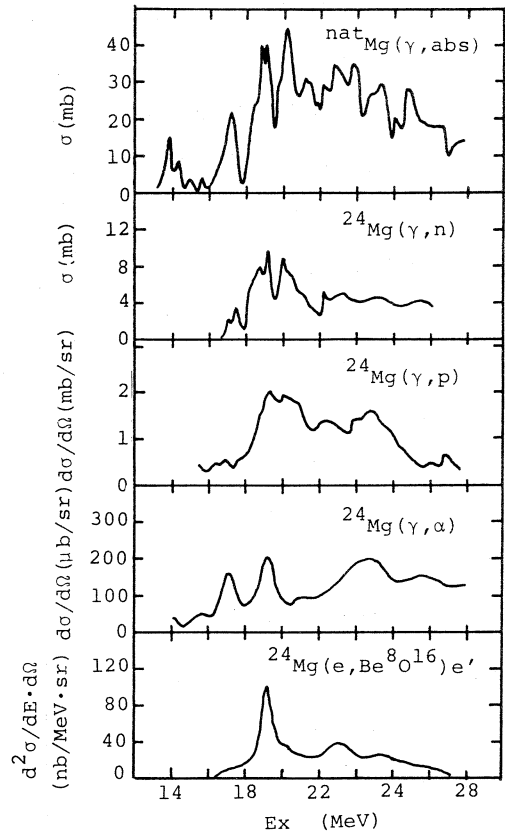
Variamovら<sup>9)</sup>の $^{24}\text{Mg}(r, p)$ 反応の  
実験結果の解析によると, ( $r, p$ )反応  
の少なくとも75%は1粒子-1空孔の性質  
をもつ。これは ( $r, p$ )反応断面面積の構  
造それ自身がGDRの構造を反映してい  
ることを意味している。(B)で述べた ( $r, p$ )  
反応断面面積と ( $r, \alpha$ ) 反応断面面積の形が  
似ているということは, 1粒子-1空孔の  
GDRがより複雑な自由度に崩れて行く途  
中ないしはその過程の最後の段階である複  
合核状態から $\alpha$ 粒子が放出されたことを示  
唆している。

次に(A)のような現象が起こりうる, 2つ  
の可能性について述べておく。まず, 20MeV  
付近でなんらかの理由により, GDRが複  
雑な粒子-空孔状態に崩れてゆきにくい状  
況があればこういう現象が観測されるはず  
である。もう1つの可能性はこの領域でア  
イソスピン混合がなくなり, アイソスピンの撰択則が非常によくたっていることである。こ  
の現象をどう説明するかは今後の実験的, 理論的課題である。

## 5.2 アイソスピン混合を含んだ統計模型との比較

§4で ( $r, \alpha_0$ ) 断面面積の主要な成分がE1によるものであることを指摘したが, これはアイ  
ソスピン混合の存在を支持している。もちろんアイソスピンという概念を導入しなければ, $^{24}\text{Mg}$   
( $r, \alpha_0$ ) 断面面積にE1成分が存在しても問題はない。しかし, Kuhlemann<sup>11)</sup>は $^{24}\text{Mg}(\alpha, r_0)$   
と $^{26}\text{Mg}(\alpha, r_0)$ の実験結果の解析から, この2つの反応において, アイソスピンの撰択則が  
大きな役割を果していることを指摘している。

そこで Shikazono and Terasawa<sup>12)</sup>のアイソスピン混合を含んだ統計模型の式を用い計算



第8図  $^{\text{nat}}\text{Mg}$ の光吸収断面面積と $^{24}\text{Mg}$ の様々な崩壊チャンネルの断面面積。

を行ない、実験結果と比較した。アイソスピン混合を含んだ統計模型による  $(r, \alpha)$  反応断面積は次式で与えられる。

$$\sigma(r, \alpha) = \sigma_{\text{abs}} \frac{\Gamma \downarrow}{\Gamma} \left\{ \frac{(1-\epsilon^2)^2 \Sigma T_{\alpha}^{\downarrow} + (1-\epsilon'^2) \epsilon'^2 \Sigma T_{\alpha}^{\uparrow}}{A_1} + \frac{(\epsilon^2)^2 \Sigma T_{\alpha}^{\downarrow} + \epsilon^2 (1-\epsilon'^2) \Sigma T_{\alpha}^{\uparrow}}{A_2} \right\}$$

$$A_1 = (1-\epsilon^2) \Sigma \left\{ \frac{1}{2} (T_n^{\downarrow} + T_n^{\uparrow} + T_p^{\downarrow} + T_p^{\uparrow}) + T_{\alpha}^{\downarrow} \right\} + \epsilon'^2 \Sigma \left\{ \frac{1}{2} (T_n^{\downarrow} + T_p^{\downarrow}) + T_{\alpha}^{\uparrow} \right\}$$

$$A_2 = \epsilon^2 \Sigma \left\{ \frac{1}{2} (T_n^{\downarrow} + T_n^{\uparrow} + T_p^{\downarrow} + T_p^{\uparrow}) + T_{\alpha}^{\downarrow} \right\} + (1-\epsilon'^2) \Sigma \left\{ \frac{1}{2} (T_n^{\downarrow} + T_p^{\downarrow}) + T_{\alpha}^{\uparrow} \right\}$$
(9)

ここで

$\sigma_{\text{abs}}$  : 光子の吸収断面積

$\Gamma$  : GDRの全幅

$\Gamma \downarrow$  : GDRの広がり幅

$\epsilon^2$  :  $T^{\downarrow}$  状態に交じる  $T^{\uparrow}$  状態のアイソスピン混合の割合

$\epsilon'^2$  :  $T^{\uparrow}$  状態に交じる  $T^{\downarrow}$  状態のアイソスピン混合の割合

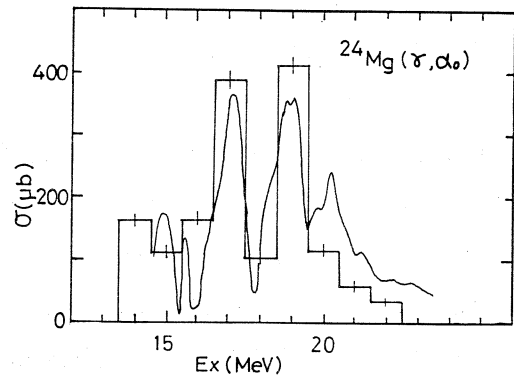
$T_{\alpha}^{\downarrow}$  :  $T^{\downarrow}$  状態を残留核に残し放出される粒子  $\alpha$  の透過係数

$T_{\alpha}^{\uparrow}$  :  $T^{\uparrow}$  状態を残留核に残し放出される粒子  $\alpha$  の透過係数

この計算では E1 励起のみを考えている。  $T^{\downarrow}$  状態の平均の準位間隔  $D_{\downarrow}$  と  $T^{\uparrow}$  状態の平均の準位間隔  $D_{\uparrow}$  を用いると  $\epsilon'^2 = \epsilon^2 D_{\downarrow} / D_{\uparrow}$  という関係がある。  $\sigma_{\text{abs}}$  は Dolbilkin ら<sup>7)</sup> によって測定された光吸収断面積を用いた。又、  $\epsilon^2$  が小さい時は  $T^{\downarrow}$  状態へ崩壊する断面積は近似的に  $\epsilon^2 \Gamma \downarrow / \Gamma$  に比例する。

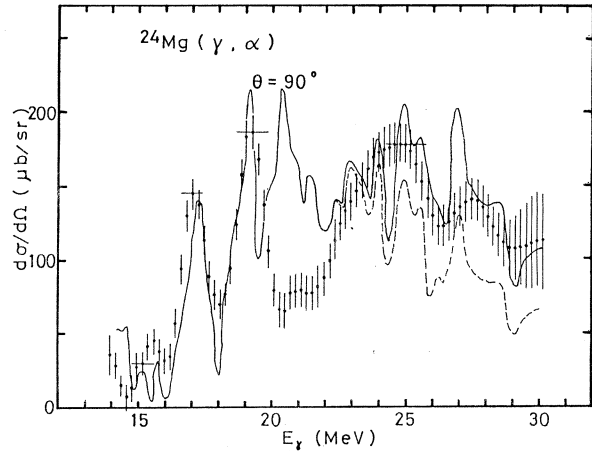
第9図に  $(r, \alpha_0)$  断面積と計算結果を示す。  $\epsilon^2 \Gamma \downarrow / \Gamma$  は  $E_x = 16 \sim 22$  MeV の積分断面積が等しくなるように決めた。その時の  $\epsilon^2 \Gamma \downarrow / \Gamma$  の値は 0.07 である。  $(r, \text{abs})$  断面積で見られる 20 MeV のピークが  $(r, \alpha)$  断面積に見られないことを前述したが、このため 20 MeV のピークが計算結果にあらわれている。 17 MeV と 19 MeV のピークは非常によく再現されている。

第10図に  $(r, \alpha)$  断面積の比較を示した。



第9図  $^{24}\text{Mg}(r, \alpha_0)$  反応断面積の実験結果と計算結果の比較。

破線は  $T^<$  チャンネルへ崩壊する成分を示し、実線は  $T^<$  チャンネルと  $T^>$  チャンネルへ崩壊する2つの成分を加えたものである。励起エネルギー 19.5 MeV 付近から  $\alpha$  粒子の  $T^>$  チャンネルが開けてくる。  $T^<$  チャンネルでは  $\epsilon^2 \Gamma^\downarrow / \Gamma$  が絶対値を左右するが、  $T^>$  チャンネルはアイソスピン許容チャンネルであるため、断面積の絶対値は  $\epsilon^2$  にあまり依存しない。従って  $T^<$  と  $T^>$  の2つのチャンネルが開いている領域では  $\Gamma^\downarrow / \Gamma$  と  $\epsilon^2$  の2つの値を独立に決定する必要がある。



第10図  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha)$  反応断面積の実験結果と計算結果（実線及び破線）の比較。破線は  $T^<$  チャンネル成分を表わす。実線は  $T^<$  チャンネル  $T^>$  チャンネルの和を表わす。

$\epsilon^2$  についてはアイソスピン禁止反応である  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha_0)$  とアイソスピン許容反応である  $^{26}\text{Mg}(\gamma, \alpha_0)$  反応の2つの実験値の比較から得られた 0.24（文献11）を用いた。この値と今回の実験で得た  $\epsilon^2 \Gamma^\downarrow / \Gamma = 0.07$  という値から  $\Gamma^\downarrow / \Gamma = 0.29$  が得られる。第10図の計算結果はこのパラメータで計算したものである。実験値と計算値は、20～22 MeV の領域を除けば非常によい一致を示している。

## § 6. 結 論

- (1)  $^{24}\text{Mg}(e, \alpha)$  反応のエネルギースペクトル及び断面積から、仮想光子理論を用い  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha_0)$ ,  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha_1)$  及び  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha)$  反応断面積を導出した。
- (2) 角分布の測定から  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha_0)$  反応断面積の E1 成分と E2 成分を分離した。それによると E1 成分が主要部分であり E2 成分の約 8 倍の大きさを持つ。又 E1 成分は総和則の値の 0.43%, E2 成分は総和則の値の  $6.0 \pm 0.5\%$  占める。（ $E_x = 13.5 \sim 22.5$  MeV）
- (3)  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha_1)$  反応断面積を  $E_x = 16.2 \sim 21.5$  MeV の領域で積分した値は  $2.4 \pm 0.5$  mb・MeV で、同じ領域の  $(\gamma, \alpha_0)$  反応断面積の約 2 倍ある。
- (4)  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha)$  反応断面積を  $E_x = 14 \sim 30$  MeV の領域で積分した値は  $22.2 \pm 5.7$  mb・MeV で、これは E1 総和則の値の  $6.2 \pm 1.6\%$  である。

- (5)  $^{24}\text{Mg}(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, n)$  反応断面積や Mg の光吸収断面積に見られる  $E_x \sim 20$  MeV の構造が,  $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha)$  反応断面積では見られない。
- (6)  $E_x = 20 \sim 22$  MeV の領域を除くと  $^{24}\text{Mg}$  からの  $\alpha$  粒子放出はアイソスピン混合を含んだ統計モデルでは説明できる。

### 参 考 文 献

- 1) 広岡 恵, 田中俊成, 日野 威, 王江忠明, 菅原真澄 : 核理研研究報告 **13** (1980) 239.
- 2) F. C. Fultz, R.A. Alvarez, B. L. Berman, M. A. Kelly, D. R. Lasher, and T. W. Philips : Phys. Rev. C **4** (1971) 149.
- 3) I. C. Nascimento, E. Wolyneec, and D. S. Onley : Nucl. Phys. **A246** (1975) 210.
- 4) R.W. Car and J.E.E. Baglin : Nucl. Data Tables **10** (1971) 143.
- 5) B. C. Cook : Nucl. Instrum. and Methods **24** (1963) 256.
- 6) E. Kuhlmann, E. Ventura, J. R. Calarco, P.G. Mavis and S.S. Hanna : Phys. Rev. C **11** (1975) 1525.
- 7) B. S. Dolbilkin, V. I. Korin, L. E. Lazreva and V.A. Zapelol : Nucl Phys. **72** (1965) 137.
- 8) F.C.Fultz, R.A.Alvarez, B.L. Berman, M. A. Kelly, D.R. Lasker and T.W. Philips : Phys. Rev. C **4** (1971) 149.
- 9) V.V. Variamov, B.S. Ishkanov, I. M. Kapitonov, Yu. I. Prokopchuk and V.I. Shvedunov : Sou. J. Nucl. Phys. **30** (1979) 617.
- 10) A.M. Sandorfi, J.R. Calarco, R.E. Rand and H. A. Schwetman : Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 1615.
- 11) E. Kuhlmann : Phys. Rev. C **20** (1979) 415.
- 12) N. Shikazono and T. Terasawa : Nucl. Phys. **A 250** (1975) 260.



# The Photoproton Reactions of $^{25}\text{Mg}$ and $^{28}\text{Si}$

R. A. Sutton, M. N. Thompson

M. Hirooka<sup>†</sup>, T. Tanaka<sup>†</sup> and K. Shoda<sup>†</sup>

*School of Physics, University of Melbourne, Parkville,  
Australia 3052.*

<sup>†</sup>*Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University,  
Mikamine, Sendai 982, Japan.*

## § 1. Introduction

The systematics of photonuclear reactions in 1d-2s nuclei has been the subject of numerous experiments and theoretical calculations. The measurements described herein complement and add to the existing data for two of these nuclei, namely  $^{25}\text{Mg}$  and  $^{28}\text{Si}$ . Differential total photoproton and partial cross sections ( $\sigma$ ,  $p_0$ ) and ( $\sigma$ ,  $p_1+p_2$ ) for  $^{25}\text{Mg}$  and  $^{28}\text{Si}$  are measured at  $90^\circ$  to the beam.

## § 2. Experimental

The measurements of the photoproton cross sections were made using the electron LINAC at Tohoku University. A Browne-Buechner type<sup>1)</sup> spectrometer with 100 Si(Li) detectors mounted on the focal plane recorded the proton spectra at  $90^\circ$  to the beam. In all, three different magnet settings were required to measure yield curves for the two targets, covering the proton energy range of 2.6 to 16 MeV. Measurements were taken at electron energies from 14.75 to 28 MeV, in steps of 0.25 MeV, for the three settings. A special effort was made to obtain good statistics in the tip region of all the proton spectra so that partial cross sections could be derived.

The magnesium target for the experiment was a metal foil enriched to 98.25%  $^{25}\text{Mg}$  and of thickness 4.8 mg/cm<sup>2</sup>. A natural "hyperpure" silicon wafer (92.23%  $^{28}\text{Si}$ ) was used for the  $^{28}\text{Si}$  measurement. The wafer was chemically

etched to a thickness of  $6.75 \text{ mg/cm}^2$  with an anisotropic etch mixture.<sup>2)</sup> This provided a self supporting target capable of withstanding the temperatures generated by the electron beam.

In addition proton energy spectra were measured for a thick NiBeO ( $80 \text{ mg/cm}^2$ ) target at each of the magnet settings to allow correction factors for the slight variation in efficiency between the detectors to be determined. A blank target holder was also tested at 28 MeV to check for the presence of background. This was found to be negligible.

### § 3. Analysis

The measured proton spectra for the various magnet settings for each electron energy are combined into single spectra using the method of Allen.<sup>3)</sup> The proton spectra are corrected for the mean energy losses in the targets and for nuclear recoil; the data is then ready for analysis.

Each spectra represents the yield of protons at that electron energy, which allows yield curves to be constructed for both of the nuclei. The incident beam of electrons can produce nuclear excitations of various multipolarities. In the energy range under consideration the

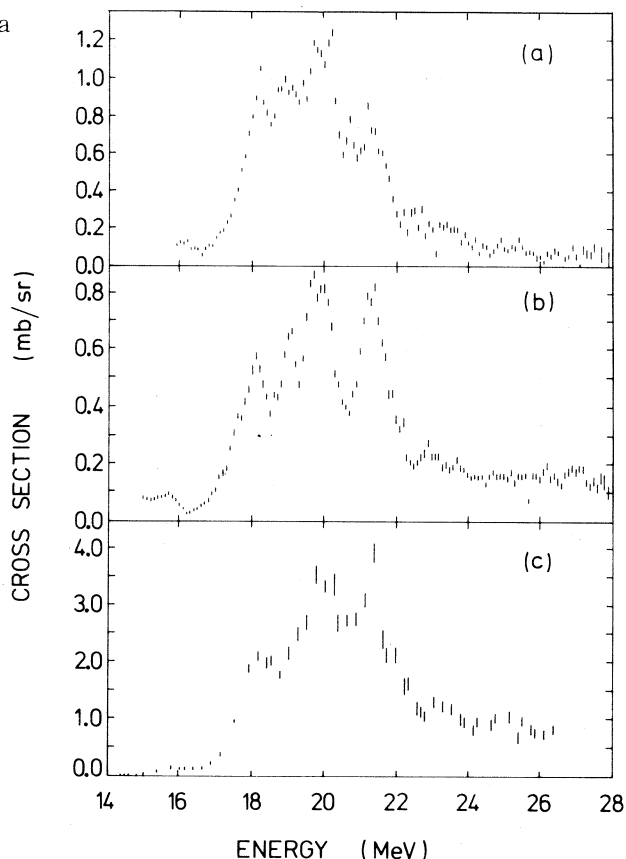


Fig. 1. (a)  $^{28}\text{Si}(\gamma, p_1 + p_2)$  cross section, (b)  $^{28}\text{Si}(\gamma, p_0)$  cross section, (c)  $^{28}\text{Si}(\gamma, p)$  cross section.

dominant mode is E1, thus the virtual photon spectrum<sup>4)</sup> may be used to unfold the yield curves. The variable bin Penfold-Liess method<sup>5)</sup> was used for the analysis and the resulting differential cross sections for  $^{25}\text{Mg}(\gamma, p)$  and  $^{28}\text{Si}(\gamma, p)$  are shown in Figs. 2(c) and 1(c).

The photoproton reactions on  $^{28}\text{Si}$  and  $^{25}\text{Mg}$  form  $^{27}\text{Al}$  and  $^{24}\text{Na}$  respectively. Knowledge of the low lying states in these residual nuclei allows the cross sections to specific states to be determined. The first excited states of  $^{27}\text{Al}$  is at 0.84 MeV, so that the final 0.84 MeV of the proton spectra contains only protons from reactions that leave  $^{27}\text{Al}$  in the ground state. In the case of  $^{25}\text{Mg}(\gamma, p_0)$   $^{24}\text{Na}$  reaction only the top 0.47 MeV can be used since the first excited state occurs at this energy. The  $(\gamma, p_0)$  cross

sections can then be derived by dividing the top portion of the proton spectrum by the appropriate part of the virtual photon spectrum for each tip energy. These cross sections are shown in Figs. 1(b) and 2(b).

Having obtained the  $(\gamma, p_0)$  cross sections it is possible in principle to calculate the  $(\gamma, p_1)$  cross sections by subtracting the contribution to each proton spectrum. The  $(\gamma, p_1)$  cross section can then be derived in a similar manner to the  $(\gamma, p_0)$  from the corrected spectrum, but unfortunately a difficulty arises in both residual nuclei. The

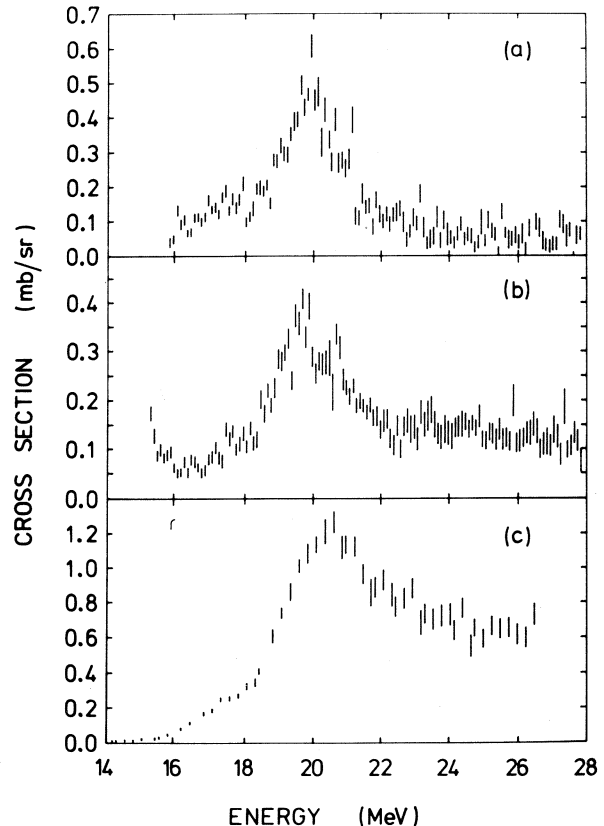


Fig. 2. (a)  $^{25}\text{Mg}(\gamma, p_1 + p_2)$  cross section, (b)  $^{25}\text{Mg}(\gamma, p_0)$  cross section, (c)  $^{25}\text{Mg}(\gamma, p)$  cross section.

second excited state in  $^{24}\text{Na}$  occurs at 0.56 MeV, only 90 keV above the first excited state, whilst the separation of the first and second states in  $^{27}\text{Al}$  is 170 keV. Proton straggling within the targets limits the effective resolution of the spectrometer to approximately 250 keV and 180 keV for 10 MeV protons in the silicon and magnesium targets respectively. Thus we are unable to separate the  $(\tau, p_1)$  and  $(\tau, p_2)$  cross sections, but it is possible to calculate the cross section for the  $(\tau, p_1 + p_2)$  reaction. These cross sections are shown in Figs. 1(a) and 2(a).

## § 4. Discussion

### 4.1 $^{28}\text{Si}$

The  $^{28}\text{Si}$  cross sections are dominated by four major peaks which are evident in both partial cross sections and in the total proton cross section, although the second peak is unresolved in the latter due to the poorer resolution inherent in the yield curve measurement. These peaks are centred at 18.2, 19.0, 20.2 and 21.2 MeV, in good agreement with the structure shown in the total absorption cross sections of Ahrens<sup>6)</sup> and Bezic<sup>7)</sup>, the partial cross sections of Matsumoto<sup>8)</sup> and the  $^{28}\text{Si}(\tau, n)$  measurements of Webb<sup>9)</sup> and Veyssiere *et al.*<sup>10)</sup>. The precise energies of the peaks vary slightly in the different measurements, however even the smaller structures seen at 15-16 MeV and 22.8 MeV are apparent in the other cross sections. The high resolution measurement of the  $^{27}\text{Al}(p, \tau_0)^{28}\text{Si}$  reaction<sup>11)</sup> also is in excellent agreement with the  $^{28}\text{Si}(\tau, p_0)$  cross section, showing clusters of peaks centered around the energies that coincide with the structure seen in the present measurement. Integrated cross sections for the  $^{28}\text{Si}$  reactions are listed in Table I. Differential cross sections are multiplied by  $4\pi$  to allow comparison with other measurements.

The measurements on  $^{28}\text{Si}$  were partly motivated by the  $(\tau, x\tau')$  data of Thomson<sup>12)</sup> which suggests that the lower excited states of  $^{27}\text{Al}$  are strongly populated. However this evidence is not conclusive since gamma ray cascades from the higher states may feed the lower states. Clarification of this is possible by comparing the three  $^{28}\text{Si}$  cross sections which reveals that both the  $(\tau, p_0)$  and  $(\tau, p_1 + p_2)$

Table I Integrated cross sections for photoproton emission from  $^{28}\text{Si}$ . Derived cross sections are multiplied by  $4\pi$  (assuming anisotropy) to allow comparison with Refs. 11<sup>†</sup> and 12<sup>††</sup>.

Reaction	This work		Others	$E_0$	E
	$\int_{15}^{26} \sigma dE$ (mb-MeV/sr)	$\int_{15}^{26} \sigma dE$ (mb-MeV)	$\int_{E_0}^E \sigma dE$ (mb-MeV)		
$^{28}\text{Si}(\gamma, p)$	$16.5 \pm 2.1$	$207 \pm 26$			
$^{28}\text{Si}(\gamma, p_0)$	$3.6 \pm 0.5$	$45 \pm 6$	$45^\dagger$	16	24
$^{28}\text{Si}(\gamma, p_1 + p_2)$	$4.5 \pm 0.7$	$56 \pm 9$	$35 \pm 15^{\dagger\dagger}$ $+ 20 \pm 6$	thr.	28

contribute a significant portion to the total proton cross section, which is consistent with the  $(\gamma, p\gamma')$  observations. Table I lists the integrated cross sections for the different reactions. 22% of the total proton cross section is to the ground state in  $^{27}\text{Al}$ , whilst 27% is to the first two excited states, at 0.842 and 1.013 MeV. The integrated strength of the  $(\gamma, p_1 + p_2)$  reaction agrees well with the estimates of Thomson which are also listed. Similarly the strength to the ground state corresponds well with the calculation of Singh<sup>11)</sup> from the  $(p, \gamma_0)$  data. With almost half of the total  $(\gamma, p)$  channel populating the first three excited states of  $^{27}\text{Al}$  it appears that the  $^{28}\text{Si}$  dipole states are formed and decay predominately via direct processes. Certainly statistical decay of the GDR would not lead to strong population of these states, hence it would appear that the single nucleon component of the proton reaction must comprise at least 50% of the total.

#### 4.2 $^{25}\text{Mg}$

The total  $^{25}\text{Mg}(\gamma, p)$  cross section which peaks around 20.5 MeV and shows only marginal structure in comparison with the  $^{28}\text{Si}$  cross sections. Resonances are evident in the  $^{25}\text{Mg}(\gamma, p_0)$  cross section at 19.6 and 20.6 MeV. These are also present in the  $(\gamma, p_1 + p_2)$  cross section, but remain unresolved in the total proton cross section. The only other measurements of the proton channel of  $^{25}\text{Mg}$  are that of  $(\gamma, p)$  by Miyase<sup>13)</sup> and Bangerts<sup>14)</sup>  $(\gamma, p_0)$  cross section,

in the energy range 13-18.5 MeV. The former measurement shows pronounced structure in the region above 21 MeV whereas no evidence of significant structure is seen in this region in Figure 2. It would appear that this extra structure may be analysis induced<sup>4)</sup> in view of the excellent agreement of the  $^{28}\text{Si}$  cross sections with previous measurements. The latter  $(\tau, p_0)$  measurement shows structure at 15.5, 15.9, 16.5, 17.0 and 18.1 MeV. Despite the poorer resolution of the current  $(\tau, p_0)$  cross section some correspondence is noted in the overall shape at these energies. The  $^{25}\text{Mg}(\tau, n)$  measurement from Livermore<sup>15)</sup> shows evidence the same marginal structure in this region and also at 19.6 and 20.6 MeV which correlates well with the peaks in the partial cross sections.

The main strength of the  $(\tau, n)$  cross section lies at 23 MeV, where structure is also seen in the  $(\tau, p)$  cross section, although it is not apparent in the partial cross sections. The  $(\tau, p)$  measurement does not exhibit similar behaviour at high energies. One possible explanation of this large increase evident in the neutron cross section at high energies are the multiple event reactions. The  $(\tau, 2n)$  measurement from Livermore shows this channel to be small above its threshold of 23.3 MeV up to 29 MeV.  $^{25}\text{Mg}(\tau, np)$  has a threshold of 19.0 MeV. The photoproton measurement is insensitive to this reaction since only protons with an energy of more than 2.6 MeV are detected. Energy sharing between the proton and neutron means that little of the  $(\tau, np)$  reaction will be measured for several MeV above threshold in contrast with the neutron measurement. Therefore one might surmise that this reaction contributes significantly to the neutron channel, accounting for the anomalous strength seen at higher energies. Nathan's<sup>16)</sup> measurement of the photoneutron reaction does not wholly support this proposition since it decreases after peaking at 20-21 MeV despite the good correlation with the Livermore data up to this energy. This behaviour is similar to the photoproton cross section.

Structure seen in both the  $(\tau, p)$  and  $(\tau, n)$  cross sections is interesting in the light of the prediction of isospin splitting of the GDR. Based on the arguments of Fallieros<sup>17)</sup> a non-self conjugate nuclei such as  $^{25}\text{Mg}$ , where  $T = 1/2$ ,

the so called  $T_<$  and  $T_>$  components should be split by  $\Delta E = 60 (T_0 + 1) / A = 3.6$  MeV. From the more recent calculation of Leonardi<sup>18)</sup> the splitting for  $^{25}\text{Mg}$  should be 2.5-3.4 MeV. Independent sum rules give the ratio of the energy weighted cross sections for  $^{25}\text{Mg}$  as  $T_> / T_< = 1.55$ . Isospin selection rules and coulomb barrier effects suppress the  $T_<$  component of the proton channel and correspondingly the  $T_>$  states are enhanced. The opposite is true for the neutron channel. In view of this the groups of structures at 15-18 MeV in both proton and neutron cross section might be attributed to  $T_<$  states, whilst those seen in the region 18.5-21.5 MeV to the  $T_>$  resonance. The positions and relative strengths of these two resonances is consistent with these predictions. The photoneutron strength at high energies does not fit into this scheme, however may be accounted for by the  $(\gamma, np)$  reaction. Alternatively this strength may not exist if Nathan's<sup>16)</sup> measurement is correct. In either case isospin undoubtedly plays an important part in the formation and decay of the GDR of  $^{25}\text{Mg}$ .

Table II Integrated cross sections for photoproton emission of  $^{25}\text{Mg}$ . Derived cross sections are multiplied by  $4\pi$  (assuming anisotropy) to allow comparison with ref. 13†.

Reaction	This work		Miyase	$E_0$	E
	$\int_{15}^{26} \sigma dE$ (mb-MeV/sr)	$\int_{15}^{26} \sigma dE$ (mb-MeV)	$\int_{E_0}^E \sigma dE$ (mb-MeV)		
$^{25}\text{Mg}(\gamma, p)$	$6.8 \pm 0.9$	$86.0 \pm 0.11$	$94 \pm 12^\dagger$	thr.	30
$^{25}\text{Mg}(\gamma, p_0)$	$0.81 \pm 0.11$	$10.1 \pm 1.3$			
$^{25}\text{Mg}(\gamma, p_1 \pm p_2)$	$0.75 \pm 0.11$	$9.4 \pm 1.3$			

It can be seen from Fig. 2 that the  $^{25}\text{Mg}$  partial cross sections contribute a much smaller proportion of the total  $(\gamma, p)$  strength. Table II shows the only 12% of the total is to the ground state whilst 11% goes to the first two excited states in  $^{24}\text{Na}$  at 0.47 and 0.56 MeV. This contrasts with  $^{28}\text{Si}$  in that a much smaller fraction of the decay is via direct processes, therefore we can deduce that

statistical decay is more important in the case of  $^{25}\text{Mg}$  than for  $^{28}\text{Si}$ .

### References

- 1) C. P. Browne and W. W. Buechner : Rev. sci. Instrum. **27** ( 1956 ) 899.
- 2) R. A. Sutton : Ph. D. Thesis, University of Melbourne ( 1982 ) ( unpublished ).
- 3) K. J. F. Allen : Ph. D. Thesis, University of Melbourne ( 1974 ) ( unpublished ).
- 4) W. C. Barber and T. Weilding : Nucl. Phys. **18** ( 1960 ) 575.
- 5) E. Bramanis *et al.* : Nucl. Instrum. and Methods **100** ( 1971 ) 59.
- 6) J. Ahrens *et al.* : Nucl. Phys. **A 251** ( 1975 ) 479.
- 7) N. Bezic *et al.* : Nucl. Phys. **A 117** ( 1968 ) 124.
- 8) S. Matsumoto *et al.* : J. Phys. Soc. Japan **20** ( 1965 ) 1321.
- 9) D. Webb *et al.* : Nucl. Phys. **A 159** ( 1970 ) 81.
- 10) A. Veyssiere *et al.* : Nucl. Phys. **A 227** ( 1974 ) 513.
- 11) P. Singh *et al.* : Nucl. Phys. **65** ( 1965 ) 577.
- 12) J. Thomson and M. N. Thompson : Nucl. Phys. **A 285** ( 1977 ) 84.
- 13) H. Miyase, H. Tsubota, M. Sugawara and T. Tamae : Research Report of Lab. of Nucl. Sci. **9** ( 1977 ) 43.
- 14) K. Bangert *et al.* : Nucl. Phys. **A 261** ( 1976 ) 149.
- 15) R. A. Alvarez *et al.* : Phys. Rev. **C 4** ( 1971 ) 1673.
- 16) R. Nathans and P. F. Yergin : Phys. Rev. **98** ( 1955 ) 1296.
- 17) S. Fallieros *et al.* : Phys. Lett. **19** ( 1965 ) 398.
- 18) R. Leonardi and E. Lipparini : Phys. Rev. **C 11** ( 1975 ) 2073.



$^{63}\text{Cu}(e, p_0)$  反応に於ける角度依存性

教養部, 情教センター\*, 理学部物理\*\*

宮瀬晴久・坪田博明

川添良幸\*・塚本龍男\*\*

## § 1. 序

巨大多重極共鳴に関する実験は, 電子, 陽子, 重イオン等のビームを用いて色々行われているが, いくつかの巨大多重極共鳴が同時に励起されるために, はっきりとは各々の多重極成分に分離されていない現状である。(e, e'p) 反応は有効な手段ではあるが, 今だ実験には供されていない。

今回我々は, (e, p<sub>0</sub>) 反応からの陽子の角度依存性を測定することにより, E1, E2 成分の分離を試みた。これは

- (e, e'p) 反応に比べて簡単である。
- 簡単な励起のみが期待される。
- (e, e'p) 反応と相補的關係にある。
- 多重極成分の分離が核模型に依らずに可能である。

ためである。

$^{63}\text{Cu}(e, p_0)$  反応は簡単な  $2p_{3/2}$  陽子のたたき出し反応と期待され<sup>1)</sup>, その角度依存性は各多重極遷移に対して簡単な型をとると思われる。

## § 2. 実験及び結果

標的は厚さ  $10.1 \text{ mg/cm}^2$ , 純度 98% 以上の  $^{63}\text{Cu}$  で, 東北大核理研の電子ライナックから得られたエネルギー 15, 17, 19, 21, 23, 25, 28 MeV の電子ビームを直接標的に照射し, 放出された陽子を広帯域磁気スペクトロメータの焦点面上に並べた 100 個の Si(Li) SSD を用いて測定した。測定の角度は  $42^\circ$  から  $138^\circ$  まで 11 点で行った。娘核の  $^{62}\text{Ni}$  の第 1 励起準位は 1.17 MeV なので, 放出陽子の最高エネルギーより 1.17 MeV の範囲に放出された陽子は  $^{62}\text{Ni}$  の基底準位への陽子とみることが出来る。

第 1 図に各電子エネルギーに対する放出陽子の角度依存性を示す。これらのデータに対して,

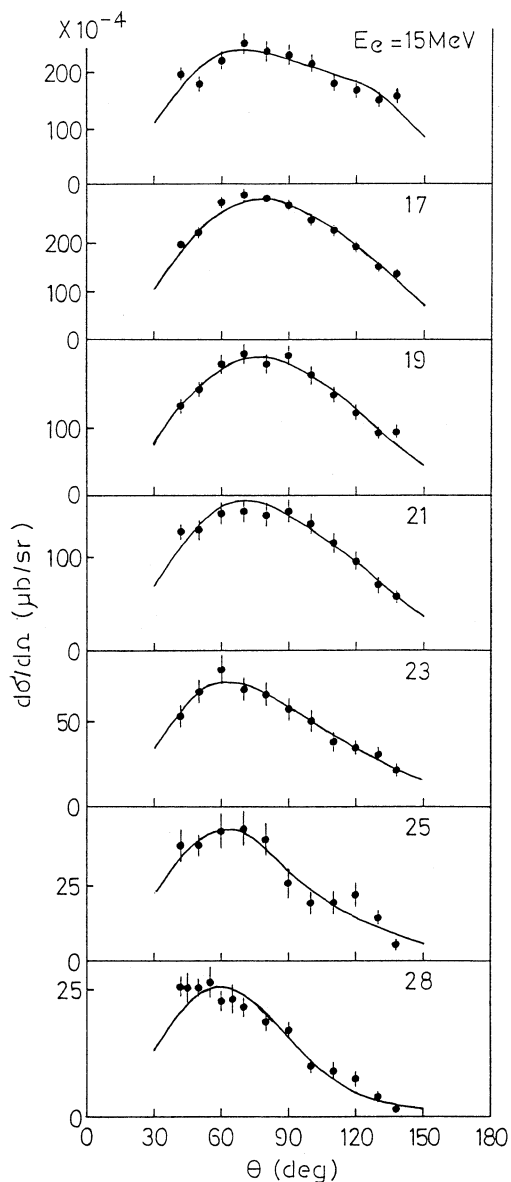
次の式を用いて  $\chi^2$  フィットを行った。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} = R \sin^2 \theta_{cm} |C_1 + C_2 \cos \theta_{cm}|^2 \quad (1)$$

ここで  $R$  は重心系と実験室系の変換の因子である。(1)式は  $s$  状態にあるスピン0の粒子が  $r$  線によって原子核から放出される時の角度依存性をおよそ正確に表すものである。 $|C_1|^2$  は  $E1$  遷移の強度、 $|C_2|^2$  は  $E2$  遷移の強度に比例している。<sup>2)</sup>

我々の実験に用いた標的核  $^{63}\text{Cu}$  の基底状態のスピンは  $3/2$  であり、また放出陽子のスピン  $1/2$  も考慮しなければならない。さらに  $r$  線ではなく電子線を使っているので、運動学的に電子による陽子放出の正しい記述を行う必要がある。しかしながら、 $E1$  遷移のみの場合には  $90^\circ$  対称からのずれは重心の補正のみで、 $^{63}\text{Cu}(e, p_0)$  では小さいものである。よって(1)式を用いた解析で  $90^\circ$  対称からのずれを与える  $C_2$  の値は主成分である  $E1$  遷移とパリティの異なる遷移（主として  $E2$  遷移）の強度に対する何らかの情報を与えるものと期待して良い。

放出粒子がスピン0の場合の電子線による粒子放出の断面積の表式は文献3に記述されている。それによって与えられる角度依存性は(1)式にほぼ等しい。現在この表式をスピンを持った系に対して拡張しつつある。今回は以上の点をふまえて、(1)式を用いて実験の解析を行った。



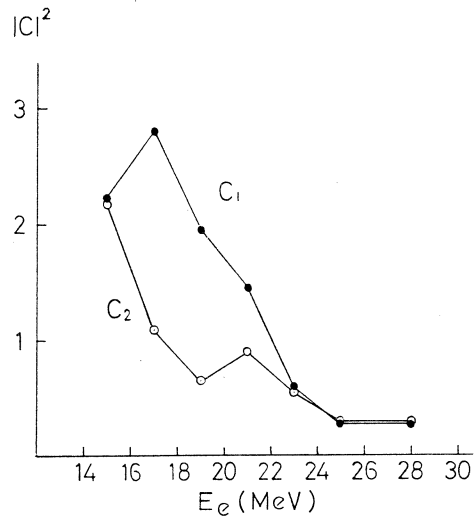
第1図 各入射電子エネルギーに対する放出陽子の角度依存性。実線は(1)式による  $\chi^2$  フィットの結果

$\chi$  フィットの結果を第1図に測定した7点の入射電子エネルギーに対する角度依存性の図中に実線で示した。規格化された  $\chi^2$  の値は1~2の範囲であり、(1)式は妥当な模型であると云える。又、 $|C_1|^2$  及び  $|C_2|^2$  のエネルギー依存性を励起エネルギーの関数として第2図に示した。

$|C_2|^2$  は  $E_x \approx 15\text{MeV}$  で大きくなっているが、アイソスカラー型 E2 のピークに対応していると思われる。高い励起エネルギーに期待されるアイソベクトル型 E2 の励起については、今回の解析では

はっきりとしたことは云えない。E2の強度のエネルギー依存性の結果はDodgeらの結果<sup>4)</sup>と一致している。

アイソベクトル型 E2 の強度分布に関しては、電子散乱の実験データが参考になるが、残念ながら  $^{63}\text{Cu}$  に対しては巨大共鳴領域でのデータがとられていない。今後の実験がまたれる。



第2図  $|C_1|^2$  及び  $|C_2|^2$  のエネルギー依存性。

## 参 考 文 献

- 1) C.O. Wene : Z. Phys. **A 272** (1975) 77.
- 2) D.M. Skopik *et al.* : Phys. Rev. C **21** (1980) 1746.
- 3) H. Taneichi *et al.* : Nucl. Phys. **A350** (1980) 157.
- 4) W. R. Dodge *et al.* : Phys. Rev. C **24** (1981) 1952.

$^{90}\text{Zr}$ ,  $^{93}\text{Nb}$  (e, p), (e,  $\alpha$ ) 反応

核理研

日野 威・田中俊成・広岡 恵

菅原真澄・玉江忠明

## §1. 序

前回<sup>1)</sup>,  $^{90}\text{Zr}$  と  $^{93}\text{Nb}$  の (e, p) 反応及び (e,  $\alpha$ ) 反応の測定角度  $90^\circ$  における放出粒子エネルギースペクトルの報告を行なった。その後, 他の測定角におけるエネルギースペクトルも解析を行ない, これらのエネルギースペクトルから放出粒子の角度について積分を行ない準重陽子光吸収模型及び前平衡励起子模型と比較し, 反応機構について調べたので今回その結果を報告する。

## §2. 実 験

実験は広帯域磁気スペクトロメータで運動量分析された反応粒子を, その焦点面上に設置された表面障壁型 SSD で検出することによりなされた。標的には  $^{90}\text{Zr}$  4.95 mg/cm<sup>2</sup> 及び  $^{93}\text{Nb}$  5.14 mg/cm<sup>2</sup> を用いた。標的面と入射電子線となす角を  $30^\circ$  にして, 電子線のエネルギーが 60 MeV と 40 MeV のときの (e, p), (e,  $\alpha$ ) 反応のエネルギースペクトルを, 測定角度  $45^\circ$ ,  $67.5^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $112.5^\circ$ ,  $135^\circ$  の 5 点で測定した。

## §3. 測定結果

実験で得られるエネルギースペクトルは, 仮想光子が連続スペクトルであるため, 巨大共鳴領域からの寄与が大きい。そのため, 次式によって  $E_e = 60$  MeV と  $E_e = 40$  MeV でのエネルギースペクトルの差し引きを行った。

$$\frac{d^2 Y'}{d\Omega dE_p} = \frac{d^2 Y(60)}{d\Omega dE_p} - \frac{\Phi(60, 18)}{\Phi(40, 18)} \cdot \frac{d^2 Y(40)}{d\Omega dE_p} \quad (1)$$

ここで,

$E_p$  : 反応粒子の運動エネルギー

$\frac{d^2 Y(60)}{d\Omega dE_p}$ ,  $\frac{d^2 Y(40)}{d\Omega dE_p}$  ;  $E_e = 60$  MeV 及び  $E_e = 40$  MeV でのエネルギースペクトル

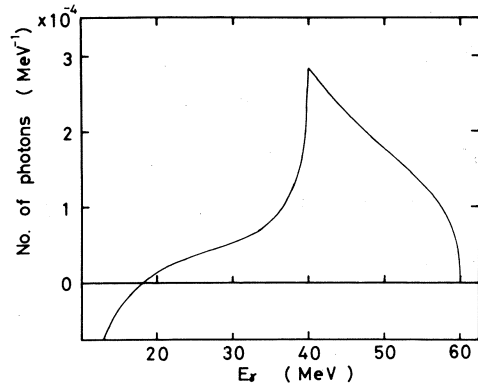
$\phi(60, 18)$ ,  $\phi(40, 18)$ ;  $E_e = 60 \text{ MeV}$  及び  $E_e = 40 \text{ MeV}$  での  $E_T = 18 \text{ MeV}$  における光子数

である。この結果得られるエネルギースペクトルは

$$\phi(E_T) = \phi(60, E_T) - \frac{\phi(60, 18)}{\phi(40, 18)} \phi(40, E_T) \quad (2)$$

と表わされる光子スペクトル(第1図)で得られたエネルギースペクトルに相当する。これは図からわかる様に主に  $E_T > 40 \text{ MeV}$  の反応が寄与することになる。こうして得られた測定角  $90^\circ$  でのエネルギースペクトルは前回報告を行なった。同様のエネルギースペクトルを他の測定角についても得た。

Wu と Chang による前平衡励起子模型<sup>2,3)</sup> は放出粒子の角度について積分したエネルギースペクトルしか計算できないので、上で述べたエネルギースペクトル



第1図 本文(2)式から得られる仮想光子スペクトル。

ルから放出粒子の角度について積分したエネルギースペクトルを導出した。エネルギースペクトルを測定する際、各測定角における磁気スペクトロメーターの磁場設定を同じにしたので、各測定角において対応する各 SSD チャンネルは同じエネルギーの粒子を測定していることになる。しかし、標的はビーム方向に対して常に  $30^\circ$  に固定して測定を行なったので、標的中における粒子のエネルギー損失が各測定角によって異なっていて対応している SSD チャンネルにおいても粒子のエネルギーはわずかずつ測定角によって異なる。そこで、いくつかの SSD チャンネルを平均して、平均のエネルギー幅の範囲内で、平均した粒子のエネルギーが各測定角においてほぼ等しいとみなせるようにする。ここでは、平均のエネルギー幅は  $0.5 \text{ MeV}$  とした。こうして平均したエネルギースペクトルの各測定角における粒子エネルギーが等しい各点に対し最小自乗法を用いてルジャンドル関数の多項式

$$\frac{dY(\theta)}{d\Omega dE_p} = \sum_l A_l P_l(\cos \theta) \quad (3)$$

で展開し、多項式の係数  $A_l$  を求める。こうして求めた係数  $A_l$  から次式にしたがって放出粒子の角度について積分したエネルギースペクトルを導出した。

$$\frac{dY}{dE_p} = 2\pi \sum \int_0^\pi A_l P_l(\cos\theta) \sin\theta d\theta. \quad (4)$$

こうして積分したエネルギースペクトルを第2図に示す。先に述べた各 SSD チャンネルを平均する際のエネルギー幅を 0.2 MeV と 1 MeV にした場合も放出粒子の角度について積分したエネルギースペクトルを求めたが、積分した後のスペクトルの概形は平均のエネルギー幅を 0.5 MeV にした場合とほとんどかわりはなかった。また、ルジャンドル関数は  $l=4$  まで考慮した。

#### §4. 議 論

巨大共鳴を越えた高いエネルギー領域における光核反応の粒子放出機構については Wu と Chang が前平衡励起子模型に準重陽子光吸収模型を取り入れて議論している<sup>2)</sup>。これにより統計理論では説明できない放出粒子のエネルギースペクトルにおける高エネルギー成分の存在を定性的に説明できることがいくつかの実験で確められている<sup>2)4)</sup>。ここでも、その計算結果とエネルギースペクトルを比較して議論する。

Wu と Chang による前平衡励起子模型では、光吸収断面積を  $\sigma_a$  とすると粒子  $\beta$  のエネルギースペクトル  $dY/dE_p$  は次式で表わすことができる<sup>2)</sup>。

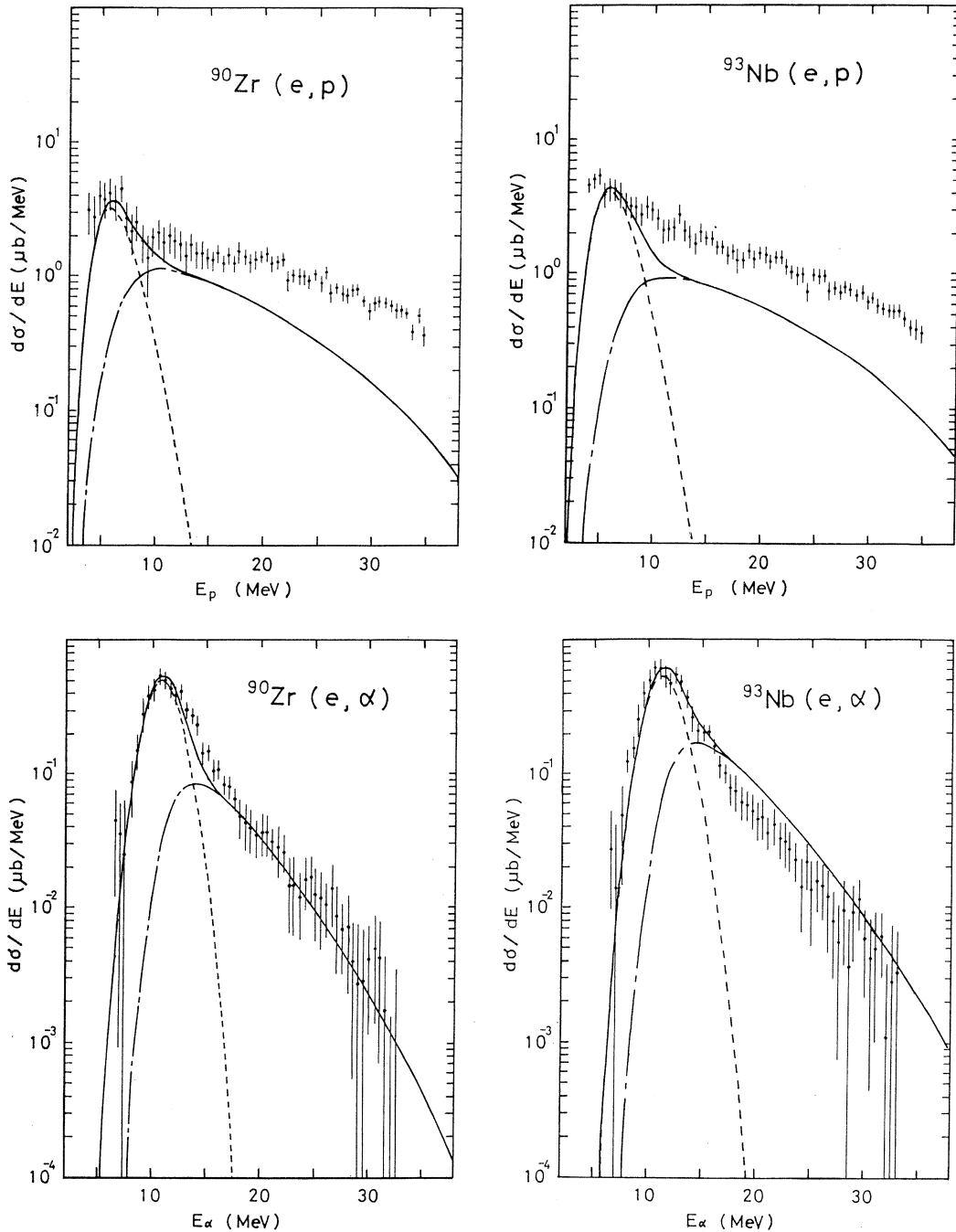
$$\frac{dY}{dE_p} = \int \sigma_a(E_\gamma) \cdot I_\beta(E_\gamma, E_p) \Phi(E_\gamma) dE_\gamma. \quad (5)$$

ここで  $\Phi(E_\gamma)$  は仮想光子スペクトルで(2)式を用いた。 $I_\beta$  は励起エネルギー  $E_\gamma$  の状態から運動エネルギー  $E_p$  の粒子  $\beta$  が放出される確率で、その詳しい表現はここでは省略するが、 $I_\beta$  は励起された原子核中で粒子  $\beta$  が形成される確率  $r_\beta$  に比例する。陽子や中性子では  $r_p = r_n = 1$  であるが、 $\alpha$  粒子の場合には原子核の質量数に依存して大きく変化する。ここでは、(p,  $\alpha$ ) 反応から得られた値の系統性<sup>3)</sup>から  $^{90}\text{Zr}$  に対し  $r_\alpha = 1.0 \times 10^{-3}$ ,  $^{93}\text{Nb}$  に対し  $r_\alpha = 9.3 \times 10^{-4}$  を用いた。

光吸収断面積  $\sigma_a$  は E1 巨大共鳴と準重陽子光吸収を考慮した。E1 巨大共鳴による光吸収は、巨大共鳴をローレンツ曲線で表わしたときに得られた高エネルギー側での断面積を吸収断面積として用いた。また、準重陽子光吸収断面積は次式のように表わされる<sup>5)</sup>。

$$\sigma_{qd}(E_\gamma) = L \cdot \frac{NZ}{A} \cdot \sigma_d(E_\gamma) \exp\left(-\frac{D}{E_\gamma}\right) \quad (6)$$

ここで、 $\sigma_d$  は重陽子の光崩壊断面積、 $L$  は Levinger パラメータ、指数関数は  $D$  をパラメータとして現象論的に取り入れた Pauli の排他原理による  $\sigma_d$  の抑制因子である。ここでは、



第2図 励起エネルギー 40 MeV ~ 60 MeV の準単色ガンマ線 (本文(2)式) により得られた放出粒子の角度について積分されたエネルギースペクトルと多重粒子放出を考慮した前平衡励起子模型・統計理論との比較。

一点鎖線は前平衡状態からの寄与、破線は統計理論による計算結果をスペクトルのピーク付近で実験値に規格化したもの、実線はその和である。

$L=10$ ,  $D=60$  を用いた。

こうして計算したエネルギースペクトルを第2図に一点鎖線で示す。しかし、陽子及び $\alpha$ 粒子エネルギースペクトルの低エネルギー側での部分と陽子エネルギースペクトルの高エネルギー側の部分に実験値と計算値との不一致が見られる。低エネルギー側における実験値と計算値との不一致の原因としては次のことが考えられる。励起エネルギーが高いため、最初に前平衡状態から高エネルギーの粒子が放出されると、残留核はより平衡状態に近い状態に進み、2番目の粒子が放出されると考えられる。2番目以後に放出される粒子は、平衡状態に近い状態から放出されるので、これらの粒子のエネルギーは低く、平衡状態から統計的に放出される場合と似たエネルギースペクトルを示すと考えられる。したがって、複合核状態の励起エネルギー15 MeV ~ 25 MeV の間に一様に分布していると仮定して統計理論で計算すると第2図の破線のようになる。このときピーク付近で実験値が再現されるように絶対値を規格化した。第2図の実線は、破線と一点鎖線の寄与の和である。このように考えるとエネルギースペクトルの概形を理解でき、 $\alpha$ 粒子エネルギースペクトルでは、ほとんどこれにより説明できることがわかる。

一方、陽子エネルギースペクトルの高エネルギー側における実験値と計算値との不一致は、今回の前平衡励起子模型の計算よりも早い時期に陽子が放出されやすいことを示していると考えられる。これは、原子核が光子を吸収した後、エネルギーがあまり多くの核子に分配されないうちに放出された粒子の方が高いエネルギーである確率が高いと考えられるためである。

## §5. ま と め

$E_\gamma > 40$  MeV の領域では (e, p) 及び (e,  $\alpha$ ) 反応エネルギースペクトルが、多重粒子放出を考慮することで準重陽子光吸収模型と前平衡励起子模型によってほぼ説明できることがわかった。特に、(e,  $\alpha$ ) 反応はほとんどこれにより説明できる。しかし、(e, p) 反応では陽子エネルギーの高エネルギー側では充分ではない。

今回、Wu と Chang の理論と比較するため、実験値を放出粒子の角度について積分したが、角度分布も議論することが望ましい。以前は、励起子模型などの位相空間での計算で角度分布を計算することは不可能であったが、ここ数年理論的研究が進み、これが可能になった<sup>6-8)</sup>。核子反応では、多重粒子放出も取り入れた理論も提唱されている<sup>7)</sup>。今後、これらの理論を光核反応に適用して議論することが望まれる。これらの理論を光核反応に適用する場合、準重陽子光吸収などの光吸収の機構を考慮するのが難しいと考えられるが、それ故、この方面の研究の可能性があると見える。



## 参 考 文 献

- 1) 日野 威, 田中俊成, 広岡 恵, 菅原真澄, 玉江忠明 : 核理研研究報告 **14** (1981) 151.
- 2) J. R. Wu and C. C. Chang : Phys. Rev. C **16** (1977) 1812.
- 3) J. R. Wu and C. C. Chang : Phys. Rev. C **17** (1978) 1540.
- 4) A. G. Flowers *et al.* : Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 323.
- 5) J. S. Levinger : *Proc. Intern. Conf. Low and intermediate energy electromagnetic interactions* (Academy of Sciences, USSR, Moscow, 1967).
- 6) G. Mantzouranis, D. Agassi and H. A. Weidenmüller : Phys. Lett. **57 B** (1975) 220 ; G. Mantzouranis, H. A. Weidenmüller and D. Agassi : Z. Phys. **A 276** (1976) 145.
- 7) J. M. Akkermans : Phys. Lett. **82 B** (1979) 20 ; J. M. Akkermans, H. Gruppelaar and G. Reffo : Phys. Rev. **C 22** (1980) 73 ; J. M. Akkermans and H. Gruppelaar : Z. Phys. **A 300** (1981) 345.
- 8) Sun Ziyang, Wang Shunuan, Zhang Jingshang and Zhuo Yizhong : Z. Phys. **A 305** (1982) 61.

