

ISSN 0385-2105

RESEARCH REPORT
OF
LABORATORY OF NUCLEAR SCIENCE
TOHOKU UNIVERSITY

核 理 研 研 究 報 告

第 13 卷 第 2 号

1980 年 12 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なっておりません。
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、まぎらわしい太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13巻 第2号 目次

I 原子核物理

I-1 ^{90}Zr の LEOR 213

(核理研, 理学部物理*)

齋藤悌二郎, 藤平 力*, 広田 淳一*, 齋藤 健治,
鳥塚 賀治

I-2 ^9Be および ^{16}O における (e, π^+) 反応 224

(核理研, ソウル大*, 教養部**)

山崎 正晴, 成 百能*, 中原 和夫, 佐々木 修,
取越 正己, 大橋 英雄, 坪田 博明**, 庄田 勝房

I-3 $^{10}\text{B}(e, \pi^+)^{10}\text{Be}$ 反応(I) 230

(核理研, 教養部*)

山崎 正晴, 取越 正己, 佐々木 修, 坪田 博明*,
庄田 勝房

I-4 (γ, π^+) 反応微分断面積の絶対値 233

(核理研, ソウル大*, 教養部**)

佐々木 修, 山崎 正晴, 成 百能*, 取越 正己,
坪田 博明**, 庄田 勝房

I-5 $^{24}\text{Mg}(e, \alpha)$ 反応の研究 239

(核理研)

広岡 恵, 田中 俊成, 日野 威, 玉江 忠明,
菅原 真澄

II 物性物理

II-1 Neutron TOF Profiles of Fe_2VS_4 245

(無機材研)

川田 功, 磯部 光正, 岡村富士夫, 和田 弘昭

II-2	On the Coordination of Pd Atoms Surrounding a Ge Atom in Pd-Ge Alloy Glasses	249
	(金研) 林 範行, 福永 俊晴, 上野 光明, 鈴木 謙爾	
II-3	A New T-O-F Pulsed Neutron Total Scattering Spectrometer Installed at Tohoku University 300 MeV Electron LINAC	254
	(金研) 上野 光明, 三沢 正勝, 鈴木 謙爾	
II-4	Cu ₃ Mn の短距離秩序度の TOF-PSD 法による研究	261
	(理学部, 核理研*)	
	新井 正敏, 石川 義和, 新村 信雄*	
III 放射化学		
III-1	各種ゼオライトへのストロンチウムの交換吸着におよぼすホウ酸およびアミン類の影響	271
	(選研) 三村 均, 橋本 裕之, 菅野 卓治	
III-2	光核反応による無担体 ^{85m} Kr の製造	277
	⁸⁷ Rb(γ, pn) ^{85m} Kr 反応による生成収率およびその医学的有用性について—	
	(金沢大医技短, 核理研*, 金沢大核医**)	
	天野 良平, 八木 益男*, 安東 醇, 前田 敏男**, 平木辰之助, 久田 欣一**	
III-3	光核反応による無担体 ^{195m} Pt の製造	284
	(金沢大医技短, 核理研*, 金沢大RIセ**, 金沢大核医***)	
	天野 良平, 八木 益男*, 安東 醇, 森 厚文**, 久田 欣一***	
IV 加速器・測定器		
IV-1	空洞共振器型ビーム位置モニター	289
	(高工研, 東大工*, 核理研**)	
	榎本 収志, 松本 浩, 中原 和夫, 佐藤 勇, 田中 治郎, 細野 米市*, 長谷川賢一*, 斎藤 健治**,	

武藤 正勝**, 今野 収**, 小山田正幸**

IV-2 Transition Radiation によるビーム・プロファイルの観測..... 302

(高エ研, 核理研*)

桂 共太郎, 榎本 収志, 佐藤 勇, 中原 和夫,

今野 収*, 小山田正幸*

IV-3 表面障壁型SSDを用いた検出器系の性能 306

(核理研) 田中 俊成, 広岡 恵, 日野 威, 斎藤悌二郎,

菅原 真澄

V 論文リスト..... 317

I. 原 子 核 物 理

^{90}Zr の LEOR

核理研, 理学部物理*

齋藤悌二郎・藤平 力*・広田淳一*

齋藤健治・鳥塚賀治

§1. はじめに

LEOR (low-energy octupole resonance) は, Moss ら¹⁾により $E_{\alpha}=96, 115\text{MeV}$ での (α, α') 反応で ^{66}Zn から ^{197}Au の核にその存在が観測された。LEOR の励起エネルギーは $30 A^{-1/3}$ の系統性で説明され, その強さはアイソスカラー E3 和則 (E3 EWSR) の 15~20% を占めることが明らかにされた。一方, 藤平ら²⁾は核研の 65 MeV の α 粒子を使って, Ni, Zr アイソトープについて高分解能の実験を行い, LEOR の微細構造及びアイソトープ効果を見出した。 ^{90}Zr に関して, (α, α') 反応の他に (p, p') 反応による研究が二, 三あるが, 今回は相互作用の良くわかっている電子散乱の実験を行い, 特に換算遷移確率をより正確に求めることを目的とした。又 (α, α') 反応との比較から, LEOR のアイソスピン依存性についての情報も期待できる。

今回は ^{90}Zr の電子散乱の実験のうち, E3 遷移についての結果を報告する。LEOR のエネルギー領域で, E4, E5, E6 遷移も観測されたが, これについては次回に譲る。