## II. 物 性 物 理

# Short-range Structure of Amorphous Silicon Monoxide by T-O-F Pulsed Neutron Total Scattering

M. Ueno, M. Misawa and K. Suzuki

*The Research Institute for Iron, Steel and Other Metals,  
Tohoku University, Sendai-980, Japan*

## § 1. Introduction

The structure of bulk commercial silicon monoxide (a-SiO) has been studied by Yasaitis and Kaplow<sup>1)</sup> using x-ray diffraction, while no bodies have made the neutron diffraction measurement of a-SiO. From the results obtained by the x-ray diffraction experiment<sup>1)</sup>, it is concluded that a-SiO has a unique amorphous structure, which is not a simple mixture of amorphous Si and SiO<sub>2</sub> glass. Furthermore, that a-SiO is a macroscopic mixture of Si and SiO<sub>2</sub> can not explain that a-SiO is soluble into fluoric acid. On the other hand, a model calculation for the short-range structure of a-SiO<sup>2)</sup> showed that a mixture model at the atomic level is apparently consistent with the RDF obtained by x-ray diffraction. The O-O pair correlation is not easily obtained by x-ray diffraction results, but is predominantly observed by neutron diffraction experiment.

The purpose of this study is to obtain the short-range structure of a-SiO from the high resolution radial distribution function observed by pulsed neutron total scattering using a (  $r, n$  ) electron LINAC neutron source.

## § 2. Experimental

Silicon monoxide sample (a-SiO) used in this study is a commercial material produced by Wako Pure Chemical Industries Ltd. The bulk a-SiO sample was smashed into fine pieces and then contained in a vanadium metal cylinder cell of thin wall of 0.025 mm in thickness, of which inner diameter was 7.8 mm wide

and length was 70 mm high, in order to measure neutron total scattering intensities. The measurement of the structure factor  $S(Q)$  was made by using a T-O-F pulsed neutron total scattering spectrometer (MARK II)<sup>3)</sup> installed at Tohoku University 300 MeV electron LINAC. Details of data processing have been fully described in a previous report<sup>4)</sup>.

### § 3. Results and Discussion

The experimental  $S(Q)$  of a-SiO measured up to  $Q = 45 \text{ \AA}^{-1}$  is shown in Fig. 1. We can find several interesting characteristics in the  $S(Q)$  of a-SiO compared

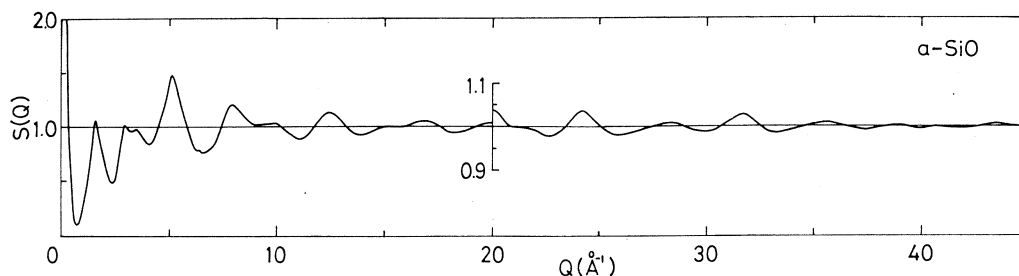


Fig. 1 Experimental structure factor  $S(Q)$  of a-SiO.

with that of  $\text{SiO}_2$  glass. The  $S(Q)$  of a-SiO have the high  $Q$  oscillation which is rather similar to that of  $\text{SiO}_2$  glass. The first and third peak in the  $S(Q)$  of a-SiO also show the behavior almost same with those in the  $S(Q)$  of  $\text{SiO}_2$  glass. However, there is a striking difference of the second peak profile between a-SiO and  $\text{SiO}_2$  glass. The small height and splitting are the feature of the second peak in the  $S(Q)$  of a-SiO.

The  $S(Q)$  of a-SiO shows a great intensity in the small angle scattering region of  $Q < 0.1 \text{ \AA}^{-1}$ . Such a small angle scattering does not appear in the  $S(Q)$  of  $\text{SiO}_2$  glass. This means that a-SiO contains a significant amount of fluctuations of topological and/or chemical short-range order over the range of the order of 10 Å. Some relationships between the mixture model and the atomic scale amorphous structure

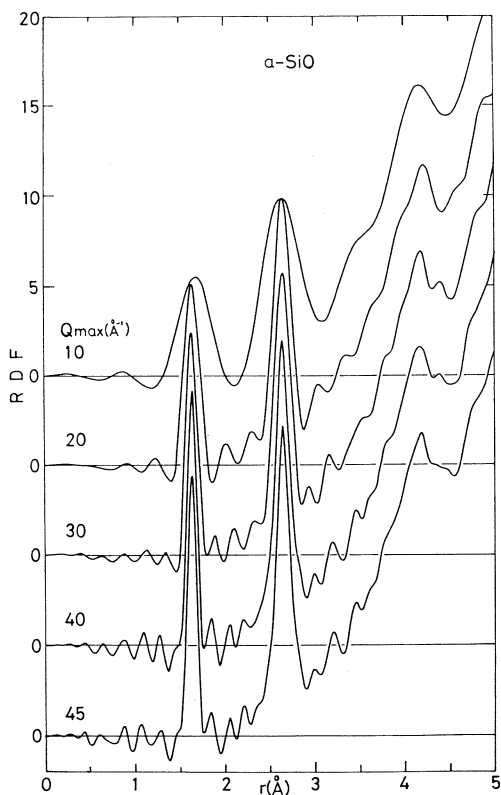


Fig. 2 RDF's of a-SiO. Fourier transformation from  $S(Q)$  to RDF is truncated at various values of  $Q_{\max}$ .

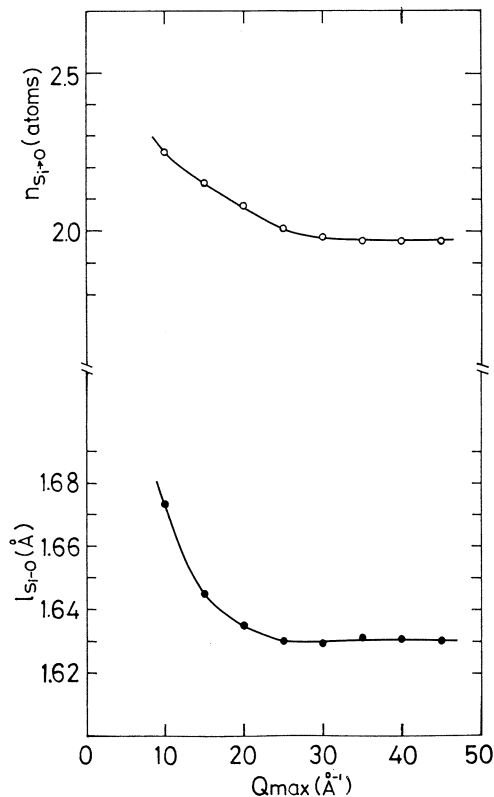


Fig. 3  $Q_{\max}$  dependence of Si-O bond length ( $l_{\text{Si-O}}$ ) and number of O atoms bound to a Si atom ( $n_{\text{Si-O}}$ ).

of a-SiO must be found from the detailed analysis of the small angle scattering data.

Fig. 2 shows the radial distribution functions (RDF) which are the Fourier-transforms of the  $S(Q)$  truncated at various values of  $Q_{\max}$ . The first peak around  $r = 1.6$  Å in the RDF's corresponds to the Si-O bond in a-SiO. The  $Q_{\max}$  dependences of the position and area of the first peak are shown in Fig. 3. The most expected values of the Si-O bond length ( $l_{\text{Si-O}}$ ) and the number of O atoms bound to a Si atom ( $n_{\text{Si-O}}$ ) are 1.631 Å and 1.99 atoms respectively. The numerical results are listed in Table I, together with the fluctuation in the Si-O bond length ( $\Delta l$ ).

Table I Si-O bond length ( $l$ ), its fluctuation ( $\Delta l$ ) and coordination numbers ( $n_{\text{Si-O}}$ ).

$l$ (Å)	$\Delta l$ (Å)	$n_{\text{Si-O}}$ (atoms)	References
1.64	0.09	2.04	Yasaitis and Kaplow (1972)
1.631	0.051	1.99	this work
(g-SiO <sub>2</sub> ) (1.613)	(0.050)	(4.0)	Misawa <i>et al.</i> (1980)

The Si-O bond length in a-SiO is slightly larger than that in SiO<sub>2</sub> glass. When the three dimensional continuous random network of SiO<sub>4</sub> tetrahedra in g-SiO<sub>2</sub> is broken due to the addition of alkali-oxide, the average Si-O bond length is slightly expanded. The expansion of the average Si-O bond length in a-SiO may be caused by the dissociation of SiO<sub>4</sub> tetrahedra.

### Acknowledgements

The authors would like to thank the Nuclear Science Laboratory, Tohoku University for the operation of the LINAC and the development of the data acquisition computer program.

### References

- 1) J. A. Yasaitis and R. Kaplow : J. appl. Phys. **43** (1972) 995.
- 2) R. J. Temkin : J. Non-Cryst. Solids : **17** (1975) 215.
- 3) M. Ueno, M. Misawa and K. Suzuki : Res. Rep. Lab. Nucl. Sci. Tohoku University **13** (1980) 254.
- 4) K. Suzuki, M. Misawa, K. Kai and N. Watanabe : Nucl. Instrum. and Methods **147** (1977) 519.

# An Experimental Observation of Bridging and Non-bridging Oxygen Atoms around a Phosphorus Atom in $\text{NaPO}_3$ Glass

M. Ueno, M. Misawa and K. Suzuki

*The Research Institute for Iron, Steel and Other Metals,  
Tohoku University, Sendai-980, Japan*

## § 1. Introduction

One of the most important studies on the atomic structure of oxide glasses is to distinguish the non-bridging and bridging oxygen atoms in their three dimensional network structures. There are some differences of the P-O bond length and the coordination number of O atoms around a P atom between  $\text{P-O}^0$  (bridging) and  $\text{P-O}^-$  (non-bridging) bonds existing in the crystalline state of  $\text{NaPO}_3$ <sup>1)</sup> and  $\text{P}_2\text{O}_5$ <sup>2)</sup>. Therefore, it is interesting to examine whether such difference between  $\text{P-O}^0$  and  $\text{P-O}^-$  bonds are still preserved or not in phosphate glasses.

In order to distinguish the  $\text{P-O}^0$  and  $\text{P-O}^-$  bonds in real space on the radial distribution function (RDF), we need the information of the structure factor  $S(Q)$  over an enormously wide range of the scattering vector  $Q (= (4\pi/\lambda) \sin \theta)$  particularly up to high  $Q$  of  $30 \sim 40 \text{ \AA}^{-1}$ . From the point of view, T-O-F pulsed neutron total scattering experiment is a unique and powerful technique, because a relatively high flux of epithermal energy neutrons can be easily obtained from the  $(r, n)$  source installed at linear accelerator.

The aim of this study is to observe directly the bond lengths and the coordination numbers between P and  $\text{O}^0$  or between P and  $\text{O}^-$  in  $\text{NaPO}_3$  glass by the pulsed neutron total scattering measurement.

## § 2. Experimental

The measurement of the structure factor  $S(Q)$  was made at room temperature

using a T-O-F pulsed neutron total scattering spectrometer ( MARK II ) installed at the Tohoku University 300 MeV electron LINAC. Sodium metaphosphate glass (  $g\text{-NaPO}_3$  ) was prepared by the same procedures described in reference<sup>3)</sup>. The glass sample was smashed into small pieces and then contained in a vanadium cylinder cell of 0.025 mm in wall thickness, 7.8 mm inner diameter and 70 mm in length. The sample contained in the vanadium cylinder cell was kept in a vacuum chamber to prevent it from hygroscopic reaction and also to eliminate the background due to air scattering during the measurement. The procedures of data processing from observed T-O-F spectrum to  $S(Q)$  have been fully described in a previous paper<sup>4)</sup>.

### § 3. Results and Discussion

The experimental  $S(Q)$  of  $g\text{-NaPO}_3$  measured up to  $Q = 40 \text{ \AA}^{-1}$  is shown in Fig. 1. The oscillatory behavior of the  $S(Q)$  is obviously found over the all range of  $Q$  value examined in this study. Figure 2 shows the RDF's which are the Fouriertransform of the  $S(Q)$ 's truncated at various values of  $Q_{\text{max}}$ . The first peak in the RDF's is found to be split into two subpeaks. The first subpeak is located  $r = 1.50 \text{ \AA}$ , while the position of the second subpeak is  $r = 1.64 \text{ \AA}$ . If the short-range structure of  $g\text{-NaPO}_3$  is assumed to resemble that of the corresponding crystalline compound (  $c\text{-NaPO}_3$  ), the first and second subpeak correspond to the  $\text{P-O}^-$  ( non-bridging ) and  $\text{P-O}^0$  ( bridging ) bond respectively.

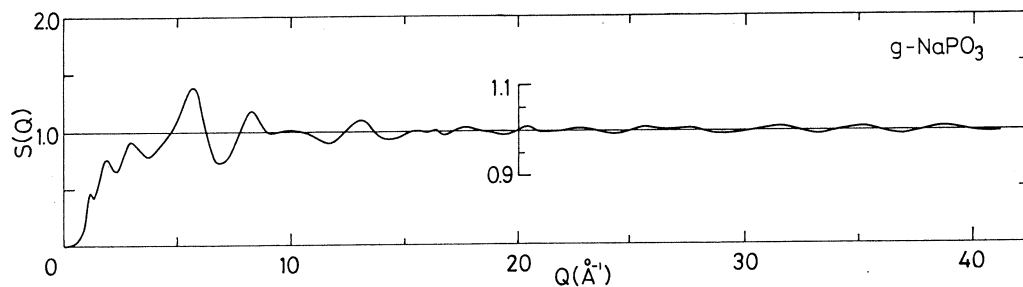


Fig. 1 Neutron total structure factor  $S(Q)$  of  $g\text{-NaPO}_3$ .



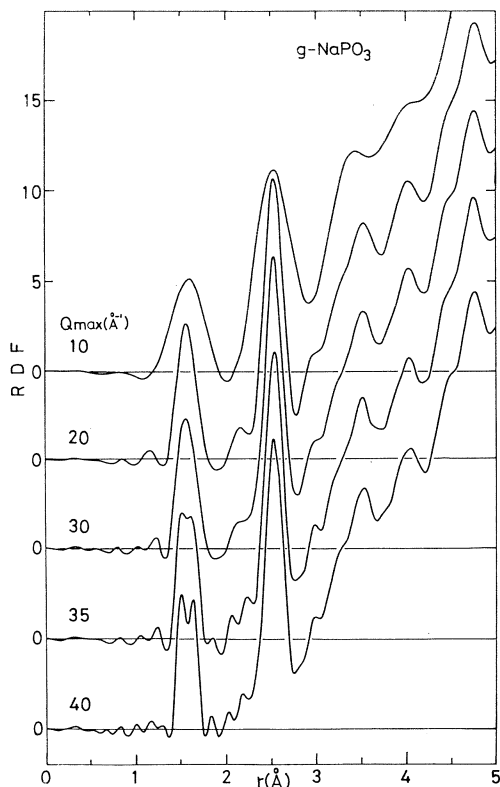


Fig. 2 RDF's of  $g\text{-NaPO}_3$ . Fourier transformation from  $S(Q)$  to RDF is truncated at various values of  $Q_{\max}$ .

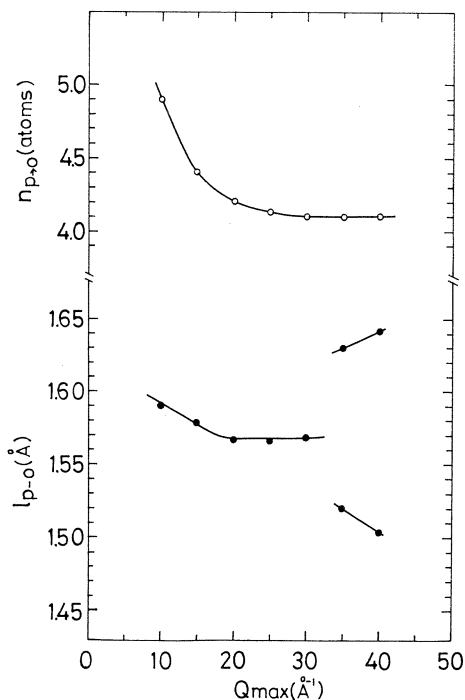


Fig. 3  $Q_{\max}$  dependence of P-O bond length ( $l_{p-o}$ ) and number of O atoms bounded to a P atom ( $n_{p-o}$ ).

The  $Q_{\max}$  dependence of the position and the area of the first peak in the RDF is shown in Fig. 3. The atomic distance and coordination number of P-O bonds in  $g\text{-NaPO}_3$  are summarized in Table I together with those of  $c\text{-NaPO}_3$  and  $c\text{-P}_2\text{O}_5$ . The average atomic distance of P-O bonds and the coordination number of O atoms surrounding a P atom is 1.57 Å and 4.1 atoms respectively. The basic unit structure constructing  $g\text{-NaPO}_3$  is the distorted tetrahedron of four O atoms, of which central hole is occupied by a P atom, that is to say, two non-bridging oxygen atoms are connected to the central P atom with  $\text{P-O}^0$  spacing of 1.50 Å and two bridging oxygen atoms with  $\text{P-O}^-$  spacing of 1.64 Å. A small peak located around  $r = 3.0$  Å in the RDF's corresponds to the P-P bond. Therefore we can

conclude that a P-O<sup>0</sup>-P angle is about 130° in g-NaPO<sub>3</sub>.

Table I Atomic distance and coordination number of P-O bonds in c-NaPO<sub>3</sub>, c-P<sub>2</sub>O<sub>5</sub> and g-NaPO<sub>3</sub>.

	P-O (non-bridging)		P-O (bridging)		References
	$l_{\text{P-O}}$ (Å)	$n_{\text{P-O}}$ (atoms)	$l_{\text{P-O}}$ (Å)	$n_{\text{P-O}}$ (atoms)	
Crystals					
$\alpha$ , (NaPO <sub>3</sub> ) <sub>n</sub> (Kurrol salt)	1.48	2.0	1.61	2.0	McAdam, Jost and Beagley (1968)
$\beta$ , (NaPO <sub>3</sub> ) <sub>n</sub> (Kurrol salt)	1.47	2.0	1.58	2.0	Jost (1963)
(NaPO <sub>3</sub> ) (Maddrell salt)	—	—	—	—	—
P <sub>4</sub> O <sub>10</sub> (I)	1.46	1.0	1.58	3.0	Cruickshank (1964)
P <sub>2</sub> O <sub>5</sub> (II)	—	—	—	—	—
P <sub>2</sub> O <sub>5</sub> (III)	1.49	1.0	1.56	3.0	Cruickshank (1964)
Glass					
NaPO <sub>3</sub>	1.50	2.1	1.64	2.0	This work

### Acknowledgements

The authors would like to thank the members of Nuclear Science Laboratory, Tohoku University for operating the electron LINAC and developing the data acquisition computer program.

### References

- 1) A. MacAdam, K. H. Jost and B. Beagley : Acta Cryst. B **24** (1968) 1621 ; K. H. Jost : Acta Cryst. **16** (1963) 640.
- 2) D. W. J. Cruickshank : Acta Cryst. **16** (1963) 677, 679.
- 3) G. W. Brady : J. chem. Phys. **28** (1958) 48.
- 4) K. Suzuki, M. Misawa, K. Kai and N. Watanabe : Nucl. Instrum. and Methods **147** (1977) 519.

## エンコード方式による位置敏感中性子 シンチレーター検出器

核理研, 東大物性研\*, 日本光学\*\*

新村信雄・山田和芳・窪田健雄

星埜禎男\*・松本 明\*\*

### §1. 序

中性子回折散乱実験では専ら $^{10}\text{BF}_3$ や $^3\text{He}$ のガス比例計数管が中性子検出器として用いられている。しかしガス比例計数管では、数 $\mu\text{sec}$ の不感時間は避けられず高速計数を要する実験では数え落としが問題となり、もう少し不感時間の短い( $\sim 100\text{nsec}$ 程度)検出器の開発が必要であった。

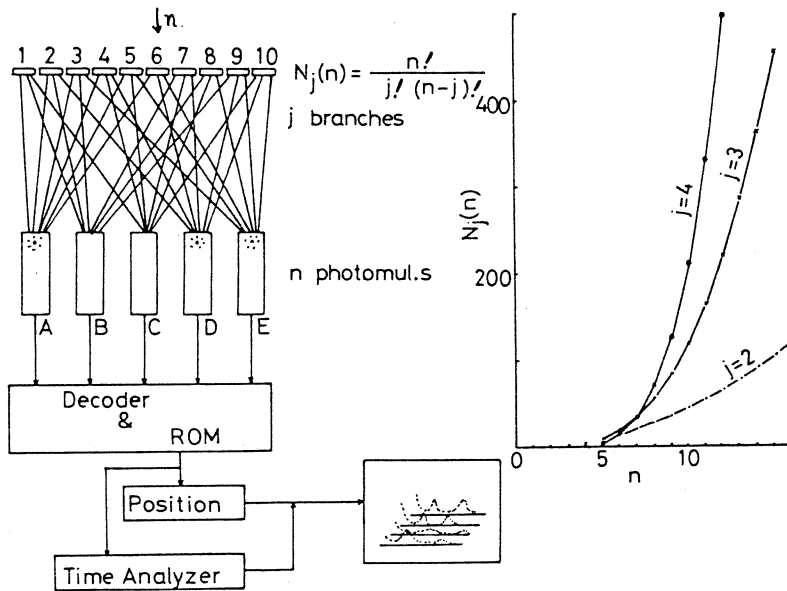
不感時間の短い検出器として期待されるのはシンチレーション検出器で不感時間は $10\text{nsec}$ ~数 $100\text{nsec}$ である。筆者らは、日本光学K.K.と共同で $^6\text{Li}$ ガラスシンチレーターを開発し、それが中性子検出器として十分な性能を有することを確認した<sup>1)</sup>。

ガラスシンチレーターのもう一つの特徴は検出器自体の形状をかなり任意に制御できることであり、一次元や二次元の位置敏感検出器(PSD)としても実用化が期待される検出器である。

シンチレーターPSDの方式として現在有望視されている方式はアンガーカメラ方式<sup>2)</sup>とエンコード方式<sup>3)</sup>である。アンガーカメラ方式は現在筆者等は開発中で、別に報告する<sup>4)</sup>。本論文ではエンコード方式によるシンチレーターPSDについて行った開発研究の成果を報告する。

### §2. エンコード方式

エンコード方式の原理を第1図に示す。あるシンチレーター要素に中性子が入射してシンチレーション光を發した時、その光をライトガイド等で何分割かして夫々異った光電子増倍管(PM)に伝送する。どのPMから信号が出たかにより逆に中性子がどの要素に入射したかを定める。こうすることにより、PMの個数を少くでき、経済的なシステム設計ができる。もう少し具体的に第1図で説明する。第1図は1~10番目までの10個のシンチレーター要素を3分岐方式でPMに接続した場合で、この場合PMは6個で充分である。一般に、分岐の数を $j$ , PMの数を $n$ とすると、扱えるシンチレーター要素数は $N_j(n) = n! / (n-j)! j!$ となる。第1図の右側に $n$ と $N_j(n)$ の関係を $j$ をパラメーターにして求めた図を示してある。さて、第1図で、



第1図 エンコード方式の原理図。j本に分岐した時のPMの個数nとそれで覆えるシンチレーター要素数 $N_j(n)$ の関係式。

6番目の要素に中性子が入射したとすると、シンチレーション光はPMのA,D,Eに伝送される。デコーダーでA,D,Eは6番目に対応づけすることにより位置が求まる。この方式では3つのPM信号のコインシデンスがとれた時のみ有効とするのでPMで発する電気ノイズ等は除去できる利点もある。

### §3. 位置敏感中性子シンチレーター検出器(GS-PSD)

#### 3.1 ライトガイド

この方式の主役は多分岐ライトガイドである。筆者らは、光の透過度、多分岐方式、経済性等を考慮して三菱レイヨン社製のエスカを用いることにした。第1表に用いたエスカの仕様を

第1表 GS-PSDに用いたエスカの特性。

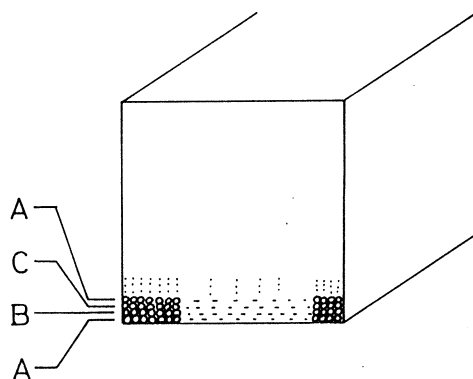
項目	性能
直径	0.25 mm
直材 屈折率	1.495 ( $n_1$ )
芯材 屈折率	1.402 ( $n_2$ )
開口数 (N.A.)	0.50 ( $N.A. = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ )
受光角	60° ( $= 2 \sin^{-1}(N.A.)$ )
透過率	80%/m (波長: 400 nm)

まとめてある。3分岐方式は第2図に示すように、底から層状に0.25 mmφのライトガイドを積んで行き、下の段から順に第1層、第2層、第3層……を夫々PM A,B,C,A,……へ束ねてある。シンチレーター1要素は10mm×10mmであるので40本×40層のエスカから構成されている。

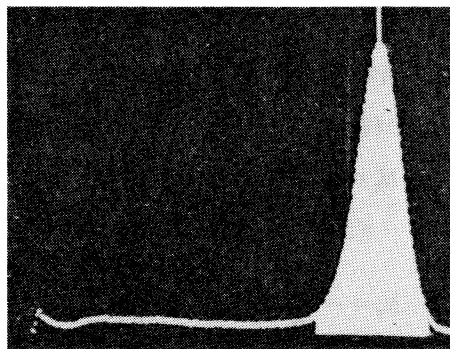
シンチレーターとライトガイドの間に3 mm厚の光学ガラス・スペーサーを入れた。シンチレーション光の発光は点光源とみなせるのでライトガイドの受光角(～60°)を考慮して、出来るだけPMに等しく分割されるようにするためである。

### 3.2 シンチレーター

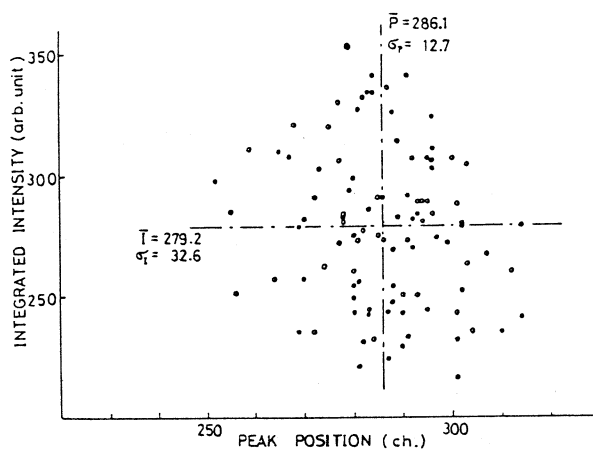
<sup>6</sup>Li ガラスシンチレーター要素として、10mm×10mm、厚さ2 mmのもの84個を用いた。各々のシンチレーター要素の性能に大きな違いがあると困るので、各々につき、中性子波高分布をとった。第3図に波高分布の1例を、又、第4図に、100個のシンチレーターの波高値と積分強度について性能の分布を示してある。このうち性能の近い84個のシンチレーターを選んで用いた。84個のシンチレーターは第5図に示すような28×3列のわく組に収めた。このわくはエンコード方式では大変重要で、隣の要素に光が入射すると、ミス・エンコードの原因となり、それを防いでいる。また、



第2図 0.25 mmφのエスカを3分岐する時の端面のエスカの配列。

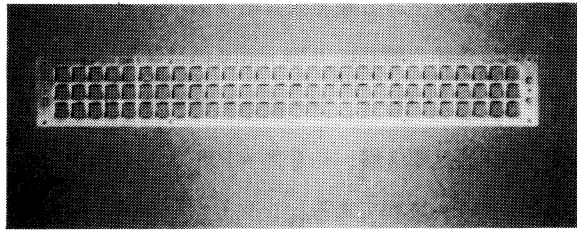


第3図 シンチレーター要素の中性子入射による波高分布。



第4図 GS-PSD用に準備した100個のシンチレーター要素の波高分布のピークの積分強度と位置の分布。

中性子の入射面には、光の反射材としてアルミ・フォイルを張りシンチレーション光の集光効率を増してあげる。



第5図 各シンチレーター要素間のシンチレーション光の干渉を防ぐためのアルミニウムわく。

### 3.3 光電子増倍管 (PM)

エンコード方式では、シンチレーション光がPMに達するまでに、種

種の過程で減衰する。適当な利得のPMを選択するために、最終的に得られる信号の出力を推測してみる。1ケの中性子が ${}^6\text{Li}$ ガラスシンチレーターに入射した時発生する光子数を $N_p$  (4000~8000個)とする。発光源は点光源と考えられ、ライト・ガイドに入射する割合を $\rho_l$  (10%)とする。ライトガイドの透過割合を $\sigma_l$  (40%), ライトガイドからPMへ入る割合を $\xi$  (70%), 光電面の量子効率を $\eta$  (20%), 光電面からの電子が第1ダイノードへ入る割合を $\zeta$  (50%), PMの利得を $G$  ( $\sim 10^7$ )とする。最終的にアノードに集まる電子の箇数 $N_e$ は次の式で求まる。

$$N_e = N_p \cdot \rho_l \cdot \sigma_l \cdot \xi \cdot \eta \cdot \zeta \cdot G \quad (1)$$

アノード出力 $V(t)$ はPMの等価回路から

$$N_e = \frac{V(t)}{R} + C \cdot \frac{dV(t)}{dt} \quad (2)$$

と書ける。アノード出力の立上がり時間を $\tau$ とすると、(2)式の解は $RC \gg \tau$ では

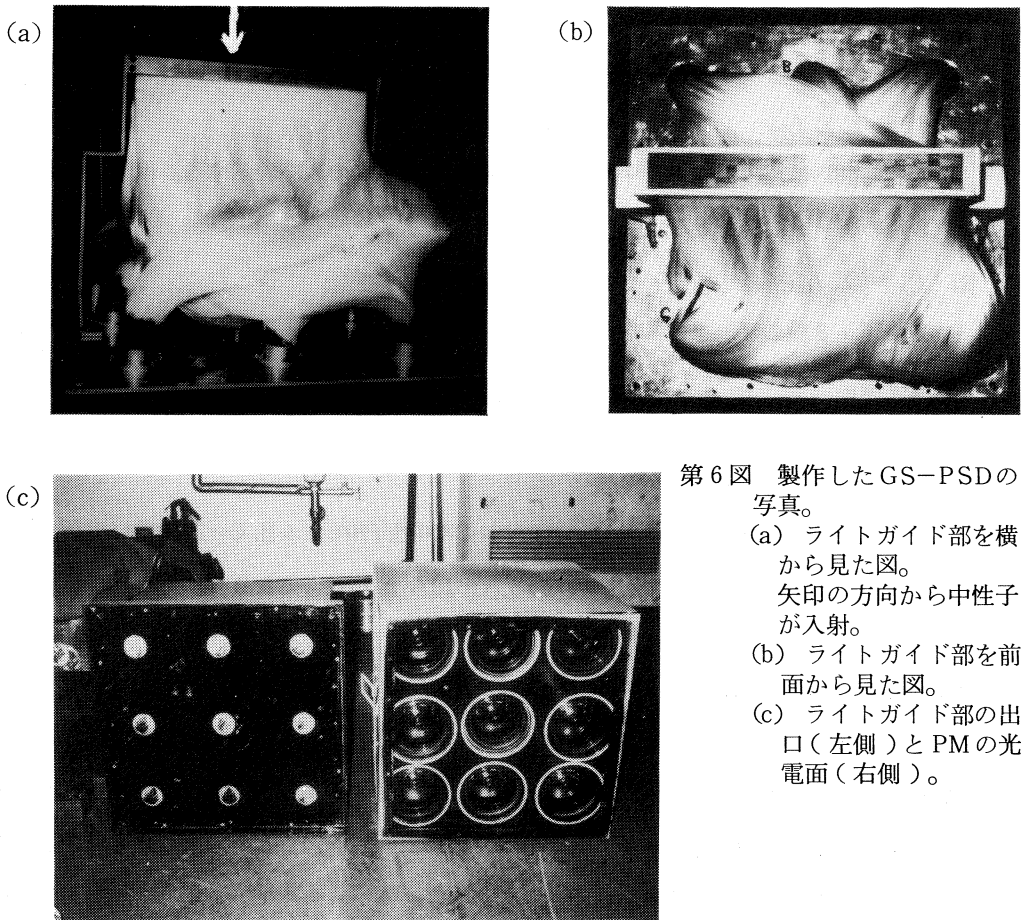
$$V = \frac{N_e}{C} r \frac{1}{1-r} \quad (3)$$

となる。ここで $r = RC/\tau$ である。各パラメーターに数値を与えると、 $V_{\max} \cong 1$  volt と計算できる。これは充分測定にかかる値である。光電子増倍管としては、浜松TV製のR1250-ASSYを用いることにした。

シンチレーター84要素を3分岐でカバーするには9本のPMが必要である。PMの利得はPMによって若干異なる。筆者等は、PMにかけるバイアス電圧を調整して、PMの利得を同一にした。

### 3.4 GS-PSDの製作

第6図に製作したGlass Scintillaton Position Sensitive Detectonを示す。第6図(a)はライトガイドの部分を横から見た図である。矢印の方向から中性子が入射し、シンチレーション光はライトガイドで3分岐され、PMに達する。これをシンチレーター側から眺めたのが



第6図 製作したGS-PSDの写真。

- (a) ライトガイド部を横から見た図。  
矢印の方向から中性子が入射。
- (b) ライトガイド部を前面から見た図。
- (c) ライトガイド部の出口(左側)とPMの光電面(右側)。

第6図(b)である。前面にシンチレーターが28列×3段に張られる。このライトガイド系を出口側から見ると第6図(c)の左側である。右側は9本のPMの光電面で、この左右両面が向き合うように組み立てられる。

### 3.5 測定系

PMからの信号はディスクリミネーターで、一定波高以上のものだけ取り出され、3入力同時計数回路を経て、位置決定対応表に従って位置が求められる。対応表はROMに書かれてある。位置の対応がついた信号は時間分析器で中性子飛行時間が測定される。

測定データは、目的に応じマイコンで処理され表示される。表示の仕方は次のようにした。

シンチレーター要素は28列×3段になっており、各要素毎に32チャンネルの飛行時間がとられる。 $i$ 列・ $j$ 段・ $k$ チャンネル飛行時間の強度を $I_{ijk}$ とする。 $(i=1\sim 28; j=1\sim 3; k=1\sim 32)$   $I_{ijk}$ を表示するのは時によって複雑すぎるので次のような処理を行った。

$$i) I_k^D = \sum_i^{28} \sum_j^3 I_{ijk} \quad (4)$$

位置の情報は無視し、飛行時間スペクトルのみを表示する。

$$ii) I_k^D = \sum_j^3 \sum_k^{32} I_{ijk} \quad (5)$$

飛行時間の情報は無視し、中性子入射位置スペクトルのみを表示する。但し、上中下・3段のデータは和をとる。

$$iii) I_{ik}^D = \sum_j^3 I_{ijk} \quad (6)$$

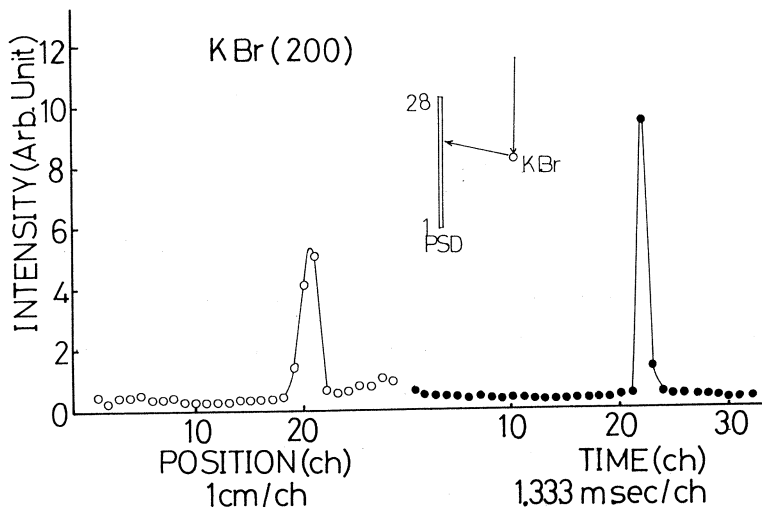
上中下・3段のデータは和をとるが、位置及び飛行時間の両方を含んだスペクトル表示をする。

#### § 4. GS-PSD のテスト実験

GS-PSD による回折実験テストは、KENS の冷中性子用ビーム孔 C-2 を用いて行った。C-2 孔の出口での飛行時間スペクトルは約  $3 \text{ \AA} \sim 10 \text{ \AA}$  にわたっており、 $6 \text{ \AA}$  附近が強度最大になっている。

##### 4.1 KBr 単結晶試料

GS-PSD を中性子入射方向に平行に置き KBr 単結晶の 200 ブラグ反射を測定した。第 7 図に結果を示してある。第 7 図内に示してあるが、低反射角側から、位置のチャンネルを 1 ~ 28 にとってある。第 7 図の左側のスペクトルは、前節の(5)式による表示でブラグ反射がどの方向に起ったかがよくわかる。また右側のスペクトルは(4)式による表示で、ブラグ反射がどの波



第 7 図 GS-PSD で KBr 単結晶の 200 ブラグ反射を測定した例。

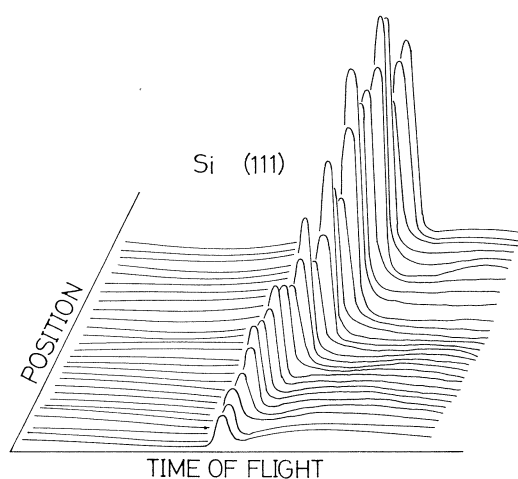


長の中性子で起ったかがわかる。この際の時間分析器の遅延時間は 1.333 msec , チャンネル幅は 1.333 msec である。第 7 図に示されるピークは KBr の格子定数及び 200 ブラグ反射の幾何学的条件を考慮すると、期待される位置に観測され、また、疑似ピークも特にないので、3 分岐エンコード方式による本 GS-PSD は旨く機能していることがわかる。

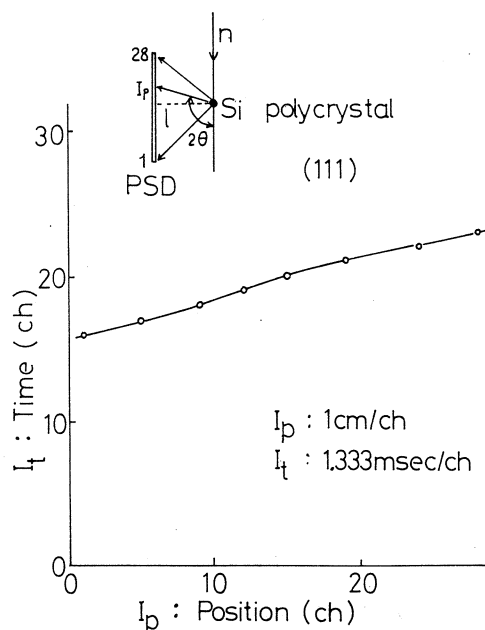
#### 4.2 シリコン粉末試料

シリコン粉末試料で回折実験を行った結果を第 8 図に示す。試料及び GS-PSD の配置は KBr 単結晶の時と同様である。第 8 図は、(6) 式による表示である。ピークは 111 ブラグ反射である。ピークの現れる位置と時間チャンネルの関係を第 9 図に示してある。第 9 図の曲線は、試料と GS-PSD の幾何学的配置とブラグ反射則から次の式で求まる。

$$\left. \begin{aligned} 2d_{111} \sin \theta &= \lambda \\ t_a + w \cdot I_t &= L \cdot \lambda / 0.4 \\ \theta &= \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{l}{|14 - I_p|} \\ L &= L_0 + \sqrt{l^2 + (14 - I_p)^2} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$



第 8 図 GS-PSD でシリコン粉末の 111 ブラグ反射を測定した例。



第 9 図 シリコン粉末の 111 ブラグ反射が GS-PSD 上に入射する位置と時間 (波長に対応) の関係図。

ここで  $I_t$ ,  $I_p$  は夫々時間及び位置のチャンネル数で,  $I_t$  の単位は 1.333 msec,  $I_p$  の単位は 1 cm である。  $t_d$  は遅延時間 (1.333 msec),  $w$  は時間チャンネル幅,  $L$  は全飛行長,  $l$  は試料から GS-PSD までの最短距離,  $2\theta$  は散乱角である。

第 8 図で 111 プラグ反射のピークが全ての要素で観測され, ピーク位置が(7)で求められる位置に対応することが判明し, 本 GS-PSD がすべてのチャンネルでうまく機能していることが証明できた。

各要素でのプラグピークの変化は, ほぼ入射中性子スペクトル強度に対応する。要素毎に強度の凸凹があるのは, シンチレーター要素の特性, PM の利得調整, 集光系の調整等が未だ完全でないからである。

## § 5. 考 察

ガラスシンチレーター中性子検出器の最大の特徴は, 不感時間が短く高計数測定実験に適していることである。そこで, これが PSD へ応用されるときも, この点が充分考慮された方式が望まれる。エンコード方式は特に, それに適ったもので, 我々が行ったように ROM で対応表を作っておけば, 位置決定に要する時間は, ROM のアクセス時間だけに依存し余り問題とならない。

エンコード方式の欠点は, 位置の分解能がシンチレーター要素の大ききで決められることであり, 数 mm が限度である。

我々の GS-PSD は一応成功したが, まだ改善されるべき点は残っている。それらを列挙してみる。

- i) ライトガイドとしては高分子材料のエスカを採用したが数 10 nsec という高速パルス応答が最適に行なわれているか検討する必要がある。
- ii) 光の分岐に第 2 図のような層状構造を採用したが, もう少し簡便な方式で 3 分岐ができれば, エンコード方式のコストダウンになる。
- iii) PM から出る電気ノイズは 3 入力同時計数により除去可能であるが,  $r$  線によるシンチレーション光は, 別の方式<sup>5)</sup>によらなければならない。これを, どのように, 組み込むか検討する必要がある。

筆者らは, 本装置の実用化に向けてこれらの検討を行っている。

## 参 考 文 献

- 1) 新村信雄, 松本明, 苅谷道郎, 原田仁平, 星埜禎男: 核理研研究報告 **13** (1980) 102.
- 2) M. G. Strauss, R. Brenner, F. J. Lynch, and C. B. Morgan: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-28** 1 (1981) 800.
- 3) P. L. Davidson, and H. Wroe: Proc. ICANS-IV. (1981) 642.
- 4) 目良充, 新村信雄, 山田和芳, 窪田健雄, 石川義和: 核理研研究報告 **15** (1982).
- 5) 山田和芳, 新村信雄, 窪田健雄: 核理研研究報告 **15** (1982).