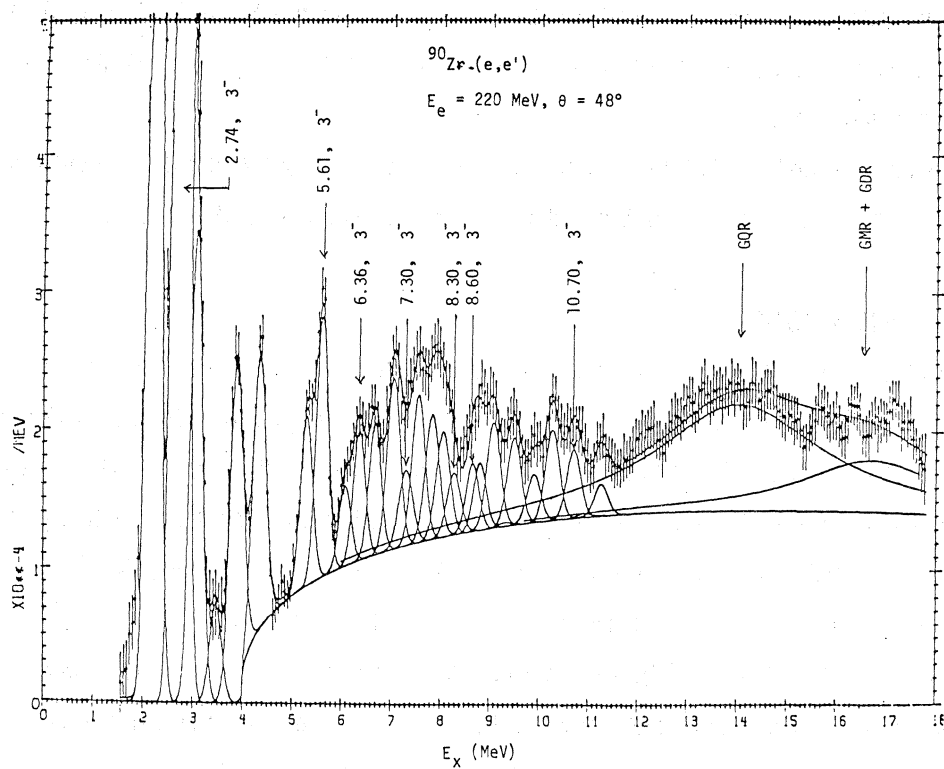
§2. 実験及び解析

核理研 300 MeV 電子リニアック及び電子散乱装置を用い, $^{90}\text{Zr}(e, e')$ の実験を行った。ターゲットは 97.5% に濃縮した厚さ 49.7 及び 7.0 mg/cm^2 の ^{90}Zr 箔を用いた。実験条件を第1表に示す。表中の有効運動量移行 q_{eff} は $E_x = 7.55\text{MeV}$ で計算したものである。LEOR の形状因子のピークは, $q_{\text{eff}} \sim 0.8\text{fm}^{-1}$ にあると予想されるが, 実験はこれを含む $0.42 \sim 1.30\text{fm}^{-1}$ の間で行った。220 MeV 35° のデータは, 2回ともマシンが途中でシャットダウンした為, 励起エネルギーで 10 MeV までのスペクトルしかとれていない。

第1図に 220 MeV 48° での輻射補正後の散乱電子のスペクトル及びピーク分離の結果を示す。縦軸の単位は断面積を Mott 断面積で割った値である。断面積の絶対値は弾性散乱の値を Fajardo ら³⁾によるスタンフォードでの実験値を使って規格化した。これは基底状態の電荷分布として, 3-パラメータ・ガウス型分布

第1表 実験条件。

DataNo.	E_e (MeV)	θ	q_{eff} (fm^{-1})	E_x (MeV)	Target thickness (mg/cm^2)	Exp.date
①	150	30°	0.424	0 ~ 18	7.0	79-1-26
②	150	35°	0.492	0 ~ 18	7.0	"
③	220	28°	0.568	0 ~ 17.5	7.0	"
④	220	32°	0.647	0 ~ 17.5	49.9	79-1-18
⑤	220	35°	0.659	0 ~ 10	49.9	78-8-18
⑥	220	35°	0.659	0 ~ 10	49.9	78-9-8
⑦	220	40°	0.801	0 ~ 20	49.9	78-2-3
⑧	220	44°	0.880	0 ~ 17.5	49.9	79-1-26
⑨	220	48°	0.955	0 ~ 17.5	49.9	79-1-18
⑩	220	56°	1.105	0 ~ 17.5	49.9	"
⑪	220	61°	1.193	0 ~ 17.5	49.9	79-1-26
⑫	220	67°	1.297	0 ~ 17.5	49.9	79-1-18



第1図 $^{90}\text{Zr}(e, e')$, 220 MeV 48° における散乱電子のスペクトル。曲線はピーク分離の結果を示す。

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + w \left(\frac{r}{c} \right)^2}{1 + \exp \left(\frac{r^2 - c^2}{z^2} \right)} \quad (1)$$

をとり

$$\left. \begin{aligned} c &= 4.434 \text{ fm} \\ z &= 0.574 \text{ fm} \\ w &= 0.350 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

で与えられる。

ピーク分離は以下に述べる方法で行った。先ず連続状態からの寄与として

$$\left. \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} \right)_{\text{cont}} = a \sqrt{E_x - b} + c + d \cdot E_x \quad (3)$$

を仮定する。ここで E_x は励起エネルギーで、パラメータ a, b, c, d は目安として(3)式がスペクトルの 5 MeV 附近の谷間を通り、且つ巨大共鳴のスペクトルを再現する様に決め、最終的には全体の χ^2 が最少になる様に調整した。低エネルギーの準位に対しては、弾性散乱の幅を仮定し、高励起エネルギーの準位に対しては、その幅を少し広くとった。E1 巨大共鳴、E2 巨大共鳴に対しては既にわかっている共鳴の励起エネルギー、幅、強さを用いた。この様にして、ピークの励起エネルギー、強さ、連続状態からの寄与をフリーパラメータとして最小二乗法によってピーク分離を行った。その結果第 1 図に示す様に励起エネルギー 2 ~ 12 MeV 間で 28 個のピークが分離出来た。

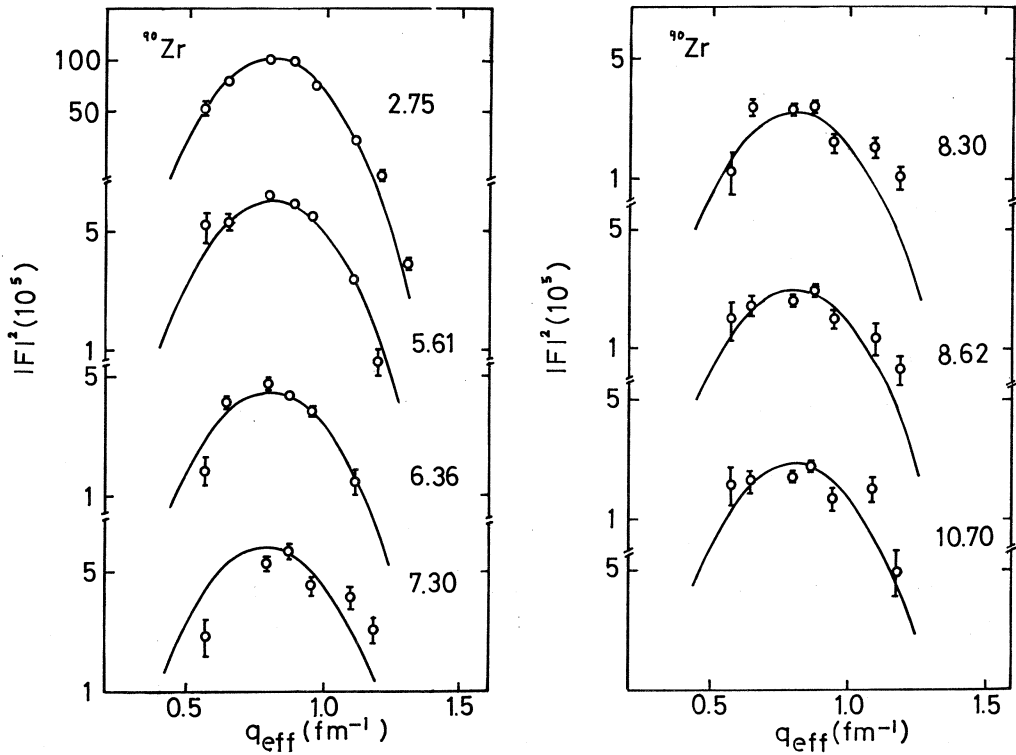
ピーク分離の結果から、それぞれの準位に対する形状因子を求めた。第 2 図に E3 的振舞をする準位の形状因子を示す。図中の曲線は Tassi 模型⁴⁾による計算値で基底状態の電荷分布として先に述べた Fajardo ら³⁾の値を用いた。E3 遷移として、2.75, 5.61, 6.36, 7.30, 8.30, 8.62, 10.7 MeV 準位への遷移が同定された。それぞれの換算遷移確率、単一粒子模型単位での強さ、E3 和則に占める割合を第 2 表に示す。