## アンガーカメラ方式による位置敏感中性子シンチレーター検出器(I)

理学部物理, 核理研\*

目良 充・新村信雄\*・山田和芳\*

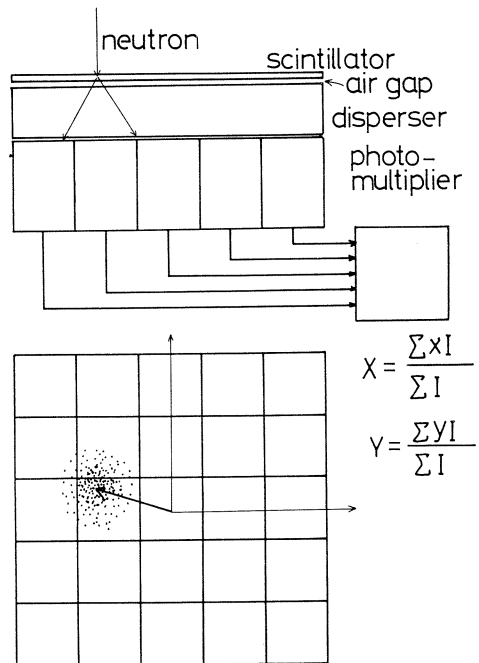
窪田健雄\*・石川義和

### §1. はじめに

アンガーカメラ(anger camera)方式による位置敏感検出器は、 $r$ 線用カメラとして開発されたもの<sup>1)</sup>であり、これを中性子用検出器として応用するためには、その性能を決定する光学系を、製作しようとする系で検討する必要がある。我々は広い面積を出来るだけ少ない光電子増倍管で覆うことにより、経済性、位置決め回路の簡単さを目標にした。このような系での光学系を設計するに当たり、光子数 5,000~8,000 個程度の光の散乱現象を扱うため、解析的には取扱いがかなり困難であるためモンテ・カルロ法を用いたコンピューターシミュレーションをもって検討した。

### §2. アンガーカメラ方式の原理

アンガーカメラの原理を第1図に示す。位置敏感検出器(PSD)として必要な面積のシンチレーターを用意し、分散体(disperser)を間にして光電子増倍管(PM)を敷きつめる。シンチレーターと分散体の間に空気層を置くと、シンチレーターの屈折率が1より大きいために、臨界角より大きい角で放射されたシンチレーション光はシンチレーター内で全反射され外部に出ない。そのため、光電面では分散体の厚みに依存した半径の円内にシンチレーション光の大部分が入射する。そこで、この光束の重心を求めれば、それが中性子入射位置に対応する。



第1図 中性子検出用アンガーカメラ方式の原理図。

### § 3. 検討したPSD

出来るだけ少数のPMで分解能、直線性を劣化させずにアンガーカメラを製作するという目標で第2図に示すPMの配置を検討した。大きいPMは5"φ、小さいPMは2"φである。

各PMの出力と発光点の位置の関係は実際は非常に複雑であるが、一つの方法として、発光点の真下のPM、つまり出力最大のPMの最近接のPMの出力に相対座標を重みとした線形近似で位置を求める例がある。しかし回路系が複雑となり演算時間がかかるので、

今回は回路系を簡単にするため、すべてのPMを同等に扱う方法を用いる。発光点の座標( $x$ ,  $y$ )は次式の様に各PMの出力( $I_i$ )の一次結合で計算する。各PMに対する重み( $\beta_i$ )は実際の発光点と計算点とを最小2乗法でフィットして求める(式(1)及び(2)は、配置の対称性を考慮して $\beta_i$ の数を減らしてある)。

$$\frac{x}{x_0} = \{ \beta_0 + \beta_1 I_1 + \beta_2 (I_2 - I_6) + \beta_3 (I_3 - I_5 - I_7 + I_9) + \beta_4 \omega (I_{10} - I_{11} - I_{12} - I_{13}) \} / \text{SUM} \quad (1)$$

$$\frac{y}{y_0} = \{ \beta_0 + \beta_1 I_1 + \beta_2 (I_4 - I_8) + \beta_3 (I_3 + I_5 - I_7 - I_9) + \beta_4 \omega (I_{10} + I_{11} - I_{12} - I_{13}) \} / \text{SUM} \quad (2)$$

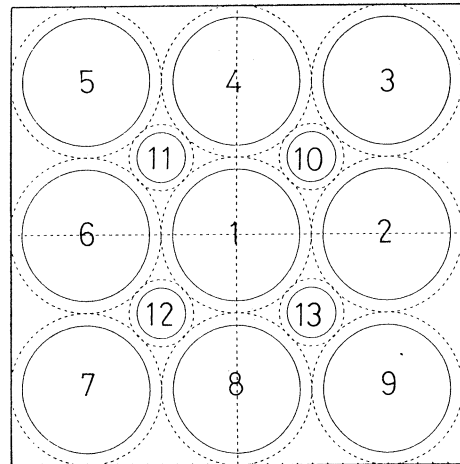
$$\text{SUM} = \sum_{i=1}^9 I_i + \sum_{i=10}^{13} \omega I_i \quad (3)$$

$I_i$ :  $i$ 番目のPMの出力  $x_0 = y_0 = a$  PMの中心間隔

$\beta_i$ :  $i$ 番目のPMの重み

$\omega$ : 2"φのPMと5"φのPMとを同じに扱うための規格因子

またSUMによる正規化は $\beta_i$ を無次元化するためと光子数のゆらぎの影響を除去する意味を持つ。



第2図 我々が検討したアンガーカメラのPMの配列様式。

### § 4. コンピューター シミュレーション

#### 4.1 目的

光子数 5000~8000 個の統計モデルを作り、シンチレーター上の各点で発光したとして各PM

に入る光の数を数え、最小2乗法で $\beta_i$ を決め、さらにPSDの直線性、分解能に相当する量を計算して光学系の最適条件を求める。

#### 4.2 シミュレーションの条件

光子の発生及び位置決めは以下の様な条件で行なった。

- a) 光は等方的に発生すると仮定し、光子数は1回当たり5000~8000個の間を乱数で決定する。
- b) 光を等方的に発生させるには球面座標で $(\cos \theta, \varphi)$ を乱数で決めればよく、また背面の乱反射は反射地点で $(\cos \theta, \varphi)$ を再び求める。反射率は背面のアルミで95%；側面で98%とする。
- c) 空気層による全反射以外はすべての境界面で光は透過するものとする。
- d) 円形のシンチレーターの内1/8象限内に31点の代表点を取り、各点で5回シミュレーションを行い、各PMに入る光子数を数え、位置決め用の計算式(1)~(3)を用い、最小2乗法で $\beta_i$ を決めるとともに、直線性、分解能を計算する。
- e) この際、シミュレーションに用いる乱数の初期値は固定しておく。

#### 4.3 判定条件

光学系の最適条件を決める必要がある。PSDの性能を表わす量に直線性、分解能、一様性があるが、一様性については回路系の問題とからんで来るので、ここでは考えず、直線性、分解能について以下の様に定義し、これで判定していく。

##### 直線性

$$L = \sum_i \sum_j [(x'_{ij} - x_{ij})^2 + (y'_{ij} - y_{ij})^2]^{\frac{1}{2}} / n \quad (4)$$

$(x_{ij}, y_{ij})$  : 発光点  $j$  : くり返し(1~5)  
 $(x'_{ij}, y'_{ij})$  : 観測点  $n = i \times j$  : 全数(31 × 5 = 155)  
 $i$  : 代表点(1~31)

**分解能** 分解能は位置のばらつきの度合と考える。1点で光を発光させても統計的ばらつきにより、観測点の分布は広がる。この広がりを2変量正規分布関数(2次元のガウス関数)と仮定し、5回行ったシミュレーションによって算出された位置の標準偏差(SD)から半値幅(FWHM)を計算し、31点での最悪値(最大値)を持って、分解能と定義する。

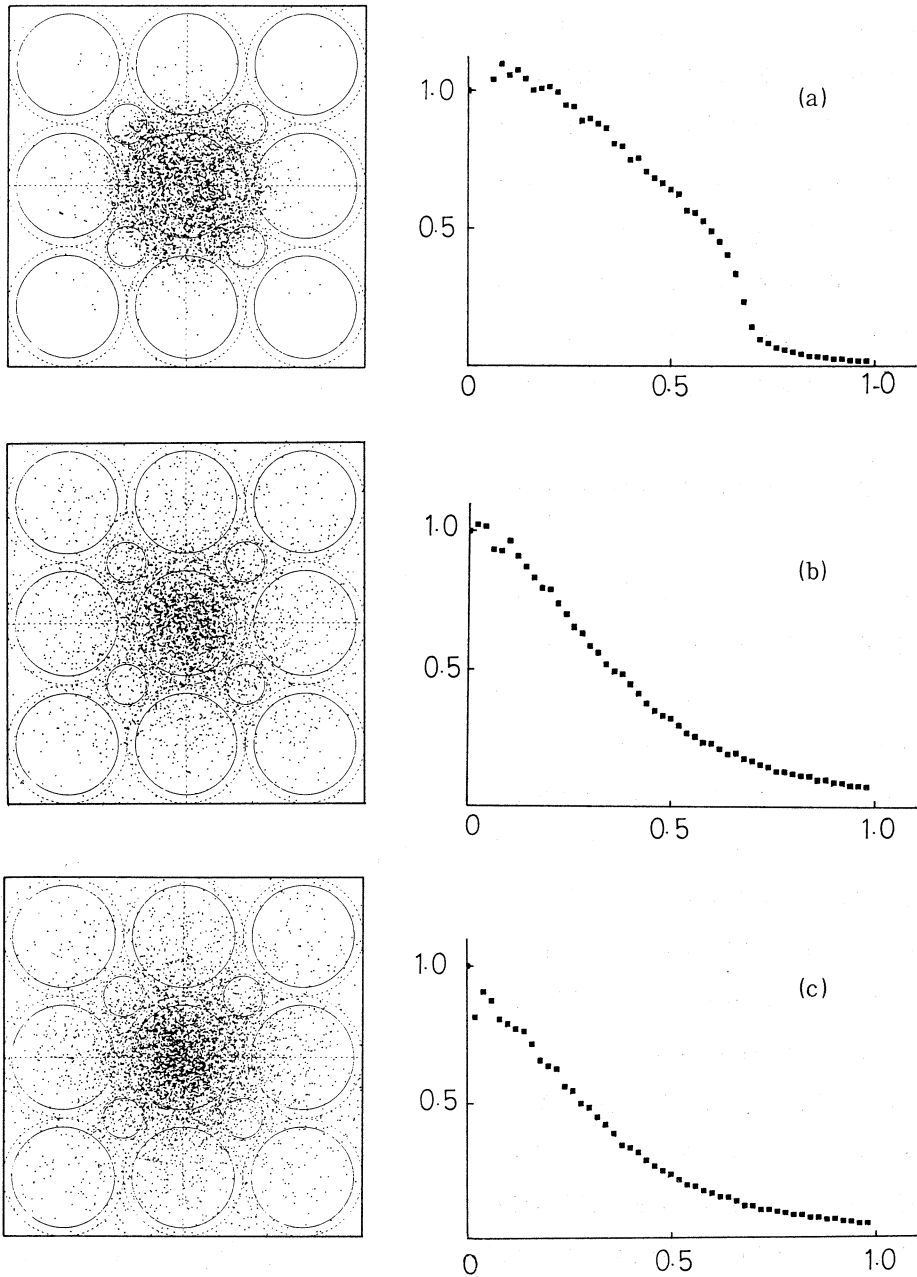
$$(SD)_i = \sum [(x'_{ij} - \bar{x}_{ij})^2 + (y'_{ij} - \bar{y}_{ij})^2]^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

$$(FWHM)_i = 2.35 \times (SD)_i \quad (6)$$

$$\text{分解能} \equiv \max [(FWHM)_i]$$

## § 5. 結果及び考察

### 5.1 結 果



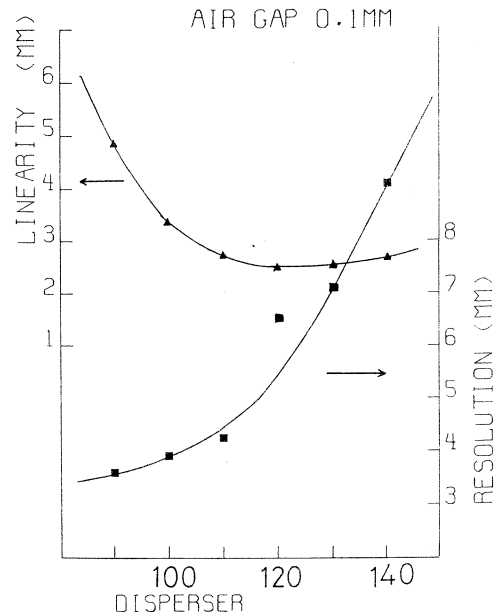
第3図 中央のPMの真上に中性子が入射した時の各PMへの光子のシミュレーションによる入射分布。右側の図は光子の動径方向の密度分布。

(a) 空気層 0.1 mm, 分散体 110 mm, (b) 空気層 70 mm, 分散体 なし,  
 (c) 空気層 なし, 分散体 60 mm。

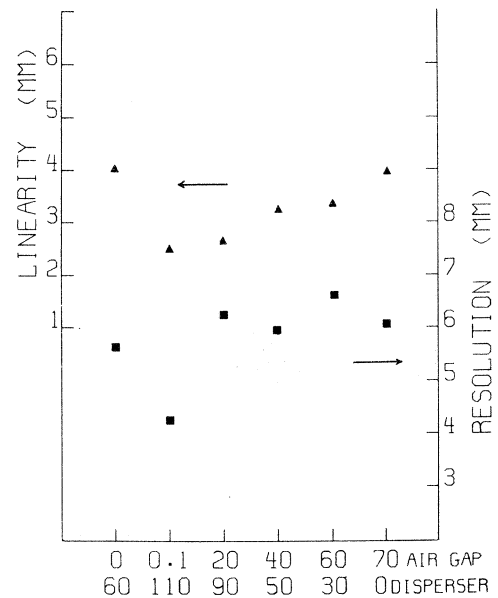
光電面に光子がどのように達するかを、コンピューターシミュレーションで得た結果の一例を示す。第3図(a)は、0.1 mmの空気層で、分散体が110mmの時の結果である。下図は動径方向の光子の密度分布を示してある。空気層による鋭い切れが明瞭に見られる。第3図(b)は70 mmの空気層のみで光の分散を行った場合である。第3図(c)は空気層を作らずに、シンチレータと分散体を密着させた場合での結果である。

第4図は分散体の厚さ( PM間の距離を単位として)を変えた場合の、直線性と分解能とを示したものである。図は0.1 mmの空気層の場合であるが空気層の厚さを変えても基本的な傾向は変わらない。分解能は分散体の厚さが増すと共に悪くなり、直線性はある厚さまで良くなり、それ以後は悪くなる。つまり最小値が存在する。であるからこの場合の最適条件は直線性で決まり、最小値又は分解能を考慮して、最小値より少し小さめの値を取る。第4図では0.91(110 mm)近傍となる。

この様な図を空気層の厚みを変えて、その最も適当となる条件を検討した結果が第5図である。この場合分解能及び直線性が最小値を取る条件は共に空気層(0.1 mm)プラス分散体(110 mm)である。この場合直線性の差は問題となることはなく、分解能の値が決め手となる。この時、直線性



第4図 空気層を0.1 mm置いた時、分散体の厚みを変えた時の分解能(■)と直線性(▲)。



第5図 空気層及び分散体の組み合わせで、最適条件での分解能と直線性。空気層0.1 mm, 分散体110 mmが最適。



≒2.8mm, 分解能≒4.5mm 程度となる。

## 5.2 考 察

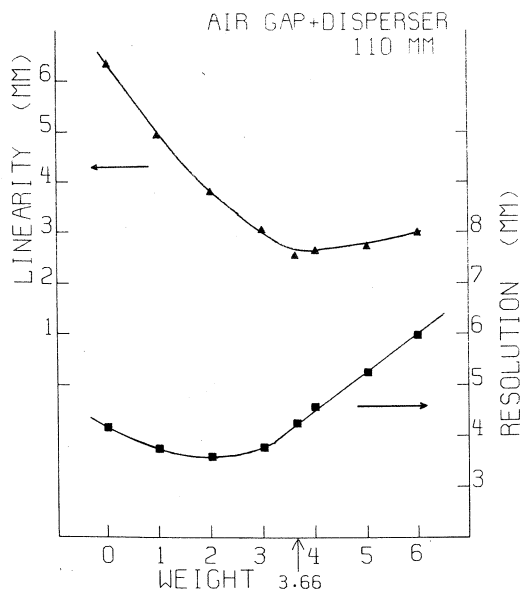
以上の様な計算をする上で2"φのPMには規格因子(weight)を加えてある。この規格因子の値を変えた時の直線性, 分解能の変化を示したのが第6図で, 規格因子が0とは2"φのPMを使わない場合であり位置が正確に求まらない事が分かる。また分解能は2"φのPMを入れると光子数が増えて良くなるが, 規格因子を大きくしすぎると悪くなる。これは光子数の少ないPMの出力を過大に評価するため, 統計的なゆらぎが大きくなったためである。一方, 直線性は規格因子3.5~4.0程度で最小となる。図の中に規格因子3.66という値が示してある。この値は5"φのPMと2"φのPMを並べ, 接点の真上で発光した時, 2つのPMの出力を同じにするため, 2"φのPMに加えるべき規格因子である。

つまり2"φのPMをあたかも5"φのPMと見なすという事であり, 実際は5"φ, 9本と2"φ, 4本の組み合わせであるPMが5"φのPMが13本ある様に働くわけで, PMをより密に配置したのと等しく, 位置が正確に求まる様になると考えられる。ここでは空気層(0.1mm)プラス分散体(110mm)の場合について示しているが, 空気層や分散体の厚さが変わっても(当然規格因子の大きさは変わるが)まったく同じ様な関係を与えるので, 今回の計算では2"φのPMには前述の様な規格因子を加えて計算することにする。以上の様にして計算された各パラメーターの最良値を並べると

空気層なしでは分散体 70mm (光電面の半径に相当)

空気層ありでは分散体 110mm (光電面の直径に相当)

ですすでに製作されている2"φのPMを用いたアンガーカメラと同じ結果を与え, 分解能も約5mmでPMの直径の4%程度となり, これも同じ様な値となっている。つまり, 2"φから5"φへと全体を拡大した事と同じ事であり, PMの並べ方や, 位置決めの方法はあまり影響せず, 分解能はPMの直径(最大のPM)で決ってしまう事を意味する。これはアンガーカメラ方式の原理上, 光の拡がり, PMの直径より大きくならないと位置は決まらないからである。し



第6図 空気層0.1mm, 分散体110mmで小さいPMの規格化因子を変えた時の分解能と直線性の変化。

しかし線形近似を取るため直線性は光を拡げてもある限界以上良くならない。一方分解能は2次元の場合は複雑ではあるが、1次元の場合の類推から分解能  $\propto \sum_i \sqrt{I_i}$  と考えられ、全体の光の量  $\sum_i I_i$  は発光点の場所によって大幅に変わることはないので、一定量の光を各PMにどう分けるかの問題となり、たくさんのPMに分けるよりも、小数のPMで受けた方が分解能は良いことがわかる。そのため、空気層プラス分散体で光を集めた方が、空気層なしや、分散体なしで、光を拡げてしまう場合より分解能が良くなると考えられる。つまり分解能は空気層を入れた場合が最も良くなり、さらに、この場合PMの直径に対して光をある程度（具体的には直径の1.5倍程度）拡げると位置が最も良く求まるということで、その場合の直線性も直径ではほぼ決まってしまうことを意味している。よって直線性、分解能ともほぼPMの直径に比例すると考えられる。（ただし、直線性は位置決めの方法によっても異なるので、直径だけでは決まらない。）以上より5"φのPMを用いる限り、分解能はこれ以上あまり良くなることは期待できず（位置決めの方法などを変えても）、分解能を良くするためにはより直径の小さなPMを用いる必要がある。

## § 6. 結論：製作への提案及び今後の問題点

光学系の最適条件は以上の様な議論より空気層ありで分散体 110mmの場合となった。

この場合、分解能は約5mm、直線性は約3mm程度となることが期待される。しかし、分散体を全てガラスで製作すると、これだけで50kg程度の重さになってしまうため、アクリルの板を用いる。またシンチレータは厚さ1mmしかないため、保護する意味で10mmのガラスに張り付けて使用する。しかし、直径34cmの大きさのため、技術的理由から、4分割して作り、1枚につなぎ合わせるわけであるが、接合部の影響は予想が難しく、実際に製作して見ないと評価ができない部分である。

さらに、ここでは遮蔽については考慮されていないので考える必要がある。

アンダーカメラ方式の短所は位置を計算する方法が複雑であるため、変換時間が長いという事である。これは2次元で広い立体角をカバーできるという事と、シンチレータの不感時間が非常に短いという利点が生かされなくなる恐れがあるので、できる限り早い演算方式を採用する必要がある。今回は位置の計算法を簡単にした事と、アナログ割算をパラレル方式のADCを用い、アナログ割算プラスADCを同時にかつ約100ns以下の高速で実行することにより、全体の交換時間を約1μs程度にすることも可能ではないかと考えている。ただし実際は、PMの出力の同期の問題やアナログ演算に対するノイズ対策など、回路実装上の問題を解決しなけ

ればならない。

### 参 考 文 献

- 1) H. O. Anger : Rev. sci. Instrum **29** (1958)27.
- 2) M. G. Strauss, R. Brenner, F. J. Lynch and C. B. Morgan : IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS - 28** (1980) 800.
- 3) P. A. Seeger and J. B. Forsyth : private communication.
- 4) B. Hallgren and H. Verweij : IEEE Trans. Nucl. Sci, **NS - 27** (1980) 333.

## ${}^6\text{Li}$ ガラスシンチレーターによる中性子と $r$ 線の識別

核理研

山田和芳・新村信雄・窪田健雄

### § 1. 序 論

${}^6\text{Li}$  ガラスシンチレーター (Li-GS) を用いて中性子散乱実験を行なう上で、最も大きな問題は  $r$  線によるバックグラウンドである。このことは Li-GS が熱中性子検出器として優れた特徴を持つにもかかわらず、広く普及していない理由の一つになっている。ところがこのバックグラウンドが、実際の散乱実験でどの程度の障害になっているか、あるいはこれを減少させるには、どのような手法が最も適当かを調べた例は少ない<sup>1-3)</sup>

従来、 $r$  線バックグラウンド除去としては、二種類の方法が試みられてきた。一つは中性子と  $r$  線による発光の波高 (光量) 分布の違いを利用する方法 (「波高法」と呼ぶ)、もう一つは発光波形 (特に発光の減衰時間やパルス幅) の差を利用するもの (「波形法」と呼ぶ) である。波高法で  $r$  線の波高を小さくするには、シンチレーターを薄くするのがよい。この場合には、 $r$  線によって励起された電子が全てのエネルギーを失なう前に、シンチレーターから飛び出す確率が高くなる。Harris らによれば<sup>1)</sup>、そのためにはシンチレーターの厚さは 1 mm 以内がよい。しかし、この方法では、肝心の中性子検出効率を高く出来ない。しかも波高法では中性子の波高分布幅を狭くすることが重要であり、その為には、ガラス組成の均一性を良くするため  $\text{Li}_2\text{O}$  の量を少なくする必要がある。従って、中性子の検出効率はますます悪くなり、Wright らの結果では 67 meV の熱中性子に対して 33% という低さである<sup>3)</sup>

一方、熱外中性子に対しても、充分な検出効率を得ようとすると 5~10 mm 程度の厚さが必要となる。この場合には  $r$  線の波高は大きくなり波高法だけで  $r$  線を除くのは無理である。

波高法でのもう一つの問題点は、波高分布が光学系\* によって大きく変化する点にある。シンチレーターを直接、光電子増倍管 (PM) の光電面につけるのが光量の減衰は最も少ない。しかしこの様な測定系はむしろ稀で通常は、光学系によって光量は減衰する。例えば、エンコ

\* シンチレーターの発光を光電子増倍管に導く系をここでは光学系と呼ぶ。

ード方式による PSD では、発光をライトガイドによって分割するため、2 ケタ程度、波高の減衰が生じる。この様な場合には、波高分布の観測もディスクリレベル (DL) の設定も困難になる。

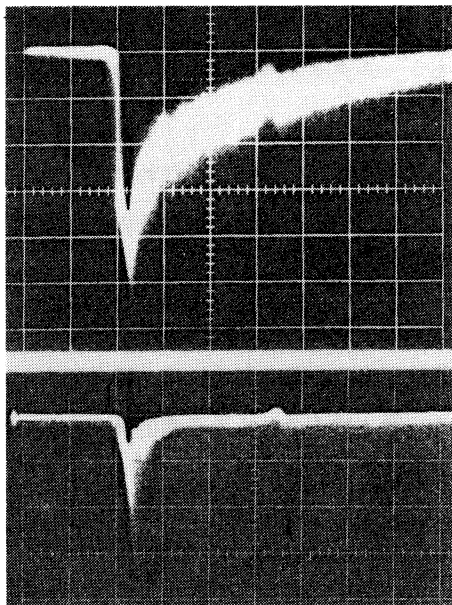
もう一つの方法である波形法は、放射線粒子弁別法として種々の方法が行なわれているが<sup>4)</sup> Li-GS では、Coceva の研究しかない<sup>1)</sup>。彼は発光の初期の減衰時間が中性子のほうが短いことを利用して弁別回路を作製し、 $r$  線と中性子の弁別が可能であることを示した。発光波形はガラス組成に大きく依存し、組成によっては、この種の波形差が見られない場合もある<sup>1,5)</sup>。

Li-GS を用いた光学系は将来、多様化する可能性があり、そのためには  $r$  線弁別法としては波高法と波形法の組合せが最も有効と考えられる。我々はそのための予備的研究として波形法による中性子と  $r$  線の識別を試みた。各章の内容は以下の通りである。

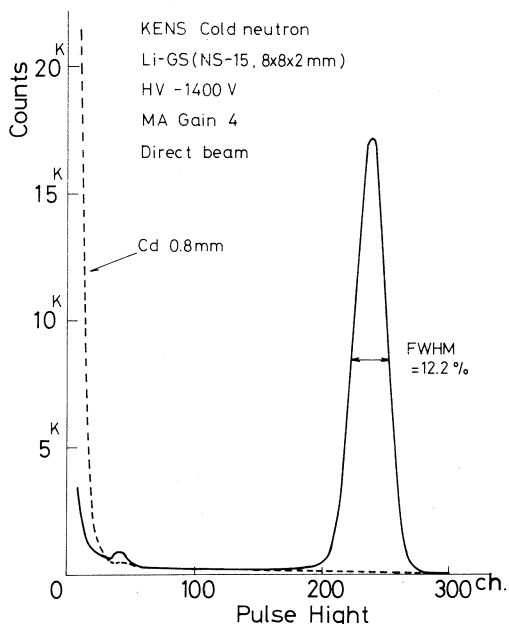
NS-15 (日本光学) の Li-GS を用いて発光波形が中性子と  $r$  線で異なることを実験的に確めた (§ 2)。更にパルス幅の分布を測定する回路 (PWA) を作製し、中性子と  $r$  線の信号を識別した (§ 3)。次に PWA を用いて実際の散乱実験を行ない、 $r$  線バックグラウンドの様子を調べた (§ 4)。また従来用いられているガス比例計数管を用いて S/N 比の比較も試みた (§ 5)。そして最後に、パルス幅が中性子と同程度の  $r$  線の存在を調べ、この種の弁別法の問題点等を論じた (§ 6)。

## § 2. 中性子と $r$ 線による発光波形

この観測には中性子と  $r$  線の一方を任意に Li-GS に照射出来ることが必要である。そのため、 $r$  線バックグラウンドが少なく、かつ中性子遮蔽の簡単な、KEK の冷中性子実験室 (KENS, C-2) で測定した。用いた Li-GS は NS-15 で厚さは 2 mm である。光電子増倍管 (PM) は R 1250 ASSY と H 1171 (いずれも浜松テレビ K.K.) を用いた。Li-GS はシリコングリース又はオイルで直接 PM の光電面に接着した。第 1 図の写真は、Li-GS をビームシャッター近くに置き、シャッターを開いた場合 (上) と閉じた場合 (下) に観測される PM のアノード出力波形である。シャッターには Cd が用いられているため、上図の信号は冷中性子、下図の信号は、冷中性子が Cd で吸収された際に放出される  $r$  線によると考えられる。このことを確かめるために Li-GS の前面に Cd (0.8 mm 厚) を置いて、中性子を照射し波高分布を測定した。この際アノード出力を前置増幅器 (CANBERRA 2005) と比例増幅器 (CANBERRA 2015) で増幅し、波高分析器で測定した。第 2 図にその結果を示す。Cd で遮蔽した場合は、波高分布のピークが消え、逆に波高の小さい信号が増加する。ま



第1図 Li-GS (NS-15) による2種類の発光波形(詳しくは本文参照)。HV = -1700 V, 横軸; 20 ns/div., 縦軸; 50mV/div.



第2図 Li-GS (NS-15) による波高分布。破線はLi-GSの前面をCdで遮蔽した場合。

たCdをLi-GSから少し離して中性子を照射すると計数が急激に減少する。以上の結果、NS-15で観測された二種類の信号は冷中性子(波高が大きく、減衰時間が長い)とCdの冷中性子捕獲 $\gamma$ 線(波高が小さく、減衰時間が短い)によることがわかる。

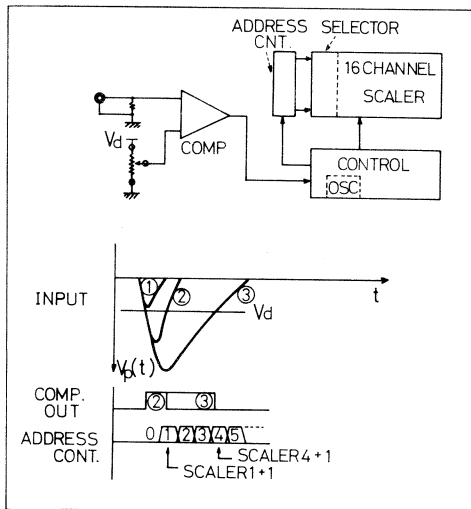
### § 3. パルス幅分布

§ 2で示したような、波形の違いをどの様な手法で取扱うかが次の問題となる。一般に放射線測定における波形弁別には、大きく分けて二つの手法がある<sup>4)</sup>。一つは検出器からのパルスを前置増幅器、比例増幅器等で増幅、整形する場合(スローパルス型)、もう一つは直接、検出器のパルスを用いる場合(ファーストパルス型)である。前者は熱雑音等の影響が少なくなり、パルス幅が広がるので扱いやすいが、不感時間が長くなるのが欠点である。我々は発光時間が短いというLi-GSの特徴を生かすため、後者の方式を採用した。

#### 3.1 パルス幅分析器(PWA)の原理

作製したPWAの原理及びブロック図を第3図に示す。PMの出力電圧 $v_p(t)$ がディスクリレベル(DL)電圧 $v_d$ に達した時、タイマーをスタートさせる。 $\Delta t$ の時間幅で時間のチャンネル

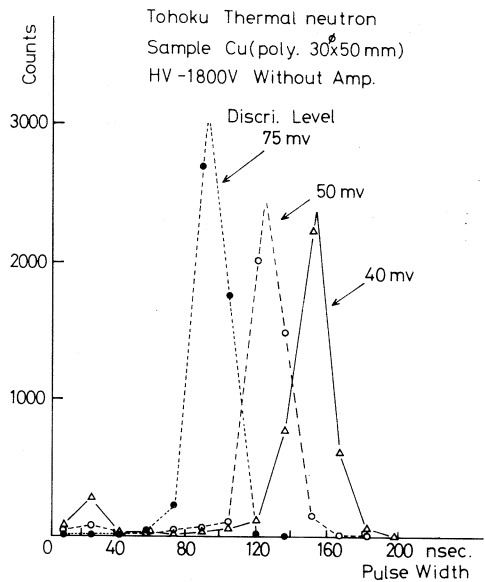
を区切り、何チャンネル目で  $v_p(t)$  が再び  $v_d$  に等しくなったかを調べ、各パルス毎に、スケーラーに積算していく。今回作製したPWAは、 $\Delta t$ の最小が8 nsec(切換え可能), チャンネル数16である。



第3図 PWA (パルス幅分析器) のブロック図及び原理図。ディスクリレベル電圧  $V_d$  での入力信号幅のパルスがコンパレータから出力され、立下りの時間によって16チャンネルのスケーラがアドワンされる。

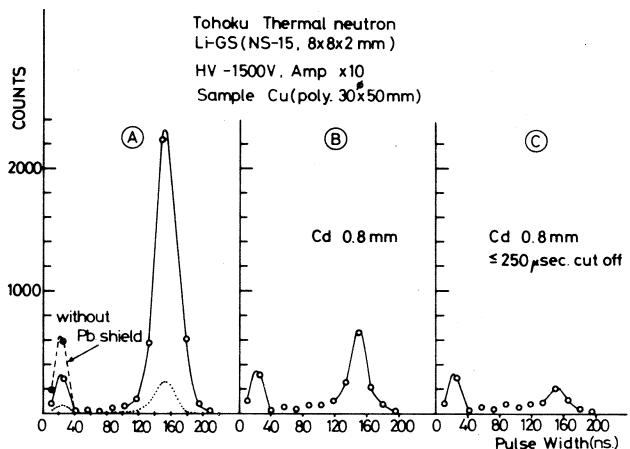
### 3.2 PWAによる測定結果

測定は核理研、原研2号炉及びKENS (冷中性子)で行なった。ここでは主として



第4図 PWAによる測定結果。ディスクリレベルを変えた場合。

核理研の結果を示す。Cu の多結晶で散乱された中性子をLi-GSに入射し、PWAでパルス幅分布を測定した。第4図に結果を示す。低チャンネル側と高チャンネル側にピークが見られる。DLを高くすると後者のピークは低チャンネル側にシフトし、前者のピークは減少する。この結果は§2で見たように、波高が大きくて幅の広い信号(中性子)と、波高が小さく幅の狭い信号( $\gamma$ 線)が混在しているとして理解できる。このことを確認するため、種々の実験条件を変えてPWAの測定を行っ



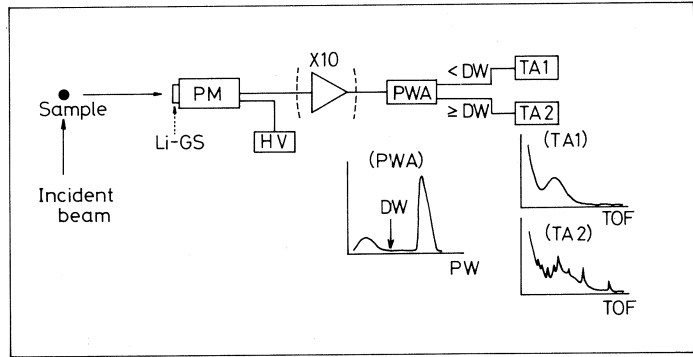
第5図 PWAによる測定結果。(A)の点線は試料(Cu)を除いた場合(詳しくは本文参照)。(B)はLi-GSの前面をCdで遮蔽した場合。(C)は(B)の状態トリガー信号から250 $\mu$ sec以内の信号を切落した場合。

た。第5図に結果を示す。図の①は試料(Cu)がない場合(点線), ある場合(実線)及び遮蔽箱の外側の $\gamma$ 線鉛シールド(厚さ5~10 cm)をはずした場合(破線)のパルス幅分布である。②は試料がある場合に, Li-GSの前面をCd板で熱中性子を遮蔽した場合である。③は②の状態で更に, 飛行時間が250 $\mu$ secより短い信号を切り捨てた場合である。③の場合に高チャンネル側のピークが減少したのは, Cdで遮蔽できない熱外中性子が切り落とされたためと考えられる。

以上の結果から, 高チャンネル側のピークの大部分が, 試料によって散乱された熱中性子によるものであり, 低チャンネル側のピークは $\gamma$ 線によることがわかる。

#### § 4. 中性子と $\gamma$ 線を識別した散乱実験

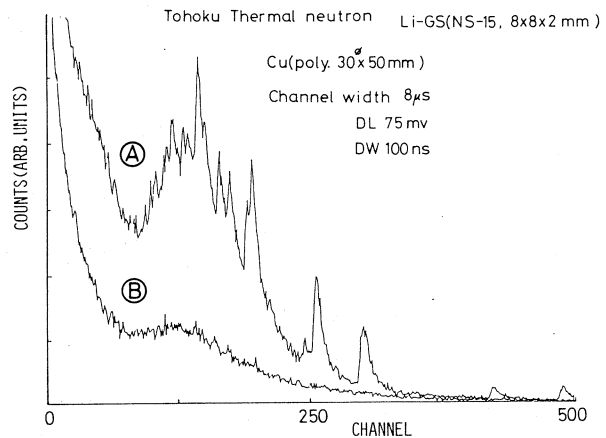
PWAでパルス幅分布を測定した結果, 適当なパルス幅(DW)で信号を分離すると, 中性子と $\gamma$ 線の識別が可能なが予想される。この様にして分けた信号の各々を別の時間分析器に入力し, TOF法による散乱実験を行なった。測定の実験原理図を第6図に, 結果を第7図及び第8図に示す。



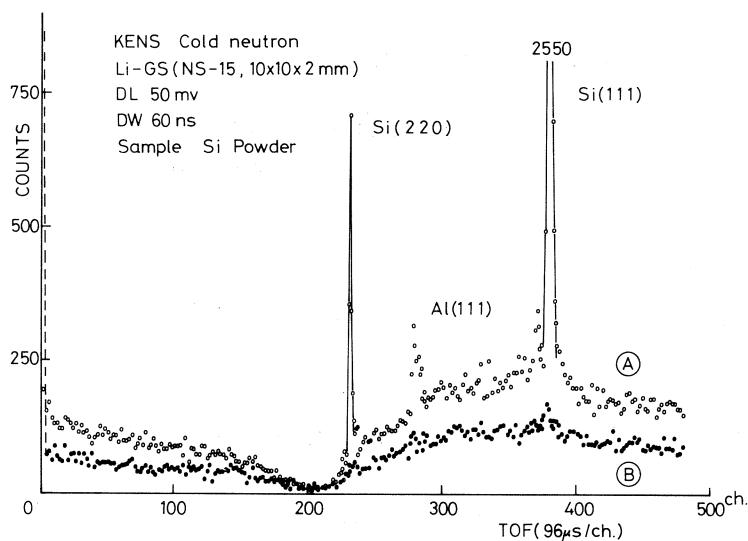
第6図 PWAを用いたTOF散乱実験の原理図。PWAの出力をディスクリ幅(DW)で分け, それぞれ別の時間分析器(TA1, TA2)に入力する。10倍の増幅器(Le Croy 612A)は, ケーブルによる伝送歪みの影響を少なくするため用いた場合もある。

各々の図で①はDW以上の幅を持つ信号, ②はDW以下の信号のTOFスペクトラムである。①にはBragg散乱によるピークが見られ, ②にはそれがない。この結果, 中性子と $\gamma$ 線の識別はかなり効率よく行なわれていることがわかる。

第7図 PWAを用いたTOF散乱スペクトラム(核理研)。①がDW以上, ②がDWより小さな幅の信号によるスペクトラム。





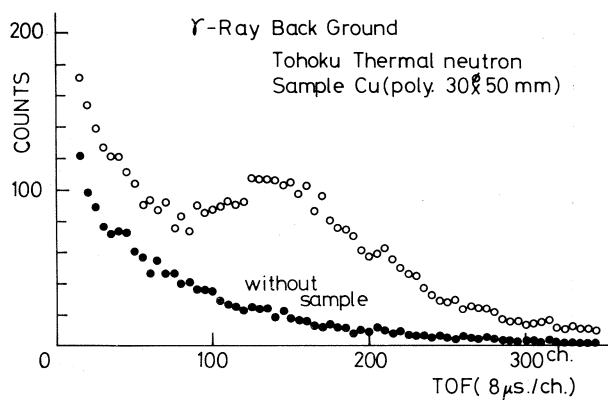


第8図 PWAを用いたTOF散乱スペクトラム(KENS, 冷中性子)。

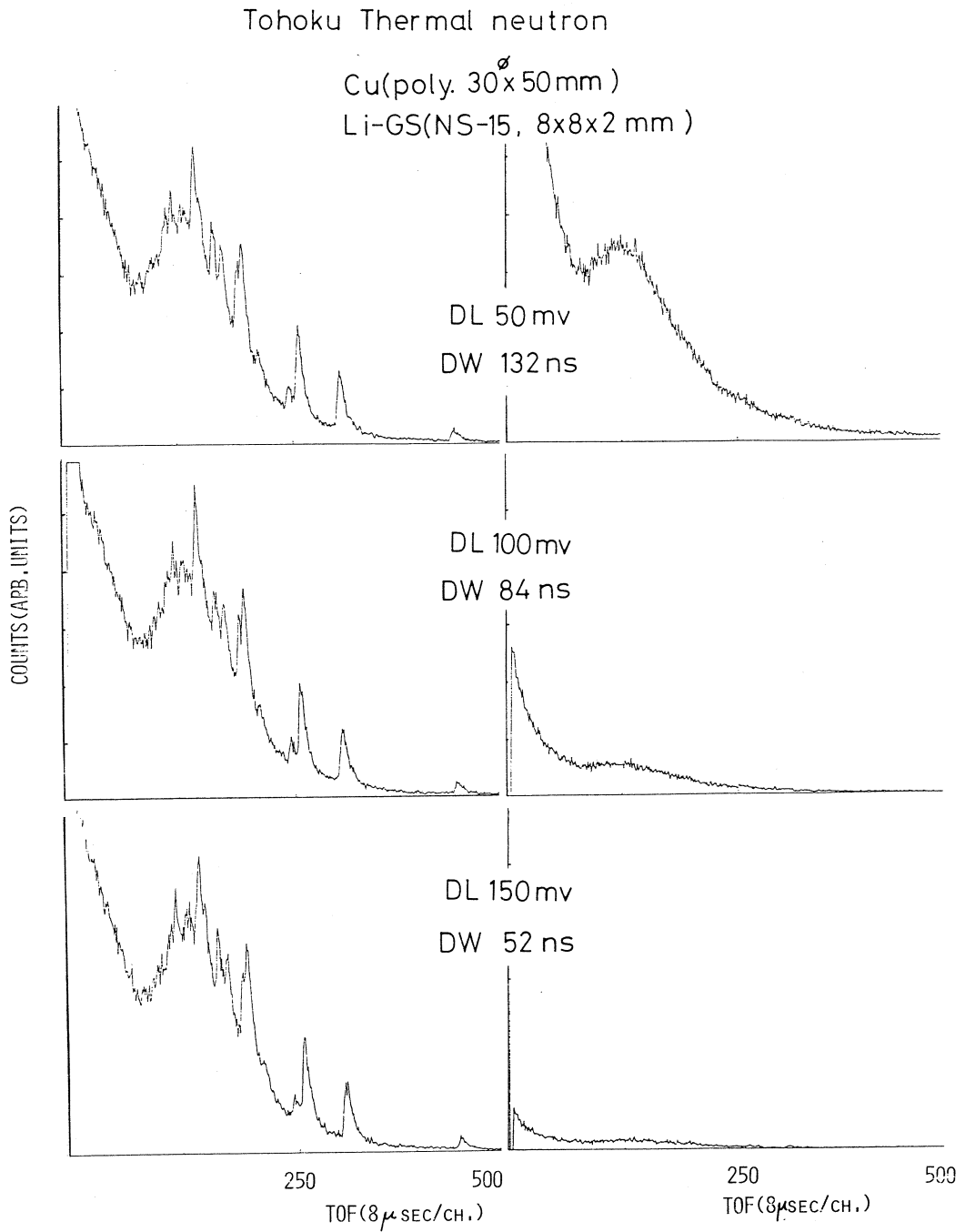
興味深いことは、(B) ( $r$ 線)のスペクトラムが入射中性子のそれに似ていることである。試料を取除くとスペクトラムが変化するため(第9図), これは, 試料が中性子を吸収した際に発生する $r$ 線によるものと考えられる。

同様な測定をディスクリレベル(DL)を変えて行なった。第10図に結果の一部を示す。図の左側は中性子, 右側は $r$ 線によるTOFスペクトラムである。前者はDL

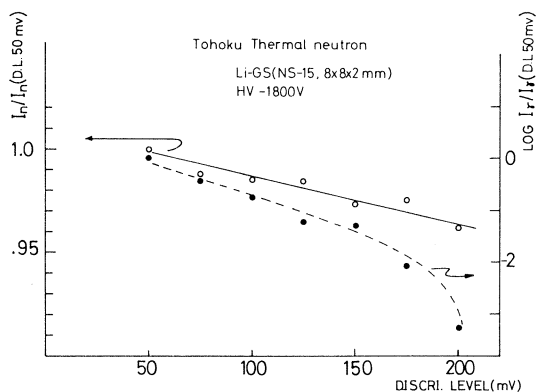
依存性が小さいが, 後者はDLの増大につれて急激に計数が減少している。第11図に具体的な数値としてこのことを示す。図の $I_n$ 及び $I_r$ はそれぞれ中性子及び $r$ 線の積分強度である。 $I_n$ はDLが50mVと200mVでは3%程度しか変化しない, 又第12図に見られる様に BraggピークのS/N比にも, 両者の差はほとんどない。一方,  $I_r$ はDLが50mVと200mVでは3桁以上変化している。



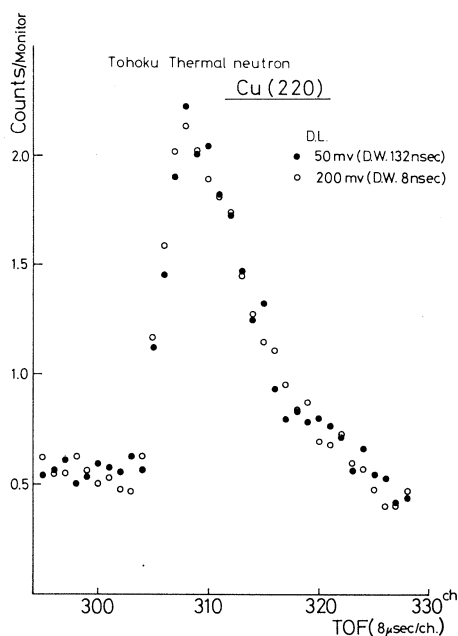
第9図 PWAを用いた $r$ 線のTOFスペクトラム。試料(Cu)がある場合(白丸)とない場合(黒丸)。



第10図 PWAで分離した中性子(左)と $\gamma$ 線(右)のTOFスペクトラムのDL依存性。



第11図 中性子と $r$ 線の積分強度  
(中性子で波長1 Å近傍)  $I_n$   
と  $I_r$  のDL依存性。 $I_n$ と  $I_r$   
の縦軸のスケールの違いに注  
意。



第12図 PWAで分離した中性子による  
Bragg ピーク。

## § 5. Li-GS と従来の中性子検出器

### とのS/N比の比較

§ 4までに述べた方式で、中性子と $r$ 線の分離効率がどの程度達成されたかを知る目的で従来のガス比例計数管との比較を行なった。

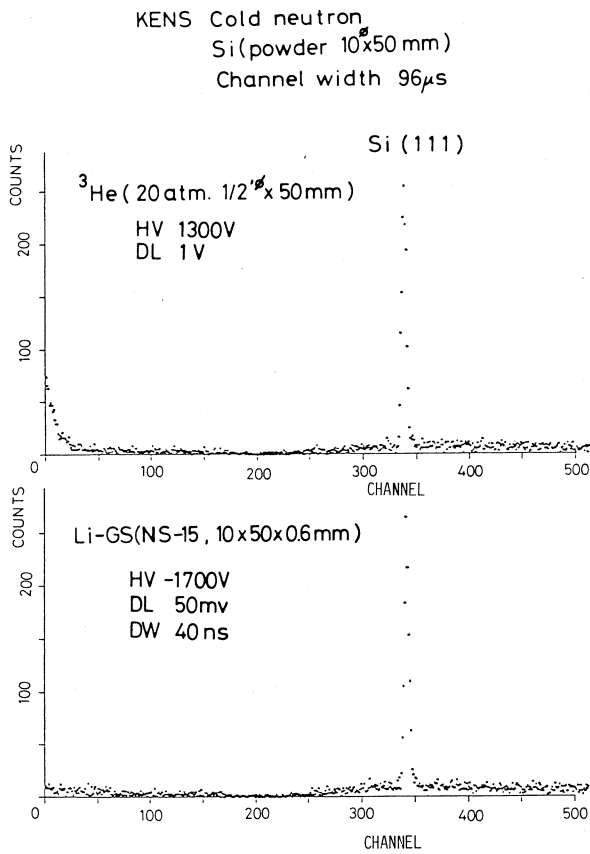
#### 5.1 $^3\text{He}$ 検出器との比較

測定はKENSの冷中性子を用いて行なった。Li-GSと $^3\text{He}$ 検出器(20気圧,  $1/2^\circ\phi$ )を試料に対して対称な位置に置き、試料を見る立体角を等しくするため、Cdの遮蔽を検出器前面に施した。得られたTOFスペクトラムを第13図に示す。 $^3\text{He}$ 検出器の熱外中性子遮蔽が充分でないため、低チャンネル側に上がりが見られるが、それ以外は両者の差はほとんどない。

#### 5.2 $^{10}\text{BF}_3$ 検出器との比較

測定は原研2号炉の熱中性子を用いて行なった。3軸型分光器の検出器遮蔽箱にLi-GSか $^{10}\text{BF}_3$ 検出器を入れ、アナライザ(グラファイト単結晶)をBragg角のまわりで回転させて測定した。なお検出器の厚さは $^{10}\text{BF}_3$ が約300mm, Li-GSが2mmである。結果を第14図に示す。Li-GSのほうは $^{10}\text{BF}_3$ と比較して若干S/N比が悪いが、取込む信号のパルス幅の範囲を狭くするにつれてS/N比は向上する。しかし $^{10}\text{BF}_3$ と同程度のS/N比にした場合計数率は60%程度に減少する。

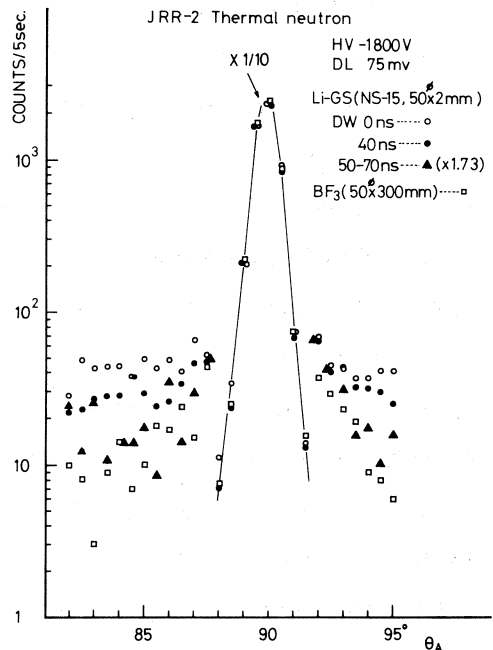
$^{10}\text{BF}_3$ の場合は $^3\text{He}$ に比べてLi-GSのS/N比が若干悪いが、それは次の様な理由による



第13図 Li-GSと<sup>3</sup>Heカウンターの比較。

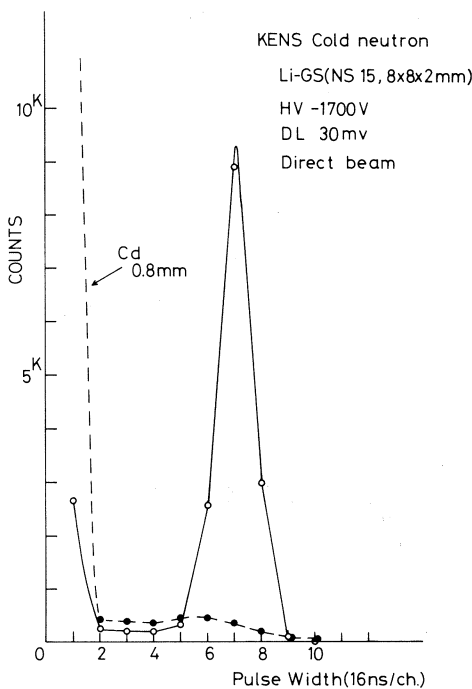
と考えられる。a) 原研での  $r$  線レベルは KENS と比較して相当高いので、PWA では取除けない (パルス幅の大きな)  $r$  線の影響が観測された。b) 幾何学的配置の差によって S/N 比が異なっている。つまり <sup>10</sup>B<sub>F</sub><sub>3</sub> の厚さが Li-GS の 150 倍もあるため、同一の遮蔽箱に入れたとしても、実効的な配置条件 (遮蔽箱の入口から検出器までの距離等) が異なっている。なお a) の可能性については § 6 で述べる。

第14図 Li-GSと<sup>10</sup>B<sub>F</sub><sub>3</sub>カウンターの比較。▲印は幅が50から70 ns の信号だけ取出した場合で、計数を1.73倍してピーク値を●印に合わせた。