§ 3. 議 論

3.1 2.75 MeV, 3_1^- 準位

最初に今回の実験の精度を検討するために良く測定されている 2.75 MeV の 3_1^- 準位について他の実験との比較を行った(第 3 表)。

電子散乱では、Bellicard ら⁵⁾が Yale の 60 MeV のリニアックを使い、 $B(E3)$ として



第2図 E3遷移の形状因子。

第2表 $^{90}\text{Zr}(e, e')$ によって観測された 3^- 準位。

E_x (MeV)	$B \uparrow (E3)$ ($10^{-3} e^2 \text{ fm}^6$)	$B(E3)/B_w(E3)$	S (%)
2.75	109 ± 11	32	15.3
5.61	8.09 ± 1.21	2.4	2.3
6.36	4.37 ± 0.66	1.3	1.4
7.30	3.83 ± 0.77	1.2	1.4
8.30	2.30 ± 1.15	0.68	0.98
8.62	2.46 ± 0.74	0.73	1.1
10.70	2.30 ± 1.15	0.68	1.3
		LEOR <7.4>	8.5
		Total	23.8

(108 ± 3) $\times 10^3 e^2 \text{ fm}^6$ の値を得ている。これは今回の実験値 (109 ± 11) $\times 10^3 e^2 \text{ fm}^6$ と良く一致する。Phan - Xuan - Ho ら⁶⁾は Saclay で 209 MeV の入射エネルギーで実験し

第3表 ^{90}Zr の 2.75 MeV 準位の $B(E3)$ 値, *印は筆者が βR から $B(E3)$ へ換算した値 (本文参照)。

Method	$B(E3 \uparrow)$ ($10^{-3} e^2 \text{ fm}^6$)	βR (fm)	Ei (MeV)	Reference
(e, e')	109 ± 11		150,220	present work
(e, e')	108 ± 3		60	Bellicard <i>et al.</i> (1970)
(e, e')	80		209	Phan - Xuan - Ho <i>et al.</i> (1973)
(e, e')	87.4 ± 5.3		53.75 - 112.2	Singhal <i>et al.</i> (1975)
(\bar{p} , p')	37 *	0.65	30	Swiniarski <i>et al.</i> (1977)
(\bar{p} , p')	35	0.68	57.5	Martin <i>et al.</i> (1979)
(p, p')	44 ± 11 *	0.76	800	DiGiacomo <i>et al.</i> (1979)
(α , α')	67.3 ± 5.4	0.89	31	Martens <i>et al.</i> (1968)
(α , α')	45.1 ± 6.7	0.72	96,115	Moss <i>et al.</i> (1976)
(α , α')	50.8 ± 2.5 *	0.758	65	Tohei <i>et al.</i> (1980)

$80 \times 10^3 e^2 \text{ fm}^6$ の値を得ている。Singhal ら⁷⁾ は Glasgow の リニアックで入射エネルギーを 53.75 から 112.2 MeV まで変えて実験し, $B(E3)$ として $(87.4 \pm 5.3) \times 10^3 e^2 \text{ fm}^6$ の値を得た。電子散乱の実験では 2.75 MeV 準位の $B(E3)$ は $(80 \sim 109) \times 10^3 e^2 \text{ fm}^6$ の範囲にある。

次に最近のハドロン散乱での結果と比較をしてみる。偏極陽子を使った Grenoble での Swiniarski ら⁸⁾ 及び Martin⁹⁾ らの実験では変形の強さ βR として, それぞれ 0.65 及び 0.68 とほぼ同様な結果が得られているが, これを $B(E3)$ に換算するとそれぞれ 37 及び $35 \times 10^6 e^2 \text{ fm}^6$ となる。ここで前者は, 筆者が Bernstein の方法で βR から $B(E3)$ に換算したもので, その方法については後で述べる。DiGiacomo ら¹⁰⁾ は 800 MeV の陽子による (p, p') 実験を行い, βR として 0.76 と他の (p, p') に比べて大きい値を得ている。 $B(E3)$ への換算に際して, R として虚数ポテンシャルの半径 $R = 1.115 A^{1/3}$ を用い, Bernstein の補正を入れないとすれば $B(E3)$ は $(44 \pm 11) \times 10^3 e^2 \text{ fm}^6$ となる。以上の様に (p, p') では $B(E3)$ 値は, $(35 \sim 44) \times 10^3 e^2 \text{ fm}^6$ の間にあり, これは電子散乱の結果に比べて凡そ 1/3 の大きさである。

次に (α , α') の結果と比較をする。Martens と Bernstein¹¹⁾ が 1968 年に MIT で実験したデータがあり, それでは βR が 0.89, $B(E3)$ は $(67.3 \pm 5.4) \times 10^3 e^2 \text{ fm}^6$ の値を得ているが, 最近の Moss ら¹⁾ 及び藤平ら²⁾ の実験では βR として 0.72 及び 0.758, $B(E3)$ として (45.1 ± 6.7) 及び $(50.8 \pm 2.5) \times 10^3 e^2 \text{ fm}^6$ とやや小さい値になっている。 (α, α') 反応

の結果は電子散乱に比べて $B(E3)$ 値は約 $1/2$ である。

以上述べた様に ^{90}Zr の 2.75 MeV , 3_1^- 準位の $B(E3)$ は電子散乱の結果に対して、ハドロン散乱による $B(E3)$ はその約 $1/3 \sim 1/2$ になり、大きくい違いを示している。どの実験も 3_1^- の $B(E3)$ の誤差は小さいので、この相違は反応機構の違いを反映しているのか、 βR から $B(E3)$ への換算が不適当なのか等の原因によるものと考えられる。しかし例えば電子散乱の結果が (α, α') 値の 2 倍大きいのはアイソベクター励起の分が加わった為と解釈しても、 (p, p') の値が電子散乱の場合の $1/3$ しかなく、単純にアイソスピン (反応機構) によるものでは説明に窮してしまう。

3.2 βR から $B(E\lambda)$, 和則への換算

βR から $B(E\lambda)$ への換算に使用した Bernstein の方法¹²⁾ について説明する。

アイソスカラー遷移の場合、その遷移強度 $B(\lambda)$ と質量変形パラメーター $\beta_{\lambda m}$ との間には次の様な関係がある。

$$B(\lambda) = \left[\frac{\lambda+2}{4\pi} A \langle r^{\lambda-1} \rangle \right]^2 \beta_{\lambda m}^2 R_{\text{eq}}^2. \quad (4)$$

ここで R_{eq} は平衡半径で、これは実験から求まる変形の強さ $\beta_{\lambda} R_0$ と

$$\beta_{\lambda m} R_{\text{eq}} = \beta_{\lambda} R_0 \quad (5)$$

の関係にある。

一様質量分布を仮定すると、基底状態での r のモーメントは

$$\langle r^{\lambda} \rangle_{\text{gs}} = \frac{3}{\lambda+3} R_u^{\lambda} \quad (6)$$

となる。ここで R_u として、一般に $R_u = 1.2 A^{1/3}$ が用いられる。従って(4)式は

$$B(\lambda) = \left[\frac{3}{4\pi} A R_u^{\lambda-1} \right]^2 \beta_{\lambda}^2 R_0^2 \quad (7)$$

と表せる。

核の形状振動の際に、陽子と中性子の密度の比が一定であるとすれば、アイソスカラー遷移確率 $B(\lambda)$ は電磁的遷移確率 $B(E\lambda)$ と

$$B(\lambda) = \left(\frac{A}{Z_e} \right)^2 B(E\lambda) \quad (8)$$

の関係で表せる。従ってアイソスカラー遷移に対して、その換算遷移確率は

$$B(E\lambda) = \left[\frac{3}{4\pi} Z_e R_u^{\lambda-1} \right]^2 \beta_{\lambda}^2 R_0^2 \quad (9)$$

と書ける。

r のモーメントを求める際、一様質量分布を仮定したが、実際には質量分布は一様でなく Fermi 分布に近いので、電子散乱の結果を使って、 r のモーメントを計算し直すと、Bernstein¹¹⁾ によれば、⁹⁰Zr の E3 遷移に対して+16%の補正が必要である。この補正のことを Bernstein の補正と呼んでいる。

次にここで使用した和則について述べる。電磁相互作用によるアイソスカラー遷移に対しては

$$S = \frac{\lambda(2\lambda+1)^2}{4\pi} \frac{\hbar^2}{2m} \frac{Z^2}{A} \langle r^{2\lambda-2} \rangle \quad (10)$$

を用いた。ここで r のモーメントは電子散乱で得られている電荷分布を使って直接求めた。

アイソスカラー遷移に対しては和則は

$$S = \frac{\lambda(2\lambda+1)^2}{4\pi} \frac{\hbar^2}{2m} A \langle r^{2\lambda-2} \rangle \quad (11)$$

で与えられる。遷移強度が一つの共鳴 E_x に集中している場合、左辺の S は $E_x \cdot B(\lambda)$ と書ける。 $B(\lambda)$ に(4)式を、 r のモーメントには一様質量分布を仮定し(6)式を用いると、

$$(\beta_{\lambda m} R_{\text{eq}})^2 = \lambda(2\lambda+1) \frac{4\pi}{3} \frac{\hbar^2}{2m E_x} \frac{1}{A} \quad (12)$$

或いは

$$(\beta_{\lambda} R_0)^2 = \lambda(2\lambda+1) \frac{4\pi}{3} \frac{\hbar^2}{2m E_x} \frac{1}{A} \quad (13)$$

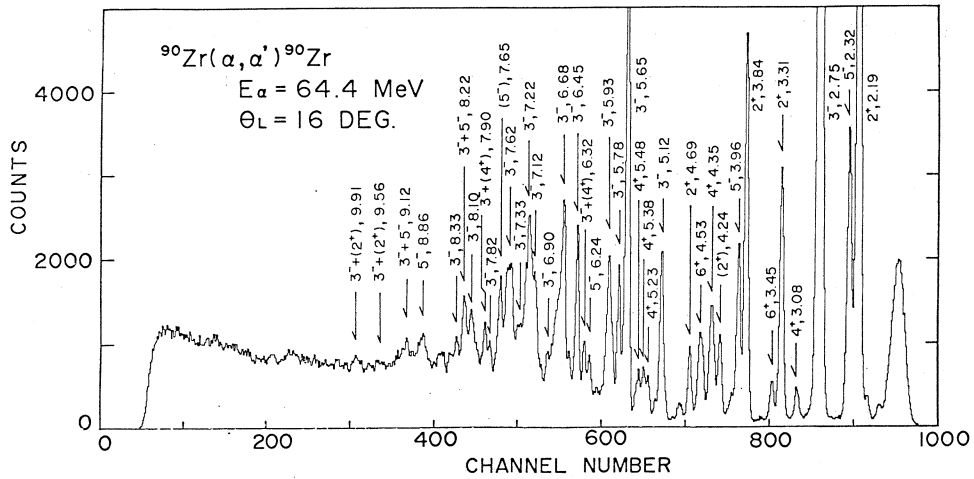
となる。

一様質量分布を仮定して(13)式の和則を出したが、現実的な Fermi 分布に換算するには、補正が必要で、Bernstein によれば⁹⁰Zr の E3 遷移に対しては-16%の補正となる。

3.3 LEOR

第1励起状態を除いた、いわゆる LEOR に属する 3^- 準位として、5.61, 6.36, 7.30, 8.30, 8.62, 10.7 MeV に準位が励起された。このうち 8.30 MeV までの準位のエネルギーは Moss ら¹¹⁾ の実験と良く一致する。又藤平ら²¹⁾ の核研での 64.4 MeV- α 粒子による高分解能の実験(第3図)と比較すると、これらの個々のピークは幾つかの E3 遷移の集りからなることがわかる。第4表に電子散乱及びハドロン散乱で得られた LEOR について比較して示した。

電子散乱では LEOR の重心エネルギーは 7.4 MeV で、E3 和則の 8.5% を占める。それに対して Moss ら¹¹⁾ 及び藤平ら²¹⁾ の (α , α') 反応では、それぞれ 7.2 MeV, 19% 及び 6.8 MeV, 21.8% で、電子散乱と (α , α') 反応では LEOR のエネルギーはほぼ一致しているが、その強