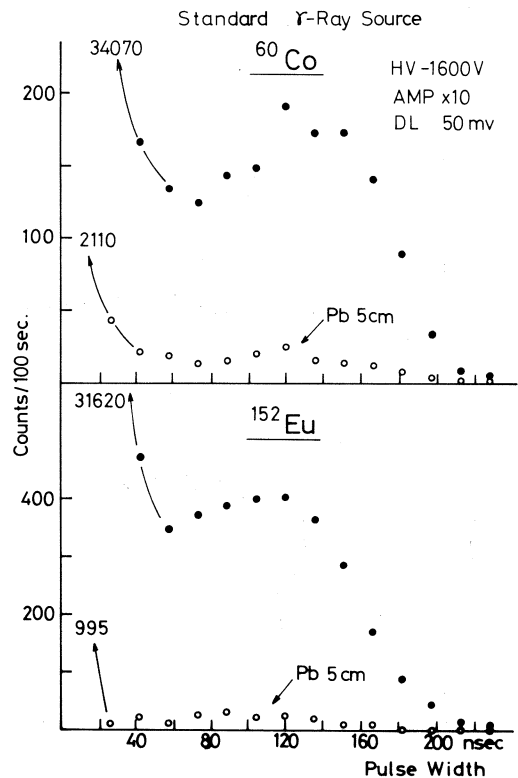


## § 6. PWA で分離出来ない $r$ 線

§ 5 までの結果からわかる様に、PWA を用いると DL が低くても、 $r$  線信号の大部分が分離出来る。そして通常の散乱実験では十分な S/N 比も得られている。しかし原研での測定でも見られた様に、PWA では分離出来ない（幅の広い） $r$  線の存在も予想された。このことを確かめるため、冷中性子の Cd による捕獲  $r$  線及び標準  $r$  線線源によるパルス幅分布の測定を行なった。第15図及び第16図にそれらの結果を示す。大部分の信号は幅が狭いが、いずれの場合にも幅の広い信号が若干存在している。シンクロスコープでは後者の波形は、前者の相似形ではなく、いくつかの波形の重ね合わせのようにも見えるがはっきりしない。



第15図 冷中性子を Cd で遮蔽した場合の PWA の変化。



第16図 標準  $r$  線線源 ( $^{60}\text{Co}$  及び  $^{152}\text{Eu}$ ) による PWA (黒丸)。白丸は Li-GS の前面を鉛で遮蔽した場合。

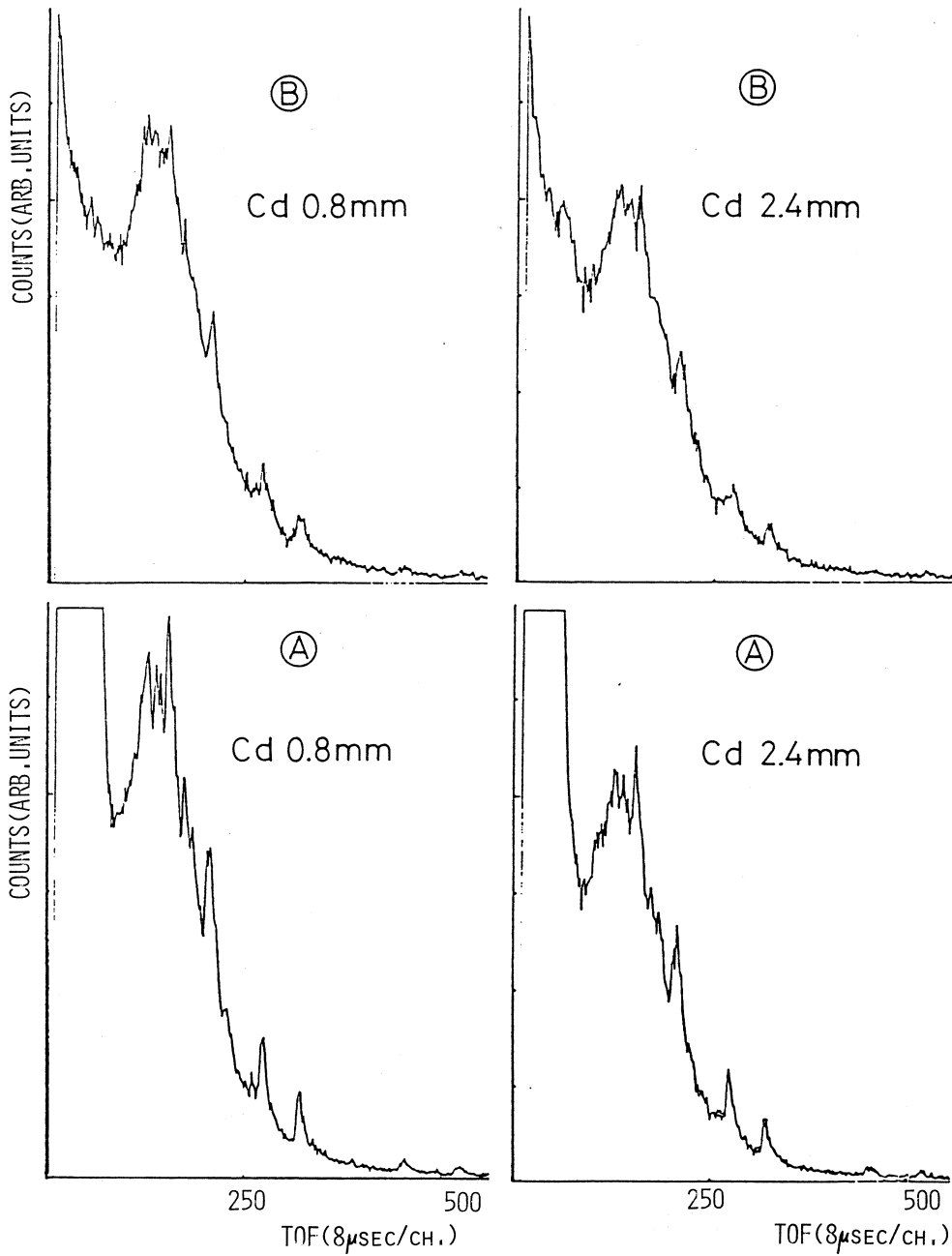
Cd で熱中性子を遮蔽した場合に、§ 4 と同様な方法で TOF 実験を行なった。結果を第17図に示す。左側は Cd (厚さ 0.8mm) 1 枚、右側は 3 枚で遮蔽した場合である。そして (A)、(B) の記号は第7図の場合と同じである。興味深いことに Cd で遮蔽しても (A) の Bragg ピークは完全には消えず、逆に (B) にピークが見えてくる。(A) と (B) で低チャンネル側のスペクトラム

Tohoku Thermal neutron

Cu(poly. 30 $\phi$  x 50mm)

DL 80 mv

DW 48 ns



第17図 Li-GSの前面をCdで遮蔽した場合にDWより狭い信号(B)と広い信号(A)のTOFスペクトラム。なおDWはCdの遮蔽がない場合のPWAの測定で設定した。

が異なるのは、Cd が熱中中性子に対して遮蔽効率が悪いためである)。後者の現象は、Bragg 散乱を受けた中性子が  $r$  線に変換したとして理解出来るが前者の現象の解釈は易しくない。1 mm 程度の厚さの Cd は熱中中性子に対して十分な遮蔽効率を持つので\*、(A) のピークが Cd を通過した熱中中性子によるとは考えにくい。一つの解釈として、PWA の測定からも予想される様な幅の広い  $r$  線の可能性も考えられるが、スペクトラムの Cd の厚さ依存性、(A) と (B) の強度比等の定量的説明は容易でない。

## § 7. まとめと今後の問題点

NS-15では中性子と  $r$  線の発光波形に大きな差のあることがわかった。この差を利用してパルス幅による中性子と  $r$  線の識別を行なった。今回の散乱実験の結果では、DL を上げると  $r$  線信号は消失するが、DL を下げても PWA によって  $r$  線除去の可能なことがわかった。また試料から発生する  $r$  線の割合も大きく、バックグラウンドの測定が重要な実験では、 $r$  線除去が必須であることも明らかになった。そして<sup>3</sup>He や<sup>10</sup>BF<sub>3</sub> の検出器との比較の結果、 $r$  線除去を行えば、通常の実験には十分な S/N 比が Li-GS でも得られることもわかった。しかしパルス幅が広く、PWA では分離出来ない  $r$  線が若干存在している可能性も示された。

序論でも述べた様に、波高法による  $r$  線弁別は、シンチレーターが厚くなったり、光量の減衰が著しい測定系では、その効率の低下が予想される。我々が最終的に目標とするのはこの様な場合にも効率のよい  $r$  線弁別システムを確立することであり、そのためには今後、次の様な研究が必要となる。

### 7.1 PWA の改良

現在の PWA は § 3 でも述べた様に、設定した DL に於けるパルス幅で弁別を行なっている。しかしこの方法では、パルス幅分布が波高に大きく左右される。分離効率を高めるにはパルス波高に比例する様な DL でのパルス幅を求める方がよい。また、波高の小さな信号を扱う場合には、時間チャンネルがもっと細かい方がよいが、いまの方法では難しく、むしろ出力(パルス幅)をアナログ量として求める方式が有効である<sup>4)</sup>。しかしこの場合にはスローパルス方式となるため、計数率をどこまで高く出来るかが問題となろう。

### 7.2 Li-GS の改良

NS-15 で得られた中性子と  $r$  線の分離効率は Coceva らの結果に比べて非常に高い。その

---

\* 波長 1 Å の熱中中性子が 0.8 mm の Cd を透過する割合は 0.01 % 程度である。

理由の一つとしてはLi-GSの厚さの違いもあるが(Cocevaは7mmのLi-GSを用いた), ガラス自体の質も関係していると考えられる。今後, より高い分離効率を得るためには, 波形差の大きな組成を見つけ出すと共に, 均一で良質のガラス作成も重要である。また, 最も適当な組成を見つけるには, 発光波形と発光機構との関係も理解する必要がある。

### 7.3 光学系の選択

波高分布は光学系に大きく左右されるが, 波形分布も影響を受ける。何故ならば, 発光波形は長くて100 nsec程度のパルスであり, 光学系の伝送帯域によっては波形は変化を受ける。従って, 光学系に入る前には波形に大きな差があっても, PMに入る段階ではその差が小さくなる可能性もある。波形法を行なう上で, 最も有効な光学系の選択も重要な今後の課題であろう。

本研究の最も重要な部分であるPWAの作製及び試験に協力して下さった, 核理研の佐藤正幸氏に感謝いたします。また原研2号炉での測定の際, 貴重なマシンタイムをさいて協力して下さいました東大物性研の星埜教授, 伊藤助教授及び, 高橋助手の皆様にも感謝いたします。

## 参 考 文 献

- 1) C. Coceva : Nucl. Instrum. and Methods **21** (1963) 93.
- 2) D. Harris, C. Duffil and L. A. Wraight : *Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids* (IAEA 1963) Vol. 1, p. 171.
- 3) L. A. Wraight, D. Harris and P. Egelstaff : Nucl. Instrum. and Methods **33** (1965) 181.
- 4) 金原節朗 : 応用物理 **40** (1971) 1358.
- 5) L. Bollinger and G. Thomas : Rev. sci. Instrum. **32** (1961) 1044.



TbZn<sub>1-x</sub>Cu<sub>x</sub> ( X = 0, 0.36 ) の放射線損傷

金研, 新潟大理学部\*, 理学部物理\*\*

工学部原子核\*\*\*

篠原 猛・古沢 昭\*・林部昭吾\*\*

山口貞衛\*\*\*・神山 崇

前回までに<sup>159</sup>Tb (  $\gamma$ , 3n )<sup>156</sup>Tb 反応で作った<sup>156</sup>Tb の EC 崩壊を利用して, TbZn, TbZn<sub>0.64</sub>Cu<sub>0.36</sub> 中の<sup>156</sup>Gd の超微細磁場を  $\gamma$ - $\gamma$  摂動角相関実験によって求めた。その結果には照射効果の問題を含んでいる疑いがあるため, 今回照射した試料の熱処理効果の有無を  $\gamma$ - $\gamma$  摂動角相関により調べた。

## § 1. 序

TbZn<sub>1-x</sub>Cu<sub>x</sub> 系金属間化合物の巨視的磁性は 4s 電子数に対応して変化している<sup>1)</sup> と考えられているが, 同様の傾向を示す Gd 金属間化合物についての Gd の NMR の実験からは Gd 核の超微細磁場は直接的に 4s 電子数に対応して変化していないことが明らかになっている<sup>2)</sup>

むしろ超微細磁場の変化はその物質のキュリー点との相関をもち, 約 100 K 以上のキュリー点をもつ Gd 化合物中 Gd の超微細磁場の物質による変化は主として d 電子を通じて起る偏極が寄与していて, 100 K 以下のキュリー点をもつ Gd 化合物では s 電子偏極が主因子と考えられる。

前回までに, TbZn (キュリー点 206 K), TbZn<sub>0.64</sub>Cu<sub>0.36</sub> (キュリー点 85.6 K) TbZn<sub>0.54</sub>Cu<sub>0.46</sub> (キュリー点 74.8 K) を  $\gamma$  線で照射し ( $\gamma$ , 3n) 反応のできる<sup>156</sup>Tb の<sup>156</sup>Gd への遷移を用いて時間積分法  $\gamma$ - $\gamma$  摂動角相関実験を行った結果, 第 1 表のような結果が得られた。<sup>3,4)</sup> この結果は Gd 化合物中 Gd 核の超微細磁場の解釈と同様に説明できるが, Tb

第 1 表  $\gamma$ - $\gamma$  PAC によって求めた超微細磁場とキュリー点 ( $T_c$ ) と巨視的磁場モーメント ( $\mu$ )。

	$T_c$ (K)	$\mu$ ( $\mu_B$ )* at 77 K	$H_{hyp}$ (kOe) at 77 K
TbZn	206	8.0	- 214 ± 20
TbZn <sub>0.64</sub> Cu <sub>0.36</sub>	85.6	2.3	- 190 ± 11
TbZn <sub>0.54</sub> Cu <sub>0.46</sub>	74.8	0	- 26.9 ± 30.5

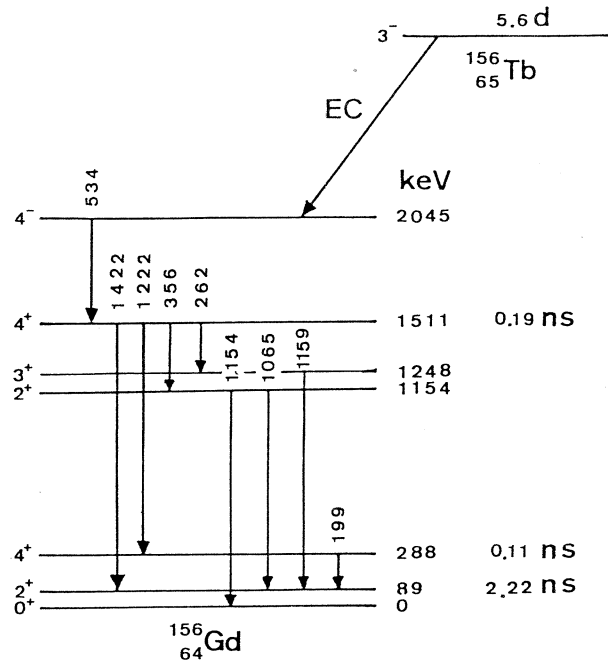
\* 7.49kOe での値

化合物中Gd核の超微細磁場は、相対的に、s電子偏極の寄与がキュリー点の高い物質までかなり存在することを暗示している。

しかし、表に見られるようにTbZn<sub>0.64</sub>Cu<sub>0.36</sub>の超微細磁場( $H_{hyp}$ )は巨視的磁気モーメントが小さいにも拘らず非常に大きい。この異常な結果が $r$ 線照射による損傷によるものではないかと疑いをもち、今回照射後熱処理したものについて $r-r$ 摂動角相関実験を行った。

§ 2. 実験方法

実験の設定は前回までと全く同様である。第1図に示す<sup>156</sup>Tbのdecay scheme中の534 keV - 1222 keVカスケード遷移を利用する。



第1図 <sup>156</sup>Tb (3<sup>-</sup>, 5.6 day)からのEC崩壊による<sup>156</sup>Gdのlevel scheme。

§ 3. 結果と考察

3.1 TbZn<sub>0.64</sub>Cu<sub>0.36</sub>

試料をアルゴン雰囲気中に封入し、 $r$ 線照射した後、550°Cで5時間焼鈍した試料と686°Cで1時間焼鈍した試料について、1222 keVゲート、534 keVゲートを用い1511 keV準位を中間状態として摂動角相関を測定した。

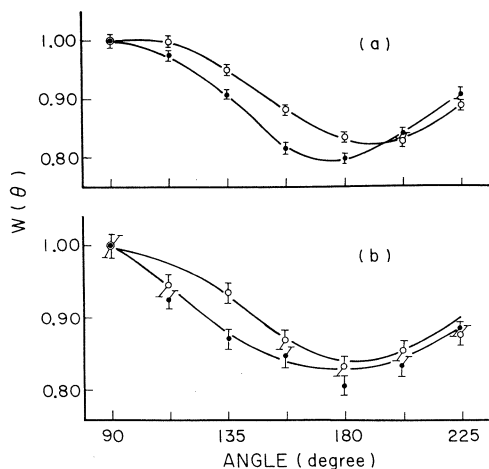
第2図に結果を示す。図中実線は次式を用いてleast squares fittingを行ったものである。

$$W(\theta, H) = 1 + b_2 \cos 2(\theta - \Delta\theta) + b_4 \cos 4(\theta - \Delta\theta) \quad (1)$$

$$\tan(N\Delta\theta) = N\omega_B \tau$$

ここで $\omega_B$ は中間状態の7.17 kOe中でのラーモア周波数、 $\tau$ は中間状態の平均寿命である。最小二乗法によって求められたパラメータを第2表に示す。

$\Delta\theta$ の平均値 $\bar{\Delta\theta}$ から $\bar{\Delta\theta} = \omega_B \tau = -g\mu_N \frac{H_{eff}}{\hbar}$ の関係式、 $g$ 、 $\mu_N$ の文献値、外部磁場7.17 kOeを用いてGd核位置での超微細磁場( $H_{hyp}$ )が得られる。



第2図 TbZn<sub>0.64</sub>Cu<sub>0.36</sub> 中<sup>156</sup>Gd の534 - 1222keV カスケードによる積分法  $r-r$  振動角相関。

a) 550°C で5時間焼鈍した試料についての結果,

b) 686°C で1時間焼鈍した試料についての結果,

○印 磁場+, ●印 磁場-。

第2表 最小二乗法によって求められたパラメータ (TbZn<sub>0.64</sub>Cu<sub>0.36</sub>)。

熱処理温度	外部磁場	$\Delta\theta$	$b_2$	$b_4$
550 °C	H+	$0.183 \pm 0.009$	$-0.0973 \pm 0.0015$	0
	H-	$-0.0286 \pm 0.0115$	$-0.113 \pm 0.0027$	$-0.0055$
		$\overline{\Delta\theta} = 0.100 \pm 0.022$		
686 °C	H+	$0.148 \pm 0.057$	$-106 \pm 0.011$	0
	H-	$-0.042 \pm 0.028$	$-0.079 \pm 0.004$	0.011
		$\overline{\Delta\theta} = 0.095 \pm 0.030$		

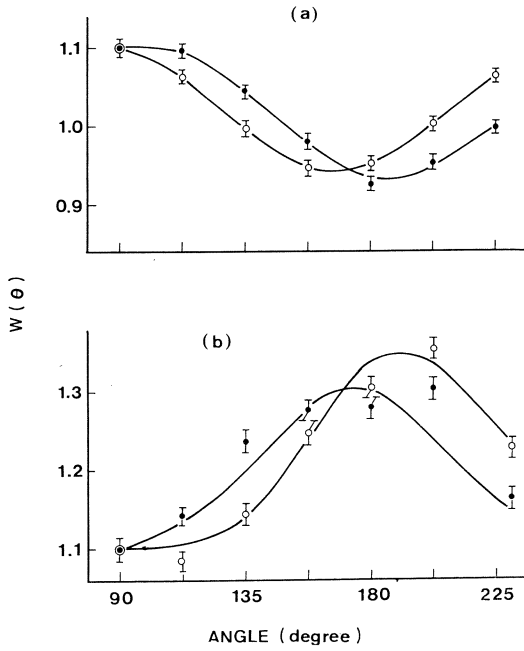
550°C で焼鈍した試料では  $H_{\text{hyp}} = -106 \pm 22$  kOe

686°C で焼鈍した試料では  $H_{\text{hyp}} = -101 \pm 30$  kOe

これらの値は前回までに得た第1表中の値とは大きく異っており、前回までの試料では照射損傷が生じていたものと考えられる。上記熱処理温度での相変化は考えられない<sup>5)</sup> 為、これら温度で損傷が回復したものと考えられ、550°C でも 686°C でも同じ  $H_{\text{hyp}}$  を示すため損傷は完全に回復したものと推察される。ここで求められた超微細磁場の値は巨視的磁気モーメントの減少を反映している。

### 3.2 TbZn

TbZn<sub>0.64</sub>Cu<sub>0.36</sub> についてと同様な実験を行った。 $r$  線照射後 630°C で 4.5 時間焼鈍したも



のについての  $r-r'$  振動角相関データを第3図に示す。(1)式による最小二乗法の結果が図中の実線で、得られたパラメータを第3表に示す。

第3図 TbZn中<sup>156</sup>Gdの534-1222keV (a) 356-534keV, (b) カスケードによる積分法  $r-r'$  振動角相関, ○印 磁場+, ●印 磁場-。

第3表 最小二乗法によって求められたパラメータ (TbZn)。

ゲート	外部磁場	$\Delta\theta$	$b_2$	$b_4$
1222 keV	H+	$-0.213 \pm 0.006$	-0.0802	-0.0049
	H-	$0.122 \pm 0.015$	$-0.0861 \pm 0.0025$	-0.0049
		$\overline{\Delta\theta} = 0.168 \pm 0.011$		
534 keV	H+	$0.201 \pm 0.027$	$0.108 \pm 0.006$	0.0167
	H-	$-0.110 \pm 0.049$	$0.0882 \pm 0.0092$	0.0125
		$\overline{\Delta\theta} = 0.311 \pm 0.076$		

534 keV - 1222 keV ( gate ) のデータを用いて, TbZn<sub>0.64</sub>Cu<sub>0.36</sub> の際と同様に  $H_{hyp}$  を求めると

$$H_{hyp} = -(169 \pm 11) \text{ kOe}$$

である。TbZnについても TbZn<sub>0.64</sub>Cu<sub>0.36</sub> と同様第1表中の値より大きくずれていて、焼鈍しない試料では照射損傷が生じていることが判る。そして 630℃ の焼鈍で回復したものと推察

される。

以上二つの異なる組成の試料について照射損傷が回復した状態での Gd 核の超微細磁場を求め得ることができたと考えられる。いずれの試料についても超微細磁場は小さくなっていて、Gd 核の超微細磁場成因に s 電子偏極の寄与が大きくなった。TbZn<sub>0.64</sub>Cu<sub>0.36</sub>（キュリー点 85.6 K）では TbZn よりも s-f 相互作用が d-f 相互作用よりも強く磁性を左右している。

本実験を遂行するにあたりご援助いただいた八木，榊本の両氏およびマシングループの方々に厚く感謝の意を表します。試料を提供していただいた八代氏，図のトレースをしていただいた佐藤氏にも謝意を表します。

### 参 考 文 献

- 1) T. Yashiro *et al.* : J. Phys. Soc. Jpn **40** (1976) 1699.
- 2) E. Dormann *et al.* : J. May. May. Mat. **2** (1976) 177.
- 3) 篠原猛他：核理研研究報告 **11** (1978) 72.
- 4) 篠原猛他：核理研研究報告 **13** (1980) 116.
- 5) 八代勉：学位論文（東北大学） 1975年.

### Ⅲ. 放 射 化 学



# Solvent Extraction of Uranium by Hydroxyoximes

Kenichi Akiba and Takuji Kanno

*Research Institute of Mineral Dressing and Metallurgy*

*Tohoku University, Sendai 980, Japan*

## § 1. Introduction

The use of high molecular weight hydroxyoxime reagents has been noted for the extraction of metals, particularly for copper extraction in hydrometallurgy.<sup>1)</sup> The presence of a small portion of  $\alpha$ -hydroxyoxime — LIX 63 acts as a catalyst which promotes the rate of copper extraction by  $\beta$ -hydroxyoxime — LIX 65 N.

These reagents are probably applicable to the extraction of other metals. The present paper deals with equilibria in uranium extraction by LIX 65 N and LIX 63 into a number of inert diluents.

## § 2. Experimental

Hydroxyoxime extractants, LIX 65 N ( 2-hydroxy-5-nonylbenzophenone oxime ) and LIX 63 ( 5, 8-diethyl-7-hydroxy-6-dodecanone oxime ) were supplied in their undiluted form by Henkel Corp. ( MN, U. S. A. ), and diluted as required in an inert diluent.

An aqueous solution containing  $^{237}\text{U}$  as a tracer was shaken with an equal volume of an extractant solution for more than 2 hrs at 25 °C. The initial concentration of uranium was  $10^{-5}$  M for most of experiments. The aqueous pH was usually controlled with perchloric acid, or  $10^{-2}$  M acetate buffer solutions were used at  $\text{pH} > 4$ . The ionic strength was kept at 0.1 with sodium perchlorate. After equilibrium was reached, the  $\gamma$ -radio-activities of  $^{237}\text{U}$  in both phases were measured by a well-type scintillation counter.



### § 3. Results and Discussion

#### 3.1 Extraction of Uranium by LIX 65N

The distribution ratio ( $D_u$ ) of uranium was determined by varying the concentration of LIX 65 N (HL) and pH. Logarithmic plots of  $D_u$  against reagent concentrations at constant pH around 4 were nearly linear, indicating the slopes of 1.6–1.8 rather smaller than the expected value of two, as shown in Fig. 1. These slopes further decreased as the pH values decreased, as is illustrated for  $\text{CCl}_4$  in Fig. 1.

The analogous  $\log D_u$  vs. pH plots gave the slopes of 1.0–1.5, as is seen in Fig. 2. Thus, it seemed that extraction equilibria consist of the following reactions :

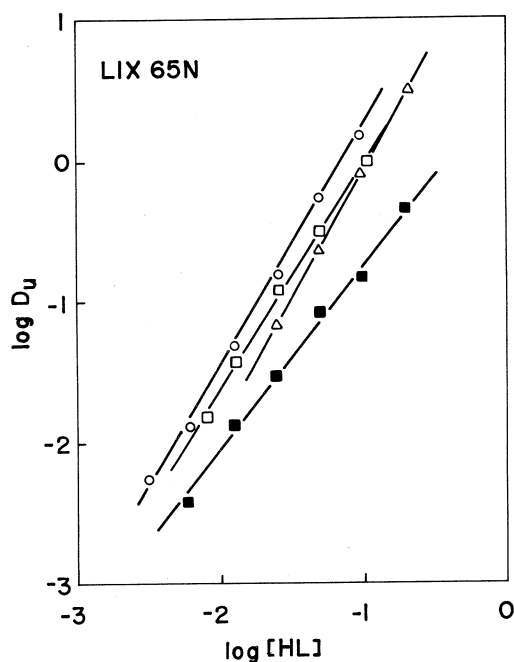


Fig. 1. Effect of LIX 65 N concentration on  $D_u$ .

○ hexane pH=3.90, △  $\text{CHCl}_3$  pH=4.11,  
□  $\text{CCl}_4$  pH=4.10, ■  $\text{CCl}_4$  pH=3.26.

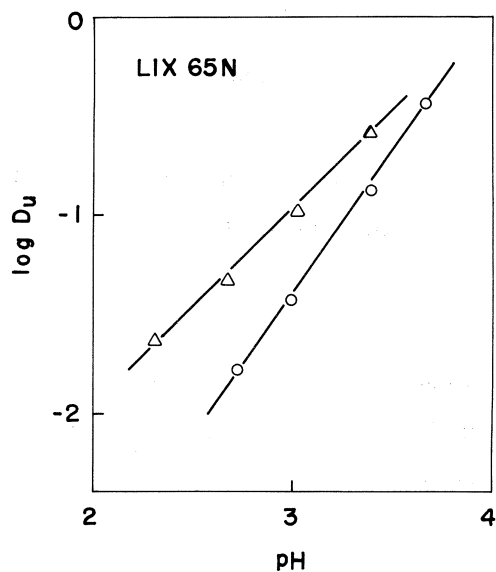
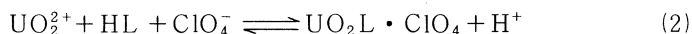
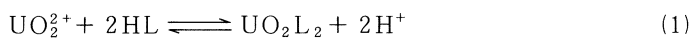


Fig. 2. Effect of pH on  $D_u$ .

○ 0.05 M LIX 65 N in hexane,  
△ 0.2 M LIX 65 N in  $\text{CHCl}_3$ .



It is so difficult to estimate separately the equilibrium constant of these reactions that we obtained for convenience the distribution ratios under certain conditions, 0.1 M LIX 65 N and pH = 4.0. These values listed in Table I show small difference in a number of diluents.

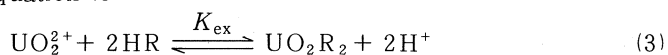
Table I. Equilibrium data of extraction of uranium by LIX reagents into several diluents.

	log $D_u^*$ (LIX 65 N)	log $K_{ex}$ (LIX 63)
Hexane	0.34	-1.96
Heptane	0.27	-2.06
Kerosene	0.21	-2.11
Carbontetrachloride	-0.06	-2.02
Dichloromethane	-0.30	-2.34
Chlorobenzene	-0.02	-1.98
Toluene	-0.07	-2.28
Chloroform	-0.25	

\* under 0.1 M LIX 65 N and pH = 4.0

### 3.2 Extraction of Uranium by LIX 63

The effect of LIX 63 (HR) on the extraction was shown by plotting the log  $D_u$  against log [HR] at constant pH; these plots gave the straight line with a slope equal to 2 for each diluents, as is seen in Fig. 3. The log  $D_u$  vs. pH plot was also linear with a slope of 2, showing that the simple 1 : 2 chelate ( $\text{UO}_2\text{R}_2$ ) was present in the organic phase. Therefore, overall extraction equilibrium can be presented by equation (3):



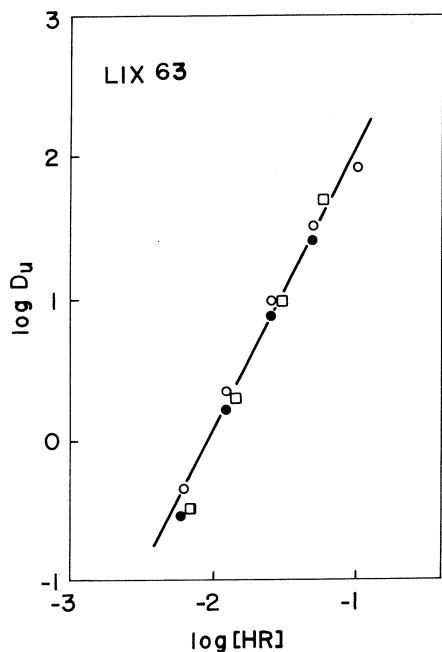


Fig. 3. Effect of LIX 63 concentration on  $D_u$ .

○ hexane pH=2.95, ● kerosene pH=2.92, □  $CCl_4$  pH=3.07.

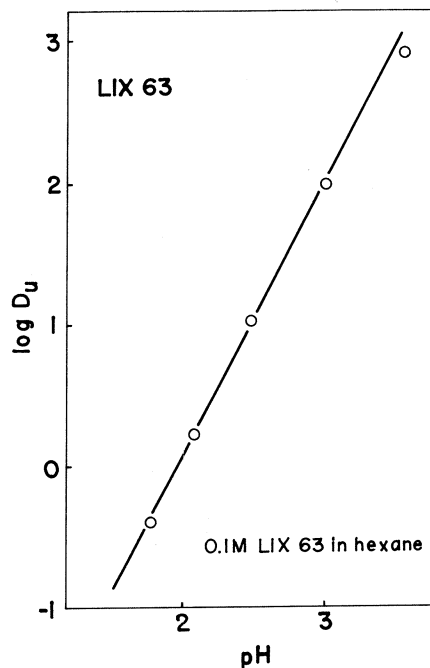


Fig. 4. Effect of pH on  $D_u$ .

The extraction constants ( $K_{ex}$ ) are given in Table I. The mean value was obtained as  $\log K_{ex} = -2.11 \pm 0.14$ , which is almost independent of the kind of diluent.

In the case of copper extraction LIX 65 N is superior to LIX 63 and the extraction constants with LIX 65 N are much differ with the nature of diluent, *e. g.*,  $K_{ex} = 0.55$  in  $CH_2Cl_2$  to  $K_{ex} = 22$  in hexane.<sup>2)</sup> On the contrary, the distribution ratio of uranium with LIX 63 is several thousands times larger than that with LIX 65 N under comparable conditions irrespective of the nature of diluent. Thus, it may be concluded that LIX 63 is a very powerful extractant for uranium extraction.

### 3.3 Addition Compound

It is well known that the electrical neutral chelates of uranium have a tendency

to form addition compounds. However, there was no evidence of the formation of a self-adduct with uncomplexed oxime molecules in the present extraction system of LIX 65 N and LIX 63.

The effect of adding TBP to LIX reagent solutions on extraction power was examined as shown in Fig. 5. No synergic enhancement in  $D_u$  was observed in a low concentration range of TBP, and then the  $D_u$  values decreased with increasing TBP content. This is probably due to the competitive

reaction between TBP and LIX reagents through hydrogen-bond formation to reduce the net concentration of extractant.

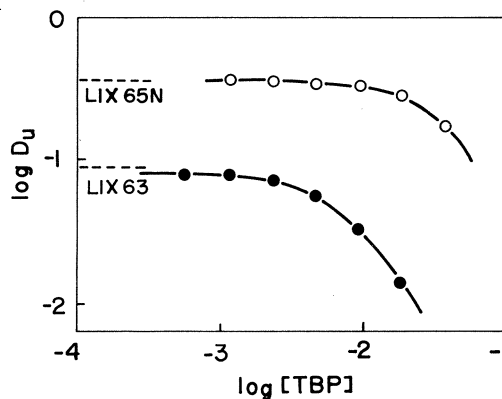


Fig. 5. Effect of TBP concentration on  $D_u$ .

- $10^{-2}$  M LIX 65 N + TBP in hexane  
pH = 3.85,
- $10^{-2}$  M LIX 63 + TBP in hexane  
pH = 2.38.

Broken lines show  $D_u$  values without TBP.

### Acknowledgements

The authors are grateful to Professor H. Freiser (University of Arizona, U. S. A.) for his interest in this work.

### References

- 1) J. A. Marinsky and Y. Marcus : *Ion Exchange and Solvent Extraction*, ( Marcel Dekker, Inc., New York, 1981 ) Vol. 8 , p. 1.
- 2) K. Akiba and H. Freiser : *Anal. Chim. Acta*, **136** ( 1982 ) 329.

## ヒ素(Ⅲ), ヒ素(V)のハロゲン化物抽出挙動

理学部化学

庄子英利・井村久則・鈴木信男

### § 1. 緒 言

自然界においてヒ素は酸化数 0,  $\pm 3$ ,  $+5$  の状態で存在している。3価, 5価のヒ素は, 水酸化鉄の沈殿によく吸着され, 酸化鉄鉱床中に見られる高濃度のヒ素の原因と考えられている。またヒ素は古くから有毒元素として知られており, 特に3価は-SH基と結合し安定なキレートを生ずるため, -SH基の関与する酵素作用を阻害する強力な原形質毒である。それに対し5価は, -SH基に親和性を持たず, 3価に比べれば毒性は弱い。

このようなことから, 単なる全ヒ素の定量だけでなくヒ素の3価と5価を分離, 定量することが必要となってくる。一般的な分離法として, 蒸留法, 溶媒抽出法, イオン交換法などがあるが, 溶媒抽出法が最もよく研究されており, ハロゲン化物抽出<sup>1-3)</sup>, ジエチルジチオカルバミン酸塩の抽出<sup>4)</sup>, チオナリドによる抽出<sup>5)</sup>, ヘテロポリ酸の抽出<sup>6)</sup>などが用いられている。

特にハロゲン化物抽出は, 選択性, 迅速性にすぐれており多くの研究例がある。例えばヒ素(Ⅲ)およびヒ素(V)を塩酸あるいはハロゲン化水素酸溶液から有機溶媒(ベンゼン, 四塩化炭素など)に抽出しているもの<sup>1, 2)</sup>あるいはヨウ化カリウムなどを塩酸溶液に加えて抽出しているもの<sup>3)</sup>など様々な条件が検討されている。一方この抽出過程で条件によってはヒ素が5価から3価へと還元されているとの報告<sup>7)</sup>もある。

本研究においては, 酸や塩の種類と濃度を一定条件としてヒ素(Ⅲ)とヒ素(V)のハロゲン化物抽出を行ない, それらの抽出挙動の違いを明らかにして相互分離に応用することを目的とする。ここでは, 一定濃度の硫酸溶液から塩化物イオン, 臭化物イオン, ヨウ化物イオンによるヒ素(Ⅲ), ヒ素(V)のベンゼンへの抽出について比較検討した。

### § 2. 実 験

#### 2.1 <sup>74</sup>As トレーサー水溶液の調製

##### 2.1.1 <sup>74</sup>As の製造

<sup>74</sup>As は東北大学電子ライナックによる光核反応を利用して製造した。高純度半導体用の亜

ヒ酸 ( $\text{As}_2\text{O}_3$ ) , 約 10mg を石英管に封じこれをターゲットとし 30–60 MeV 制動輻射線で 10–20 時間照射し  $^{75}\text{As}(\gamma, n)^{74}\text{As}$  により生成した  $^{74}\text{As}$  を RI トレーサーとして用いた。放射化学的純度は、Ge (Li) 半導体検出器と 4096 ch PHA (NAIG) により確認した。

### 2.1.2 $^{74}\text{As}$ (III) 標準溶液の調製

照射した  $\text{As}_2\text{O}_3$  を 1M–水酸化ナトリウム水溶液に溶解後中和し、10M–塩酸溶液からベンゼンに抽出したのち 0.1 M–硫酸水溶液に逆抽出して調製した。

### 2.1.3 $^{74}\text{As}$ (V) 標準溶液の調製

照射した  $\text{As}_2\text{O}_3$  を 1M–水酸化ナトリウム水溶液に溶解後、30% 過酸化水素水を加え、80 °C で 1 時間加熱酸化したあと蒸発乾固し、次に再蒸留水を加え蒸発乾固する操作を 2 度行ない過剰の過酸化水素を除き、残査を 0.1 M–硫酸水溶液に溶解して調製した。

これらの放射性標準溶液中のヒ素の酸化数が保存中に変化しないことは、後に 3.4 で述べる方法により確認した。

## 2.2 その他の試薬

ベンゼンは特級を精製蒸留して用いた。その他の試薬は特級あるいは精密分析用試薬を用いた。

## 2.3 抽出操作及び定量

$^{74}\text{As}$  標準溶液及び所定濃度の硫酸およびハロゲン化ナトリウム水溶液をとり、硫酸濃度 (1–10M) , ハロゲン化ナトリウム濃度 ( $10^{-3}$ –2.5 M) を調整した水溶液 10ml とベンゼン 10ml を 50ml 遠沈管にとり 2 分間振とうし遠心分離した後に両相から 3 ml ずつ試験管にとり、 $^{74}\text{As}$  の放射能を NaI (Tl) 井戸型シンチレーションカウンターで測定して分配比を求めた。なおヒ素の担体濃度は  $5 \times 10^{-5}$  M とした。

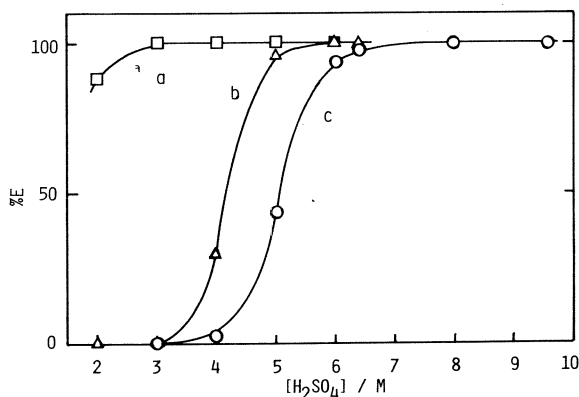
## § 3. 結果および考察

### 3.1 振とう時間の影響

水相を 4.0 M–硫酸、1.5 M–ハロゲン化ナトリウムとして振とう時間の影響を調べた結果、30 秒以上の振とうで分配比が一定となった。また抽出後のヒ素 (III) , ヒ素 (V) のハロゲン化物錯体を正抽出と同様の水相条件で逆抽出したところ、正逆抽出の分配比が 30 秒以上の振とうによって等しくなり平衡に達していることがわかった。以後の実験ではすべて 2 分間振とうすることにした。

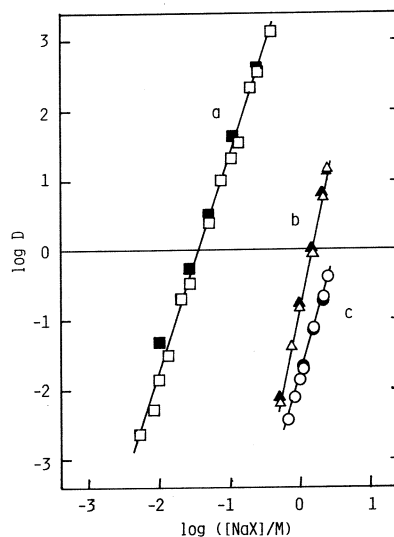
### 3.2 As(III) - NaX - H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> 系の抽出

ハロゲン化ナトリウム濃度を 1.2 M とし硫酸濃度を变化させたときのヒ素(III)の抽出曲線を第1図に示す。ハロゲン化物イオンとしてヨウ化物イオンを用いると硫酸濃度が 2.0 M ですでに90%の抽出率を示し、3.0 M 以上では定量的に抽出されている。臭化物イオン、塩化物イオンの場合には、それぞれ硫酸濃度 3.5 M、4.5 M 付近から抽出されはじめ、6 M 以上、8 M 以上でそれぞれ定量的に抽出された。



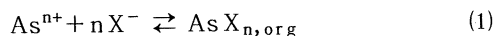
第1図 Effect of sulphuric acid concentration on extraction of As(III) with sodium halide into benzene. Sodium halide; a : iodide ; b : bromide ; c : chloride. [As(III)] =  $4.9 \times 10^{-5}$  M, [NaX] = 1.2 M, shaking time : 2 min.

次に硫酸濃度を 4 M とし、ハロゲン化ナトリウム濃度を变化させた場合の分配比  $D$  を第2図に示す。ヨウ化物系は、ヨウ化ナトリウム濃度が  $5 \times 10^{-3}$  M から 0.25 M まで直線的に  $\log D$  が増加し、その傾きは最小二乗法により 3.2 が得られた。また逆抽出によるプロットも図に示したように正抽出と一致し、平衡に達していることがわかる。同様に臭化物系は、臭化ナトリウム濃度が 0.5 M から 2.5 M まで、塩化物系は塩化ナトリウム濃度が 0.6 M から 2.4 M までそれぞれ直線的に  $\log D$  が増加し、その傾きは 4.9 および 3.5 である。どちらの場合にも逆抽出の値は正抽出に一致している。



第2図 Effect of sodium halide concentration on extraction (open symbols) and back-extraction (closed symbols) of As(III). Sodium halide; a : iodide ; b : bromide ; c : chloride. [As(III)] =  $4.9 \times 10^{-5}$  M, [H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>] = 4.0 M, shaking time : 2 min.

ベンゼンのような不活性溶媒を用いた場合のハロゲン化物抽出反応は、一定硫酸濃度において  $n$  価のヒ素を  $As^{n+}$  と表わすと次式のように書くことができる。



ヒ素のハロゲン化物  $AsX_n$  の抽出定数を  $K_{ex}$  とおけば、

$$K_{\text{ex}} = \frac{[\text{AsX}_n]_{\text{org}}}{[\text{As}^{n+}][\text{X}^-]^n} \quad (2)$$

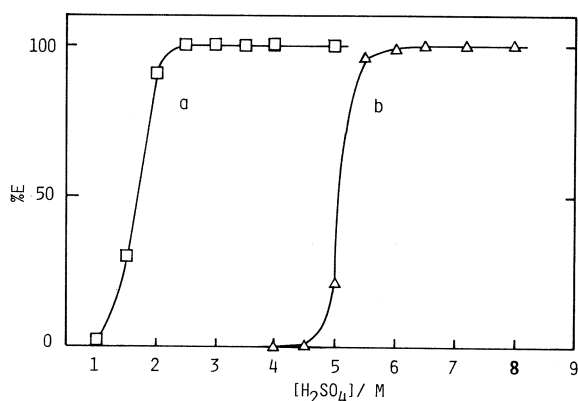
となるから、

$$\log D = n \log [\text{X}^-] + \log K_{\text{ex}} \quad (3)$$

である。故に  $\log D$  と  $\log [\text{X}^-]$  とのプロットの傾きから、ハロゲン化物錯体の結合比が得られる。ヨウ化物系については、その傾きが 3.2 であることから  $\text{AsI}_3$  の抽出種が考えられる。臭化物系、塩化物系では水相中のハロゲン化ナトリウム濃度が 0.5 M から 2.5 M ときわめて高く、ハロゲン化物イオンの活量係数とその濃度によって大きく変化していると考えられ、 $\log D$  対  $\log [\text{X}^-]$  プロットの傾きから直接結合比を見積ることはできないものと思われる。

### 3.3 As(V) - NaX - H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> 系の抽出

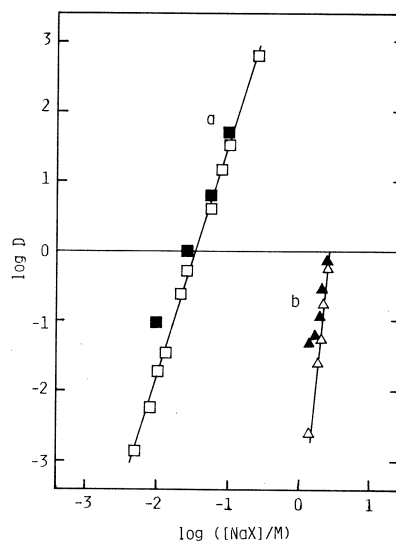
ハロゲン化ナトリウム濃度を 1.2 M とし、硫酸濃度を变化させた場合の抽出率を第 3 図に示



第 3 図 Effect of sulphuric acid concentration on extraction of As(V) with sodium halide into benzene Sodium halide; a: iodide; b: bromide.  $[\text{As(V)}] = 4.9 \times 10^{-5} \text{ M}$ ,  $[\text{NaX}] = 1.2 \text{ M}$ , shaking time: 2 min.

した。なお、塩化物は塩化ナトリウム濃度 1.6 M、硫酸濃度を 8 M にした場合にも抽出されなかった。ヨウ化物系については第 1 図と比較すればわかるようにヒ素(III)の場合とまったく同一の抽出曲線となっている。臭化物系では硫酸濃度が 5 M 付近から抽出されはじめ、6 M 以上で定量的に抽出されている。

次に硫酸濃度を 4.0 M としハロゲン化ナトリウム



第 4 図 Effect of sodium halide concentration on extraction (open symbols) and back-extraction (closed symbols) of As(V). Sodium halide; a: iodide; b: bromide.  $[\text{As(V)}] = 4.9 \times 10^{-5} \text{ M}$ ,  $[\text{H}_2\text{SO}_4] = 4.0 \text{ M}$ , shaking time: 2 min.



濃度を変化させた場合の分配比を第4図に示す。図からわかるように、正逆抽出のプロットがほぼ一致しており平衡に達していることは明らかである。第2図との比較からわかるように、ヨウ化物系のプロットはヒ素(Ⅲ)のものと同じと重なっている。臭化物系では臭化ナトリウム濃度が、1.5 Mから2.5 Mのせまい範囲で直線となり、傾きは9.8と非常に大きな値である。ヒ素(V)は強酸性でヨウ化物イオンによりヒ素(Ⅲ)に還元されることが知られており、ヨウ化物系ではヒ素(V)もその還元反応によりヒ素(Ⅲ)として抽出されていると考えられる。臭化物系では $\text{AsBr}_5$ という1:5錯体も考えられるが、3.2で述べたように、臭化ナトリウムの濃度範囲が1.5 Mから2.5 Mと高く、このプロットの傾きから直接結合比を求めることはできないと考えられる。ところで、ヒ素(Ⅲ)、ヒ素(V)ともにヨウ化物系ではヒ素(V)として抽出されているとの報告<sup>8)</sup>もあるが、今回の一連の実験結果から否定されるものと考えられる。

### 3.4 ハロゲン化物抽出によるヒ素(Ⅲ)とヒ素(V)の相互分離

ヒ素の3価と5価のハロゲン化物抽出挙動は、塩化物系において最も大きな差があり第1図、第3図からわかるように塩化ナトリウム濃度が1.2 M、硫酸濃度が7.2 Mの条件下ではヒ素(Ⅲ)は99%抽出されヒ素(V)は全く抽出されない。そこでこの抽出分離を利用して、ハロゲン化物として抽出されたヒ素の酸化数について、2,3の考察を行なってみた。

ヨウ化物系および臭化物系において、ヒ素(Ⅲ)とヒ素(V)をベンゼンに抽出したのち、4 M硫酸に逆抽出する。水相をベンゼンで洗浄した後上記の条件に整えて、3価のヒ素のみを再びベンゼンに抽出する。この結果から、それぞれの系において抽出されていたヒ素(Ⅲ)の量を求めることができる。その結果、ヒ素(Ⅲ)-臭化ナトリウム系ではほとんどが3価として抽出されており、ヒ素(V)-臭化ナトリウム系ではほとんど5価であった。一方ヒ素(Ⅲ)-ヨウ化ナトリウム系、ヒ素(V)-ヨウ化ナトリウム系ではどちらもほとんどが3価であった。

従ってこの結果からは、ヨウ化物系ではヒ素(V)もヒ素(Ⅲ)に還元されて抽出されていると考えられ、臭化物系については、もとの水相中のヒ素の酸化数を維持して抽出されていると考えられる。

## § 4. 結 語

今回の一連の実験によりヒ素の3価と5価は、硫酸濃度7.2 M、塩化ナトリウム1.2 Mという条件により分離できることがわかった。またこの抽出法は、他の元素に対する選択性も高く、ヒ素の3価、5価の分別定量あるいは前分離に応用できるものと考えられる。

本研究を行なうにあたり御助力を賜りました東北大学理学部核理学研究施設の八木益男助教授、榎本和義助手、ならびにマシングループの皆様に深く感謝の意を表します。

### 参 考 文 献

- 1) W. Fischer, W. Harre : *Angew. Chem.* **66** (1954) 165.
- 2) G. O. Brink, P. Kafalas, R. A. Sharp, E. L. Weiss, J. W. Irvin, Jr. : *J. Am. Chem. Soc.* **79** (1957) 1303.
- 3) 田中克 : *分析化学* **9** (1960) 574.
- 4) P. F. Wyatt : *Analyst* **78** (1953) 656.
- 5) 中谷省三 : *分析化学* **12** (1963) 241.
- 6) M. A. De Sesa, L. B. Rogers : *Anal. Chem.* **26** (1954) 1381.
- 7) A. Yasui, C. Tsutsumi, S. Toda : *Agric. Biol. Chem.* **42** (1978) 2139.
- 8) 田川昭治 : *分析化学* **29** (1979) 563.

無担体  $^{83}\text{Br}$  標識臭化アルキルの簡易調製法

理学部化学, 核理研\*

村野宜史・伊澤郡蔵・八木益男\*

A simple and rapid synthetic method developed for  $^{18}\text{F}$ -labelled alkyl fluorides (refs. 1 and 2) was applied to preparation of the analogous  $^{83}\text{Br}$ -labelled organics. The syntheses were carried out by the use of nucleophilic substitution reactions with the corresponding iodo-organics, and/or interhalogen exchange reactions with the corresponding bromo-organics. The syntheses were rapid and efficient to allow production of usable amounts of the desired compound.