第3図 藤平ら²⁾による $E_{\alpha} = 64.4$ MeV における $^{90}\text{Zr}(\alpha, \alpha')$ のスペクトル。

さは (α, α') の結果は電子散乱の約2倍である。

一方 (p, p') 反応では、藤田ら¹³⁾ は阪大核物理センターの 65 MeV 陽子による高分解能の実験で、5.12 MeV ~ 8.55 MeV に 34 本の 3^- 準位を同定した。そして LEOR のエネルギーとして 6.9 MeV, E3 和則に占める割合が 10.79% という結果を得た。これは電子散乱の結果に非常に近い値である。又 Martin ら⁹⁾ は 57.5 MeV の偏極陽子の実験で LEOR は 7.8 MeV に 20%, Digiacom ら¹⁴⁾ は 800 MeV 陽子の実験で 7.2 MeV に 22.8% という結果を出している。これはほぼ (α, α') の結果と一致する。しかしこの二つの (p, p') の実験は、阪大の実験に比べて分解能が悪く、LEOR は一つの共鳴として観測されず、スペクトル上で共鳴以外の部分の差引や他の多重極遷移の混りについての不確定さが問題として残る。

以上述べた様に ^{90}Zr の LEOR はどの反応でもほぼ同じエネルギーに観測されるが、その強度は電子散乱の結果に比べて、ハドロン散乱の場合は阪大の結果を除き約2倍である。この理由として

- i) 個々の実験のバックグラウンドの差引の適否や他の多重極遷移の混入の可能性
- ii) アイソスカラー遷移に対して使用した E3 和則の適否
- iii) 電子、陽子、 α 粒子に対する反応機構の違い

が考えられる。

第4図に今回の E3 遷移の結果と以前に核理研で福田ら¹⁵⁾ による ^{90}Zr の E3 巨大共鳴領域の

第4表 ^{90}Zr の LEOR, $\langle \rangle$ は LEOR のエネルギーを示す。

Present work		(α, α') ^a		(α, α') ^b		(p, p') ^c		(p, p') ^d	(p, p') ^e
E_x (MeV)	S (%)	E_x (MeV)	S (%)	E_x (MeV)	S (%)	E_x (MeV)	S (%)	S (%)	S (%)
2.75	15.3	2.75	7.1	2.74	7.8			6.6	7.9
				5.12	0.82	5.12			
5.61	2.3	5.60	3.8	5.65	3.19				
				5.78	1.01				
				5.94	1.31				
6.36	1.4	6.36	2.1	6.32	0.29				
		6.70	2.5	6.45	1.92				
				6.68	1.61	34			
				6.90	0.80	Level			
				7.12	0.88				
				7.22	1.64				
7.30	1.4	7.39	2.3	7.33	0.86				
				7.62	2.26				
				7.82	0.44				
				7.90	0.74				
				8.10	1.03				
8.30	0.98	8.19	3.0	8.22	0.84				
8.62	1.1			8.33	0.97	8.55			
				9.12	0.35				
				9.56	0.46				
10.70	1.3			9.91	0.37				
LEOR $\langle 7.4 \rangle$	8.5	$\langle 7.2 \rangle$	19	$\langle 6.8 \rangle$	21.8	$\langle 6.9 \rangle$	10.79	$\langle 7.8 \rangle$	20
Total	23.8		26		29.6			26.6	30.7

^a J. M. Moss *et al.*: Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 816.

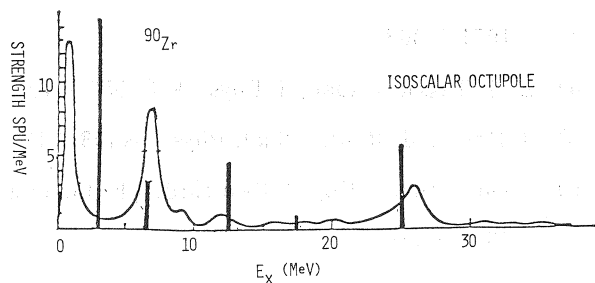
^b T. Tohei *et al.*: Proc. 1980 RCNP Inter. Symposium.

^c Y. Fujita *et al.*: *ibid.*

^d P. Martin *et al.*: Nucl. Phys. **A315** (1979) 291.

^e N. J. DiGiacomo *et al.*: Phys. Rev. C **20** (1979) 693.

実験結果とを全てアイソスカラー遷移として, Liu 及び Brown¹⁶⁾ による RPA の計算結果と比較して示した。LEOR で計算値が約 2 倍, 10~15 MeV 領域では逆に計算値は, 実験値の約 1/4 である。



第4図 電子散乱による E3 共鳴と Liu 及び Brown による RPA 計算値との比較。

§ 3. ま と め

^{90}Zr の LEOR を調べる目的で電子散乱の実験を行い、E3 遷移について解析し、ハドロン散乱等の実験と比較した。第1励起 3^- 準位については、その換算遷移確率は今回の電子散乱の結果は他の電子散乱の結果と良く一致するが、(p, p')反応の結果の約3倍、(α , α')の結果の約2倍になっている。又 LEORについてみると、どの反応でも LEOR のエネルギーは同じであるが、その強度は電子散乱の結果に比べて、阪大の (p, p')を除き他のハドロン散乱の結果は約2倍である。

今回明らかになった電子散乱とハドロン散乱での遷移強度の違いは、実験そのものに問題があるのか、解析上の式の適否か、或いはアイソスカラー、アイソベクター等反応機構の違いを反映しているのか、今後これらを明らかにすべく、更に他の核に対しても LEOR 領域の電子散乱の実験を進めて行く必要がある。

参 考 文 献

- 1) J. M. Moss, D. H. Youngblood, C. M. Rozsa, D. R. Brown and J. D. Bronson : Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 816 ; J. M. Moss, D. R. Brown, D. H. Youngblood, C. M. Rozsa and J. D. Bronson : Phys. Rev. C **18** (1978) 741.
- 2) T. Tohei, T. Nakagawa, R. Asano, J. Hirota, M. Tanaka, T. Hasegawa and K. Iwatani : *Proc. Int. Symp. Highly Excited States in Nuclear Reactions, Osaka, 1980* (Research Center for Nuclear Physics) p. 211 ; and T. Tohei : private communication .
- 3) L. A. Fajardo, J. R. Ficenec, W. P. Trower and I. Sick : Phys. Lett. **37B** (1971) 363.
- 4) L. J. Tassie : Aust. J. Phys. **9** (1956) 407.
- 5) J. Bellicard *et al.* : Nucl. Phys. **A143** (1970) 213.
- 6) Phan - Xuan - Ho, J. Bellicard, Ph. Leconte and I. Sick : Nucl. Phys. **A210** (1973) 189.
- 7) R. P. Singhal *et al.* : J. Phys. G **1** (1975) 588.
- 8) R. Swiniarski, Dinh - Lien Pham and G. Bagieu : Can. J. Phys. **55** (1977) 43.
- 9) P. Martin *et al.* : Nucl. Phys. **A315** (1979) 291.

- 10) N. J. DiGiacomo *et al.* : Phys. Rev. C **19** (1979) 1132.
- 11) E. J. Martens and A. M. Bernstein : Nucl. Phys. **A117** (1968) 241.
- 12) A. M. Bernstein : Adv. Nucl. Phys. **3** (1969) 325.
- 13) Y. Fujita *et al.* : *Proc. Int. Symp. Highly Excited States in Nuclear Reactions, Osaka*, 1980 (Research Center for Nuclear Physics) p. 216.
- 14) N. J. DiGiacomo and R. J. Peterson : Phys. Rev. C **20** (1979) 693.
- 15) S. Fukuda and Y. Torizuka : Phys. Lett. **62 B** (1976) 146.
- 16) K. F. Liu and G. E. Brown : Nucl. Phys. **A265** (1976) 385.

${}^9\text{Be}$ および ${}^{16}\text{O}$ における (e, π^+) 反応

核理研, ソウル大*, 教養部**

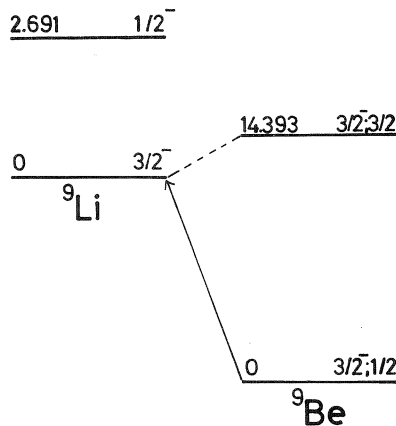
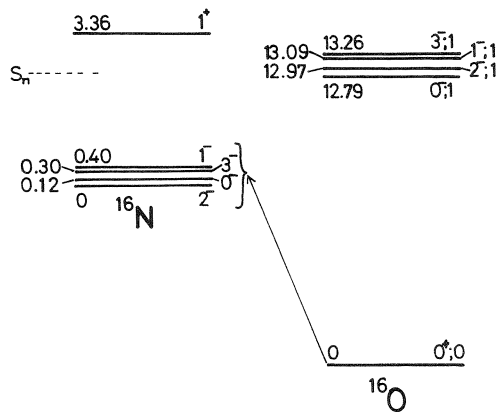
山崎正晴・成 百能*・中原和夫†

佐々木修・取越正己・大橋英雄††

坪田博明**・庄田勝房

§1. はじめに

以前の号で、われわれは ${}^9\text{Be}(e, \pi^+){}^9\text{Li}$ 反応および ${}^{16}\text{O}(e, \pi^+){}^{16}\text{N}$ 反応によって放出された π^+ 中間子の角度分布の測定結果を報告した^{1,2)}。残留核の状態は、 ${}^9\text{Li}$ の場合は基底状態のみ(第1図)、 ${}^{16}\text{N}$ の場合は基底状態から第三励起状態までの4個の状態である(第2図)。今号では、その後得られたデータをも加えた解析の結果および、最近の理論計算とわれわれの実験結果との比較を論ずる。

 S_{π} -----第1図 ${}^9\text{Be}$ および ${}^9\text{Li}$ の中の $T=3/2$ 状態。第2図 ${}^{16}\text{O}$ および ${}^{16}\text{N}$ の中の $T=1$ 状態。

§2. 実験結果

実験方法の詳細な記述は、既に参考文献1)および2)に与えてある。以前の測定に比べると、

† 現在 高エネルギー研 茨城県筑波郡大穂町上原 1 の 1

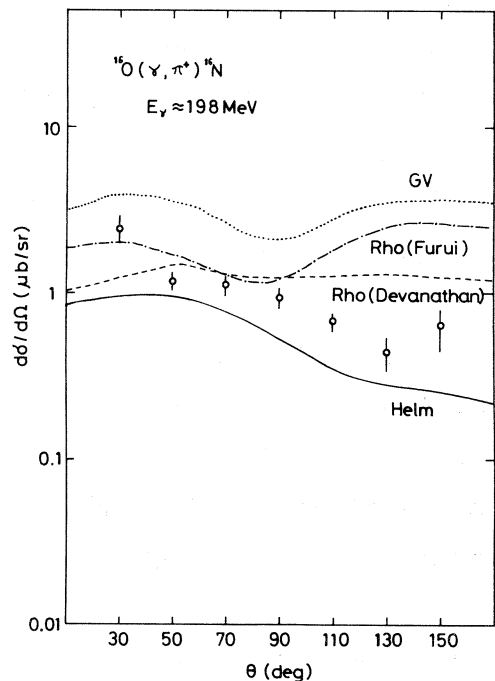
†† 現在 東大宇宙線研 東京都田無緑町 3-2-1

^9Be では全角度のデータが、また ^{16}O では $\theta = 30^\circ$ と 90° のデータが付け加えられた。

測定したデータから π^+ のスペクトルを導出するには、スペクトロメータを通過する際に崩壊によって失われる π^+ 中間子の数の補正や、標的に入射した電子により発生した制動放射が引き起こす (r, π^+) 反応の寄与の補正などの、種々の補正を行なう必要がある。特に今考えている標的の運動学的条件によって重要となるのは、 π^+ 中間子の運動エネルギー T_π の大きい領域では、SSD 中でのエネルギー損失が小さくなるために、 π^+ に対する検出器系の絶対効率が低下する効果である。この低下の度合は、最近の $^1\text{H}(e, \pi^+)$ の実験から定められ、³⁾ T_π が 45 MeV を越える領域では急激に大きくなることが判っている。このために、前方における補正後スペクトルは以前よりも大きな値へ修正された。

更にわれわれは、実験の結果を (r, π^+) 反応に対する理論計算と比較するために、仮想光子の理論⁴⁾ の助けを借りて、(e, π^+) 反応の微分断面積を (r, π^+) 反応の微分断面積へ変換した。仮想光子数は Dalitz-Yennie (D-Y) の "standard value"⁴⁾ を用いた。この値については、高エネルギー側の先端付近では 1.25 倍しなければならないという報告がある⁵⁾。けれども、われわれは $^1\text{H}(r, \pi^+)$ 反応の測定より今と同じ手順に従って導出した $^1\text{H}(r, \pi^+)$ 反応の微分断面積によって、全系の絶対効率を較正している³⁾ ので、われわれの解析では D-Y の仮想光子スペクトルをそのまま用いてさしつかえない。