## § 1. 緒 言

先に $^{18}\text{F}$ 標識無水フッ化水素は、表面酸化処理銀ウール・カラム上に完全に捕集されて $^{18}\text{F}$ 標識フッ化銀を生成し、これをラジオ・ガス・クロマトグラフの前置カラムとして装着すると他ハロゲン化アルキルにたいする求核置換反応による $^{18}\text{F}$ 標識フッ化アルキルの合成・分離を簡易・迅速に実施できることを報告した<sup>1,2)</sup> またこの方法によれば、全く同様操作によって無担体 $^{39}\text{Cl}$ 標識塩化アルキルの合成・分離を、さらに塩化アルキルにたいする $^{39}\text{Cl}$ の同位体交換反応による非無担体 $^{39}\text{Cl}$ 標識化合物の合成・分離にも、通常の方法・クロマトグラフ法に準拠して実施できることを報告した<sup>3)</sup> この方法は上記 $^{18}\text{F}$ あるいは $^{39}\text{Cl}$ 標識化合物ばかりでなく、全く同様操作によって無担体あるいは非無担体 $^{83}\text{Br}$ 標識臭化アルキルの合成・分離にも応用できるものである。

そこで本研究においては、無担体 $^{83}\text{Br}$ を電子リニアックを用いて調製し、 $^{83}\text{Br}$ 標識臭化化合物の合成・分離について基礎的検討をおこなうことを試みた。

## § 2. 実 験

2.1 試薬および無担体 $\text{H}^{83}\text{Br}$ の調製と捕集

無担体 $^{83}\text{Br}$ は $^{84}\text{Kr}(\gamma, p)^{83}\text{Br}$ 反応を利用して製造した。クリプトンにたいする光核反応では、 $^{78}\text{Kr}(\gamma, p)^{77m,77}\text{Br}$ ,  $^{80}\text{Kr}(\gamma, p)^{79m}\text{Br}$ ,  $^{83}\text{Kr}(\gamma, p)^{82m,82}\text{Br}$ および $^{86}\text{Kr}$

( $r, p$ )<sup>85</sup>Br 反応が同時に生起するが、これら生成核のうち<sup>77m</sup>Br, <sup>79m</sup>Br, <sup>82m</sup>Br および<sup>85</sup>Br は短半減期核種のため、照射後暫時放置冷却することでそれらの混入を少なくすることができる。<sup>77</sup>Br の生成は親核の存在比が極めて小さいから殆んど問題にならないが、<sup>82</sup>Br はその半減期が<sup>83</sup>Br のそれに較べてかなり長いから、照射時間を短くすることによってその混入を制限するようにならなければならない。

そこで純クリプトン・ガスに数パーセント程度の水素を混入してガス・ターゲットとし、<sup>39</sup>Cl 調製の場合<sup>3)</sup>と全く同様に高純度石英製ターゲット・チェンバー、ダイヤフラム・ポンプ等から構成された環流回路系にそれを1気圧導入し、ターゲット・チェンバーは水冷しながら最大40MeV 制動放射線を1時間照射して<sup>83</sup>Br の製造をおこなった。ターゲット・チェンバー中での核反応とそれに伴うホット・アトム効果で無担体H<sup>83</sup>Br が生成されるが、これはチェンバー出口にセットした表面酸化処理銀ウール・カラムで捕集した。表面酸化処理銀ウール・カラムはMerck 社 (No. 1506) 銀ウールを太さ約3 mm, 長さ13 cmの紐状にし、これを白金電極を用いて1規定水酸化ナトリウム溶液中で4~5 V, 0.3~0.5 A の条件下で約20分間電解酸化し、水およびアセトンで十分洗滌し、110 °Cで乾燥したあと、直径3 mmのステンレス・スチール管に挿入し調製した。上記捕集により銀ウール表面状には無担体Ag<sup>83</sup>Br 層が形成される。

実験に用いたその他の試薬はすべて最純品を用いた。

## 2.2 置換反応による無担体<sup>83</sup>Br 標識化合物の調製

既開発ラジオ・ガス・クロマトグラフ<sup>4)</sup>に、前述の無担体<sup>83</sup>Br 捕集銀ウール・カラムを接続し、<sup>18</sup>F および<sup>39</sup>Cl 標識化合物の調製法の場合と全く同様に操作し、<sup>3)</sup>無担体<sup>83</sup>Br 標識臭化アルキルの調製をおこなった。すなわち、<sup>83</sup>Br 捕集銀ウール・カラムは電気炉によって200°Cに加熱し、ついで通常のガス・クロマトグラフ法に従って適当なヨウ化アルキルをマイクロシリンジを用いて1  $\mu$ l 注入する。注入試薬は銀ウール・カラムを通過するときI-<sup>83</sup>Br 置換反応を起し、引続くガス・クロマトグラフによって反応生成物と残存注入試薬に分離されて流出してくる。上記分離には60~80メッシュ Celite 545 (20% TCP) をつめた内径3 mm, 長さ1.5 mのカラムを用い、ヘリウム担体ガスは10ml  $\cdot$ 分<sup>-1</sup>, また分離カラム温度は50~100°Cとした。反応生成物と注入試薬の検出は、既開発放射線検出器<sup>4)</sup>と TCD を用いておこない、生成無担体<sup>83</sup>Br 標識化合物は放射線検出器の出口に液体窒素で冷却したガラス製トラップを置くことによって捕集した。

### 2.3 同位体交換反応による $^{83}\text{Br}$ 標識化合物の調製

適当な臭化アルキルを注入試薬として用いると、高温銀ウール・カラムをそれが通過する際  $\text{Br}-^{83}\text{Br}$  同位体交換反応を引起し、注入試薬と生成 $^{83}\text{Br}$  標識化合物は同時に流出してくる。そこで2.2と全く同様にして臭化アルキル  $1\ \mu\text{l}$  を注入し、非無担体 $^{83}\text{Br}$  標識化合物の調製を試みた。

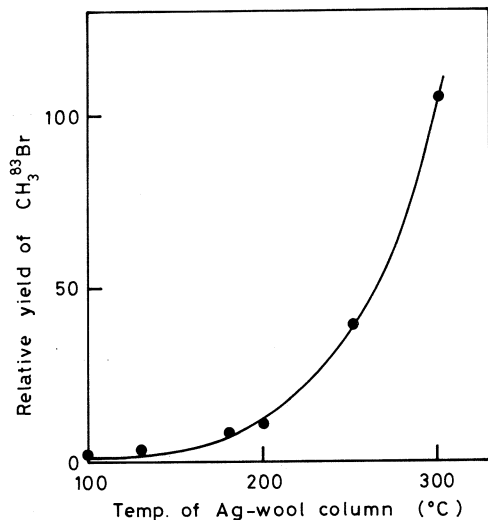
## § 3. 結果と考察

### 3.1 生成 $^{83}\text{Br}$ と無担体 $\text{H}^{83}\text{Br}$ の捕集

銀ウール・カラム上に捕集された放射性臭素のガンマ線スペクトロメトリーでは $^{83}\text{Br}$ および $^{82}\text{Br}$ の存在が認められた。また $^{86}\text{Kr}(\gamma, \text{pn})^{84}\text{Br}$ 反応による少量の $^{84}\text{Br}$ の混在が観測された。このことから $^{82}\text{Br}$ は $^{84}\text{Kr}(\gamma, \text{pn})^{82}\text{Br}$ 反応によっても生成されたことがわかった。一方表面酸化処理銀ウール・カラムは無担体 $\text{H}^{83}\text{Br}$ の捕集にも極めて有効であることがわかった。しかし表面酸化処理から長時間経過した銀ウール・カラムは無担体 $\text{H}^{83}\text{Br}$ の捕集率を著しく低下させた。そこで銀ウール・カラムはすべて調製してから1時間以内のもののみを用いることにした。

### 3.2 銀ウール・カラムの温度

$\text{I}-^{83}\text{Br}$  置換反応をおこなう銀ウール・カラムの最適温度は $\text{CH}_3\text{I}$ を注入試薬とした無担体 $\text{CH}_3^{83}\text{Br}$ の合成で検討した。えられた結果は第1図に示した。200°C以上で置換反応は急激に進行し、無担体 $\text{CH}_3^{83}\text{Br}$ は高相対収率でえられることがわかった。また $\text{I}-^{83}\text{Br}$ 置換( $\text{CH}_3\text{I}$ )は、先の $\text{I}-^{18}\text{F}$ 置換<sup>2)</sup>( $\text{CH}_3\text{I}$ )あるいは $\text{Br}-^{39}\text{Cl}$ 置換<sup>3)</sup>( $\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$ )の場合より、より高温を必要とする傾向を示した。しかし注入試薬の炭素組成が大になると、熱分解する傾向があったため以後の検討はすべて200°Cでおこなうことにした。一方同位体交換反応による $^{83}\text{Br}$ 標識化でも銀ウール・カラムの最適温度は上記の場合と類似した傾向を示したので、これら検討もすべて200°Cでおこなうこと

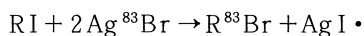


第1図 Temperature effect of the silver-wool column for  $^{83}\text{Br}$ -labelling.

にした。

### 3.3 ヨウ化物にたいする<sup>83</sup>Br置換反応による標識化

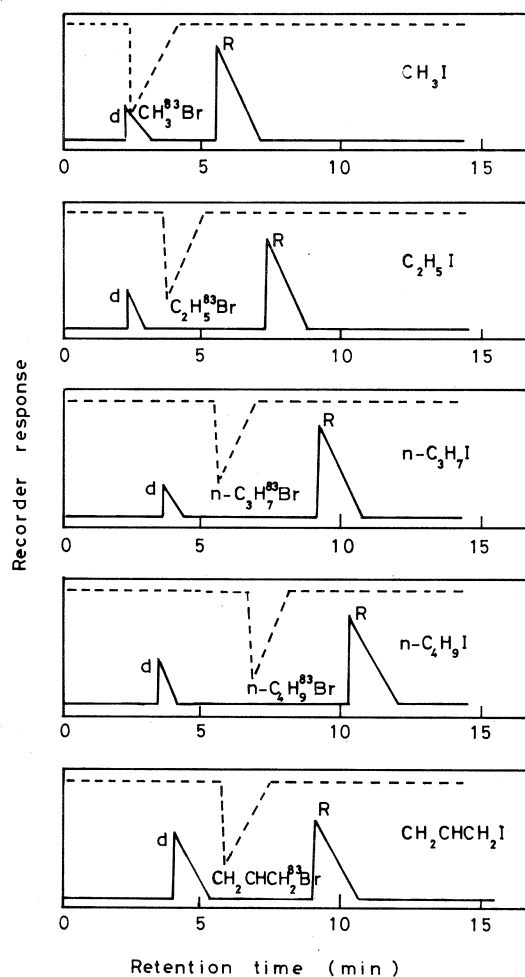
ヨウ化アルキル等にたいする無担体<sup>83</sup>Br標識臭化銀との反応は次のように表わされる。



注入試薬の安定性とその入手しやすさなどから、ここではCH<sub>3</sub>I, C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>I, C<sub>3</sub>H<sub>7</sub>I, C<sub>4</sub>H<sub>9</sub>I, CH<sub>2</sub>CHCH<sub>2</sub>Iなどにたいする<sup>83</sup>Br標識化を検討することにした。えられたラジオ・クロマトグラフおよびガス・クロマトグラフの一部は第2図に示した。また両クロマトグラフを解析し、無担体<sup>83</sup>Br標識化合物の相対収率と注入試薬の熱分解率をそれぞれ求め、えられた結果は第1表に示した。ただし<sup>83</sup>Br標識化合物の相対収率は、*n*-C<sub>3</sub>H<sub>7</sub>Iから合成された*n*-C<sub>3</sub>H<sub>7</sub><sup>83</sup>Brの生成量を100として表示した。

いずれの注入試薬の場合でも、生成無担体<sup>83</sup>Br標識化合物と残存注入試薬の分離は極めて良好であった。しかし注入試薬がヨウ化物で安定性に欠けるためか、熱分解生成物の生成が観測されたが、熱分解生成物と<sup>83</sup>Br標識化合物が同時に流出されてくることはなかった。

CH<sub>3</sub>I, C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>I, *n*-C<sub>3</sub>H<sub>7</sub>I, *n*-C<sub>4</sub>H<sub>9</sub>Iなどからの<sup>83</sup>Br標識化合物の相対収率はほぼ等しい値を示した。しかし<sup>18</sup>F, <sup>39</sup>Cl標識化合物合成時に観測された*i*-C<sub>3</sub>H<sub>7</sub>I(または*i*-C<sub>3</sub>H<sub>7</sub>Br)による著しく大きな合成相対収率は<sup>2,3)</sup>, <sup>83</sup>Br標識化の場合には観測されず、これは



第2図 Radio-gas chromatograms obtained by nucleophilic substitution reactions of several alkyl iodides (.....; Activity trace, —; mass trace, R; reactant, d; thermal decomposition product).

第1表 Carrier-free  $^{83}\text{Br}$ -labelled alkyl bromides prepared by using alkyl iodides as the reactant.

Reactant	Product	Relative yield	Pyrolysis (%)
$\text{CH}_3\text{I}$	$\text{CH}_3^{83}\text{Br}$	126	45
$\text{C}_2\text{H}_5\text{I}$	$\text{C}_2\text{H}_5^{83}\text{Br}$	110	18
$n\text{-C}_3\text{H}_7\text{I}$	$n\text{-C}_3\text{H}_7^{83}\text{Br}$	100	19
$i\text{-C}_3\text{H}_7\text{I}$	$i\text{-C}_3\text{H}_7^{83}\text{Br}$	109	79
$n\text{-C}_4\text{H}_9\text{I}$	$n\text{-C}_4\text{H}_9^{83}\text{Br}$	98	16
$i\text{-C}_4\text{H}_9\text{I}$	$i\text{-C}_4\text{H}_9^{83}\text{Br}$	26	45
$\text{CH}_2\text{CHCH}_2\text{I}$	$\text{CH}_2\text{CHCH}_2^{83}\text{Br}$	33	67

むしろ相対収率を低下する傾向を示した。また上記程ではないが同様な傾向は  $i\text{-C}_4\text{H}_9\text{I}$  の場合にも観測された。これらはヨウ素、臭素の原子半径が大きく立体障害が関係したことを示唆している。

#### 3.4 同位体交換反応による臭化アルキルにたいする $^{83}\text{Br}$ 標識化

先に本法を  $\text{Cl}-^{39}\text{Cl}$  同位体交換反応による  $^{39}\text{Cl}$  標識化に適用し成功したが<sup>3)</sup> 全く同様に  $\text{Br}-^{83}\text{Br}$  同位体交換による  $^{83}\text{Br}$  標識化にも本法は適用できると期待される。そこで8種の臭化アルキルにたいする  $^{83}\text{Br}$  標識化について検討した。

えられたラジオ・クロマトグラフおよびガス・クロマトグラフは、いずれも  $^{83}\text{Br}$  標識生成物による放射能ピークと注入試薬によるマス・ピークは一致し、同位体交換反応による標識化

第2表 Non-carrier-free  $^{83}\text{Br}$ -labelled alkyl bromides prepared by interhalogen exchange reaction.

Reactant	Product	Relative yield	Pyrolysis (%)
$\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$	$\text{C}_2\text{H}_5^{83}\text{Br}$	30	0
$n\text{-C}_3\text{H}_7\text{Br}$	$n\text{-C}_3\text{H}_7^{83}\text{Br}$	21	0
$i\text{-C}_3\text{H}_7\text{Br}$	$i\text{-C}_3\text{H}_7^{83}\text{Br}$	91	1
$n\text{-C}_4\text{H}_9\text{Br}$	$n\text{-C}_4\text{H}_9^{83}\text{Br}$	50	0
$i\text{-C}_4\text{H}_9\text{Br}$	$i\text{-C}_4\text{H}_9^{83}\text{Br}$	13	4
$s\text{-C}_4\text{H}_9\text{Br}$	$s\text{-C}_4\text{H}_9^{83}\text{Br}$	67	45
$t\text{-C}_4\text{H}_9\text{Br}$	$t\text{-C}_4\text{H}_9^{83}\text{Br}$	15	99
$\text{CH}_2\text{Br}_2$	$\text{CH}_2\text{Br}^{83}\text{Br}$	14	38

が進行したことを示した。しかし一部試薬においては熱分解生成物の生成が認められた。ラジオ・ガスクロマトグラフおよびガス・クロマトグラスを解析することにより、 $^{83}\text{Br}$  標識化合物の相対収率と注入試薬の熱分解率をそれぞれ求め、えられた結果は第2表に示した。

置換反応による $^{83}\text{Br}$  標識化の場合に比較して、2級ハロゲン化合物を注入試薬とした場合その相対収率は高い傾向を示した。これは同位体交換反応による $^{39}\text{Cl}$  標識化の場合と全く同様であった。

### 参 考 文 献

- 1) M. Yagi, G. Izawa and Y. Murano : Radiochem. Radioanal. Lett. **49** (1981) 173.
- 2) M. Yagi, Y. Murano and G. Izawa : Int. J. Appl. Radiat. Isotopes, in press.
- 3) 八木・伊澤・村野 : 核理研究報告 **14** (1981) 181.
- 4) K. Kondo and M. Yagi : J. Radioanal. Chem. **56** (1980) 7.



## A型ゼオライトにおけるSrの動的交換特性

選 研

木村敏也・三村 均・菅野卓治

## § 1. はじめに

再処理工程から生ずる高レベル放射性廃液（以下HLLWと略す）中の放射能の大部分を占める $^{137}\text{Cs}$ および $^{90}\text{Sr}$ の除去法としては、無機イオン交換体カラムによる選択的除去法が有望視されている。 $^{137}\text{Cs}$ に対しては無機イオン交換体の一種であるゼオライト、特に、モルデナイトが高い選択性を示す<sup>1-4)</sup>

一方、ゼオライトの中ではA型ゼオライトがSrに対し高い選択性を示すことが知られている<sup>5,6)</sup>。そこで、本研究においてはA型ゼオライトカラムを用いた場合のSrの動的交換特性、特に、漏出特性に及ぼす廃液中の各種共存イオンの影響について検討した。さらに、群分離処理工程でSr処理以前に除去可能と考えられる希土類元素およびCsをあらかじめ除いた模擬廃液を用いて、A型ゼオライトおよびY型ゼオライトによるSrの漏出特性も検討した。

## § 2. 実 験

## 2.1 ゼオライト

第1表 Chemical composition of zeolites.

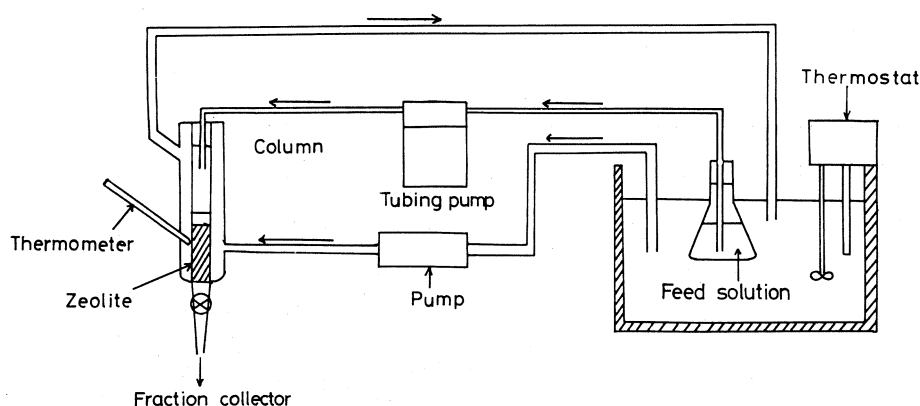
Zeolite	Structure	Typical unit cell contents	Si/Al
A	Linde A	$\text{Na}_{12} \{ (\text{AlO}_2)_{12} (\text{SiO}_2)_{12} \} \cdot 27\text{H}_2\text{O}$	1
X	Near faujasite	$\text{Na}_{86} \{ (\text{AlO}_2)_{86} (\text{SiO}_2)_{106} \} \cdot 264\text{H}_2\text{O}$	1.25
Y	Faujasite	$\text{Na}_{56} \{ (\text{AlO}_2)_{56} (\text{SiO}_2)_{136} \} \cdot 250\text{H}_2\text{O}$	2.5
SM	Synthetic mordenite	$\text{Na}_{8.7} \{ (\text{AlO}_2)_{8.7} (\text{SiO}_2)_{39.3} \} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$	5
NM	Natural mordenite	$\text{Na}_8 \{ (\text{AlO}_2)_8 (\text{SiO}_2)_{40} \} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$	5
CP	Clinoptilolite	$\text{Ca} (\text{Na}, \text{K})_4 \{ (\text{AlO}_2)_5 (\text{SiO}_2)_{30} \} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$	5

ゼオライトとしては第1表に示した、合成ゼオライトA型、X型、Y型、モルデナイト（以下SMと略す）、天然産モルデナイト（以下NMと略す）およびクリノプチロライト（以下

C Pと略す)の計6種を用いた。なお、比較のためH型ゼオライト(酸処理およびアンモニア熱分解法により作製<sup>2)</sup>)および中性付近で加水分解して製造した含水酸化チタンも使用した。

## 2.2 漏出実験

25°Cの一定温度に保持した外套付カラム(内径8 mm  $\phi$   $\times$  200 mm L)に、ゼオライト(20~32 mesh)を3 g 充填し、<sup>85</sup>Sr をトレーサーとして含む溶液(約2000 cpm/ml)を一定流速(S. V. = 9.0)で流し、フラクションコレクターにより流出液を3 ml ずつ分取し、 $r$ 放射能を測定することにより漏出曲線を求めた(第1図)。なお、<sup>85</sup>Sr は東北大核理研L INACにより照射製造した。原液中のSr<sup>2+</sup>濃度は、第2表の動力炉核燃料開発事業団の



第1図 Experimental apparatus for zeolite-column process.

H L L W組成に準じて0.0165 Mとした。また、漏出曲線からは漏出データとして、漏出が開始するまでの流出液量である漏出点(B. T. Vol.), 貫流交換容量(B. T. Cap.), 全交換容量(T. Cap.)およびカラム利用効率( $U = \text{B. T. Cap.} / \text{T. Cap.}$ )などを求めた。

漏出特性におよぼす各種共存イオンの影響は、Na<sup>+</sup>濃度は $10^{-2}$ ~1 Mまで、ギ酸、Ba<sup>2+</sup>およびLa<sup>3+</sup>の各濃度は $10^{-3}$ ~ $10^{-1}$  Mまで変化させて調べた。

## 2.3 模擬高レベル廃液および脱硝

第2表に示す組成の模擬高レベル廃液を調製して用いた。<sup>7)</sup>なお、Laは群分離主工程において溶媒抽出法により除去可能であり、<sup>8)</sup>さらに、Csはモルデナイトカラムにより選択的に除去できることから、<sup>4)</sup>これら核種を除いた13成分系模擬廃液を用いることとした。

なお、模擬廃液の酸濃度は2 Nと高濃度であり、廃液を直接カラムに通じた場合には、ゼオライトの種類によっては構造が破壊され、イオン交換能の低下が認められる。<sup>4)</sup>以上のことから脱硝を行なって廃液の酸濃度を低下させる必要がある。

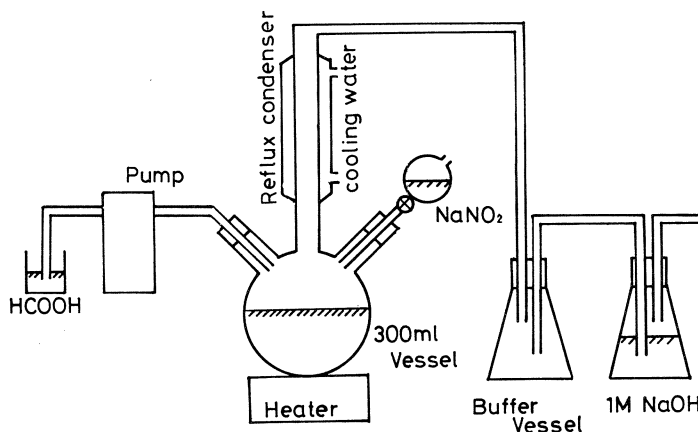
第2表 Composition of the high-level liquid wastes.

Synthetic waste		Synthetic waste	
H <sup>+</sup>	2.0 (mol/l)	Rb	0.0074
Na	0.076	Sr	0.0165
Cr	0.0091	Zr	0.069
Fe	0.038	Mo	0.069
Ni	0.0060	Ru	0.034
NO <sub>3</sub>	2.28	Rh	0.0080
		Pd	0.018
		Te	0.0068
		Cs	0.0371
		Ba	0.0207
		La	0.127

第2図には脱硝装置の概略図を示した。脱硝方法としては、上記の13成分模擬廃液を加熱沸騰後、触媒としてNaNO<sub>2</sub>、還元剤としてギ酸を用いて実施した<sup>4)</sup>

脱硝後、生成した沈殿（主に重金属）は濾過し、その濾液を模擬脱硝廃液として用いた。脱硝条件はあらかじめ、ギ酸と硝酸の濃

度比（〔HCOOH〕/〔HNO<sub>3</sub>〕）を0.75～3.00まで変化させ、最適脱硝領域を求めた。



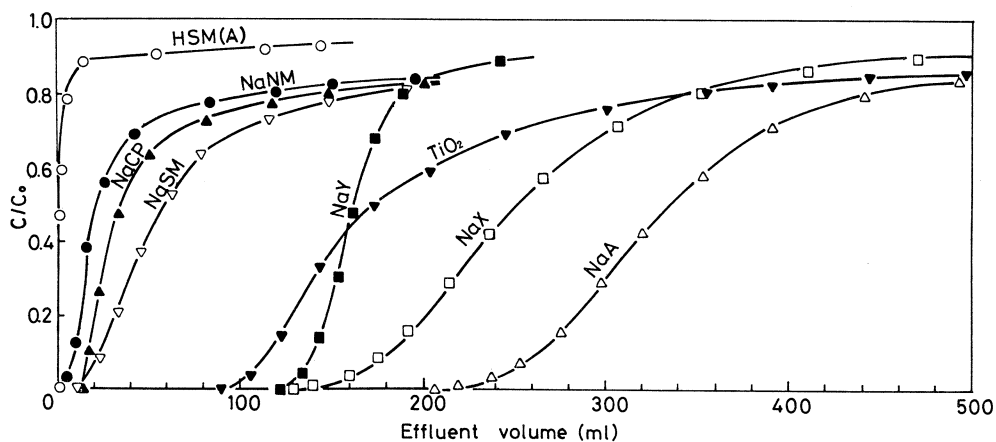
第2図 Experimental apparatus for denitration process.

### § 3. 結果および考察

#### 3.1 Srの動的交換特性に及ぼす共存イオンの影響

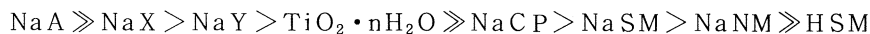
Sr単味（0.0165M）の溶液を用いた場合の各種ゼオライトにおけるSrの漏出特性を第3図に示した。

A型が最も優れた漏出特性を示し、漏出データとしては、B. T. Cap. = 228 meq. / 100g zeolite, T. Cap. = 392 meq. / 100g zeolite およびU = 58%の高い値が得られた。また、Y

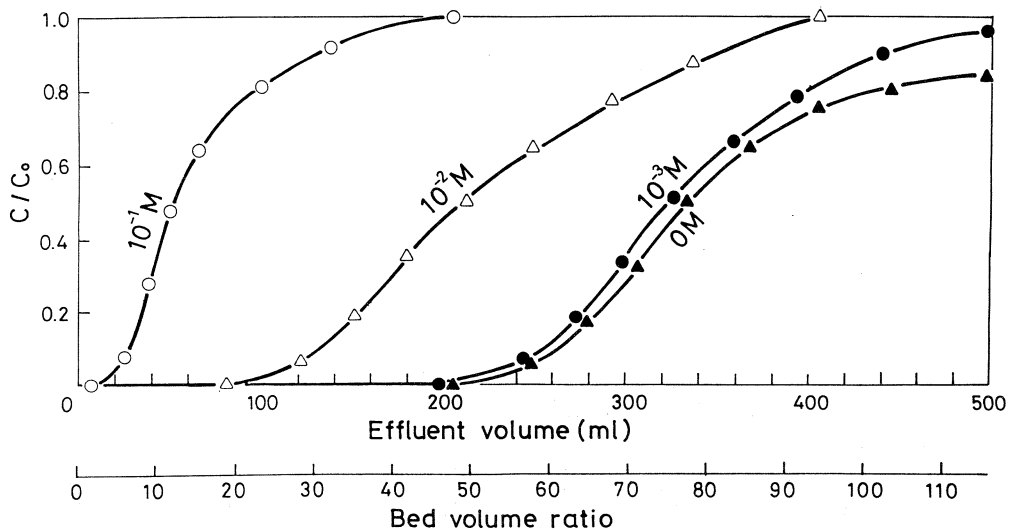


第3図 Break-through property of Sr in various zeolites. (0.0165M Sr (NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>, pH 5).

型は漏出曲線の立ち上がりが急で交換速度も速く、カラム利用効率としては $U=71\%$ と本研究では最も高い値が得られた。なお、B. T. Cap. の大きさの序列としては以下の通りであった。



共存イオンとしてのギ酸の影響を第4図に示した。 $10^{-3}\text{M}$ 以下ではSrの漏出特性にほとんど影響は認められないが、 $10^{-2}\text{M}$ 以上共存するとゼオライト構造が破壊されるに伴い、漏出特

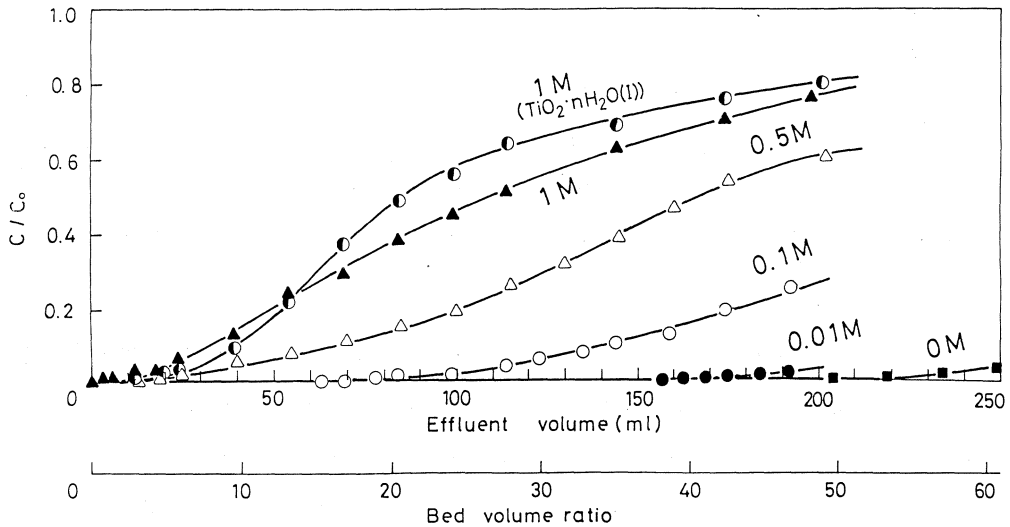


第4図 Effect of HCOOH conc. on the break-through property of Sr.

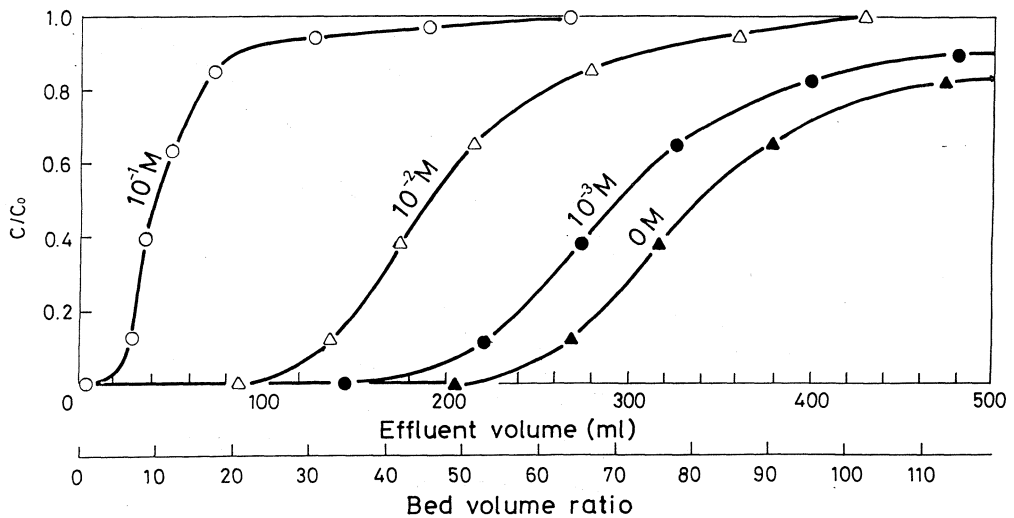
性は急激に低下する。以上のことから脱硝後の残留ギ酸濃度には特に留意すべきであると考え

られる。

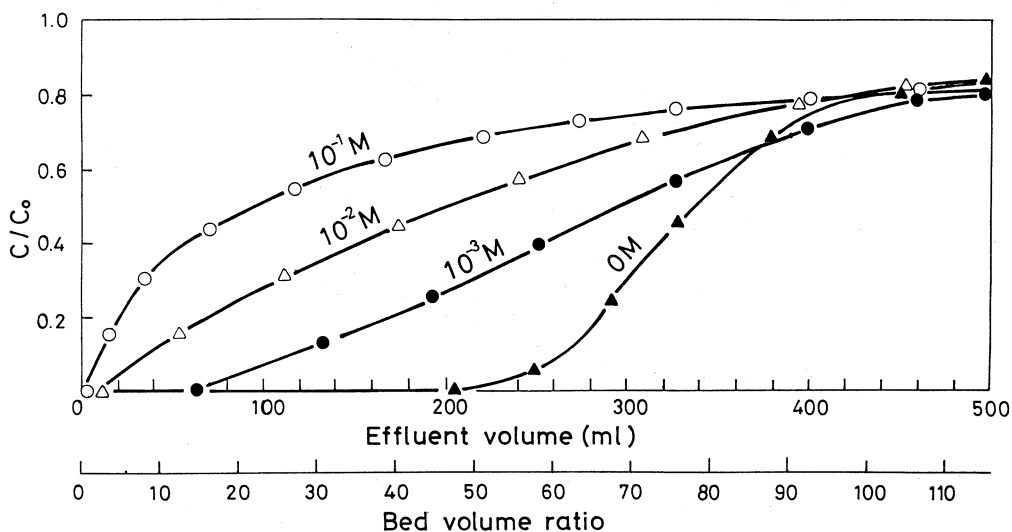
共存イオンとして、 $\text{Na}^+$ 、 $\text{Ba}^{2+}$  および  $\text{La}^{3+}$  の影響をそれぞれ第5図、第6図および第7図に示した。原子価の高いイオンほど漏出特性に及ぼす影響は大きく、 $\text{Na}^+$  では $10^{-1}\text{M}$ 、 $\text{Ba}^{2+}$  では $10^{-2}\text{M}$ 、さらに  $\text{La}^{3+}$  では $10^{-3}\text{M}$ 以上共存すると漏出データは大きく低下する。



第5図 Effect of  $\text{NaNO}_3$  conc. on the break-through property of Sr.



第6図 Effect of  $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$  conc. on the break-through property of Sr.



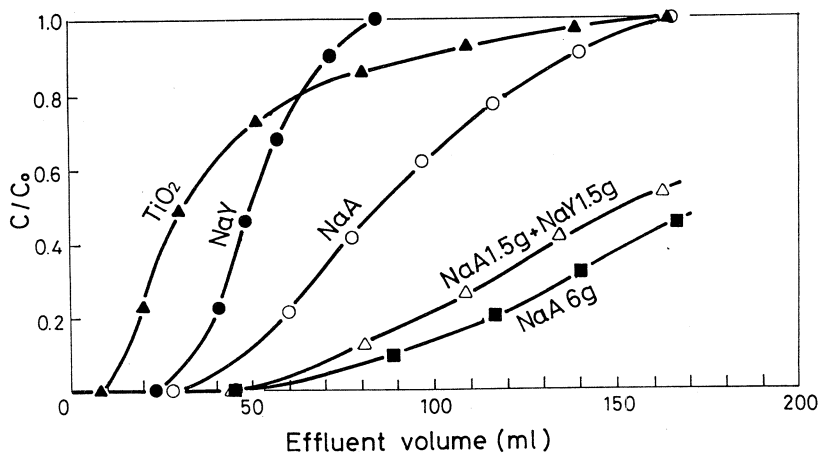
第7図 Effect of  $\text{La}(\text{NO}_3)_3$  conc. on the break-through property of Sr.

多価金属イオンがSrの漏出特性に大きく影響した原因としては、A型ゼオライトはSi/Al比が最も小さく、さらに空洞を有しているため、空洞内部にゼオライト格子の静電引力が強く働く交換サイトを持つため、原子価の高いイオンほど優先的に交換吸着されたものと考えられる。

### 3.2 脱硝廃液におけるSrの動的交換特性

脱硝時におけるギ酸と硝酸のモル比を変えて脱硝後の酸濃度の低下を調べた。その結果、最適な脱硝領域としては $[\text{HCOOH}]/[\text{HNO}_3]=2.0$ で脱硝を行なった場合に最も酸濃度が低下し、pH 5程度となった。

この条件で作成した13成分系脱硝模擬廃液を用いて、A型、Y型およびその混合ゼオライトにおけるSrの漏出特性について検討し、その結果を第8図に示した。Y型とA型のB. T. Cap. はそれぞれ26meq./100g zeoliteおよび30meq./100g zeoliteであり、ほぼ同程度の値が得られSr単味溶液の場合程差は認められなかった。また、A型とY型を1.5gずつ、すなわち、1:1に混合したゼオライトにおいては、A型を6g用いた場合と同程度であり、B. T. Vol. は44ml、B. T. Cap. は48meq./100g zeoliteと非常に高い値が得られた。これはA型とY型を比べた場合、A型はSrに選択性が高く、Y型は他の2価および3価金属イオンに対し選択性が高いことから、混合ゼオライトとすることにより一種の協同効果が働き、Srの交換能が高まったものと考えられる。以上のことからSr処理における混合ゼオライトの使用はかなり期待できるものと考えられる。



第8図 Break-through property of Sr in various zeolites.  
 [ denitrated 13 compo. synth. HLLW. ( absence of Cs,  
 La ), pH 5 ].

#### § 4. 結 論

Sr単味の溶液を用いた場合、A型が最も優れた漏出特性を示した。このことよりA型について、共存イオンの影響を調べた結果、ギ酸の影響に対してはギ酸が $10^{-2}$ M以上共存するとゼオライト構造が破壊されるに伴い、漏出特性が低下することを確認した。また、 $\text{Na}^+$ 、 $\text{Ba}^{2+}$ および $\text{La}^{3+}$ の影響については、原子価の高いもの程影響する傾向が認められた。

脱硝酸廃液におけるSrの動的交換特性については、A型とY型の混合ゼオライトが最も優れた特性を示し、群分離処理におけるSr処理に有望であると考えられる。

#### 参 考 文 献

- 1) 三村, 福森, 大谷, 菅野: 選研彙報 **35** (1979) 19.
- 2) 三村, 菅野: 同上 **36** (1980) 1.
- 3) 三村, 木村, 菅野: 同上 **37** (1981) 145.
- 4) 三村, 木村, 菅野: 同上 **37** (1981) 153.
- 5) 木村, 三村, 菅野: 昭和57年日本原子力学会年会要旨集 F22 (1982).
- 6) H. S. Sherry and H. F. Walton: J. Phys. Chem. (Leipzig) **23** (1971) 273.
- 7) 久保田, 深瀬: JAERI-memo 7819 (1978).
- 8) 久保田, 山口, 中村, 館盛, 佐藤: JAERI-memo 9627 (1981).

# Self-diffusion of $^{67}\text{Cu}$ in Copper

Shin-ichiro Fujikawa and Ken-ichi Hirano

*Department of Materials Science, Faculty of Engineering,*

*Tohoku University, Sendai 980, Japan*

The self-diffusion coefficients in copper were determined by the serial sectioning method using carrier-free  $^{67}\text{Cu}$  electroplating and a precision microtome at twenty-four temperatures in the range between 992 and 1355 K. The linear Arrhenius relationship rigidly holds in the overall temperature range of the present work except 1355 K. The reliable values of the frequency factor and the activation energy of the self-diffusion in copper were determined using the mean value of the diffusivity at each temperature. The curvature in the Arrhenius plot of the self-diffusion in copper was discussed.

## § 1. Introduction

Many experimental data of the self-diffusion coefficients in copper were reported in the past. The problems of the slight curvature of the Arrhenius plot and the divacancy contribution to the self-diffusion in copper have been often discussed in combination with the various experimental data. However, the reported tracer self-diffusion coefficients in copper in the high temperature region are not satisfactory to analyze the above described problems in detail.

In the present work, the self-diffusion coefficients in copper were investigated in detail using carrier-free  $^{67}\text{Cu}$  electroplating and a precision microtome at twenty-four temperatures in the range between 992 and 1355 K. The more reliable values of the frequency factor ( $D_0$ ) and the activation energy ( $Q$ ) were determined, and the deviation of the low temperature data<sup>1,2)</sup> from the straight line obtained by extrapolating the our high temperature data to low temperatures was discussed.



## § 2. Experimental procedure

High-purity copper rods supplied from Hoboken (main impurity, Ag : 0.3 ppm, Pb : < 0.25 ppm, As : < 2 ppm and Te : 0.1 ppm) were machined to prepare specimens in the form of column, 8 mm in diameter and 10 mm in height. To cause grain growth and decrease the dislocation density, the specimens were annealed in the high-purity He gas (> 99.9999%) atmosphere at 1273 K for 1 month and then furnace-cooled. The resultant grain size was about 5 mm. One face of each specimen was ground carefully with Si carbide paper and electropolished in an aqueous solution of phosphoric acid.

The carrier-free  $^{67}\text{Cu}$  in a high purity condition was produced by using the  $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)$  reaction induced by high-energy bremsstrahlung irradiation. The chemical separation procedures for carrier-free  $^{67}\text{Cu}$  and the nuclide identification have been described elsewhere<sup>3, 4)</sup>. A thin layer of the isotope was electroplated on to the electropolished flat surface. Electrolyte was prepared by adding carrier-free  $^{67}\text{Cu}$  chloride alone to an aqueous solution containing small amount of  $\text{H}_2\text{SO}_4$ . Thus, the initial intensity of the  $\gamma$ -radiation from each specimen was more than 1  $\mu\text{Ci}$  and the thickness of the plated layer was less than 10 nm. Two specimens were sealed together in a quartz tube containing about 27 kPa of the high-purity He gas. The diffusion annealing was carried out in the temperature range between 992 and 1355 K. Annealing temperatures were controlled within  $\pm 0.5\text{ K}$  using precision temperature controllers with PID function. The specimens were diffused for sufficiently long time to minimize the influences so-called "near-surface effect" in tracer diffusion and the short-circuit diffusion.

After the diffusion anneal, the cylindrical surface was reduced by a depth of about 1.5 mm using a precision lathe. The diffusivities were determined by the serial-sectioning method using a precision microtome. The chip thickness was measured by the weight-loss method using a microbalance. The activities of the specimens were counted in a well-type NaI(Tl) scintillation counter in conjunction with a pulse-height analyser. The decay correction was carried out using the value of half-life of  $^{67}\text{Cu}$  (62.0114 h)<sup>5)</sup>.

### § 3. Results

The solution of Fick's second law for the thin-layer initial condition is

$$C = \text{const.} \exp \left( -X_n^2 / 4 D t \right) \quad (1)$$

where  $C$  is the specific activity of a section, the center of which is distance  $X_n$  from the original surface,  $D$  is the diffusivity and  $t$  is the annealing time. According to Eq.(1), the penetration plot,  $\log C$  versus  $X_n^2$ , should be linear.

The typical penetration plots obtained in the present work are shown in Fig. 1 and Fig. 2. The linearity over the full range of penetration reveals that no

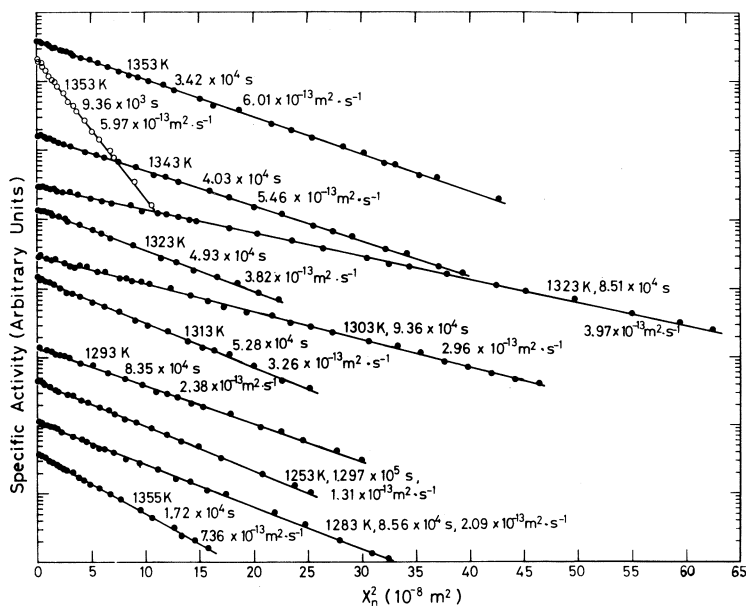


Fig. 1. Log specific activity vs.  $X_n^2$  plots for the diffusion of  $^{67}\text{Cu}$  in copper in the temperature range between 1253 and 1355 K.

extrinsic diffusion mechanism are contributing. The near-surface effect was not observed in all annealing temperatures. Diffusivities were determined from the slope. Correction of the thermal expansion was carried out by multiplying diffusivity by  $\alpha^2$ , where  $\alpha = L_T / L_{273} = 1 + (10.4 T + 1.20 \times 10^{-2} T^2) \times 10^{-6}$ ,  $L_T$  and

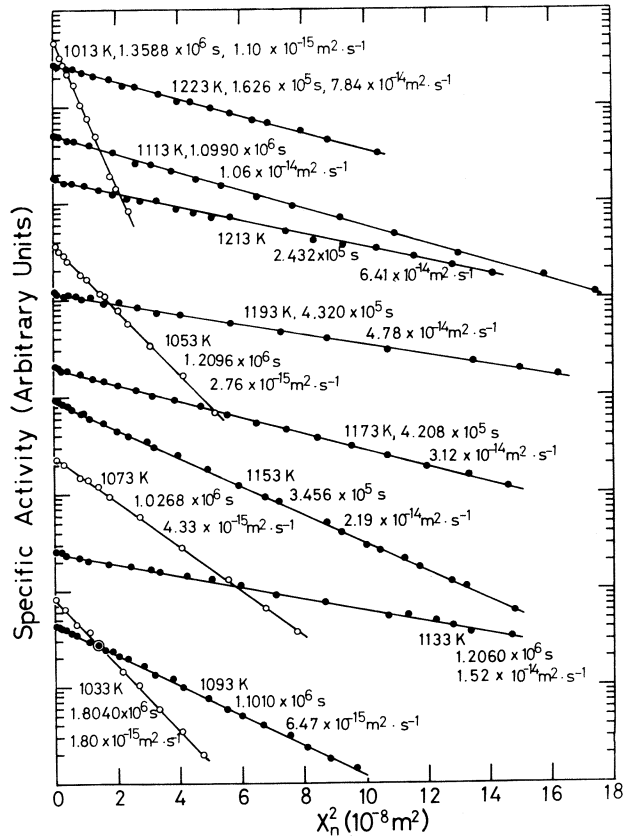


Fig. 2. Log specific activity vs.  $X_n^2$  plots for the diffusion of  $^{67}\text{Cu}$  in copper in the temperature range between 1013 and 1223 K.

$L_{273}$  being the height of the specimen at  $T$  and 273 K, respectively.

Sixty-six values of diffusivities at various temperatures were determined in such a way. The mean values at each temperatures are listed in Table I, and were used to obtain the reliable values of  $D_0$  and  $Q$  by the method of least squares. Fig. 3 shows the temperature dependence of the diffusivities compared with other works<sup>7, 8)</sup>. The values obtained in the present work are nearly equal to those by other workers. In the overall temperature range of the present work except 1355 K, the temperature dependence of the diffusivities fits well a single straight line. The temperature dependence of diffusivities is given by

Table I. Diffusivity of  $^{67}\text{Cu}$  in copper.