(r, π^+) 反応の微分断面積への変換は、 π^+ 中間子スペクトルの先端部分の計数とを、対応する領域の仮想光子スペクトルの光子数とで割ることによって行なった。その際、 ^{16}O の場合には、観測された π^+ 中間子はすべて ^{16}N の基底状態 (2^-) への転移に対応していると仮定している。第三励起状態 (1^-) への



第3図 $^{16}\text{O}(r, \pi^+)^{16}\text{N}$ 反応の微分断面積。図中の線は $E_\gamma = 200$ MeV に対する理論値。GVとRho(Furui)はFuruiによる計算結果(文献6)。Rho(Devanathan)はDevanathanらによる計算結果(文献7)。HelmはGravesらによる計算結果(文献8)。それぞれの計算の細部については本文参照のこと。

転移が主であるような場合には、仮想光子スペクトルが約 0.4 MeV ずれていることになり、系統誤差を生ずるが、その時の微分断面積の減少は高々 20% である。次節でわかるとおり、 ^{16}N の基底状態 (2^-) への転移が主であるという仮定は、理論的に見てもそう悪いものではない。

得られた (r, π^+) 反応の微分断面積を第 3 図と第 4 図に示す。図中の誤差は統計的なもののみを表わしている。

§ 3. 理論計算との比較

実験結果を歪曲波インパルス近似 (DWIA) による理論計算の結果と比較した。

^{16}O に対しては、Furui による計算⁶⁾の結果 2 種と、Devanathan らによる計算⁷⁾の結果、および Graves らによる計算⁸⁾の結果を示した (第 3 図)。

Furui の計算⁶⁾では、素過程 $r+p \rightarrow \pi^+ + n$ の振幅には Berends らによる表現⁹⁾を用い、 π^+ と残留核との終状態相互作用 (FSI) は modified Kisslinger 型の光学ポテンシャル¹⁰⁾を使って評価している。原子核の波動関数は、Gillet-Vinh Mau (GV) による粒子空孔模型のもの¹¹⁾と、Rho による Migdal 模型のもの¹²⁾を取上げている。GV の波動関数では、 μ 捕獲率を実験値と合わせるためには、計算値を 1/2 しなければならないことが知られている。ここでも計算値を 1/2 したものが図に示されている。Rho の波動関数はこの捕獲率をよく再現する。また、Furui は ^{16}O 基底状態に 2p2h 成分を含む Green-Rho の波動関数¹³⁾に対しても (r, π^+) の計算を行っており、Rho の波動関数によるものとあまり変わらない結果を得ている⁶⁾。なお、Furui によれば、仮想光子スペクトルの先端付近では、Dalitz-Yennie の式⁴⁾は光子数を係数 3 程度過大評価している⁶⁾が、前節に述べたように、われわれは仮想光子数を含めて全体の絶対値を $^1\text{H}(r, \pi^+)$ の値に規格化しているので、われわれの実験値は彼の計算値と直接比較できる。

Devanathan らによる計算⁷⁾では、素過程の記述には Chew-Goldberger-Low-Nambu (CGLN) 振幅¹⁴⁾を用い、FSI の評価は Kisslinger 型光学ポテンシャル¹⁵⁾によって行なっている。原子核の波動関数は Rho のものである。

Graves らによる計算⁸⁾では、Berends の素過程振幅と Milder らによりパラメータ化された光学ポテンシャル¹⁶⁾を用いている。核行列要素の評価は、現象論的な一般化 Helm 模型によって行なっている。これは、目的とする状態 (今の場合 ^{16}N 中にある) のアナログ状態 (^{16}O 中) を励起する非弾性電子散乱の転移電流 (スピン) 密度に、半径と強度を表わすいくつかのパラメータをフィットすることによって、類似の電流 (スピン) 演算子で記述される電子散乱以外の

反応の核行列要素を求められるようにしたものである。

${}^9\text{Be}$ に対しては、Furui による計算⁶⁾の結果と、Nilsson らによる計算¹⁷⁾の結果を示した(第4図)。

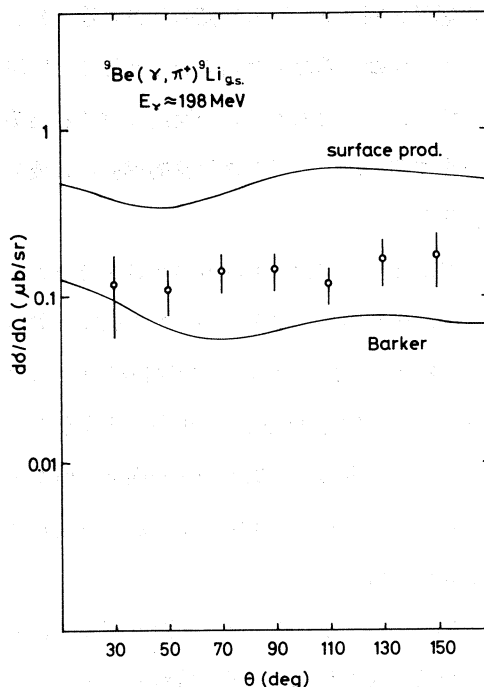
Furui による計算⁶⁾では、 ${}^{16}\text{O}$ の場合と同様に Berends 振幅と modified Kisslinger 型光学ポテンシャルを用いている。原子核の波動関数は、Barker の中間結合殻模型波動関数¹⁸⁾である。この波動関数は、 β 崩壊の ft 値と電子散乱の断面積をよく再現することが知られている。

Nilsson らによる計算¹⁷⁾では、CGLN 振幅を用い、FSIの評価は現象論的な表面発生模型によって行なっている。原子核の波動関数は単一粒子調和振動子波動関数である。

§4. 考 察

${}^{16}\text{O}$ については、Rho の波動関数を使った Furui の計算が前方では比較的正しい大きさの微分断面積を与えているが、後方では実験値を再現できなくなる。Helm 模型による計算は比較的形が合っているが、絶対値は実験値より約 1.5 小さい。Rho (Furui)における各準位の微分断面積の寄与を第5図に示す。前方では 2^- からの寄与が主で、後方ではそれ以外の準位も効いてくることがわかる。Rho の波動関数が実験値をよく再現する μ 捕獲では、 2^- と 1^- からの寄与が主であるので、Furui は (r, π^+) 反応微分断面積のこの後方での理論値と実験値の合いの悪さを、 3^- の波動関数の欠陥のためであろうと結論した⁹⁾。Helm 模型による計算が比較的正しい角度分布の形を与えることは、 (r, π^+) 固有の特異的な現象が原因ではないという Furui の考えと矛盾しない。Helm 模型の絶対値の過小評価は、非弾性電子散乱では励起できないためこの模型では評価できない 0^- 準位からの寄与が原因である可能性がある。