Temperature (K)	Time (s)	D ( $m^2 \cdot s^{-1}$ )	The mean value of D ( $m^2 \cdot s^{-1}$ )
1355	$1.72 \times 10^4$	$7.36 \times 10^{-13}$	$7.36 \times 10^{-13}$
1353	$3.42 \times 10^4$	$6.01 \times 10^{-13}$	
	$9.36 \times 10^3$	$5.97 \times 10^{-13}$	
	$3.42 \times 10^4$	$5.85 \times 10^{-13}$	$5.94 \times 10^{-13}$
1343	$4.83 \times 10^4$	$5.30 \times 10^{-13}$	
	$4.83 \times 10^4$	$5.44 \times 10^{-13}$	
	$3.51 \times 10^4$	$5.69 \times 10^{-13}$	
	$4.03 \times 10^4$	$5.46 \times 10^{-13}$	$5.47 \times 10^{-13}$
1323	$4.93 \times 10^4$	$3.82 \times 10^{-13}$	
	$4.93 \times 10^4$	$3.78 \times 10^{-13}$	
	$8.51 \times 10^4$	$3.71 \times 10^{-13}$	
	$8.91 \times 10^4$	$3.97 \times 10^{-13}$	$3.82 \times 10^{-13}$
1313	$1.087 \times 10^5$	$3.38 \times 10^{-13}$	
	$1.087 \times 10^5$	$3.19 \times 10^{-13}$	
	$5.28 \times 10^4$	$3.26 \times 10^{-13}$	
	$5.28 \times 10^4$	$3.40 \times 10^{-13}$	$3.31 \times 10^{-13}$
1303	$9.36 \times 10^4$	$2.96 \times 10^{-13}$	
	$9.36 \times 10^4$	$2.87 \times 10^{-13}$	
	$5.69 \times 10^4$	$3.12 \times 10^{-13}$	$2.98 \times 10^{-13}$
1293	$8.28 \times 10^4$	$2.33 \times 10^{-13}$	
	$8.35 \times 10^4$	$2.38 \times 10^{-13}$	$2.36 \times 10^{-13}$
1283	$8.56 \times 10^4$	$2.09 \times 10^{-13}$	
	$8.56 \times 10^4$	$2.20 \times 10^{-13}$	
	$1.044 \times 10^5$	$2.25 \times 10^{-13}$	
	$1.044 \times 10^5$	$1.93 \times 10^{-13}$	$2.12 \times 10^{-13}$
1273	$8.75 \times 10^4$	$1.80 \times 10^{-13}$	
	$8.75 \times 10^4$	$1.73 \times 10^{-13}$	$1.76 \times 10^{-13}$
1253	$2.432 \times 10^5$	$1.34 \times 10^{-13}$	
	$2.432 \times 10^5$	$1.32 \times 10^{-13}$	
	$1.297 \times 10^5$	$1.31 \times 10^{-13}$	$1.33 \times 10^{-13}$
1233	$1.738 \times 10^5$	$1.09 \times 10^{-13}$	
	$1.728 \times 10^5$	$8.96 \times 10^{-14}$	$9.93 \times 10^{-14}$
1223	$1.626 \times 10^5$	$7.84 \times 10^{-14}$	$7.84 \times 10^{-14}$

Temperature (K)	Time (s)	$D ( m^2 \cdot s^{-1} )$	The mean value of $D ( m^2 \cdot s^{-1} )$
1213	$2.124 \times 10^5$	$6.83 \times 10^{-14}$	$6.75 \times 10^{-14}$
	$2.124 \times 10^5$	$7.00 \times 10^{-14}$	
	$2.432 \times 10^5$	$6.41 \times 10^{-14}$	
1193	$1.328 \times 10^5$	$4.67 \times 10^{-14}$	$4.63 \times 10^{-14}$
	$4.320 \times 10^5$	$4.78 \times 10^{-14}$	
	$4.320 \times 10^5$	$4.44 \times 10^{-14}$	
1173	$4.208 \times 10^5$	$3.19 \times 10^{-14}$	$3.16 \times 10^{-14}$
	$4.208 \times 10^5$	$3.12 \times 10^{-14}$	
1153	$3.456 \times 10^5$	$2.19 \times 10^{-14}$	$2.15 \times 10^{-14}$
	$3.456 \times 10^5$	$2.12 \times 10^{-14}$	
1133	$1.2060 \times 10^6$	$1.62 \times 10^{-14}$	$1.61 \times 10^{-14}$
	$1.2060 \times 10^6$	$1.52 \times 10^{-14}$	
	$2.268 \times 10^5$	$1.68 \times 10^{-14}$	
1113	$9.245 \times 10^5$	$9.40 \times 10^{-15}$	$1.02 \times 10^{-14}$
	$1.0990 \times 10^6$	$1.06 \times 10^{-14}$	
	$9.245 \times 10^5$	$1.05 \times 10^{-14}$	
1093	$8.400 \times 10^5$	$7.07 \times 10^{-15}$	$6.71 \times 10^{-15}$
	$8.400 \times 10^5$	$6.43 \times 10^{-15}$	
	$1.010 \times 10^6$	$6.87 \times 10^{-15}$	
	$1.010 \times 10^6$	$6.47 \times 10^{-15}$	
1073	$1.1030 \times 10^6$	$4.80 \times 10^{-15}$	$4.51 \times 10^{-15}$
	$1.1030 \times 10^6$	$4.39 \times 10^{-15}$	
	$1.0268 \times 10^6$	$4.33 \times 10^{-15}$	
1053	$1.2096 \times 10^6$	$2.76 \times 10^{-15}$	$2.64 \times 10^{-15}$
	$1.2096 \times 10^6$	$2.66 \times 10^{-15}$	
	$1.1050 \times 10^6$	$2.50 \times 10^{-15}$	
1033	$1.3567 \times 10^6$	$1.74 \times 10^{-15}$	$1.78 \times 10^{-15}$
	$1.8040 \times 10^6$	$1.79 \times 10^{-15}$	
	$1.8040 \times 10^6$	$1.80 \times 10^{-15}$	
1013	$2.0047 \times 10^6$	$1.15 \times 10^{-15}$	$1.10 \times 10^{-15}$
	$1.3588 \times 10^6$	$1.10 \times 10^{-15}$	
	$1.3588 \times 10^6$	$1.06 \times 10^{-15}$	
	$2.0047 \times 10^6$	$1.09 \times 10^{-15}$	
992	$2.0484 \times 10^6$	$6.33 \times 10^{-16}$	$6.33 \times 10^{-16}$

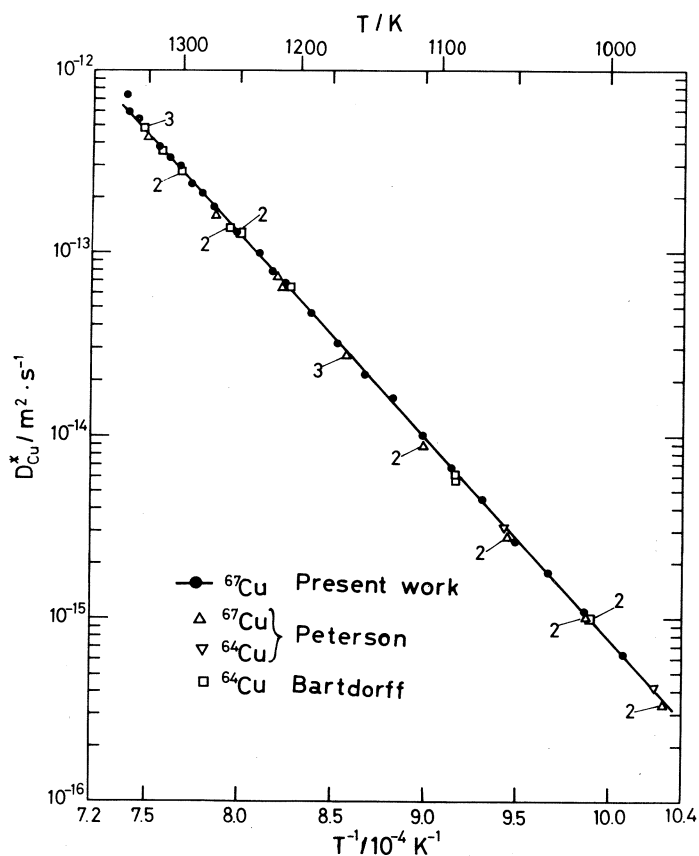


Fig. 3. Temperature dependence of self-diffusion coefficients in copper of the present work, together with the other works.

$$D_{\text{Cu}}^* = (8.77^{+0.44}_{-0.42}) \times 10^{-5} \exp \{ - (2.19 \pm 0.005) \text{ eV} / kT \} \text{ m}^2 / \text{ s}. \quad (2)$$

#### § 4. Discussion

The Arrhenius-plot of the present data, together with those of Maier<sup>1)</sup> and Lam et al.<sup>2)</sup>, is shown in Fig. 4. The diffusivities above 666 K by Maier nearly fall on the straight line obtained by extrapolating our high temperature data to low temperature within the limits of experimental error. It is reported that abnormal penetration curves often appear owing to surface imperfection<sup>1,2)</sup> and there is extensive uncertainty in the depth measurement<sup>2)</sup> below 666 K. In addition, the maxi-

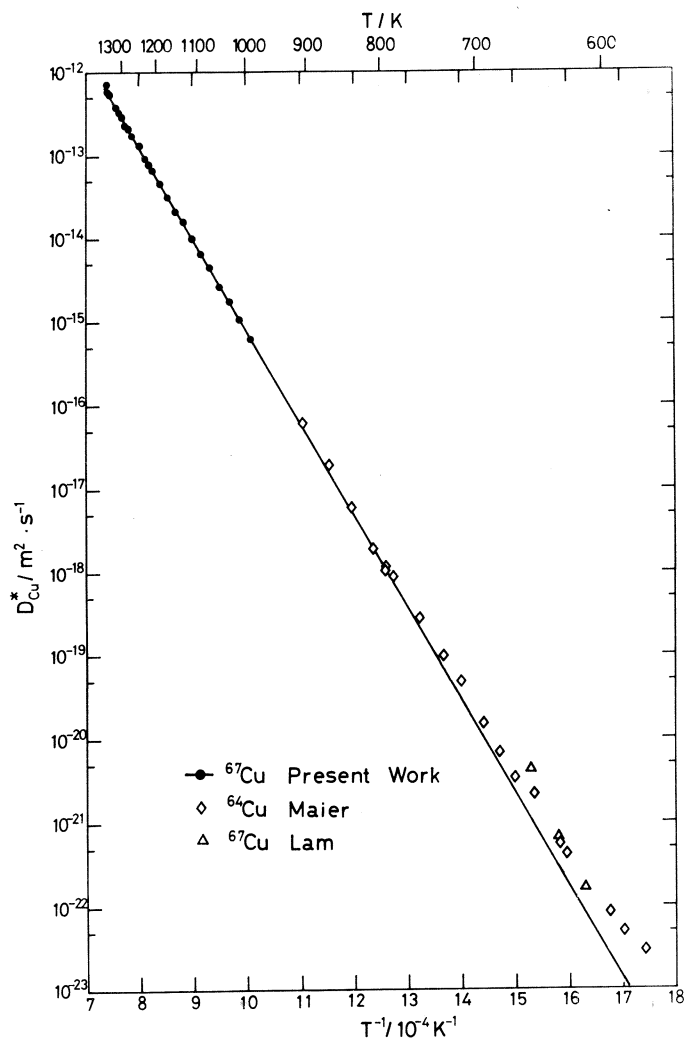


Fig. 4. Temperature dependence of self-diffusion coefficients in copper over the wide range of temperatures.

imum error of the diffusivity measurement reaches to 20 % in the Maier's work and 30 % in the Lam's work below 666 K. The results show that the accurate tracer self-diffusion measurement in copper below 666 K is extremely difficult to carry out, even if the single crystal with low dislocation density is used. It thus appears that the large deviation below 666 K shown in Fig. 4 is not intrinsic. Therefore,

there is much doubt as to the existence of curvature in the Arrhenius plot of the self-diffusion in copper.

The activation energy for self-diffusion in copper,  $Q = (2.19 \pm 0.005) \text{ eV}$  is nearly equal to the sum of the monovacancy formation enthalpy ( $H_{1V}^F$ ) and the monovacancy migration enthalpy in copper ( $H_{1V}^M$ ), when compared with  $H_{1V}^F = (1.31 \pm 0.05) \text{ eV}$  by positron annihilation measurement<sup>9)</sup> and  $H_{1V}^M = (0.76 \pm 0.04) \text{ eV}$  by post-quench vacancy annealing experiment<sup>10)</sup>. The fact shows that monovacancy mechanism is predominant in the self-diffusion in copper. The estimation consists with the results of the isotope effect of self-diffusion<sup>7)</sup> and the Arrhenius plot of vacancy concentration in copper<sup>10)</sup>.

## § 5. Conclusions

- (1) The self-diffusion coefficients in copper were determined by the serial-sectioning method with carrier-free  $^{67}\text{Cu}$  in the temperature range 992 and 1355 K. The frequency factor and the activation energy obtained in the present work is given as follows :  $D_0 = (8.77_{-0.42}^{+0.44}) \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  and  $Q = (2.19 \pm 0.005) \text{ eV}$ .
- (2) The diffusivities above 666 K by Maier nearly fall on the straight line obtained with the values at high temperatures. Thus, the tracer self-diffusion data fit a single Arrhenius equation in the temperature range 666 and 1353 K. Large deviation of Maier's data below 666 K from the linear extension may be caused by the difficulty of accurate measurement of volume self-diffusion coefficients in copper.

## References

- 1) K. Maier : Phys. Stat. Sol. (a) **44** (1977) 567.
- 2) N. Q. Lam, S. J. Rothman and L. J. Nowicki : Phys. Stat. Sol. (a) **23** (1974) K 35.
- 3) S. Fujikawa : Res. Rep. Lab. Nucl. Sci. Tohoku Uni. **12** (1979) 229.
- 4) M. Yagi and K. Kondo : Int. J. Appl. Radiat. Isotopes. **29** (1978) 756.
- 5) E. Browne *et al.* : *Table of Isotopes*, ed. C. M. Lederer and V. S. Shirley (John Wiley & Jones, New York, 1978) 7th ed.
- 6) *Metals Hand Book* (ASM, 1979) 9th ed.



- 7) S. J. Rothman and N. L. Peterson : Phys. Stat. Sol. **35** ( 1969 ) 305.
- 8) D. Bartdoff, G. Neumann and P. Reimers : Phil. Mag. **38** ( 1978 ) 157.
- 9) M. J. Fluss, L. C. Smedskjaer, R. W. Siegel, D. G. Legnini and M. K. Chason :  
J. Phys. F : Metal Phys. **10** ( 1980 ) 1763.
- 10) A. S. Bergner, S. T. Ockers and R. W. Siegel : J. Phys. F : Metal Phys. **9**(1979)  
1023.

## IV. 加 速 器 · 測 定 器

## 150 MeV 電子パルスビーム・ストレッチャー (SSTR) 試運転結果

核理研，教養部\*，情教センター\*\*

玉江忠明・今野 収・武藤正勝・田中俊成  
吉田克久・笹沼東一<sup>+</sup>・柴崎義信・浦澤茂一  
寺沢辰生・山田和芳・栗原 亮・一戸 隆  
高橋重伸・宮瀬晴久\*・川添良幸\*\*  
鳥塚賀治・菅原真澄

本施設将来計画の中核となるパルスビーム・ストレッチャーの試作機である 150 MeV パルスビーム・ストレッチャーは昨年（昭和56年）11月に完成し，12月末には試運転に成功した。ここでは，それ以来，今日までに得られた試験結果について報告する。

### § 1. 概 要

パルスビーム・ストレッチャーは，電子ライナックからのパルス状電子ビームを直流化する為のリングである。

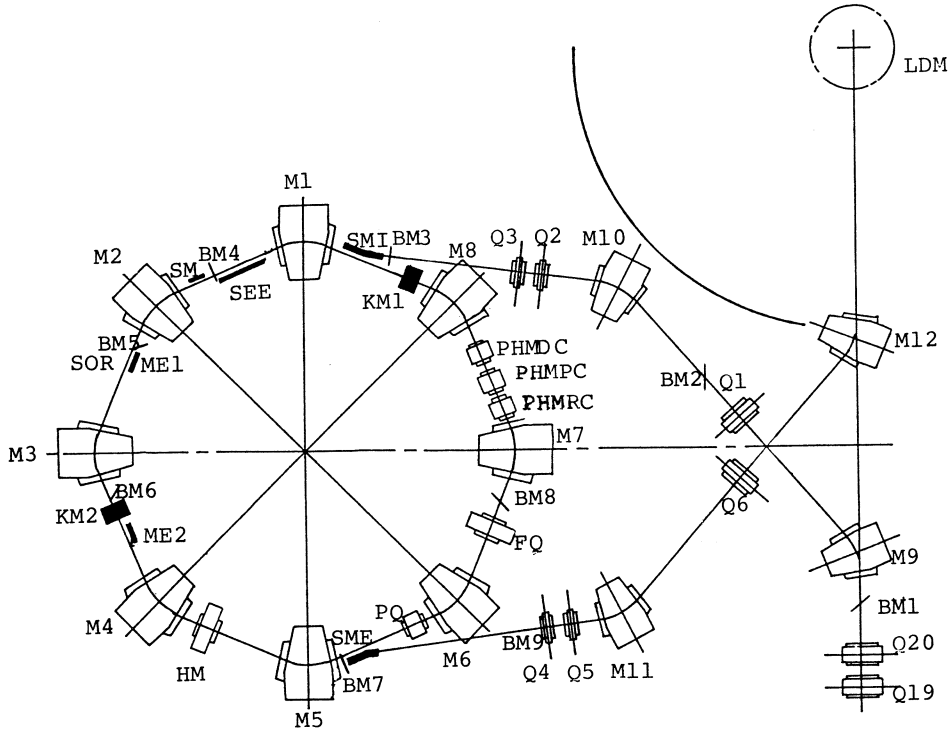
機器の構成や入射及び取り出し方法等については，以前に詳しい報告<sup>1)</sup>が出されているので，ここでは以下に述べる試運転結果と密接に関係した部分についてのみ簡単な説明を行う事にする。

電子ライナックからのパルスビームは，第1図のM9・M10を經由してリングに入射される。又，リングから取り出された直流ビームはM11・M12によって，電子散乱用の散乱槽へと導かれる。SSTRでは高周波加速は行わずに，シンクロトロン放射によるエネルギー損失を積極的に利用してビームの取り出しを行っている。SSTRを構成している偏向電磁石の曲率半径を  $\rho$  (m)，電子エネルギーを  $E_e$  (MeV) とすれば，リングを1周する間にシンクロトロン放射によって電子の失うエネルギーは

$$U = 88.5 \times 10^{-12} \frac{E_e^4}{\rho} \quad (\text{keV/turn}) \quad (1)$$

で与えられる。リングの平均半径を  $R$  (m) とすれば，ビームの入射周期  $T$  (sec) の間のエネルギー損失率は

\* 現在 ソニー株式会社

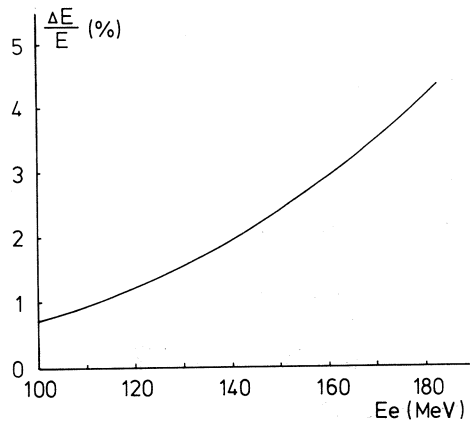


- |         |             |         |                    |
|---------|-------------|---------|--------------------|
| M       | ；偏向電磁石      | ME, SME | ；取り出し用セプタム電磁石      |
| Q, FQ   | ；四極電磁石      | SEE     | ；セプタム電極            |
| PQ      | ；パルス四極電磁石   | LDM     | ；電子散乱用スペクトロメーター散乱槽 |
| PHM, HM | ；六極電磁石      | BM      | ；ビーム位置モニター         |
| KM      | ；キッカー電磁石    | SOR     | ；シンクロトロン放射光モニター    |
| SM, SMI | ；入射用セプタム電磁石 |         |                    |

第1図 SSTR 機器構成図。

$$\frac{\Delta E_e}{E_e} = 4.23 \times 10^{-6} \frac{E_e^3}{\rho \cdot R} \cdot T \quad (2)$$

となる。この式にSSTRのリング定数( $\rho = 0.8\text{m}$ ,  $R = 15.472 / 2\pi = 2.462\text{m}$ )を代入し、繰り返し時間を3.3m secとした時の $\Delta E_e / E_e$ を電子エネルギー $E_e$ の関数として求め、第2図に示した。SSTRに採用した取り出し方式では、この $\Delta E_e / E_e$ に等しいエネルギー幅を持ったビームをリングに入射し、入射ビーム・エネルギーの下限値で共鳴がおこる様に

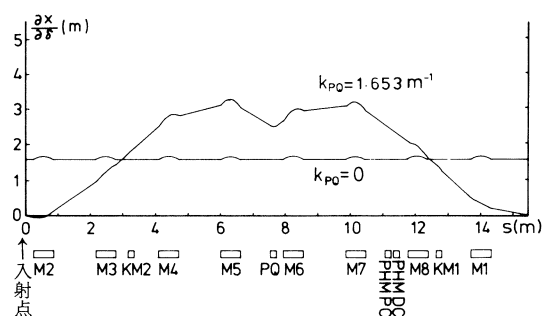


第2図 シンクロトロン放射によるエネルギー損失率(繰り返し数 300 pps の場合)。

リングの定数を設定してある。リングを回る電子はシンクロトロン放射によってエネルギーを失い、連続的に共鳴状態に落ちて来てリングの外に取り出され、次のパルスビームが入射される直前には入射されたビームは完全に取り出される事になる。

次にパルス四極電磁石 (PQ) の役割について説明する。セプタム電磁石 (SM) 付近では、入射系からのビームとリング内にすでに入射されたビームは非常に近い所を通る。従ってこの付近でビームの拡がりが大きいと、ビームはSMのセプタムに衝突して失われてしまう事になる。入射ビームは最大2%のエネルギー幅を持っているので、エネルギーの違いによってSM付近でビームが拡がらない様にしておく必要がある。エネルギーの違い  $\delta$  ( $\delta = (E - E_0) / E_0$  ;  $E_0$  は中心エネルギー) と平衡軌道の

偏位の関係をエネルギー分散関数 ( $\eta$  関数) と云うが、第3図に示す様に8台の偏向電磁石のみによる  $\eta$  関数はリング全体にわたって約1.6mであるので、 $\delta$  が2%違うビームの平衡軌道は3.2cmも離れる事になる。パルス四極電磁石 (PQ) はビーム入射時のみ励磁されるが、この時  $\eta$  関数は第3図の様にSMの5cm後方(この点を入射点と呼ぶ)で零となり、SMの位置でも充分小さい値を持つ。この事は入射



第3図 SSTRのエネルギー分散関数。8台の偏向電磁石のみによる値はリング全周にわたって約1.6mであるが、PQを適当な強さに励磁すると入射点で零にする事が出来る。

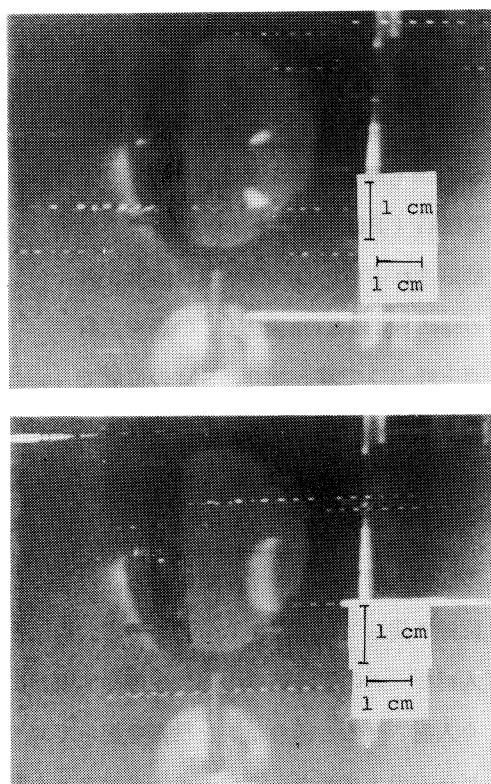
ビームのエネルギーに幅があっても、SM付近でビームが拡がらない事を意味している。PQのもう一つの役割はリングのベータトロン振動数  $\nu_x$  を入射時に1.3から1.2に変化させて、多回転入射を可能にする事にある。 $\nu_x$  が1.3の場合には入射されたビームは3回転目には元の位置に戻って来るが、 $\nu_x$  が1.2の場合にはそれを5回転目まで遅らせる事が出来、その分だけ入射ビームの畳み込みの回数を増やす事が出来る。この様にPQは、リングにビームを効率良く入射させると云う重要な役割を担っており、更には、ビームの取り出し効率、取り出されるビームのエネルギー幅やエミッタンスとも関係している。

## § 2. 試験方法及び結果

SSTRの試験運転には、現在までのところエネルギー130 MeV、パルス幅10 n secのビームを用いている。入射用電磁石の電流設定には、エネルギー幅の狭い ( $\Delta E/E_0 = 0.2\%$ ) ビームを用い、MgOの蛍光板を使用したビーム位置モニター上で、ビームの位置が計算値と等しくなる様に電磁石の電流を調節する。電磁石の電流設定終了後、入射ビームのエネルギー幅は1.5%まで広がられる。この時、M2の後方に設置したテレビ・カメラにより、周回する電子が放射するシンクロトロン放射光を観測する事が出来る。又、同じ位置に設けてあるフォト・センサー(浜松テレビ S 1223)によりシンクロトロン放射光の強度を電気的信号として、オシロスコープ上で観測する事も出る。(これをSORモニターと呼ぶ事にする。) リングへの入射ビームの強度は、このSORモニターによって常時観測する事が出来る。

共鳴を起こしたビームは静電セプタム電極(SEE)で切り取られ、3台のセプタム電磁石(ME 1, ME 2, SME)を経てリングから取り出されるが、この経路は第1図のビーム位置モニターBM5~BM9によって観測する事が出来る。取り出しビームの電流強度の測定は、初期においては、グラフィット・ブロックでビームを止め流れ込む電流を電流計(Electronic Picoammeter)を用いて測定していたが、後には二次電子モニター(SEM)を用いる様になった。又、取り出しビームの波形は、プラスチック・シンチレーター(5 mm×8 mm×40 mm)を用いて測定した。光電子増倍管は1/2インチのもの(浜松テレビR 647)を使用した。

第4図はSSTRの試験運転の初期の段階で観測された取り出しビームのビーム・スポットである。これらはいずれもBM5によって観測されたものであるが、ビーム・スポットは上下に分裂するか、三日月形

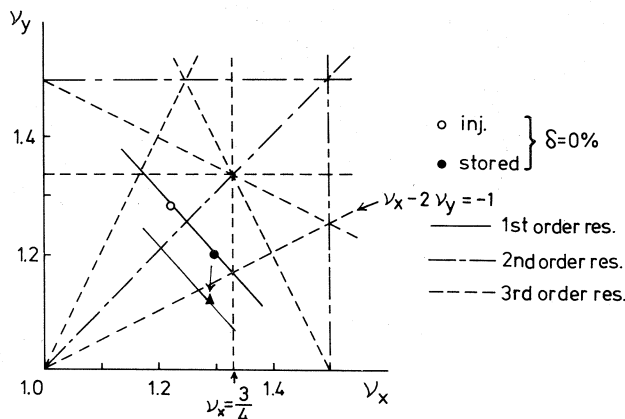


第4図 SSTR試験運転の初期の段階で観測された取り出しビームの形状。いずれも上下方向に約15mm広がっている。

になるかいずれにしても、上下方向に 15mm 程度広がったものであった。この上下方向への拡がりには、いずれの電磁石の電流を変化させても狭ばめる事が出来ず、その原因はより基本的な点にあると考えられた。この時点に於ける取り出しビームの最高強度は 6 nA (但し 100pps 運転)であった。その際の SSTR

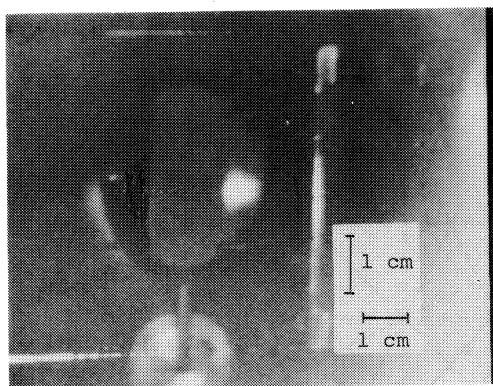
への入射ビーム強度は 80 nA ~ 100 nA と推定され、ビームの取り出し効率はわずかに 6% ~ 8% 程度であった。

上に示したビームの分裂の原因は、検討の結果、3 次の結合共鳴にあると結論された。第 5 図に SSTR の水平方向及び鉛直方向のベータートロン振動数( $\nu_x, \nu_y$ )を共鳴線図上の点として示した。図中の黒丸印は 8 台の偏向電磁石のみによる( $\nu_x, \nu_y$ )を、白丸印

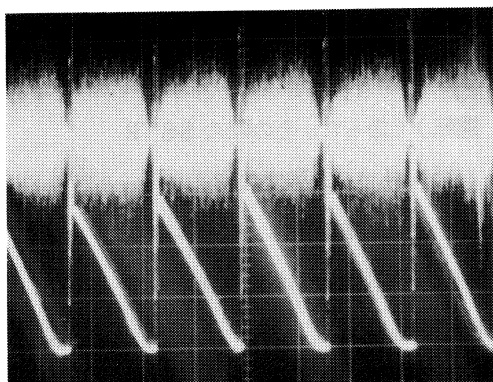


第 5 図 共鳴線図と SSTR のベータートロン振動数。  
 黒丸；8 台の偏向電磁石のみによる( $\nu_x, \nu_y$ )。  
 白丸；PQ を設定値まで励磁した時の( $\nu_x, \nu_y$ )。  
 黒三角；偏向電磁石のフィールド・クランプを取り除いた時の( $\nu_x, \nu_y$ )。

は入射時に PQ を設定値まで励磁させた時の( $\nu_x, \nu_y$ )の値を示す。SSTR のベータートロン振動数はこの 2 点を結ぶ実線上を移動し、この線が  $\nu_x = 4/3$  の破線と交わる点がビーム取り出し時に於けるベータートロン振動数となる。ところがこの交点は丁度  $\nu_x - 2\nu_y = -1$  の結合共鳴の線上にある事が分かる。ベータートロン振動数がこの線上にある時、リングを周回する電子の水平方向の振動と鉛直方向の振動は結合共鳴をおこす。SSTR では、水平方向の振動の振幅は鉛直方向のそれよりはるかに大きいから、結合共鳴の結果、水平方向の振動エネルギーは一部、鉛直方向に移動し、その振幅を大きくする事になる。この結合共鳴を逃れる為にはリングのベータートロン振動数を変える必要があるが、SSTR はその様な役割を担う四極電磁石を持っていない。現在の機器構成のままベータートロン振動数を大きく変えるには、8 台の偏向電磁石のフィールド・クランプを取り除くのが最も簡単な方法である。この時リングのベータートロン振動数は第 5 図の黒三角印の位置に移動し、ビーム取り出しの位置は前述の結合共鳴線から離れる。この処置をほどこした後の BM5 での取り出しビームの形状を第 6 図に示す。取り出されたビームは上下に拡がる事なく一点に集中している。取り出しビームの強度も 100 pps 運転時に 50 nA, 300 pps 時には 200 nA と格段に改善された。この時の取り出し



第6図 偏向電磁石のフィールド・クランプを取り除いた後の取り出しビームの形状。



2 m sec / div

第7図 (上)シンチレーション・カウンターで測定した、取り出しビームの時間スペクトル。デューティ・ファクターは約85%である。(下)リング内を周回する電子が放射するシンクロトロン放射光の強度。ビームがなめらかに取り出されている事が分かる。

効率は60%程度と推定される。第7図の上の信号はシンチレーション・カウンターで測定された取り出しビームの時間スペクトルである。この写真からこのビームのデューティ・ファクター(ビームが出ている時間の割合)は約85%である事が分かる。又第7図の下の信号は、リング内を周回する電子が放射するシンクロトロン放射光をSORモニターで測定したものであるが、シンクロトロン放射光の強度(周回する電子の個数に比例する)は直線的に減少しており、ビームの取り出しがスムーズに行われている事を示している。

### § 3. ま と め

以上を示したごとく SSTR は当初の目標通り100%に近いデューティ・ファクターのビームの取り出しに成功した。取り出し効率は目標値の90%には達していないが、これの原因も前述した結合共鳴に求める事が出来る。§ 1で説明した様に、ビームをSMのセプタムに衝突させる事なく入射させ、しかも取り出しビームのエネルギー幅やエミッタンスを悪化させない為にはPQを適当な強さに励磁する必要がある。ところが第5図から分かる様に、PQを励磁させると共鳴線図上でSSTRのベータートロン振動数を示す点は問題の結合共鳴線を横切る事になり、ビームは上下に拡げられる。この場合上下方向へのビームの拡がり第4図ほどには



大きくないが、それでもビームのかかなりの部分は失われる。又、PQを励磁させずにビームを入射させると、ビームは上下に広がる事は無いが、SM付近でビームは分散をおこし水平方向に拡がり、一部のビームはセプタムに衝突して失われるのでビームを100% SSTRに入射させる事が出来なくなる。第6図に示した試験はPQを励磁させずにビームを入射させた時の結果で、この時、失われたビームの大部分は入射時にSMのセプタムに衝突したものと考えられる。

この様にSSTRでは、結合共鳴の影響で、ビームの取り出し効率をこれ以上あげるのはむずかしいが、これはSSTRのリングの大きさが小さく、十分な数の四極電磁石を設置する空間の無い事から派生する事柄であって、パルス・ストレッチャーの根本的な問題ではない。次期計画で建設が予定されている様な大きなリングの場合には、普通、直線部分では $\eta$ 関数が零となる様に設計されるので、SSTRの様にパルス四極電磁石で $\eta$ 関数に変化を加える必要はない。又、その様な大きなリングは普通ベータートロン振動数を広い範囲で変化させる事の出来る四極電磁石を持っているので、リングの定数設定の自由度ははるかに高く、結合共鳴の様な問題には容易に対処する事が出来る。しかしながら、SSTRから得た結合共鳴に対する情報は重要で、次期計画のストレッチャーの設計に際して、最初からそれを考慮に入れ最適のリング定数を選定する事が出来る。

今後SSTRでは取り出しビームのエネルギー幅やエミッタンス測定、多回転入射の実験等を予定しているが、次期計画の試作機としては、出来るだけ数多くの問題を発掘し、それらに対する解決方法を研究しておく事が最も大切な課題であると思われる。

SSTR設計の段階で、種々御指導を頂き、貴重な計算プログラム等を提供して頂いた高エネルギー研究所加速器系の方々に深く感謝致します。又、それらの計算プログラムの整備を担当していただいた中田章氏（現在関商事株式会社）に厚くお礼申し上げます。SSTRは三菱電機株式会社の御協力を頂いて完成致しました。ここに厚く感謝致します。又、工藤電気株式会社、仙台メカニック工業株式会社、その他SSTRの建設に御協力いただいた方々に心からお礼申し上げます。

## 参 考 文 献

- 1) 次期加速器研究報告No.1「150 MeV 電子パルスビームストレッチャー基本設計」  
(1980年4月)；  
原子核理学研究施設拡充計画(1981年6月)。

## 150MeV電子パルスビーム・ストレッチャー(SSTR) 機器構成

核理研, 教養部\* 情教センター\*\* 三菱電機\*\*\*

今野 収・玉江忠明・笹沼東一<sup>+</sup>・武藤正勝  
田中俊成・吉田克久・山本俊二\*\*\*・一戸隆  
根本重伸・柴崎義信・宮瀬晴久\*・川添良幸\*\*  
浦澤茂一・山田和芳・菅原真澄・鳥塚賀治

今般, 300MeV電子リニアックにパルスビーム・ストレッチャーを設置する事により100%デューティファクターに近い電子ビームを得る事に成功した。ここでは設置されたパルスビーム・ストレッチャーの構成について簡単に説明する。

### § 1. 偏向電磁石

SSTRの構成図を第1図に示す。又使用した電磁石, 電極の定数及び電源電圧, 電流を第1-1表, 第1-2表に示す。メインリングの偏向電磁石M1~M8は偏向角 $45^\circ$ , エッジ角度 $11.215^\circ$ で, 周長15,472m, 電磁石中心間隔1,9683mで円型に配置されている。入射用のM9, M10と取り出し用のM11, M12, 偏向電磁石は同一仕様で偏向角 $41.25^\circ$ , エッジ角度 $11.59^\circ$ となっている。メインリング偏向電磁石M1~M8及び入出力用偏向電磁石M9~M12はそれぞれ直列接続し, 各1台の電源により励磁する。電子ビームの軌道補正が必要な場合には, 各偏向電磁石に巻いてある補正コイルに通電し磁場を変える。第1-2表に四極, 六極電磁石の強さを $B' = \partial B / \partial x$ ,  $k_g^2 = |B' / B_p|$ ,  $B'' = \partial^2 B / \partial x^2$ ,  $g_s = |B'' l / B_p|$ 等で示してある(ここで $l$ は六極電磁石の実効長)。

---

\*現在 ソニー株式会社

第1-1表 SSTR 電磁石，電極定格表。

$E_e = 180 \text{ MeV}$   
(全て  $\mu = \infty$  の計算値) \*は測定値から

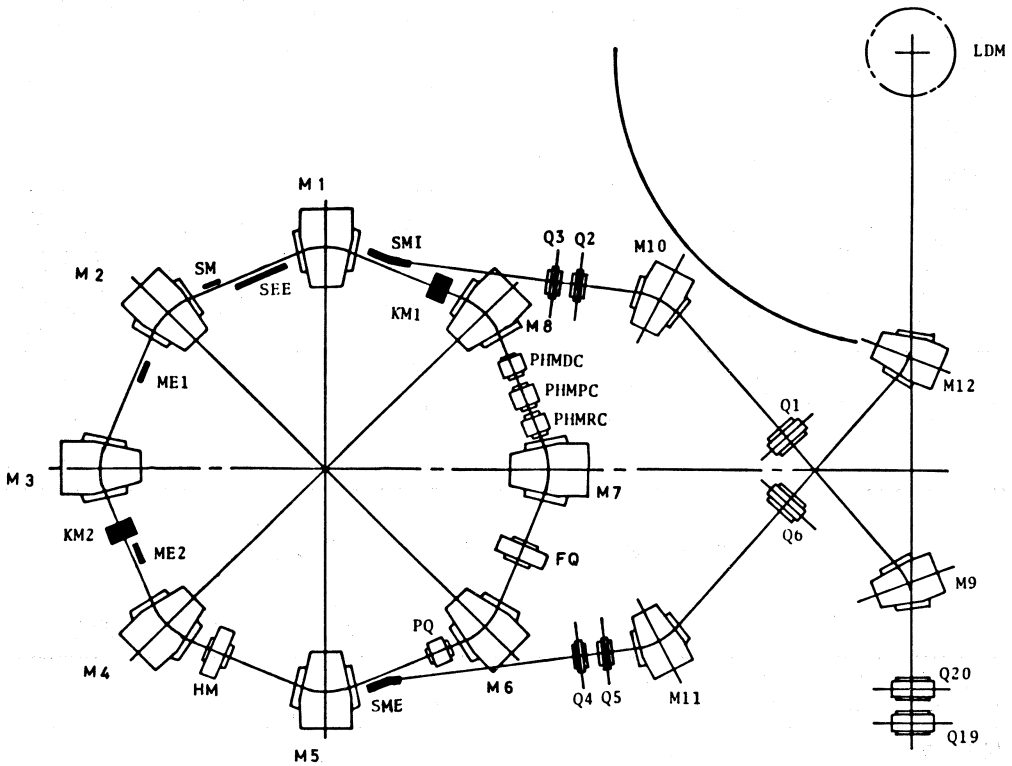
規格 品名	$\alpha$ (deg) (m rad)	$\rho$ (m)	$g$ (cm)	$l$ (cm)	$B$ (T)	$F$ (AT)	$I$ (A)	$V$ (V)
M1~8 (DC)	45.0	0.80	5.0	62.83	0.750	29830	* 243 AUX 18	150 AUX 16
M9~12 (DC)	41.25	0.70	5.0	50.4	0.857	34089	* 285 AUX 18	80 AUX 16
S M I (DC)	15.61	1.541	1.5	42.0	0.390	4653	776	2.9
S M E (DC)	14.10	1.525	1.5	37.5	0.391	4665	778	2.9
S M (正弦波)	2.58 (45.0)	5.33	1.5	24.0	0.113	1480	$I_p$ 1480	$V_p$ 14.0 $L=6.3 \times 10^{-7} \text{ H}$
M E 1 (DC)	2.41 (42.08)	5.703	1.5	24.0	0.104	1241	414	2.5
M E 2 (DC)	2.41 (42.08)	5.703	1.5	24.0	0.104	1241	414	2.5
K M 1 (台形波)	1.15 (20.0)	10.0	3.2	20.0	0.0600	1530	$I_p$ 1600	$V_p$ 40.0kV $L=1.18 \times 10^{-6} \text{ H}$ 25 $\Omega$ 負荷
K M 2 (台形波)	1.16 (20.2)	9.88	3.2	20.0	0.0607	1548	$I_p$ 1600	$V_p$ 40.0kV $L=1.18 \times 10^{-6} \text{ H}$ 25 $\Omega$ 負荷
S E E (DC)	0.74 (12.9)	35.0	1.3	45.0	$E=\text{kV/cm}$ 51.4			66.8kV
S T C						1960	11	2.0

第1-2表 SSTR 電磁石定格表。

$E_e = 180 \text{ MeV}$   
(全て  $\mu = \infty$  の計算値) \*は測定値から

規格 品名	$R$ (cm)	$B'$ (T/m)	$B_0$ (T)	$k_q^2$ ( $\text{m}^{-2}$ )	$l$ (cm)	$F$ (AT/P)	$I$ (A)	$V$ (V)
Q1, 6 (DC)	5.5	3.00	0.165	5.02	19.4	3609	* 25.2	15
Q2~5 (DC)	3.0	5.71	0.171	9.49	10.1	2044	* 19.6	6
F Q (DC)	10.0	0.345	0.0345	0.574 (PQの20%)	20.0	1372	30	7.3
P Q (正弦波)	8.25	1.64	0.1354	2.73	20.0	4683	$I_p$ 2660	$V_p$ 1100 $L=2.6 \times 10^{-5} \text{ H}$

規格 品名	$R$ (cm)	$B''$ (T/m <sup>2</sup> )	$B_0$ (T)	$g_s$ (m <sup>-2</sup> )	$l$ (cm)	$F$ (AT/P)	$I$ (A)	$V$ (V)
PHMD (DC)	8.25	36.1	0.123	6.0	20	2691	60	9.0
PHMP (正弦波)	8.25	36.1	0.123	6.0	20	2691	3090	$V_p=550V$ $L=1.18 \times 10^{-5}H$
PHMR (任意波)	8.25	7.25	0.0247	1.21 (PHMPの20%)	20	540	270	$V_{max}=200V$ (90V) $L=4.72 \times 10^{-5}H$
H M (DC)	10.0	7.25	0.0363	1.21 (PHMPの20%)	20	963	30	5.7



- M1~M12 ; 偏向電磁石
- KM1~KM2 ; キッカー電磁石
- PQ ; パルス四極電磁石
- FQ ; 直流四極電磁石
- HM, PHMDC ; 直流六極電磁石
- PHMPC, PHMRC ; パルス六極電磁石
- Q1~6, 19, 20 ; 四極電磁石
- SMI, SM ; 入射用セプタム電磁石
- ME 1,2, SME ; 取出し用セプタム電磁石
- SEE ; 静電セプタム電極

第1図 SSTR 構成図。

## § 2. 真空仕様の電磁石及び電極

第2表 真空中で使用する電磁石及び電極。

名称 (台数)	SMI (1)	SME(補助コイル有り) (1)	ME (2)	SM (1)	KM (2)	SEE	
巻数	6	6	(2)	3	1	1	
厚さ(mm)	6	6	(2)	6(0.5)	2	(0.2)	
ボール ヨーク 材質	S10C級	S10C級		S10C級	フェライト	フェライト	SUS. A1, Cu タングス テンレニウ
冷却水量 l/min	15 ~ 2.0	1.5 ~ 2.0	補助 自然冷却	1.5	0.2		

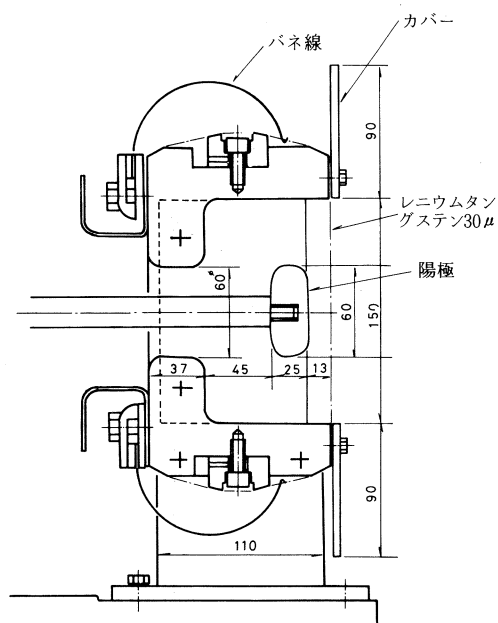
\* ( )内は、フィルドクランプの厚さ。

真空仕様の電磁石及び電極は第2表に示すようにセプタム電磁石(SMI, SME, ME×2台, SM)5台, キッカー電磁石(KM)2台, 静電セプタム電極(SEE)1台の計8台である。

KMを除くSMI, SME, ME, SMは位置を, SEEは角度を真空チャンバーの外から変える事が出来る。

ME 1, ME 2の2台は直列接続し, 1台の電源で励磁する。ME 1, ME 2には補助コイルがないので市販の小型電源を電磁石に並列接続し電流を変える事により磁場を微調している。

静電セプタムの概略図を第2図に示す。電極には30 $\mu$ のタングステンレニウム線を使用し線が切れた場合にはスプリングにより取り除かれる様にしてある。



第2図 静電セプタム電極概観図。

## § 3. パルス電磁石

パルス仕様電磁石は, セプタム電磁石SM, キッカー電磁石KM1,2, 四極電磁石PQ, 六極電磁石PHMPC, PHMRCの6台である。

上記のパルスマグネットの内, ダクトの渦電流が問題となるPHMPCと電流波形の問題にな

るKM 1,2について説明する。

PHMPCは、入射時に半波正弦波状の速い繰り返し周波数（底辺時間幅 200  $\mu$ sec，繰り返し 300 pps）で、しかも大電流を流す事から当所，セラミックダクトを使用する予定であったが納期の点で問題となり，あえて長さ 650 mm，内径 140.5  $\phi$ ，外径 160  $\phi$ ，厚さ 0.15 t，ピッチ間隔 10.5 mm の SUS ベローダクトを M7～M8 間に使用した。ダクトの発熱温度は，実測値で 2900 A，300 pps 運転の時，ポールピース間がもっとも熱くなり約 130  $^{\circ}$ C 位であった。この温度では真空圧力に影響を与えなかったが，ダクト内の磁場に多少の不安が残る。

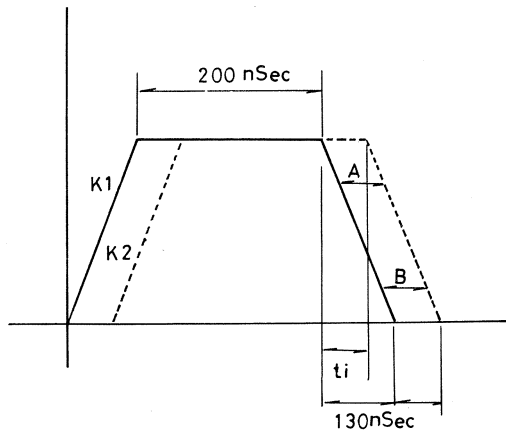
次にキッカー電磁石電源について説明する。電源の仕様を第3表に，ブロックダイアグラムを第3図に示す。80KV 高圧直流電源とパルス変調部を別々の筐体に作り，直流電源とパルス変調部間には 20D 2V ケーブル 30 m を PFN として使用した。又変調部 MOD と電磁石 KM（真空中）間，電磁石 KM とダミー抵抗 DL（500  $\Omega$   $\times$  23 本，並列，油中）間にも 20D 2V ケーブルを使用している。20D 2V ケーブル用高圧導入端子の概略を第4図に示す。

第3表 キッカー電磁石電源の仕様。

電源は最高電圧 80 KV，カソードフォロア方式のラインタイプ形

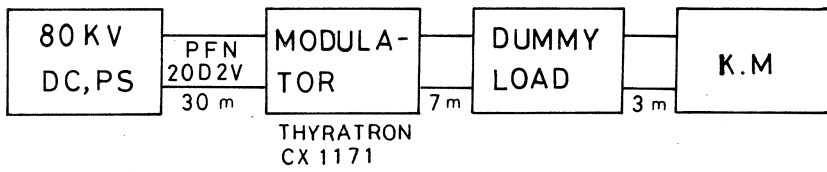
〔仕様〕

出力パルス電流	500 ~ 1600 A
出力パルス電圧	12.5 KV ~ 40 KV（但し，負荷 25 $\Omega$ の時）
負荷インピーダンス	25 $\Omega$
パルス繰り返し数	50 ~ 300 pps
出力パルス幅	
フラットトップ	200 nSec
パルス立下り時間	130 nSec

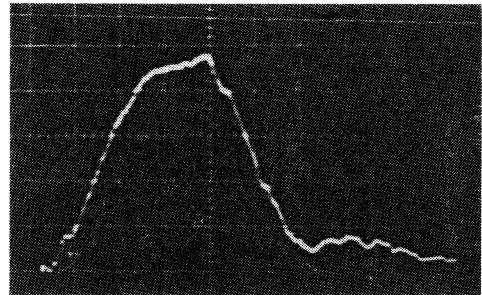
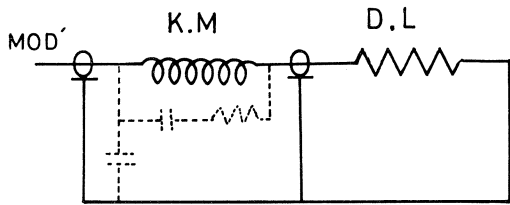


K 1, K 2 両パルスの位相差 $t_i$	$t_i = 20 \pm 5$ nSec
K 1, K 2 各パルスのジッター	$\pm 2.5$ nSec 以下
両パルス立下り部の相似性	$ A - B  \leq 5$ nSec

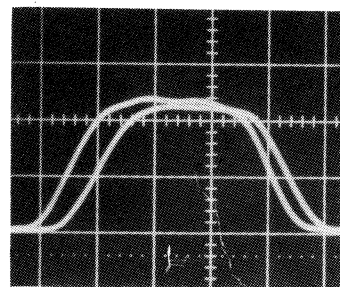
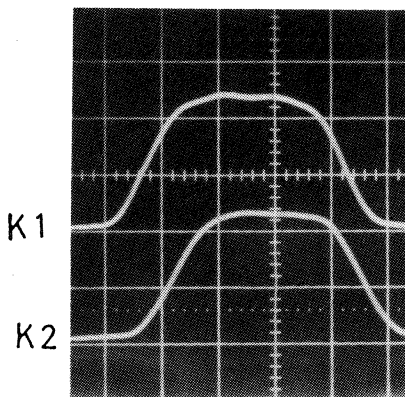
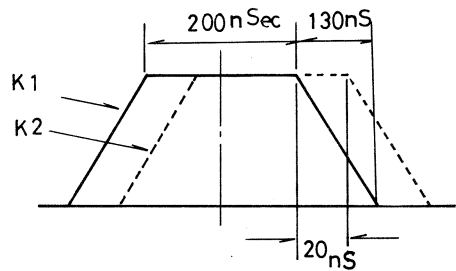
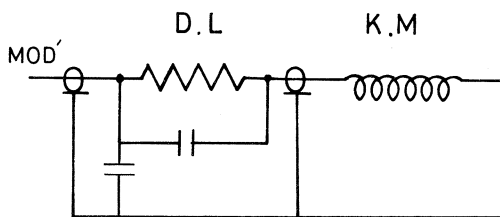
1. キッカー電源ブロックダイアグラム



2. 改修前



3. 改修後



第3図 キッカー電源ブロックダイアグラム及び励磁電流波形。



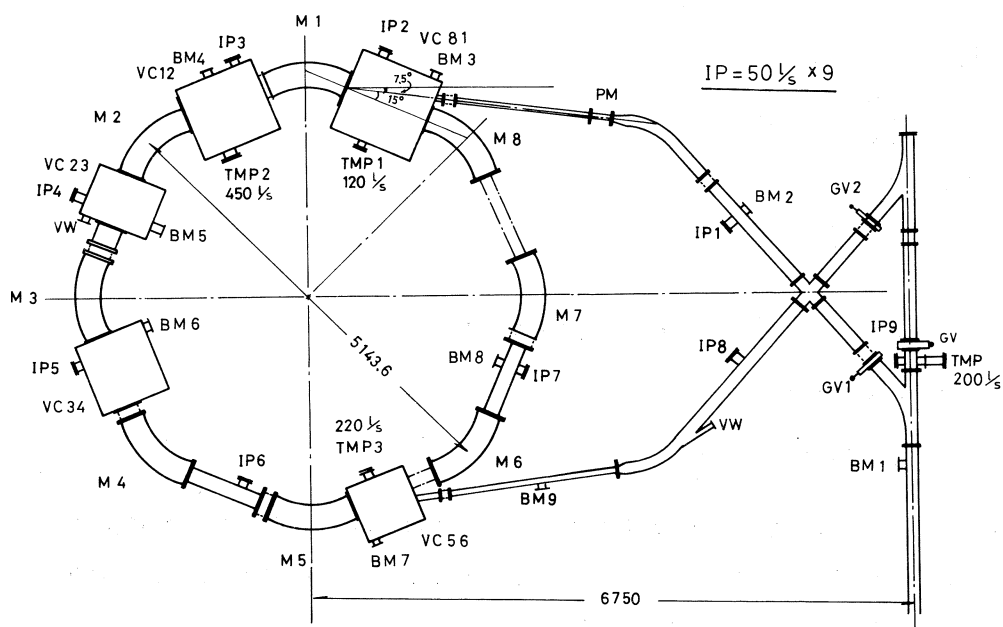


当初、キッカー電磁石電源はキッカー電磁石KMの後にダミーロードを接続した。この場合にはKMとPFN同軸ケーブル間のインピーダンスマッチングを取る事ができず第3図2（改修前）の様な励磁電流しか得られなかった。そこでKMとDLの接続を逆にしDLにコンデンサーを並列に付加する事により第3図3（改修後）の様な設計通りの励磁電流波形を得る事が出来た。

PFNとして同軸ケーブル（20D2V）を使用しているので波形は良いが、30mと長くなりケーブルよりノイズを発生する。ノイズの対策をもっか検討中である。

#### § 4. ビームモニター

電子ビームの位置の測定はMgO製の蛍光板位置モニター（第5図、BM1～9）によってなされる。この位置モニターは制御室からの遠隔操作で動かす事が出来、位置モニター上のビームの位置が計算値に合う様に各電磁石の磁場を調節する。又第5図中のVWの所では、電子ビ



第5図 SSTR 真空系概観図。

ームが偏向電磁石でまげられる時に発するシンクロトロン放射光(SR)を観測する事が出来る。現在はM2の後方にテレビカメラ及びSR強度モニター(フォト・ダイオード)が設置されている。このSR強度モニターにより周回する電子ビームの強度の時間変化を測定する事が出来るし、入射ビームの強度や取り出しの様子を知る事が出来る。又取り出しビームの強度の時間

変化はプラスチックシンチレーターで、平均電流は LDM 後方の二次電子モニター (SEM) で測定している。

## § 5. 真 空 系

SSTR 全体の真空系構成図を第 4 図に示す。系内の真空圧力は、(1)蓄積ビームの散乱が無視できる事、(2)真空中で高電圧を使用する KM, SEE が放電しない事、(3)電子リニアック本体に影響を与えない事等を考慮し、 $1 \times 10^{-6}$  Torr 以下になる様に設計した。

リングの真空圧力の算出は、パイプの単位長さ当りのコンダクタンス  $C$  ( $l \cdot \text{cm}/\text{s}$ ), パイプの長さ  $l$  (cm), 単位長さ当りの放出ガス率  $q$  ( $\text{Torr} \cdot l/\text{s} \cdot \text{cm}^2$ ) として、 $S$  ( $l/\text{sec}$ ) のポンプで排気する。

圧力分布を決める基本方程式を

$$\frac{d^2 P}{dx^2} = -\frac{q}{C}$$

境界条件として

$$\frac{dP}{dx} = 0, \text{ at } x = 0$$

として解けば

$$P = \frac{q \times l}{S} \quad (\text{at } x = l)$$

$$\therefore P(x) = -\frac{q}{2C} x^2 + q \cdot l \left( \frac{1}{S} + \frac{l}{2C} \right)$$

$\therefore x = 0$  での圧力は

$$P(0) = q \times l \left( \frac{1}{S} + \frac{l}{2C} \right)$$

となる。この計算を基に粗排気装置の排気量を決めればよい。SSTR には、粗排気系として TMP 3 台 (120 l/s, 220 l/s, 450 l/s) と真空保持用として IP 8 台 (50 l/s) を使用した。

各排気装置の有効排気速度は真空排気口で

IP ; 50 l/s	38 l/s (1 台当り) × 8 台
TMP ; 450 l/s	240 l/s
TMP ; 220 l/s	90 l/s
TMP ; 120 l/s	67 l/s

となり総合系の排気量は約 700 l/s となる。

実際のリングの圧力分布計算は電磁石、電極が入る真空チャンバーのコンダクタンスに比べて偏向ダクトのコンダクタンスが非常に小さいので、偏向ダクトの中心で真空系を分離して計算した。

真空中で使用する電磁石、電極の材料別の全表面積を合計し、ガス放出率を

SUS, Al, Cu  $1 \times 10^{-9}$  Torr·l/s·cm<sup>2</sup>

Fe, フェライト, セラミック  $1 \times 10^{-8}$  Torr·l/s·cm<sup>2</sup>

エポキシ, バイトン  $1 \times 10^{-7}$  Torr·l/s·cm<sup>2</sup>

と仮定して、各チャンバー別の放出ガス量を試算し、第4表にまとめた。

第4表 真空箱、真空中マグネット類の表面積・容積と放出ガス量試算。

材 質	表 面 積 (cm <sup>2</sup> )				放出ガス量 (Torr·l/s)
	真空箱	SM	SEE	合 計	長時間排気
SUS	$3.7 \times 10^4$	$9.4 \times 10^3$	$3.1 \times 10^4$	$7.74 \times 10^4$	$3.87 \times 10^{-6}$
Al			$7.7 \times 10^3$	$7.7 \times 10^3$	$7.7 \times 10^{-7}$
Cu		$1.1 \times 10^3$	$5.3 \times 10^3$	$6.4 \times 10^3$	$6.4 \times 10^{-7}$
VC 12 硅素鋼板		$2.7 \times 10^2$		$2.7 \times 10^2$	$2.7 \times 10^{-7}$
フェライト		$8.2 \times 10^2$		$8.2 \times 10^2$	$8.2 \times 10^{-7}$
セラミック		$3.7 \times 10^2$	$1.1 \times 10^2$	$4.8 \times 10^2$	$4.8 \times 10^{-7}$
ガラスエポキシ板		$3.1 \times 10^2$		$3.1 \times 10^2$	$1.55 \times 10^{-5}$
バイトン	$2.7 \times 10^2$			$2.7 \times 10^2$	$1.35 \times 10^{-5}$
タングステンレニウム			$2.5 \times 10^2$	$2.5 \times 10^2$	
全容積 ; 385.5 l				$9.39 \times 10^4$	$3.59 \times 10^{-5}$
	"	ME <sub>1</sub>		合 計	長時間排気
SUS	$2.6 \times 10^4$	$5.5 \times 10^3$		$3.15 \times 10^4$	$1.58 \times 10^{-6}$
Ni メッキ		$1.2 \times 10^3$		$1.2 \times 10^3$	$1.2 \times 10^{-7}$
Cu		$7.2 \times 10^2$		$7.2 \times 10^2$	$7.2 \times 10^{-8}$
VC 23 ガラステープ		$2.1 \times 10^3$		$2.1 \times 10^3$	$2.1 \times 10^{-6}$
バイトン	$2.0 \times 10^2$			$2.0 \times 10^2$	$1.0 \times 10^{-5}$
全容積 ; 225.5 l				$3.52 \times 10^4$	$1.39 \times 10^{-5}$
	"	SME		合 計	長時間排気

第4表 続き。

	材 質	表 面 積 (cm <sup>2</sup> )			放出ガス量 (Torr・l/s)	
		真空箱	ME <sub>2</sub>	K <sub>1</sub>	合 計	長時間排気
VC 56	SUS	2.3 × 10 <sup>4</sup>	6.6 × 10 <sup>3</sup>		2.96 × 10 <sup>4</sup>	1.48 × 10 <sup>-6</sup>
	Ni メッキ		4.2 × 10 <sup>3</sup>		4.2 × 10 <sup>3</sup>	4.2 × 10 <sup>-7</sup>
	SIOU		5.8 × 10 <sup>2</sup>		5.8 × 10 <sup>2</sup>	5.8 × 10 <sup>-7</sup>
	Cu		3.5 × 10 <sup>3</sup>		3.5 × 10 <sup>3</sup>	3.5 × 10 <sup>-7</sup>
	ガラステープ		1.7 × 10 <sup>4</sup>		1.7 × 10 <sup>4</sup>	1.7 × 10 <sup>-5</sup>
	バイトン	2.1 × 10 <sup>2</sup>			2.1 × 10 <sup>2</sup>	1.05 × 10 <sup>-5</sup>
	全容積 ; 181.5 l				5.51 × 10 <sup>4</sup>	3.03 × 10 <sup>-5</sup>
VC 34	SUS	3.4 × 10 <sup>4</sup>	5.5 × 10 <sup>3</sup>	1.2 × 10 <sup>4</sup>	5.15 × 10 <sup>4</sup>	2.58 × 10 <sup>-6</sup>
	Ni メッキ		1.2 × 10 <sup>3</sup>		1.2 × 10 <sup>3</sup>	1.2 × 10 <sup>-7</sup>
	Cu		7.2 × 10 <sup>2</sup>	4.5 × 10 <sup>3</sup>	5.22 × 10 <sup>3</sup>	5.22 × 10 <sup>-7</sup>
	フェライト			3.4 × 10 <sup>3</sup>	3.4 × 10 <sup>3</sup>	3.4 × 10 <sup>-6</sup>
	セラミック			4.5 × 10 <sup>2</sup>	4.5 × 10 <sup>2</sup>	4.5 × 10 <sup>-7</sup>
	ガラステープ		2.1 × 10 <sup>3</sup>		2.1 × 10 <sup>3</sup>	2.1 × 10 <sup>-6</sup>
	マイカ・エポキシ			1.6 × 10 <sup>3</sup>	1.6 × 10 <sup>3</sup>	1.6 × 10 <sup>-5</sup>
	ガラスエポキシ板			8.3 × 10 <sup>2</sup>	8.3 × 10 <sup>2</sup>	4.15 × 10 <sup>-5</sup>
	バイトン	2.7 × 10 <sup>2</sup>			2.7 × 10 <sup>2</sup>	1.35 × 10 <sup>-5</sup>
	全容積 ; 355.5 l				6.66 × 10 <sup>4</sup>	8.02 × 10 <sup>-5</sup>
		"	SMI	K <sub>2</sub>	合 計	長時間排気
VC 81	SUS	4.0 × 10 <sup>4</sup>	5.5 × 10 <sup>3</sup>	1.2 × 10 <sup>4</sup>	5.75 × 10 <sup>4</sup>	2.88 × 10 <sup>-6</sup>
	Ni メッキ		4.3 × 10 <sup>3</sup>		4.3 × 10 <sup>3</sup>	4.3 × 10 <sup>-7</sup>
	Cu		2.7 × 10 <sup>3</sup>	4.5 × 10 <sup>3</sup>	7.2 × 10 <sup>3</sup>	7.2 × 10 <sup>-7</sup>
	SIOC		6.2 × 10 <sup>2</sup>		6.2 × 10 <sup>2</sup>	6.2 × 10 <sup>-7</sup>
	フェライト			3.4 × 10 <sup>3</sup>	3.4 × 10 <sup>3</sup>	3.4 × 10 <sup>-6</sup>
	セラミック			4.5 × 10 <sup>2</sup>	4.5 × 10 <sup>2</sup>	4.5 × 10 <sup>-7</sup>
	ガラステープ		1.5 × 10 <sup>4</sup>		1.5 × 10 <sup>4</sup>	1.5 × 10 <sup>-5</sup>
	マイカエポキシ			1.6 × 10 <sup>3</sup>	1.6 × 10 <sup>3</sup>	1.6 × 10 <sup>-5</sup>
	ガラスエポキシ板			8.3 × 10 <sup>2</sup>	8.3 × 10 <sup>2</sup>	4.15 × 10 <sup>-5</sup>
バイトン				2.9 × 10 <sup>2</sup>	1.45 × 10 <sup>-5</sup>	
	全容積 ; 441.5 l				9.12 × 10 <sup>4</sup>	9.6 × 10 <sup>-5</sup>

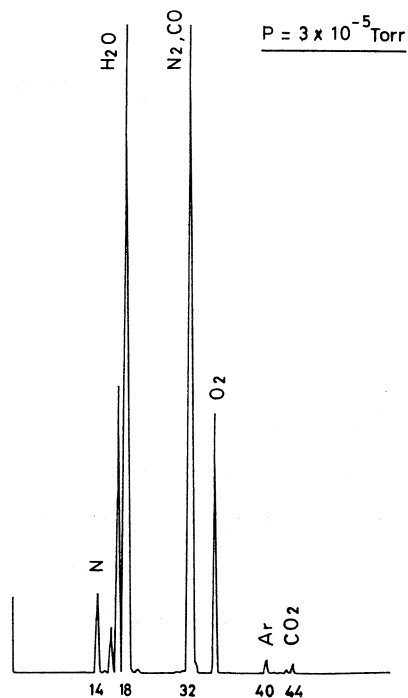
メインリングの偏向ダクトと真空チャンバー間のフランジガスケット材は、放射線ダメージを考慮してヘリコフレックスを採用し、真空チャンバーの上蓋にはバイトンOリングを使用した。

組み立て完了後の排気は、当初TMPのみを使用し、真空中の電磁石、電極の電圧を少し上昇させてはガスを放出させ、真空圧力が十分良くなってから又上昇させる様にした。

1Pは1台の電源で2台作動させており、系内の圧力が $1 \times 10^{-6}$  Torr (BAゲージで測定)に達してから起動させた。完成してから5ヶ月経過した現在は、ビームを周回している時で、 $1.9 \times 10^{-6}$  Torrの圧力を得ている。全系が完成し、各電磁石、電極を定格通り運転している時の系内残留ガス分析結果を第6図に示す。

パルスビーム・ストレッチャーの建設に当り、高エネルギー物理学研究所の高田耕治助教授、田沢七

郎技術課長、川久保忠通助手、徳本修一技術係長の方々に貴重な技術資料並びに機器の提供を受けました事を深く感謝致します。又、三菱電機神戸製作所、三菱電機制御製作所、三菱通信機製作所の多くの方々の協力を得て完成させる事が出来た事に対して深く感謝致します。



第6図 残留ガス分析結果。  
全系組み立て後に、各電磁石と電極に定格電圧を加えた時の系内残留ガス分析スペクトル

## 150 MeV 電子パルスビーム・ストレッチャー (SSTR) 用電磁石磁場測定(II)

核 理 研

吉田克久・今野 収・笹沼東一<sup>+</sup>・玉江忠明  
武藤正勝・山田和芳・菅原真澄

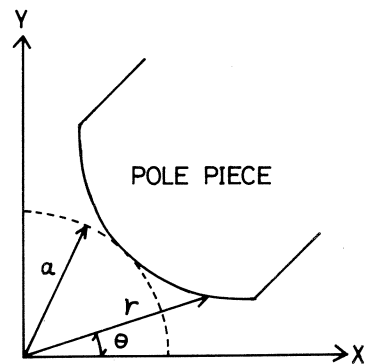
### § 1. はじめに

1980年5月以来、150 MeV 電子パルスビーム・ストレッチャー用の電磁石のうち大気中で使用される直流電磁石の磁場測定を行って来た。測定は、電磁石が実験室へ搬入された時点で行われ、特に12台の偏向電磁石については、その測定結果後にポールチップの加工が行われた。偏向電磁石に関する測定結果はすでに報告されている<sup>1)</sup>。ここでは、3台の四極電磁石及び2台の六極電磁石についての測定結果について報告する。測定した事柄は次の3点である。

- ①対称平面上の磁場分布。
- ②磁場の四極成分または六極成分の理想値からのずれ。
- ③中心軸上における磁場の四極成分または六極成分の分布。

### § 2. 電磁石の説明

四極電磁石には、パルスビーム・ストレッチャーの入射及び取り出し用ビームラインに設置されている  $Q_1, Q_6$  及び  $Q_2 \sim Q_5$  とリングに設置されている FQ がある。FQ は、リングのベータatron数補正用の電磁石である。第1図に四極電磁石の磁極面の形状を示した。六極電磁石には、リングに設置されている PHM, DC 及び HM がある。電子ビームは、PHM, DC の六極磁場により共鳴を起こしてリングから取り出される。HM はリングの六極磁場の補正用の電磁石である。第2図に六極電磁石の磁

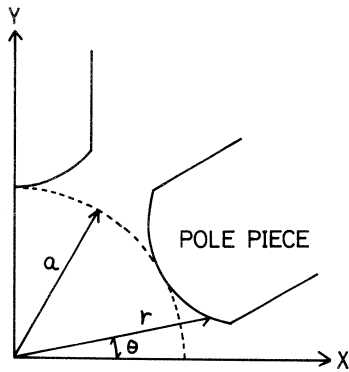


第1図 四極電磁石の磁極面  
電磁石の断面の  $\frac{1}{4}$  を示す。磁極  
面の形状は次式で与えられる。

$$r = a (\sin 2\theta)^{-\frac{1}{2}}$$

<sup>+</sup>現在 ソニー株式会社

極面の形状を示した。第1表にこれらの電磁石の規格を示した。



第2図 六極電磁石の磁極面  
磁極面の形状は次式で与えら  
れる。

$$r = a (\sin 3\theta)^{-\frac{1}{3}}$$

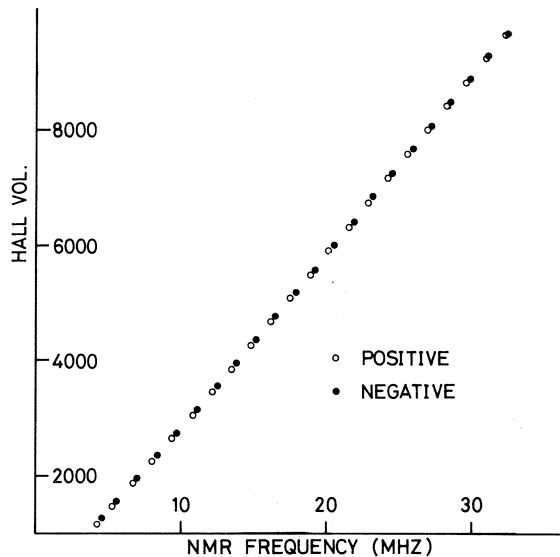
第1表 電磁石の規格。

電磁石名	開口長(2a) (mm)	実長 (mm)	コイル巻数 (turn/pole)
Q <sub>1</sub> , Q <sub>6</sub>	110	145	142
Q <sub>2</sub> ~ Q <sub>5</sub>	60	70	106
FQ	200	120	50
PHM. DC	135	165	51
HM	200	120	36

### § 3. 測定方法及び結果

#### 3.1 測定装置

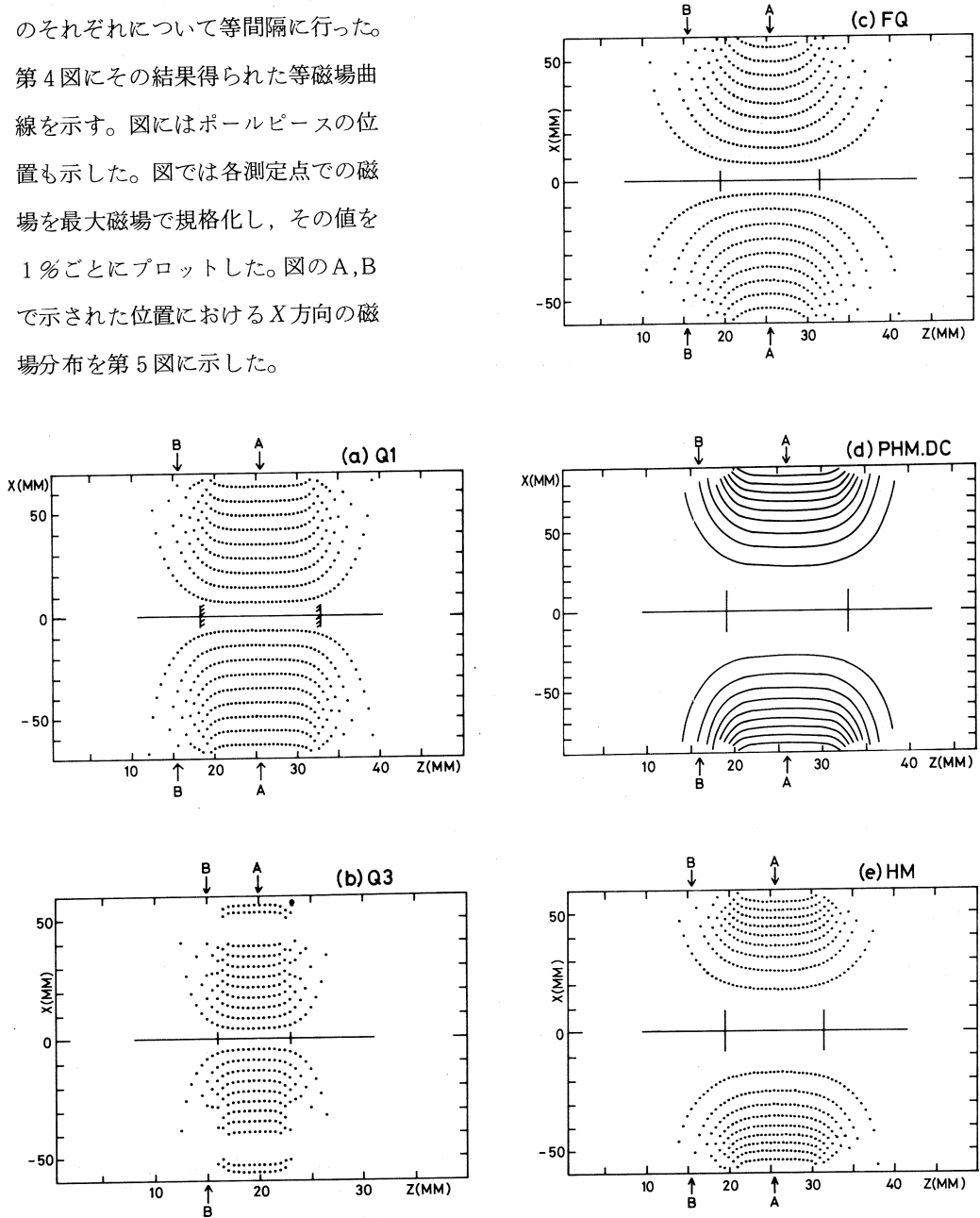
磁場分布の測定はホール素子(約2 × 2 mm<sup>2</sup>)を磁場測定台に取り付けて行った。ホール素子の校正には、プロトン核磁気共鳴を利用した磁場測定器を用いて行った。その際、校正曲線が磁場の逆転に対して対称であることを確めた。これは、四極電磁石の磁場を測定するために必要な測定である。測定結果を第3図に示す。



第3図 ホール電圧とNMR周波数の関係  
ホール電圧は絶対値で示した。磁場の逆転  
に対して対称であることがわかる。

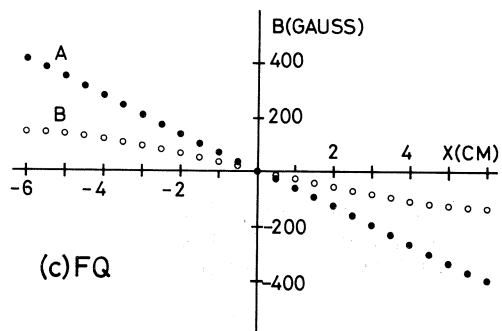
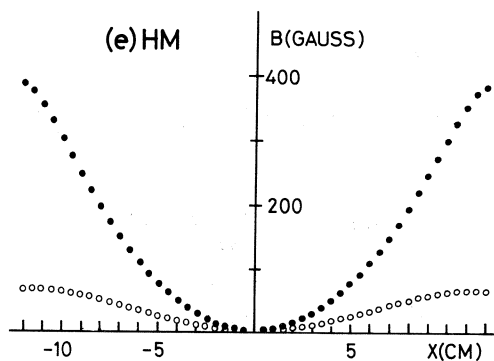
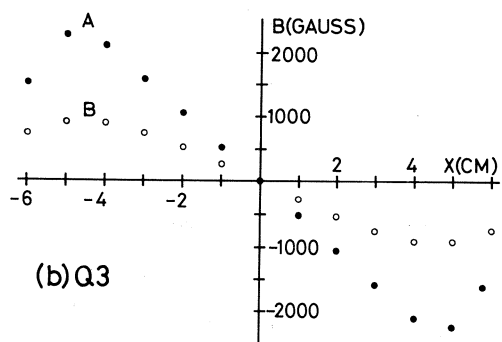
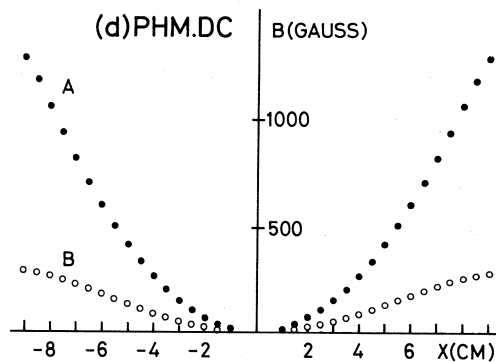
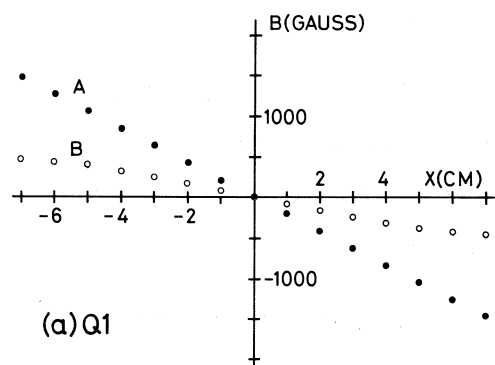
### 3.2 対称平面上的磁場分布

測定は、電磁石の中心軸を含む水平面上を横(X)方向及び軸(Z)方向のそれぞれについて等間隔に行った。第4図にその結果得られた等磁場曲線を示す。図にはポールピースの位置も示した。図では各測定点での磁場を最大磁場で規格化し、その値を1%ごとにプロットした。図のA,Bで示された位置におけるX方向の磁場分布を第5図に示した。



第4図 電磁石の磁場分布  
(a)  $Q_1$ , (b)  $Q_3$ , (c) FQ, (d) PHM. DC, (e) HM





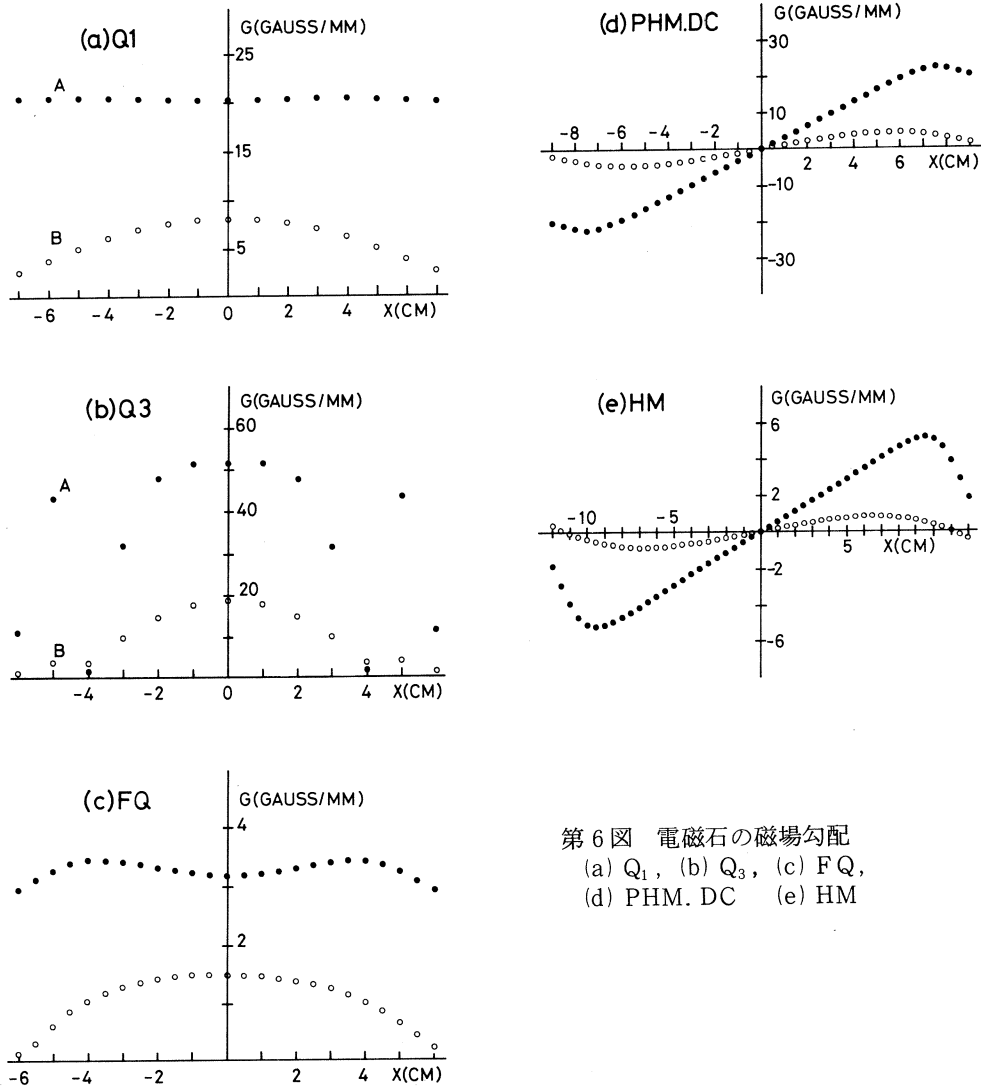
第5図 電磁石の磁場分布(本文参照)  
 (a)  $Q_1$ , (b)  $Q_3$ , (c) FQ, (d) PHM.DC, (e) HM

3.3 磁場の四極または六極成分の理想値からのずれ

電磁石の対称平面上の磁場  $B(x, z)$  は、中心軸附近で次のように展開される。

$$B(x, z) = B(0, z) + x \cdot \frac{\partial}{\partial x} B(0, z) + \frac{x^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} B(0, z) + \dots \quad (1)$$

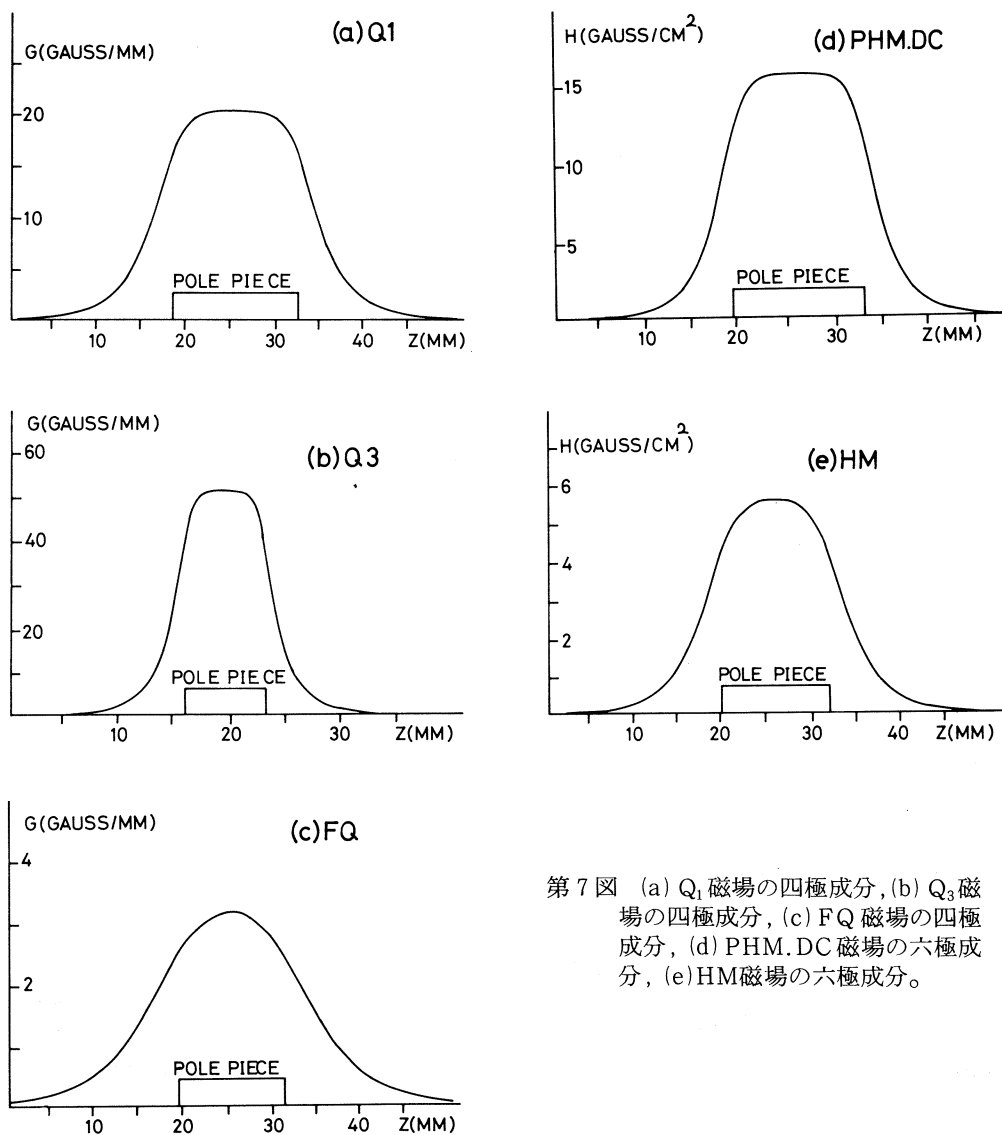
ここで、右辺の各項は左からそれぞれ、二極、四極、六極成分と呼ばれる。理想的な四極電磁石では式(1)の右辺第2項のみが零でない。また、理想的な六極電磁石では第3項のみが零と異なる。したがって、 $G(x, z) = \frac{\partial}{\partial x} B(x, z)$  が実際の磁場分布の理想値からのずれを表わす。第6図に第4図で示した位置における  $G(x, z)$  の値を示した。



第6図 電磁石の磁場勾配  
 (a)  $Q_1$ , (b)  $Q_3$ , (c) FQ,  
 (d) PHM. DC (e) HM

### 3.4 中心軸上における四極成分または六極成分

四極電磁石の磁場の四極成分及び六極電磁石の磁場の六極成分の軸方向の分布を第7図に示した。各磁場成分は磁極端から外へはみ出してゆるやかに減少するため、電磁石を通る電子の軌道は直接に運動方程式を解いて求めなければならない。ただし、四極電磁石に関しては、転送行列を用いて一次近似の軌道を求めるために、電磁石の実効長及び実効磁場勾配を求めることが可能である<sup>2)</sup> 以下にその概略を述べる。まず、実際の磁場勾配  $G(0, z)$  を用いて一次近似の運動方程式



第7図 (a)  $Q_1$  磁場の四極成分, (b)  $Q_3$  磁場の四極成分, (c)  $FQ$  磁場の四極成分, (d)  $PHM.DC$  磁場の六極成分, (e)  $HM$  磁場の六極成分。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x}{dz^2} + k^2(z)x &= 0 \\ k^2(z) &= G(0, z)/B_p \\ B_p &: \text{Magnetic Rigidity} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

を解く。式(2)の解は一般に

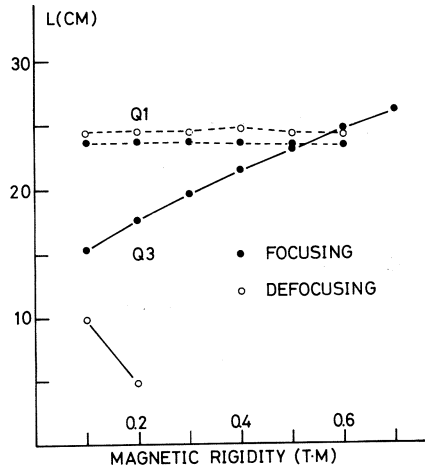
$$x(z) = C(z, z_0)x(z_0) + S(z, z_0)x'(z_0), \quad x' \equiv \frac{dx}{dz} \quad (3)$$

と書ける。ここで  $C(z, z_0)$  及び  $S(z, z_0)$  は式(2)の積分領域  $(z_0, z)$  に依存する量である。ここで

$$\left. \begin{aligned} \begin{bmatrix} x(z) \\ x'(z) \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} C & S \\ C' & S' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x(z_0) \\ x'(z_0) \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} 1 & \lambda \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos kl & \frac{1}{k} \sin kl \\ -k \sin kl & \cos kl \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \lambda \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x(z_0) \\ x'(z_0) \end{bmatrix} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

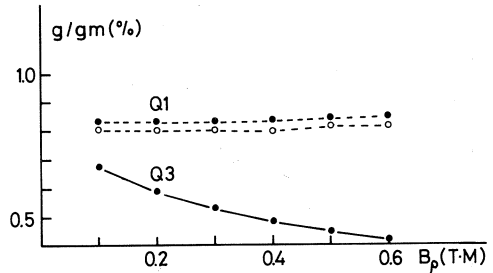
$$2\lambda = (z - z_0) - l$$

を満たす  $k$  及び  $l$  を求めれば、 $l$  が実効長、 $g = k^2 \cdot B_p$  が実効磁場勾配となる。Q<sub>6</sub> 及び Q<sub>3</sub> についての実効長 ( $l$ ) をいくつかの  $B_p$  について求めた結果を第 8 図に示した。実効磁場勾配 ( $g$ ) と電磁石の十分内側における磁場勾配 ( $g_m$ ) との比の  $B_p$  依存性を第 9 図に示した。Q<sub>3</sub> に関しては、 $l$  及び  $g$  の  $B_p$  依存性が大きくて実際の軌道計算には不適當であることがわかる。一方、Q<sub>6</sub> については、 $l, g$  共に  $B_p$  への依存性は十分小さいのでこの場合にはこれらの量は有用であることがわかった。



第 8 図 実効長 ( $L$ ) の  $B_p$  依存性。

本研究にあたり、磁場検出器駆動架台を高エネルギー研究所から提供していただき、検出器及び制御系を新規に製作して使用した。この間の御協力を頂いた高エネルギー研究所加速器部の方々に感謝します。また、電磁石の製作にあられた三菱電気株式会社の皆様に感謝致します。



第 9 図  $g/g_m$  の  $B_p$  依存性。

## 参 考 文 献

- 1) 吉田克久他：核理研研究報告 **14** (1981) 107.
- 2) K.G. Steffen：“High Energy Beam Optics”，John Wiley & Sons(1965)

# 150MeV 電子パルスビーム・ストレッチャー(SSTR) の制御系

核 理 研

武藤正勝・柴崎義信・今野 収  
玉江忠明・菅原真澄

## § 1. はじめに

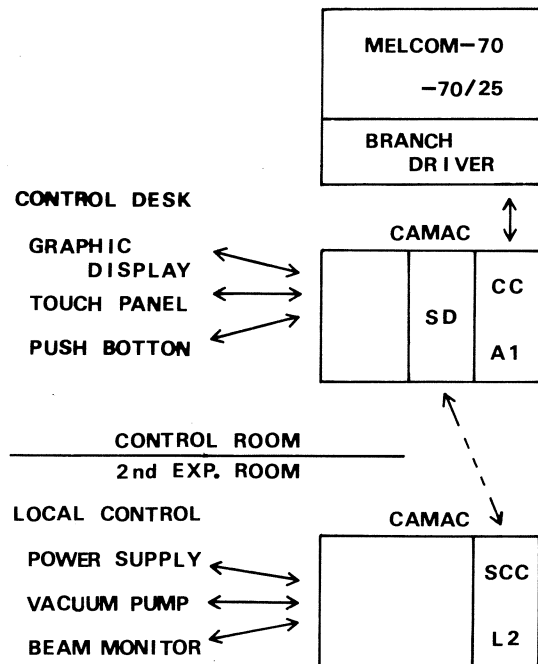
核理研のパルスビーム・ストレッチャー(SSTR)は、昨年12月に試運転に成功して以来、今年3月まで動作試験が行われた。その間、制御系は当初心配したパルス電源からのノイズの影響をほとんど除去でき、ほぼ順調に動作してきた。ここでは、制御系全体の概要について報告する。

## § 2. 構 成

制御系には制御用コンピュータを中心にした新しい形の制御方式を取り入れた。それは次の様な理由からである。①制御卓にグラフィックディスプレイやタッチパネルを使うことにより、運転方法の確立に合せてコンソールを操作しやすいものに改善することが容易である。②運転データの記録、保存が容易である。③蓄積した運転データやそれらをもとにして計算した値などから、パラメータが再現性よくセットできる。④制御室とSSTR間に敷設するケーブルを極力少なくできる。

第1図に示す様に、制御系は制御室に在る制御用コンピュータと制御卓、その両者を結ぶインターフェースとしてのCAMAC、それに第2実験室に置いて電源などにつながるCAMACや補助制御回路で構成されるローカル制御盤から成る。

電磁石の電流値や真空圧力は計算機に読



第1図 制御系の構成。

み取られ、制御卓上のディスプレイなどに表示される。また、オペレータによる電磁石の電流値やビームのプロファイルを観測するためのビームモニタ（マグネシア板）の位置の可変は、制御卓上のタッチパネル、プッシュボタンからコンピュータを經由して制御される。

## 2.1 コンピュータシステム

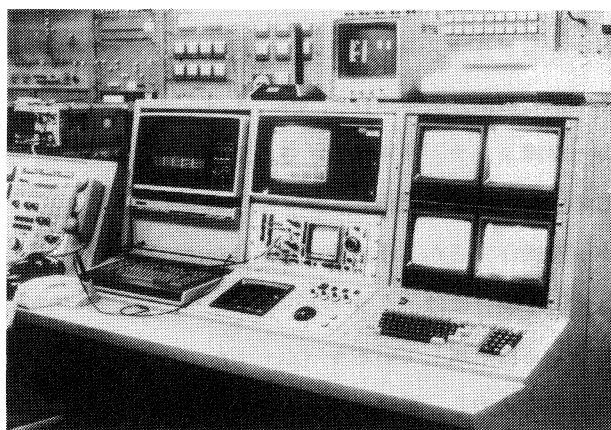
制御用のコンピュータはMELCOM-70(M-70)とMELCOM-70/25(M-70/25)の2台である。このシステムはリニアックの運転監視をするために50年～54年に導入したもので、今まではデータロギングや制御のテストなどに使っていた。今回はこれにSSTRの制御に必要なCAMAC関係の機器を新たに付け加えた。M-70/25はランチドライバー、ランチハイウェイ、タイプA<sub>1</sub>クレートコントローラを通じてクレートとつながっていて、主に運転データの収集や制御のための命令の転送などの様な高速度で処理する仕事を行っている。M-70はM-70/25と結合装置を介して結ばれ、M-70/25から送られてくる運転データのプリント出力やディスクへのファイル処理、プログラムの開発などを行っている。

制御室と第2実験室は150m(ケーブル長)離れている。この間のデータや命令の転送にはCAMACのシリアルハイウェイを採用した。この方式は長距離のデータ転送に広く使われていて、バイト単位でのパリティチェックとメッセージ単位でのエンドサムチェックにより伝送の信頼性は高く、ノイズ源の多い環境などでの使用に適している。

1Mビット/秒のビットシリアルの高速度と回線の品質を確保するために、両送信端にはEIA-422\*に準拠したラインドライバーを使い、両受信端には超高速光結合アイソレータを使った。

## 2.2 制御卓

制御卓の様子を第2図に示す。制御卓中央の上段にグラフィックディスプレイ、波形モニタ用オシロスコープ、下段にはタッチパネル、プッシュボタン、トリガ信号のタイミングを調整するダイヤルなどがあり、その右側上段にはビ



第2図 制御室にあるSSTR制御卓。

\* EIA(Electronic Industries Association)が定めたデータ通信の標準インターフェース規格

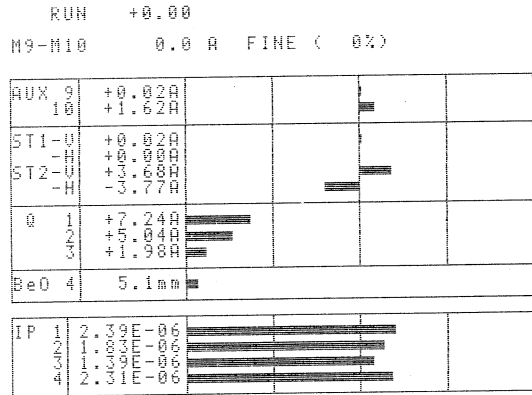
ームモニタを観測するモニタテレビ，下段にはグラフィックディスプレイに附属するキーボード，更に制御卓左側にはリニアックの運転状態を示すディスプレイが置かれている。

電磁石の電流値やリング内の真空圧力，ビームモニタの位置などの運転に必要なデータはグラフィックディスプレイに表示する。その一例としてビームをリングへ入射する時の画面を第3図に示す。ディスプレイにはグラフィック機能の優れているパーソナルコンピュータを使っている。これをCAMACの通信回線用モジュールとつなぎ，M-70/25からは画面の内容に応じて必要なデータだけを転送してもらい，それをディスプレイ側で処理をして，画面を組立てている。ディスプレイ側での処理にBASIC言語を使い，インタープリタでテストし，最終的にはコンパイラを使って実行形式に変換している。この方式によりM-70/25側の負担が著しく軽減でき，画面の表示の変更にも簡

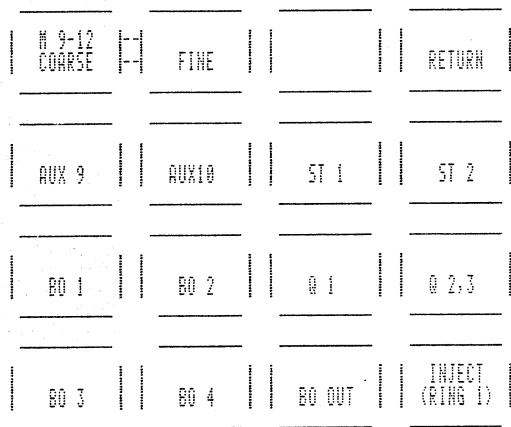
単に対処できる。

タッチパネルには，制御される電源の名前など1画面に16項目が表示され，これが入射から取出しまで運転手順に従って9ページ分用意してある。まず，オペレータは表示してある目次の中から必要な制御箇所のページを選択する。第4図はビーム入射時のページを示し，このときグラフィックディスプレイには第3図の画面が表示される。更に，オペレータはタッチパネルに表示された項目の中から機器を選択し，プッシュボタンを操作するか，予め設定値が分かっている場合には，グラフィックディスプレイに附属しているキーボードから数値を入力し，電流やビームモニタの位置を制御する。

タッチパネルは赤外線の発光ダイオードとフォトトランジスタの組合により選択された項目(画面上の指の触れた



第3図 グラフィックディスプレイの表示例。



第4図 タッチパネルの表示例。



位置)が読み取られる様になっている。

ビームモニタからのビームプロファイルを写し出す映像は、操作するビームモニタをタッチパネルで選択することにより連動して切換えられ、制御卓上の4台のモニタテレビに映し出される。

制御卓にはこの他に電源、真空ポンプなどのインターロック状態を表示する専用のディスプレイがあり、電源が何んらかの原因でダウンしたときにはその電源と原因(制御室から復旧できるものだけ)を表示すると共に、警報音によってオペレータに知らせている。

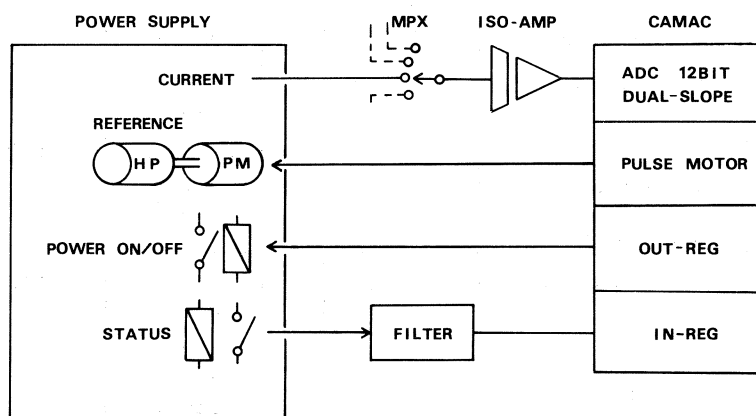
### 2.3 ローカル制御盤

ローカル制御盤につながっている信号の種類と数は次の通りである。

電流, 真空圧力, モニタの位置の表示など	54 点
電源の故障表示など	32 点
電流, モニタの位置の制御	50 点
電源の ON/OFF, 極性切替えなどの制御	35 点

電源とCAMACとの接続の様子を第5図に示す。電源の出力電流値はマルチプレクサ(MPX)によって切換えられ、絶縁アンプ(ISO-AMP)を経てA-D変換される。ADCには12ビットの2重積分型を使った。1台のADCに対して最大8台の電源がMPXにつながっている。偏向電磁石の場合には、電流の読み取り精度が12ビットでは不足なため、10進4桁のパネルメータとインプットレジスタモジュール(IN-REG)の組合せで電流をモニタしている。

パルス電源については、電源とMPXの間にピークホールド回路を入れてピーク電流を読み取り、



第5図 電源とCAMAC系との接続。

真空圧力を表わすイオンポンプのイオン電流については、ISO-AMPとADCの間にログアンプを入れて読み取っている。

電流の制御はパルスモータでヘリポットを回転させて行う。この方式にはコンピュータやCAMAC系が故障しても電源は何んらその影響を受けることはなく、再起動後、直ちに運転が継続できる利点がある。

電源のON/OFFや偏向電磁石の補助電源、ステアリングコイル電源の極性切替は、アウトプットレジスタモジュール(OUT-REG)の出力で電源内のリレーを駆動して行う。電源の極性切替にはオペレータが直接それに介在することなく、電流値がゼロになったとき切替わる様にコンピュータのプログラムで処理している。

電源の故障表示はリレーの接点信号で伝えられ、チャタリングを除去するフィルター回路を経てIN-REGでモニタされる。

この他に、ローカル制御盤にはインターロック回路やパルス電源へのトリガ増幅回路、テレビカメラの映像切換回路、PHM-RCマグネットに電流波形を与える波形発生回路などがある。

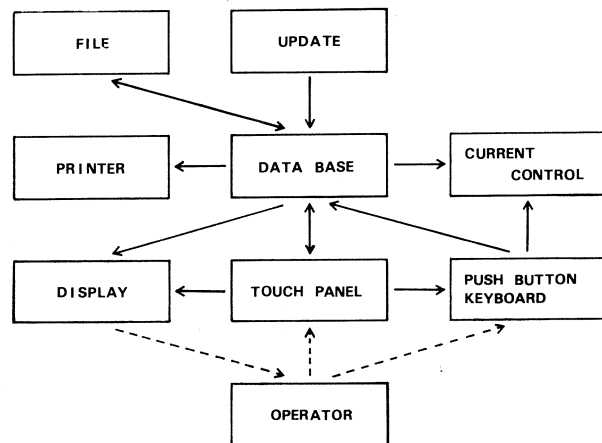
### § 3. ソフトウェア

制御用アプリケーションプログラムはM-70を使って開発する。システムの起動の際には、アプリケーションプログラムはシステムモニタなどと一緒にM-70からM-70/25ヘリモートIPLの機能によって転送され、運転が開始する。

SSTRの制御プログラムは第6図に示すように、データベースを中心に、これを取り巻くいくつかのタスクで構成している。

データベースは各機器の現在値や状態、表示の際の補正係数、電源の特性に応じたパルスモータのパルレート、更に各電源のCAMACアドレスなど制御に必要なデータを集約したもので、いずれのタスクからもアクセスできる。

ADCからのデータは約3回/秒の割合で「UPDATE」タスクで読み込まれる。「DISPLAY」タス



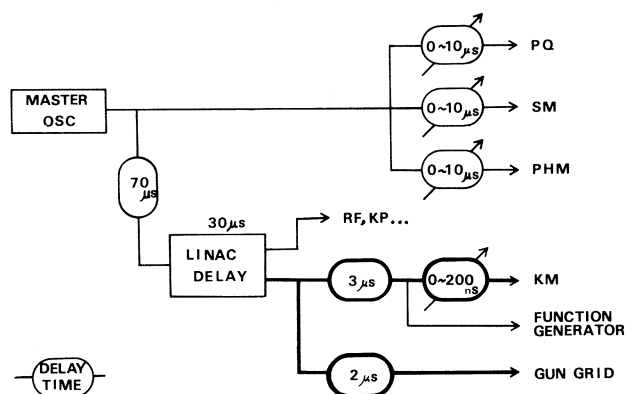
第6図 ソフトウェアの構成。

クが数値を補正し、グラフィックディスプレイ上に表示する。オペレータによる電流などの制御は「CURRENT CONTROL」タスクがおこない、特にキーボードから数値を入力して制御をする場合には、このタスクは設定値と現在値を比較して、電源の極性を切替えたり、制御量に応じてパルスレートを変えたりしながら、スムーズに設定値に達するように制御している。

アプリケーションプログラムはほとんどアセンブラを使って開発した。

#### § 4. トリガ系

トリガ信号はリニアックのトリガ系のうち電子銃系統の一部とオシレータを改造し、更にSSTR関係のトリガ遅延回路などを設けて信号を発生させている。第7図にブロックダイアグラムを示す。図の中で、可変できる遅延回路は制御卓に組み込まれている。



第7図 トリガ系のブロックダイアグラム。

トリガ信号には低速と高速の2系統あって、低速トリガはPQ, SM, PHMの各電源に供給され、これはビームより約100 μs先行する。この信号の出力には通信回線用の平衡伝送用ドライバーを使い、電源側ではフォトカプラを使って受信している。

高速トリガはキッカーマグネット電源と電子銃グリットに供給するもので、第7図の太線の部分がこの系統である。このトリガ信号では、キッカーへの信号と電子銃グリットへの信号との時間差のジッターが極力小さくなるように配慮した。この系の出力のドライバーには、スルレート6000 V/μsの高速バッファアンプを使うなどして、ジッターを1 ns以下に抑えた。高速トリガを電源側ではパルスランスで受信している。

#### § 5. 最後 に

まもなく本格的に実験に供する運用が始まるが、テスト運転の結果を基に、更に操作しやすくするためのプログラムの改造を進めている。

今のところ運転はオペレータによる“look-and-adjut”の範囲から出ないが、今後データの蓄積によって一歩進んだ制御が出来る様になりたいと考えている。

## 加速器材料等の誘導放射能

核理研

榎本和義・今野 収・八木益男

### § 1. 序

近年、我が国においても、大型粒子加速器の建設や計画が推進されつつあるが、それに伴ない加速器の材料とくにビームダクト等に誘導される放射能は、作業時における放射線被曝対策上重要な問題となってきた。従来、ビームチャンバやフランジ材料としてはステンレス鋼が用いられてきたが、鉄・ニッケルおよびクロムを構成元素とするステンレス鋼では誘導放射能が高く、また放射性核種の寿命も長いものが多いなどの問題があった。その点、アルミニウムのような軽金属は放射性核種が生成しても非常に短寿命のものが多いと予想され加速器材料としてにわかには有望視されるにいたってきた。そこで核理研の将来計画では従来用いられてきたステンレス鋼をやめてアルミニウム合金を採用することがとりあげられたが、既に高エネルギー物理学研究所においてはアルミニウム合金製の超高真空システムが開発され<sup>1)</sup>、TRISTAN計画で実用化の段階に達している。アルミニウム合金は高真空材料としてステンレス鋼に比べ軽量であり、加工性、熱伝導性などの点でも優れた特徴を有していることはこれまでの報告<sup>1,2)</sup> から明らかであるが、誘導放射能に関してはいまだ定性的な検討しかなされていないのが現状である。

そこで本研究では電子線型加速器によりステンレス鋼およびアルミニウム合金中に誘導される放射能について、放射線安全管理の立場から比較検討することを試みた。

### § 2. 実 験

#### 2.1 試 料

ステンレス鋼としては、従来真空用チャンバやフランジに用いられてきたSUS 304を、またアルミニウム合金としてはチャンバ材料に適したNo. 5052 H3, No. 6063 T6およびフランジ材料に適したNo. 2219 T87, ANP-79 (7000番相当)を選んだ。これらの典型的な元素組成は第1表に示した。

試料は板状のものをそれぞれ一辺5 mmに切断し、高純度アルミニウムはくはく包み、重ね合わせたうえで石英管に封入した。

第1表 Typical elemental composition (%) of stainless steel and aluminium alloys.

	Mg	Si	Ti	Cr	Mn	Fe	Ni	Cu	Zn	Al
SUS 304				18.6	1.7	70.5	9.2			
5052 H3	2.2-2.8	0.25	0.1	0.1	0.1	0.4		0.1	0.1	Remainder
6063 T6	0.45-0.9	0.2-0.6	0.1	0.1	0.1	0.35		0.1	0.1	Remainder
2219 T87	0.02	0.2			0.2-0.4	0.3		5.8-6.8	0.1	Remainder
ANP 79	2.6		0.1					0.7	4.3	Remainder

## 2.2 照射および測定

30MeV および 200 MeV で照射を行なった。30MeV 照射はいわゆる I 系の RI 製造コースを利用した。また 200 MeV 照射は本体室内の直線コース (IV 系) を利用した。電子ビームはパルス幅 3  $\mu$ s, くり返し数 300 pps で加速され, その平均電流はおよそ 100  $\mu$ A であった。加速電子ビームは空気中に引き出し, 水冷ターゲットホルダー内の厚さ 2 mm (0.7 輻射長) の白金板により制動輻射線に転換した。試料を封入した石英管は白金板の直後におき, それぞれ 1 時間照射した。

照射後, 表面線量の測定には Aloka 社製シンチレーションサーベイメータ TCS-121 C 型を用い, 100 keV 以上の  $r$  線を測定した。 $r$  線スペクトルの測定は Ortec 社製 Ge(Li) 半導体検出器 (効率 12.3%, 分解能 1.9 keV) を日本原子力事業製コンピューター付マルチチャンネルアナライザーシステムに接続して行なった。 $r$  線のピーク効率曲線は, あらかじめフランス LMRI 製の各種標準線源を用い最小自乗法により求めた。生成した放射性核種の定性および定量には, 文献 3 を参考にした。

## § 3. 結果および考察

### 3.1 30 MeV および 200 MeV 照射で生成する放射性核種とその主な反応

電子線型加速器により生成する放射性核種の場合, 高エネルギー電子線による直接的核反応よりも, 物質中で発生する制動輻射線による光核反応によるものの寄与が大きい。30MeV を最大エネルギーとする制動輻射では, 主に ( $r, n$ ) 反応が生じ, 軽元素の場合 ( $r, p$ ) 反応も同程度に生じる。質量数が 50 を越えると ( $r, 2n$ ) 反応もよく観測されるようになる。

200 MeV とエネルギーが高くなると, 上記に加えて多粒子放出反応が生じるために生成する放

放射性核種の種類は増加し、また同一の放射性核種が様々な核反応の結果生じることになる。それぞれの核反応の寄与する割合はターゲット核の存在度と反応の起こりやすさに依存する。アルミニウム合金およびステンレス鋼中に生成した比較的長寿命の放射性核種とその反応を、30 MeVについては第2表に、また200 MeVについては第3表に示した。アルミニウム合金の場合、30 MeVでは主成分のアルミニウムから光核反応による放射性核種は生成しないが、光中性子により2次的に誘導される $(n, \alpha)$ 反応で $^{24}\text{Na}$ が生成する。しかし、1%前後共存するマグネシウムの $(r, p)$ 反応の方がはるかに起こりやすく、 $^{24}\text{Na}$ 生成量への寄与は同程度かそれ以上となる。200 MeVになると、 $^{27}\text{Al}(r, 2p)^{24}\text{Na}$ 反応のために $^{24}\text{Na}$ の生成量は著しく増加し、長寿命核種である $^{22}\text{Na}$ も $(r, \alpha n)$ および $(r, 2p3n)$ 反応により生成する。また共存するチタン、鉄、銅および亜鉛などから生成する放射性核種も無視できない。

第2表 Nuclear data on 30 MeV bremsstrahlung irradiation

Nuclide	Half - life	Nuclear reaction
$^{22}\text{Na}$	2.602 y	$^{24}\text{Mg}(r, pn)$
$^{24}\text{Na}$	15.02 h	$^{25}\text{Mg}(r, p)$ , $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$
$^{46}\text{Sc}$	83.8 d	$^{47}\text{Ti}(r, p)$ , $^{48}\text{Ti}(r, pn)$
$^{47}\text{Sc}$	3.42 d	$^{48}\text{Ti}(r, p)$
$^{48}\text{Sc}$	43.7 h	$^{49}\text{Ti}(r, p)$
$^{48}\text{V}$	15.976 d	$^{50}\text{Cr}(r, pn)$ , $^{50}\text{Cr}(r, 2n)$ $^{48}\text{Cr} \xrightarrow{\beta^+, \text{EC}}$
$^{51}\text{Cr}$	27.70 d	$^{52}\text{Cr}(r, n)$
$^{52}\text{Mn}$	5.59 d	$^{54}\text{Fe}(r, pn)$ , $^{54}\text{Fe}(r, 2n)$ $^{52}\text{Fe} \xrightarrow{\beta^+, \text{EC}}$
$^{54}\text{Mn}$	312 d	$^{55}\text{Mn}(r, n)$ , $^{56}\text{Fe}(r, pn)$
$^{56}\text{Co}$	78.8 d	$^{58}\text{Ni}(r, pn)$ , $^{58}\text{Ni}(r, 2n)$ $^{56}\text{Ni} \xrightarrow{\text{EC}}$
$^{57}\text{Co}$	271 d	$^{58}\text{Ni}(r, p)$ , $^{58}\text{Ni}(r, n)$ $^{57}\text{Ni} \xrightarrow{\beta^+, \text{EC}}$
$^{58}\text{Co}$	70.8 d	$^{59}\text{Co}(r, n)$
$^{56}\text{Ni}$	6.10 d	$^{58}\text{Ni}(r, 2n)$
$^{57}\text{Ni}$	36.0 h	$^{58}\text{Ni}(r, n)$
$^{67}\text{Cu}$	61.9 h	$^{68}\text{Zn}(r, p)$
$^{65}\text{Zn}$	244.1 d	$^{66}\text{Zn}(r, n)$
$^{67}\text{Ga}$	78.3 h	$^{69}\text{Ga}(r, 2n)$
$^{89}\text{Zr}$	78.4 h	$^{90}\text{Zr}(r, n)$

ステンレス鋼ではクロムから $^{51}\text{Cr}$ 、ニッケルから $^{57}\text{Ni}$ およびその娘核種の $^{57}\text{Co}$ が生じるが、これらは主に $(r, n)$ 反応に起因するため30MeVと200MeVでは生成量にほとんど差はない。 $^{54}\text{Mn}$ はマンガンおよび鉄から主に生成するが、200MeVでは鉄からの $^{56}\text{Fe}(r, pn)$  $^{54}\text{Mn}$ 反応の寄与が著しく増加する。ステンレス鋼の場合、照射直後であれば更に多くの短寿

第3表 Nuclear data on 200 MeV bremsstrahlung irradiation.

Nuclide	Half-life	Nuclear reaction
$^7\text{Be}$	53.3 d	Spallation product from Al and light elements
$^{22}\text{Na}$	2.602 y	$^{24}\text{Mg}(r, pn), ^{24}\text{Mg}(r, 2n) \xrightarrow{\beta^+} ^{22}\text{Mg}, ^{27}\text{Al}(r, \alpha n)$
$^{24}\text{Na}$	15.02 h	$^{27}\text{Al}(r, 2pn), ^{25}\text{Mg}(r, p), ^{26}\text{Mg}(r, pn), ^{28}\text{Si}(r, 3pn)$
$^{44m}\text{Sc}$	2.44 d	$^{46}\text{Ti}(r, pn), ^{47}\text{Ti}(r, p2n), ^{48}\text{Ti}(r, p3n)$
$^{46}\text{Sc}$	83.8 d	$^{47}\text{Ti}(r, p), ^{48}\text{Ti}(r, pn), ^{49}\text{Ti}(r, p2n), ^{51}\text{V}(r, \alpha n)$
$^{47}\text{Sc}$	3.42 d	$^{48}\text{Ti}(r, p), ^{49}\text{Ti}(r, pn), ^{50}\text{Ti}(r, p2n), ^{51}\text{V}(r, \alpha)$
$^{48}\text{Sc}$	43.7 h	$^{49}\text{Ti}(r, p), ^{50}\text{Ti}(r, pn), ^{51}\text{V}(r, 2pn)$
$^{48}\text{V}$	15.976 d	$^{50}\text{Cr}(r, pn), ^{50}\text{Cr}(r, 2n) \xrightarrow{\text{EC}} ^{48}\text{Cr}, ^{51}\text{V}(r, 3n)$
$^{48}\text{Cr}$	21.56 h	$^{50}\text{Cr}(r, 2n),$
$^{51}\text{Cr}$	27.70 d	$^{52}\text{Cr}(r, n), ^{56}\text{Fe}(r, \alpha n), ^{55}\text{Mn}(r, p3n)$
$^{52}\text{Mn}$	5.59 d	$^{54}\text{Fe}(r, pn), ^{54}\text{Fe}(r, 2n) \xrightarrow{\beta^+, \text{EC}} ^{52}\text{Fe}, ^{55}\text{Mn}(r, 3n)$
$^{54}\text{Mn}$	312 d	$^{55}\text{Mn}(r, n), ^{56}\text{Fe}(r, pn), ^{59}\text{Co}(r, \alpha n)$
$^{52}\text{Fe}$	8.29 h	$^{54}\text{Fe}(r, 2n), ^{58}\text{Ni}(r, \alpha 2n)$
$^{59}\text{Fe}$	44.6 d	$^{62}\text{Ni}(r, 2pn), ^{64}\text{Ni}(r, \alpha n)$
$^{56}\text{Co}$	78.8 d	$^{58}\text{Ni}(r, pn), ^{58}\text{Ni}(r, 2n) \xrightarrow{\text{EC}} ^{56}\text{Ni}, ^{59}\text{Co}(r, 3n)$
$^{57}\text{Co}$	271 d	$^{58}\text{Ni}(r, p), ^{58}\text{Ni}(r, n) \xrightarrow{\beta^+, \text{EC}} ^{57}\text{Ni}, ^{59}\text{Co}(r, 2n)$
$^{58}\text{Co}$	70.8 d	$^{59}\text{Co}(r, n), ^{60}\text{Ni}(r, pn), ^{63}\text{Cu}(r, \alpha n)$
$^{60}\text{Co}$	5.271 y	$^{61}\text{Ni}(r, p), ^{62}\text{Ni}(r, pn), ^{63}\text{Cu}(r, 2pn), ^{65}\text{Cu}(r, \alpha n)$
$^{56}\text{Ni}$	6.10 d	$^{58}\text{Ni}(r, 2n), ^{60}\text{Ni}(r, 4n)$
$^{57}\text{Ni}$	36.0 h	$^{58}\text{Ni}(r, n), ^{60}\text{Ni}(r, 3n)$
$^{64}\text{Cu}$	12.70 h	$^{65}\text{Cu}(r, n), ^{66}\text{Zn}(r, pn), ^{69}\text{Ga}(r, \alpha n)$
$^{67}\text{Cu}$	61.9 h	$^{68}\text{Zn}(r, p), ^{70}\text{Zn}(r, p2n), ^{71}\text{Ga}(r, \alpha)$
$^{67}\text{Ga}$	78.3 h	$^{69}\text{Ga}(r, 2n), ^{70}\text{Ge}(r, p2n)$
$^{89}\text{Zr}$	78.4 h	$^{90}\text{Zr}(r, n), ^{92}\text{Mo}(r, 2pn), ^{94}\text{Mo}(r, \alpha n)$

命核種が生成するはずであるがここではそれらは省き数日の冷却後も残存しているような核種のみを考慮することにした。

### 3.2 表面線量率の測定結果

第4表にステンレスおよびアルミニウム合金の30MeVおよび200 MeV照射での表面線量率の測定結果を示した。単位は1 g当たりのmR/hで表わし、また括弧内はそれぞれの測定時におけるステンレス鋼の表面線量率との比を示した。ステンレス鋼の場合、30MeVと200 MeVで表面線量率はほとんど変わらず、また2日後と約1週間後の強度比はどちらも1/5になっている。ところが、アルミニウム合金では30MeVと200 MeVをくらべると2日後で約50倍、1

第4表 Surface dose rate(mR/h·g) after bremsstrahlung irradiation.

	30 MeV, 1 h irradiation		200 MeV, 1 h irradiation	
	2 day after	7 day after	2 day after	8 day after
SUS 304	138 (1.0)	26.2 (1.0)	183 (1.0)	34.3 (1.0)
ANP 79	1.43 (0.010)	0.076 (0.0029)	67.7 (0.37)	1.2 (0.035)
6063 T3	0.90 (0.0065)	0.054 (0.0021)	52.1 (0.28)	0.69 (0.020)
5052 H3	3.40 (0.025)	0.136 (0.0052)	107 (0.58)	1.6 (0.047)
2219 T87	—	—	64.6 (0.35)	1.3 (0.038)

Value in parenthesis shows a relative dose rate to SUS 304.

週間後で約15倍程200 MeVの方が高くなっている。また、2日後と1週間後の表面線量率の減少傾向からみると30MeVでは約1/20に対し200 MeVでは約1/50と大きい減少を示している。これは、主に $^{24}\text{Na}$ が200 MeVでより多く生成したために表面線量率は著しく高くなったものの減衰は早いことを意味している。ステンレス鋼とアルミニウム合金を対比してみると、30MeVではアルミニウム合金の方がはるかに低い表面線量率を示した。したがって、低エネルギー照射の場合、表面線量の低減にアルミニウム合金は非常に効果的であるといえる。

200 MeVではそれほど著しい差はなく2日後で約1/3、8日後で約1/30であった。すなわち、高エネルギー照射では1週間程度の冷却によって、ステンレス鋼とアルミニウム合金との差は開いてくることになる。ただしこれらの結果は1時間照射の場合であって、実際の作業被曝を見積るには更に長期間にわたって照射された場合のことを考慮しなければならない。現実的には長時間の照射実験は困難であり、詳細な核種分析を行ない、そのデータをもとに長時間照射の場合を計算により推定することにした。そこで以下に $\gamma$ 線スペクトロメトリーによる生成核種の解析結果を述べる。



### 3.3 30 MeV照射による生成放射能

30 MeV, 1時間照射の場合について照射終了直後の放射能を $\mu\text{Ci/g}$ 単位で表わしたのが第5表である。 $^{56}\text{Co}$ ,  $^{57}\text{Co}$  および  $^{52}\text{Mn}$ などはそれぞれ  $^{56}\text{Ni}$ ,  $^{57}\text{Ni}$  および  $^{52}\text{Fe}$ からの流れ込み

第5表 Radioactivities ( $\mu\text{Ci/g}$ ) produced by irradiation with 30 MeV bremsstrahlung for 1 hr.

Nuclide	SUS 304	5052 H3	6063 T6	ANP 79
$^{22}\text{Na}$	—	0.0013	0.00076	0.0010
$^{24}\text{Na}$	—	16.1	3.3	2.0
$^{46}\text{Sc}$	—	—	0.00039	0.00067
$^{47}\text{Sc}$	—	0.058	0.073	0.12
$^{48}\text{Sc}$	—	0.015	0.0052	0.0091
$^{48}\text{V}$	0.006	—	—	—
$^{51}\text{Cr}$	49	0.54	0.0084	0.0062
$^{52}\text{Mn}$	0.05	—	—	—
$^{54}\text{Mn}$	0.55	0.017	0.0055	0.0047
$^{56}\text{Co}$	0.14	—	—	—
$^{57}\text{Co}$	2.4	0.0014	0.0013	0.0019
$^{58}\text{Co}$	0.43	0.00049	0.00025	0.00055
$^{56}\text{Ni}$	0.24	—	—	—
$^{57}\text{Ni}$	174	0.051	0.054	0.11
$^{67}\text{Cu}$	—	0.026	0.010	0.013
$^{65}\text{Zn}$	—	0.0030	0.0006	0.0010
$^{67}\text{Ga}$	—	0.022	0.019	0.034
$^{89}\text{Zr}$	—	0.026	0.023	0.013

の寄与を含んだ値を照射終了時に外挿したものである。アルミニウム合金で14核種、ステンレス鋼で9核種の定量を行なった。ピコキュリーオーダーの値は10%以上の計数誤差を含んでいるものが多かった。

アルミニウム合金の場合, 5052ではマグネシウムからの $^{24}\text{Na}$ , クロムからの $^{51}\text{Cr}$ の放射能が他に比べて強かった。また,  $^{54}\text{Mn}$ も他の3倍程度を示した。ANP 79ではチタンからの $^{47}\text{Sc}$ , ニッケルからの $^{57}\text{Ni}$ の放射能が比較的強く, 表には示さなかったが $^{64}\text{Cu}$ に起因すると

思われる 511 keV 消滅放射線の強さは他の 3～5 倍程度であった。 $^{65}\text{Zn}$  は他と変わらず、必ずしも第 1 表で示した元素組成を反映していない。ステンレス鋼では  $^{57}\text{Ni}$  の放射能が最も強く、ついで  $^{51}\text{Cr}$  の順となった。 $^{51}\text{Cr}$  は半減期が約 1 ヶ月と長く、また  $^{57}\text{Ni}$  は壊変して長寿命の  $^{57}\text{Co}$  となるため長期にわたって高い線量率を与えることになる。このような長寿命核種は照射の都度蓄積していくために、長期間の照射ではその影響が更に大きくなる。そこで、上記の結果をもとに 1000 時間の連続照射を行なった場合の予想生成量を求め、第 6 表にその結果を示した。アルミニウム合金の場合、微量共存元素から生成する核種が顕著になり、その組成のわずかな差が残留放射能に大きく影響を与えることになる。しかしその放射能強度はステ

第 6 表 Estimation of residual radioactivities ( $\mu\text{Ci/g}$ )  
produced by irradiation with 30MeV bremsstrahlung  
for 1000 hrs.

Nuclide	SUS 304	5052 H 3	6063 T6	ANP 79
$^{22}\text{Na}$	—	1.3	0.7	1.0
$^{24}\text{Na}$	—	360	72	43
$^{46}\text{Sc}$	—	—	0.3	0.6
$^{47}\text{Sc}$	—	6.9	8.7	14
$^{48}\text{Sc}$	—	0.9	0.3	0.6
$^{48}\text{V}$	27	—	—	—
$^{51}\text{Cr}$	30400	340	5.2	3.9
$^{52}\text{Mn}$	9.5	—	—	—
$^{54}\text{Mn}$	530	16	5.2	4.5
$^{56}\text{Co}$	115	—	—	—
$^{58}\text{Co}$	2310	1.3	1.2	1.8
$^{56}\text{Ni}$	51	—	—	—
$^{57}\text{Ni}$	9100	2.7	2.8	5.7
$^{67}\text{Cu}$	—	2.3	0.9	1.2
$^{65}\text{Zn}$	—	2.8	0.7	0.9
$^{67}\text{Ga}$	—	2.5	2.1	3.8
$^{89}\text{Zr}$	—	—	2.6	1.6

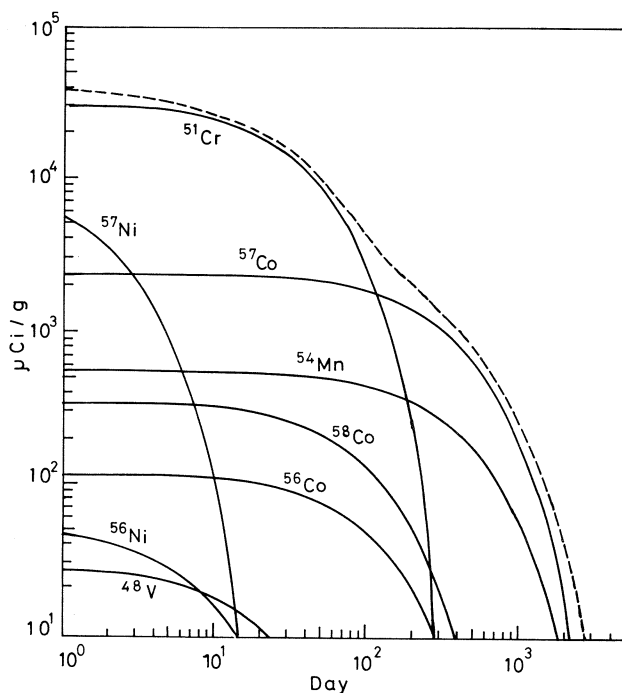
ステンレス鋼にくらべると、はるかに小さく、アルミニウム合金は長時間照射の場合に放射線量の低減に更に効果的であることがわかる。これらの誘導放射能の核種別減衰曲線の例として、SUS 304およびANP79の場合について第1図および第2図に示した。縦軸は $\mu\text{Ci/g}$ を示している。また、破線は放射能総量の減衰傾向を示したものである。第1図のSUS 304の例では、100日後までは $^{51}\text{Cr}$ 、それを越えると $^{57}\text{Co}$ が主要な放射性核種となり、放射能総量の減衰曲線はほとんどこれら2核種の壊変に依存していることがわかる。

ANP 79の場合、3日後までは、 $^{24}\text{Na}$ と $^{47}\text{Sc}$ 、10日以上では $^{54}\text{Mn}$ と $^{51}\text{Cr}$ 、そして100日以上では、 $^{54}\text{Mn}$ 、 $^{57}\text{Co}$ および $^{22}\text{Na}$ が比率としては高いが、ステンレス鋼に比べるとかなり複雑である。

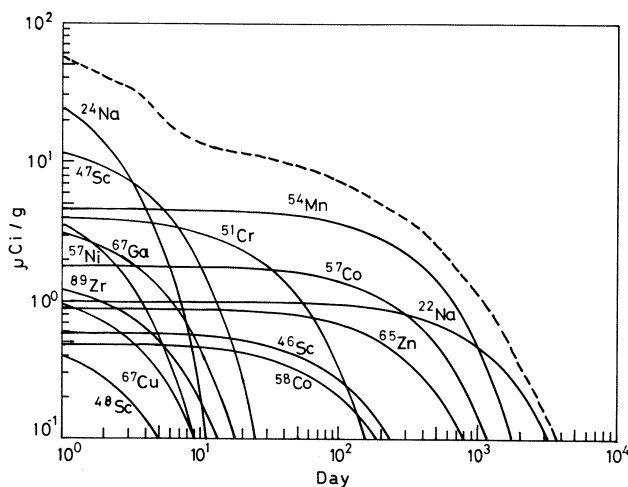
### 3.4 200 MeV照射による誘導放射能

200 MeVについても30 MeVと同様のことを試みた。まず1時間照射の結果を第7表に示した。アルミニウム合金で21核種、ステンレス鋼で14核種の定量を行なった。

それぞれで核種の種類は30 MeV照射の場合の1.5倍になっている。アルミニウム合金の場合著



第1図 Decay curve of induced radionuclides in stainless steel (SUS 304) by irradiation with 30 MeV bremsstrahlung for 1000 hrs.



第2図 Decay curve of induced radionuclides in aluminium alloy (ANP 79) by irradiation with 30 MeV bremsstrahlung for 1000 hrs.

第7表 Radioactivities ( $\mu\text{Ci/g}$ ) produced by irradiating  
with 200 MeV bremsstrahlung for 1 hr.

Nuclide	SUS 304	5052 H 3	6063 T6	ANP 79	2219 T87
<sup>7</sup> Be	—	0.104	0.049	0.075	0.067
<sup>22</sup> Na	—	0.277	0.142	0.192	0.145
<sup>24</sup> Na	—	ND*	240	320	230
<sup>44m</sup> Sc	—	0.025	0.0052	0.014	0.014
<sup>46</sup> Sc	—	0.0035	0.0033	0.014	0.0085
<sup>47</sup> Sc	—	0.17	0.13	0.23	0.19
<sup>48</sup> Sc	—	—	0.021	0.028	0.072
<sup>48</sup> V	2.7	0.035	0.0033	0.014	0.0085
<sup>48</sup> Cr	2.5	—	—	—	—
<sup>51</sup> Cr	55	1.01	0.029	0.080	0.077
<sup>52</sup> Mn	6.2	0.036	0.015	0.064	0.069
<sup>54</sup> Mn	2.2	0.039	0.012	0.030	0.13
<sup>52</sup> Fe	9.6	—	—	—	—
<sup>59</sup> Fe	—	—	—	—	0.0087
<sup>56</sup> Co	0.91	0.0019	0.0008	0.0027	0.013
<sup>57</sup> Co	1.8	0.0025	0.0015	0.0032	0.029
<sup>58</sup> Co	0.55	0.0038	0.0014	0.0066	0.16
<sup>60</sup> Co	0.098	0.0005	—	0.0017	0.0037
<sup>56</sup> Ni	1.3	—	—	—	—
<sup>57</sup> Ni	170	0.11	0.069	0.12	0.20
<sup>64</sup> Cu	—	ND*	~130	~150	610
<sup>67</sup> Cu	—	0.034	0.017	0.022	0.049
<sup>67</sup> Ga	—	0.11	0.053	0.072	0.046
<sup>89</sup> Zr	—	0.046	0.021	0.014	0.031

\* Not determined.

しく高い放射能を示したものは<sup>24</sup>Naと<sup>64</sup>Cuだけで、それ以外の核種はマイクロキュリー以下であった。<sup>65</sup>Znは他の核種の共存のためにピーク検出のSN比が悪くここには示さなかったが、これは他の( $r, n$ )反応にもとづく核種、たとえば<sup>57</sup>Niや<sup>89</sup>Zrと同様200 MeVで

も30MeVとほとんど変わらないと予想される。 $^{24}\text{Na}$ の生成量が著しく増加し、また $^{22}\text{Na}$ や $^7\text{Be}$ などの生成も顕著であることが200 MeV照射の場合の特徴といえる。ステンレス鋼では最も生成量の高い $^{51}\text{Cr}$ と $^{57}\text{Ni}$ は30MeVとほとんど差がなく、他の核種の生成量が相対的に増加している。次に、1000時間の連続照射での予想生成量を第8表に示した。アルミニウム合金では $^7\text{Be}$ と $^{22}\text{Na}$ の生成量の増加以外に、5052での $^{51}\text{Cr}$ や2219での $^{54}\text{Mn}$ 、 $^{58}\text{Co}$ など微量共存元素から生成した核種で10  $\mu\text{Ci}$ を越えるものがみられた。ステンレス鋼の場合、 $^{48}\text{V}$ 、

第8表 Estimation of residual radioactivities ( $\mu\text{Ci/g}$ ) produced by irradiation with 200 MeV bremsstrahlung for 1000 hrs.

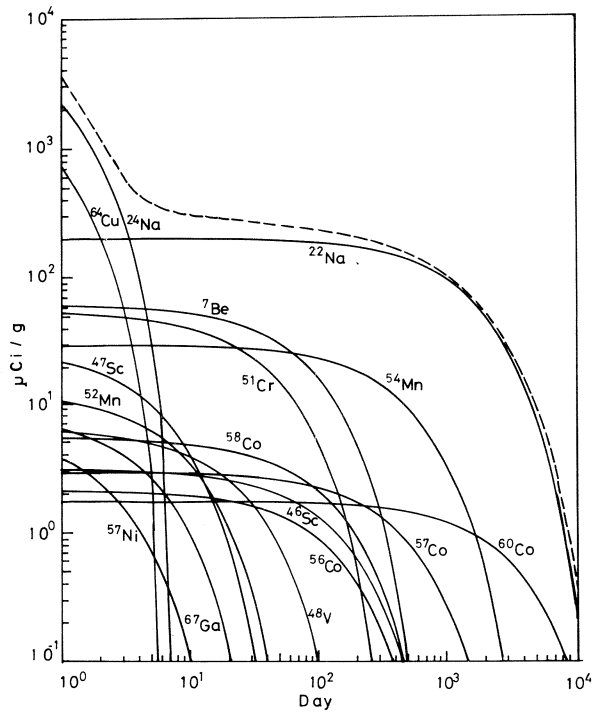
Nuclide	SUS 304	5052 H3	6063 T6	ANP 79	2219 T87
$^7\text{Be}$	—	80	38	58	52
$^{22}\text{Na}$	—	270	140	190	140
$^{24}\text{Na}$	—	ND*	5350	7030	5150
$^{44\text{m}}\text{Sc}$	—	2.1	0.44	1.2	1.2
$^{46}\text{Sc}$	—	3.0	1.2	2.1	2.6
$^{47}\text{Sc}$	—	20	15	27	23
$^{48}\text{Sc}$	—	—	1.4	1.8	4.6
$^{48}\text{V}$	1300	16	1.5	6.3	3.9
$^{48}\text{Cr}$	79	—	—	—	—
$^{51}\text{Cr}$	34100	630	18	50	48
$^{52}\text{Mn}$	1200	6.9	3.0	12	13
$^{54}\text{Mn}$	2100	37	11	29	123
$^{52}\text{Fe}$	120	—	—	—	—
$^{59}\text{Fe}$	—	—	—	—	6.4
$^{56}\text{Co}$	760	1.6	0.65	2.2	11
$^{57}\text{Co}$	1700	2.3	1.4	3.0	28
$^{58}\text{Co}$	460	3.1	1.1	5.4	135
$^{60}\text{Co}$	98	0.49	—	1.7	3.6
$^{56}\text{Ni}$	270	—	—	—	—
$^{57}\text{Ni}$	8800	5.9	3.6	6.4	10
$^{64}\text{Cu}$	—	ND*	~ 2500	~ 3000	12000
$^{67}\text{Cu}$	—	3.0	1.6	2.0	4.4
$^{67}\text{Ga}$	—	12	6.0	8.1	5.2
$^{89}\text{Zr}$	—	5.3	2.4	1.6	3.5

\* Not determined.

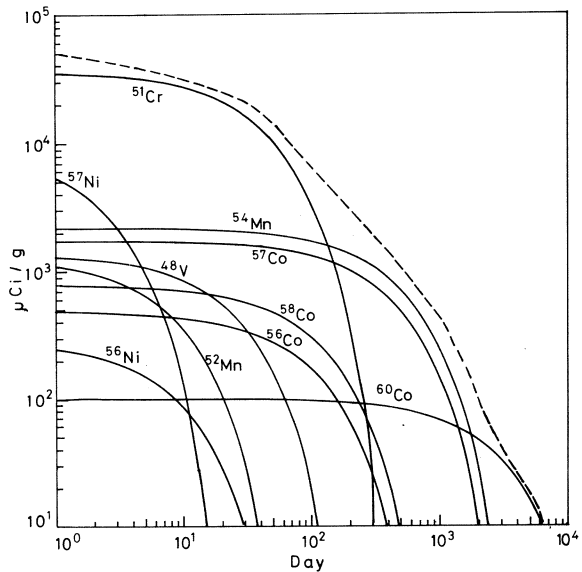
$^{52}\text{Mn}$  および  $^{54}\text{Mn}$  など多粒子放出反応に起因する核種では生成量の増加傾向が著しかった。ANP 79 および SUS 304 に生成した核種の減衰曲線を第 3 図および第 4 図に示した。SUS 304 では  $^{54}\text{Mn}$  が  $^{57}\text{Co}$  とならび 100 日以後の残留放射能に大きな割合を占めている。アルミニウム合金では 1 週間以降の残留放射能に  $^{22}\text{Na}$  の占める割合が著しく増加している。そのため放射能総量の変化は 1 週間程度までは顕著な減少を示すもののその後はほとんど減らない。このことは作業被曝よりもむしろ放射性廃棄物の問題として重要となるであろう。

### 3.5 アルミニウム合金とステンレス鋼での誘導放射能の減衰特性の比較

ここでは、3.3 および 3.4 の結果をまとめることにする。第 5 図は 30 MeV 照射での SUS 304 と ANP 79 の放射能総量の経時変化を示したものである。1 ヶ月以内ではアルミニウム合金はステンレス鋼の 1/1000 であり、この差は時間とともに少しずつ縮まるもののステンレス



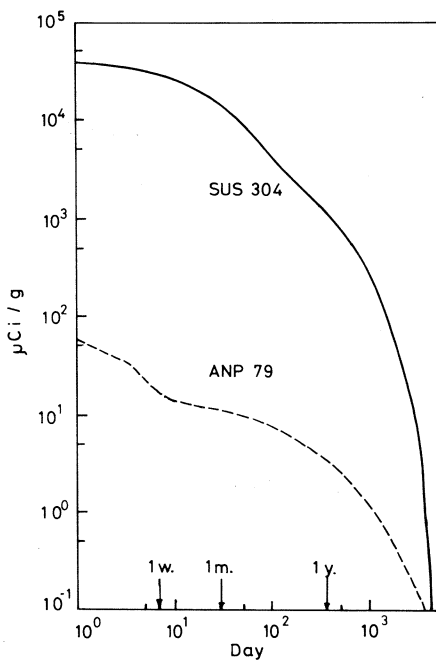
第 3 図 Decay curve of induced radionuclides in aluminium alloy (ANP 79) by irradiation with 200 MeV bremsstrahlung for 1000 hrs.



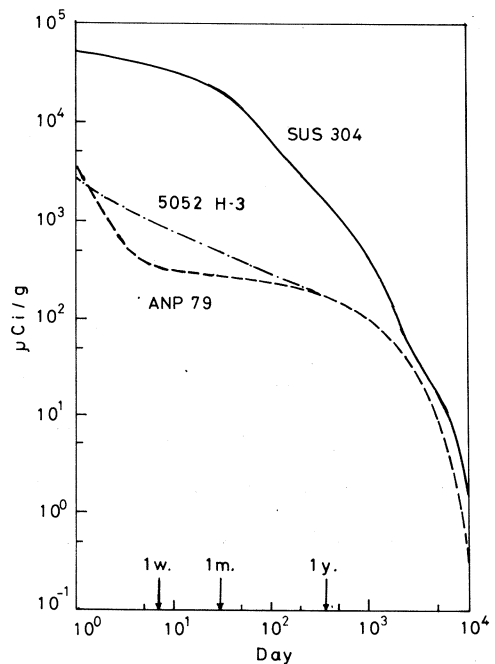
第 4 図 Decay curve of induced radionuclides in stainless steel (SUS 304) by irradiation with 200 MeV bremsstrahlung for 1000 hrs.

鋼にくらべて作業被曝をはるかに低減できることを示している。

次に 200 MeV の場合について第 6 図に示した。SUS 304 および ANP 79 に加えて、 $^{51}\text{Cr}$  の生成量の多い 5052 についても図示した。1 日後では、SUS 304 に対し両アルミニウム合金とも約 1 桁低く、1 週間後では ANP 79 は 1/100 になるのに対し、5052 は 1/30 と減衰はゆるやかである。100 日を越えると SUS 304 との差は縮まり、1000 日以上ではほとんど差がなくなっている。一般に、加速器の修理・点検は停止後数日から 1 週間程度の期間に行なわれることが多く、作業被曝では 10 日までの差が重要である。この時期はアルミニウム合金とステンレス鋼の誘導放射能の差が最も開く時点に対応しており、アルミニウム合金は 200 MeV でも被曝線量の低減化に有効であることを示している。ただし、5052 の例でもわかるように、微量に共存する金属の種類およびその量によっては効果が半減する場合も生じるので注意を要する。



第 5 図 Gross decay curves of residual radioactivities in aluminium alloy (ANP 79) and stainless steel (SUS 304) by irradiation with 30 MeV bremsstrahlung for 1000 hrs.



第 6 図 Gross decay curves of residual radioactivities in aluminium alloys (ANP 79 and 5052 H-3) and stainless steel (SUS 304) by irradiation with 200 MeV for 1000 hrs.

#### § 4. 結 論

以上述べてきたように、アルミニウム合金といえども照射エネルギーが高くなると数多くの放射性核種が生成し、また共存元素によっては放射線被曝の低減化の妨げとなる場合もでてくる。また、 $^{22}\text{Na}$  のように長期間にわたって残留放射能となる場合も示された。しかしながら、ステンレス鋼にくらべると約 1～2 桁被曝線量を下げることができる。これまで残留放射能について  $\mu\text{Ci/g}$  単位の比較を行ってきたが、アルミニウム合金はステンレス鋼に比べ比重が約 1/3 であり、単位体積あたりで比較した方がより実際的ともいえる。その場合、ステンレス鋼とアルミニウム合金との残留放射能の差は更に 3 倍のひらきを示すことになる。

本実験結果は高エネルギー陽子照射による実験の結果 200 時間後でアルミニウム合金の放射能強度がステンレス鋼のその 1/100 となった<sup>1)</sup>ということとも良く一致している。すなわちエネルギーが非常に高くなると、荷電粒子でも光子でもまたおそらく中性子でも生成核種の種類や生成比にあまり大差がなくなり、本実験結果が他の粒子加速器材料への参考試料となりうることを示している。

本研究では照射直後から数十時間までの変化はみていない。実際には緊急作業が必要な場合が生じることもありうるため、今後短寿命核種に着目して同様の実験を行なう必要があると思われる。

#### 参 考 文 献

- 1) 石丸, 堀越, 簗田, 入沢: 真空 **22** (1979) 373.
- 2) 石丸, 今野: 核理研研究報告 **14** (1980) 113.
- 3) E. Browne *et al.*: *Table of Isotopes*, ed. C. M. Lederer and V. S. Shirley (John Wiley & Sons, New York, 1978) 7th ed.



## V. 加速器・データ処理装置稼動状況

## 昭和 56 年度マシン報告

核理研マシングループ

浦澤茂一・今野 収・一戸 隆

栗原 亮・高橋重伸・柴崎義信

### 概 況

SSTR (130 MeV パルスビーム, ストレッチャー) の据付工事が完了し, 試運転の結果, 12月には 3 m sec のビームが得られた。

ECS (エネルギー圧縮装置) の第一電磁石用ダクトに水漏れが生じ, その交換のため約 1 ケ月間 II, III 系の実験を停止した。

### マシンタイム実施状況

第 1 表に示す。

第1表 マシントイム実施状況。

課 題 (申込者)	前 期		後 期		昭和56年度		備 考
	割 当	実 施	割 当	実 施	割 当	実 施	
es (鳥塚)	8	8	2	2	10	10	
es (斎藤)	6	6	6	6	12	12	
es (寺沢)	8	8	4	4	12	12	
es (藤平)	6	6	4	4	10	10	
es (前田)	4	4			4	4	
es (織原)			4	0	4	0	次年度へ繰越
es (堀田)			4	0	4	0	次年度へ繰越
rp (宮瀬)			4	4	4	4	
ra (菅原)	12	12			12	12	
ra (玉江)	8	8			8	8	
rd (種市)	4	4	4	4	8	8	
ef (前田)			4	3	4	3	残1返上
rn (阿部)	6	6			6	6	
rπ (庄田)	8	8	4	4	12	12	
rπ (Min)			10	10	10	10	
ND	16	16	15	15+1 <sup>*1</sup>	31	31+1 <sup>*1</sup>	
RI	29	29+1 <sup>*1</sup>	17	17+1 <sup>*2</sup>	46	46+1 <sup>*1</sup> +1 <sup>*2</sup>	
π-Mag	3	2	2	3+1 <sup>*1</sup>	5	5+1 <sup>*1</sup>	
SSTR			46	33	46	33	残13返上
TAG			8	4	8	4	残4返上
計	120	119+1 <sup>*1</sup>	138	113+2+1 <sup>*1 *2</sup>	258	232+3+1 <sup>*1 *2</sup>	

\*1 前年度残分

\*2 次年度繰上げ実施

## データ処理装置稼動状況

核理研計測グループ

小山田正幸・金森 浩・窪田健雄

佐藤正幸・武藤正勝

### § 1. データ処理装置

昨年より進めてきた、データ集積システムの増強工事を、7月より始めました。一部作業の遅れがありましたが、2月始めに一応終了致しました。原子核関係は10月より、NDは2月より、それぞれ新しいデータ集積装置を利用して実験を行っています。

又、オフラインデータ処理、リモートバッチも9月より新しいシステムで稼動して居ります。

第1表に用途別利用実績を示す。今年度はシステム切換、調整等があり、区分が明確でない所もあります。例えばリモートバッチの4～8月分は50/40のデータ処理に含まれています。

第1表 昭和56年度・用途別利用実績表。

(単位：時間)

機種 用途 月	OKITAC - 4500				OKITAC 50/40				OKITAC 50/60			
	データ 集	データ 積	データ 保 守 障	月 合 計	データ 集	データ 積	データ 保 守 障	月 合 計	リモート バッチ	データ 処 理	データ 保 守 障	月 合 計
4	174	9	7	190	0	165	9	174	0	0	0	0
5	330	69	4	403	0	254	3	257	0	0	0	0
6	241	40	5	286	0	310	0	310	0	0	0	0
7	168	7	19	194	0	185	5	190	0	0	0	0
8	0	0	4	4	0	180	34	214	0	0	0	0
9	0	0	5	5	0	87	7	94	4	302	9	315
10	0	0	4	4	98	109	4	211	4	270	0	274
11	0	47	4	51	65	121	7	193	4	213	0	217
12	0	227	3	230	48	255	3	306	6	173	0	179
1	0	261	4	265	54	154	0	208	2	176	0	178
2	41	139	13	193	192	18	3	213	7	231	2	240
3	125	30	5	160	26	77	0	103	4	200	0	204
合 計	1079	829	77	1985	483	1915	75	2473	31	1565	11	1607
月平均	89.9	69.1	6.4	165.4	40.3	159.6	6.3	206.1	4.4	223.6	1.6	229.6
%	54.4	41.8	3.8		19.5	77.5	3.0		1.9	97.4	0.7	

Ⅵ. 論 文 リ ス ト

## 論 文 リ ス ト

核理研共同利用の成果を核理研研究報告以外の学術雑誌に掲載された論文(1981年1月~12月)の題目を集録しました。

## I 原子核物理

1. Electroexcitation of Giant Multipole Resonances in  $^{24}\text{Mg}$ .  
K. Itoh, S. Ohsawa, Y. Torizuka, T. Saito and T. Terasawa : Phys. Rev. C **23** (1981) 23.
2. Magnetization Distribution of  $^{51}\text{V}$  Studied by Elastic Electron Scattering Through  $180^\circ$ .  
K. Arita, A. Enomoto, S. Oguro, Y. Mizuno, T. Nakazato, S. Ohsawa, T. Saito, T. Terasawa and Y. Torizuka : Phys. Rev. C **23** (1981) 1482.
3. Electroexcitation of Giant Electric-Dipole and Electric-Quadrupole Resonances in  $^{42}\text{Ca}$  and  $^{44}\text{Ca}$ .  
K. Itoh, Y. M. Shin, T. Saito and Y. Torizuka : Phys. Rev. C **24** (1981) 1969.
4. Momentum Transfer Dependence of  $^6\text{Li} (\gamma, \pi^+) ^6\text{He}$  Cross Sections.  
K. Shoda, O. Sasaki and T. Kohmura : Phys. Lett. **101 B** (1981) 124.
5. Strong Spin-Flip Transitions Observed in  $^{13}\text{C} (e, \pi^+) ^{13}\text{B}$ .  
K. Min, E. J. Winhold, K. Shoda, H. Tsubota, M. Yamazaki, M. Torikoshi and B. N. Sung : Abstracts of the Contributed Papers on IX International Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure, Versailles, 6 ~ 10 July 1981, p. 79.
6. Study of  $^{13}\text{C} (e, \pi^+) ^{13}\text{B} (\text{g. s.}), e'$ .  
K. Shoda, H. Tsubota, M. Yamazaki, M. Torikoshi, A. M. Bernstein, E. J. Winhold and K. Min : *ibid.* p. 80.
7. Momentum Transfer Dependence of  $^6\text{Li} (\gamma, \pi^+) ^6\text{He}$  Cross Sections.  
K. Shoda, O. Sasaki and T. Kohmura : *ibid.* p. 106.
8. Angular Distributions of Photo- $\pi^+$  from Light Nuclei Leaving Low-Lying

## Residual States.

M. Yamazaki, K. Shoda, H. Tsubota, M. Torikoshi and O. Sasaki : *ibid.*  
p. 115.

9. A Study of the Decay Modes of the  $g_{9/2}$  and  $i_{11/2}$  Isobaric Analog Resonances in  $^{209}\text{Bi}$  using Electrons and Bremsstrahlung.  
J. Uegaki, K. Shoda, M. Sugawara, T. Saito and H. Tsubota : *Nucl. Phys.*  
**A 371** ( 1981 ) 93.
10. The Photoproton Decay of  $^{27}\text{Al}$ .  
P. J. P. Ryan, M. N. Thompson, K. Shoda and T. Tanaka : *Nucl. Phys.*  
**A 371** ( 1981 ) 318.

## II 物性物理

1. Radial Distribution Functions of Pd-Si Alloy Glasses by Pulsed Neutron Total Scattering Measurements and Geometrical Structure Relaxation Simulations.  
T. Fukunaga and K. Suzuki : *Sci. Rep. RITU* **A 29** ( 1981 ) 153.
2. High Resolution Local Coordination in Glassy States by Pulsed Neutron Total Scattering.  
K. Suzuki, M. Misawa, T. Fukunaga and N. Hayashi : *Proc. Conf. Metallic Glasses ; Science and Technology*, ed. C. Hargitai *et al.* (Hungarian Foreign Trading Company, Budapest, 1981 ) Vol. 1. p. 327.
3. Neutron Scattering Facilities at the Tohoku University Electron LINAC.  
K. Suzuki, N. Niimura, T. Kajitani, K. Kai, Y. Endoh, S. Tomiyoshi, K. Yamada, and S. Yamaguchi ; *Proc. 4th ICANS*, 1981, p. 485
4. Development of  $^6\text{Li}$  Glass Scintillator in Japan.  
N. Niimura, A. Matsumoto, M. Kariya, and S. Hoshino ; *Proc. 4th ICANS*, 1981, p. 635.
5. Neutron TOF Diffraction Studies of  $\text{FeV}_2\text{S}_4$  and  $\text{Fe}_2\text{VS}_4$ .  
I. Kawada and H. Wada : *Physica* **105 B** ( 1981 ) 223.
6. パルス中性子による構造研究.



新村信雄, 新井正敏: 日本結晶学会誌 **23** (1981) 160.

### III 放射化学

1. Production of Carrier-Free  $^{38}\text{K}$  by means of Photonuclear Reactions.  
M. Yagi and R. Amano : Int. J. Appl. Radiat. Isotopes **32** (1981) 225.
2. A Simple and Rapid Synthetic Method for the Preparation of Carrier-Free  $^{18}\text{F}$ -ethylfluoride.  
M. Yagi, G. Izawa and Y. Murano : Radiochem. Radioanal. Lett. **49** (1981) 173.
3. Radiochemical Synthesis of New Acetylacetonate Complexes of Technetium and Their Properties.  
T. Sekine and K. Yoshihara : Radiochim. Acta **29** (1981) 139.
4. Determination of Niobium and Yttrium in GSJ Basalt by Photon Activation Analysis.  
T. Kato and K. Masumoto : Geostandards Newsletter **5** (1981) 167.
5. Self-diffusion of  $^{67}\text{Cu}$  in Copper  
S. Fujikawa and K. Hirano : *Proc. Int. Conf. Point Defect and Defect Interactions in Metals, Kyoto, 1981* (Tokyo University Press).

核理研研究報告 第15巻 第1号

1982年6月発行

発行所 東北大学理学部附属原子核理学研究施設  
仙台市三神峯1-2-1 (郵便番号982)  
電話 0222-45-2151 (代)

印刷所 株式会社 東北プリント  
仙台市立町24番24号  
TEL (63) 1166 (代)

RESEARCH REPORT OF  
LABORATORY OF NUCLEAR SCIENCE  
TOHOKU UNIVERSITY

Volume 15 Number 1 June 1982

Laboratory of Nuclear Science,  
Tohoku University,  
1-2-1, Mikamine, Sendai 982, Japan