原子核の波動関数に同じ Rho 波動関数を使った Furui の計算と Devanathan らの計算とが、

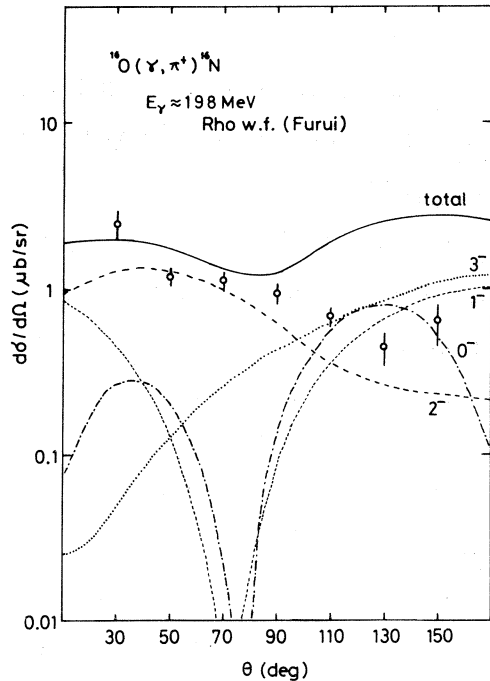


第4図 ${}^9\text{Be}(r, \pi^+){}^9\text{Li}$ 反応の微分断面積。図中の線は $E_r = 200$ MeV に対する理論値。Barker は Furui による計算結果(文献6)で、surface prod は Nilsson らによる計算結果(文献17)。それぞれの計算の細部については本文参照のこと。

素過程振幅と FSI の評価の仕方の違いによって、かなり異なった結果を与えることは注目すべきことである。この反応に対する結論を出す前に、より詳細な理論的解明が必要であろう。

${}^9\text{Be}$ については、Furui の計算がほぼ正しい角度分布の形を与えるが、絶対値は実験値より約 1.5–2 小さい。 Δ 共鳴領域の (r, π^+) 反応全断面積を比較的良好に再現するようにパラメータを定めた現象論的な表面発生模型は、このエネルギーでは実験値よりかなり大きな微分断面積を与える。

Furui は、この核では、長距離相関によって光発生振幅が自由核子の値から変化 (renormalization) する効果が顕著に現われてくる可能性を指摘している⁶⁾。その検証のためには、この核に対しても、計算に使用する素過程振幅、FSI、核の波動関数などについてより精密な理論的解析が必要であろう。



第5図 ${}^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+){}^{16}\text{N}$ 反応微分断面積の計算値 Rho (Furui) における各準位の寄与 (文献 6)。

参 考 文 献

- 1) 成百能他：核理研研究報告 **10** (1977) 188.
- 2) 成百能他：核理研研究報告 **9** (1976) 230.
- 3) 佐々木修他：核理研研究報告 **13** (1980) 233.
- 4) R. H. Dalitz and D. R. Yennie : Phys. Rev. **105** (1957) 1598.
- 5) P. Stoler *et al.* : Phys. Rev. C **22** (1980) 911.
- 6) S. Furui : Prog. Theor. Phys. **58** (1977) 864 ; Nucl. Phys. **A300** (1978) 385 ; *ibid* **A 312** (1978) 311 ; *ibid* **A 340** (1980) 482.
- 7) V. Devanathan *et al.* : Can. J. Phys. **58** (1980) 1151.

- 8) R. D. Graves *et al.* : Can. J. Phys. **58** (1980) 48.
- 9) F. A Berends *et al.* : Nucl. Phys. **B4** (1967) 1.
- 10) M. Thies : Phys. Lett. **63B** (1976) 43.
- 11) V. Gillet and N. Vinh Mau : Nucl. Phys. **54** (1964) 321.
- 12) M. Rho : Phys. Rev. **161** (1967) 955.
- 13) A. M. Green and M. Rho : Nucl. Phys. **A130** (1969) 112.
- 14) G. F. Chew *et al.* : Phys. Rev. **106** (1957) 1345.
- 15) M. Krell and S. Barmo : Nucl. Phys. **B20** (1960) 461.
- 16) F. L. Milder *et al.* : Phys. Rev. **C19** (1979) 1416.
- 17) M. Nilsson *et al.* : Z. Phys. **A294** (1980) 253.
- 18) F. C. Barker : Nucl. Phys. **83** (1966) 418.

$^{10}\text{B} (e, \pi^+) ^{10}\text{Be}$ 反応 (I)

核理研, 教養部*

山崎正晴・取越正己・佐々木修

坪田博明*・庄田勝房

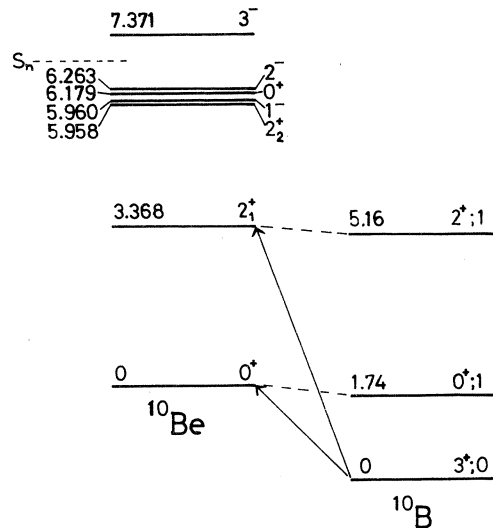
われわれは、 $^{10}\text{B} (e, \pi^+) ^{10}\text{Be}$ 反応において ^{10}Be の基底状態と第一励起状態への転移に対応する放出 π^+ 中間子を測定した。入射電子エネルギー E_e は 185 MeV, π^+ 検出角 θ は 30° – 150° の 20° 毎である。得られた (e, π^+) 反応微分断面積を、仮想光子の理論にもとづいて、 (r, π^+) 反応微分断面積に変換した。

§1. はじめに

われわれは、今までの一連の (e, π^+) 反応実験において、軽い核の離散的終状態への $\Delta T=1$ 転移を研究してきた¹⁾。その続きとして、今回は ^{10}B を標的核として取上げた。この核は p 殻の丁度真中に当たり、基底状態間を結ぶ転移は純粋な M3 である (第1図)。これは他の p 殻核には例のない特徴である。また、残留核の基底状態付近の準位間隔が比較的広いので、実験的には基底状態と第一励起状態への転移をあいまいさなしに他の転移から分離測定できる。

この核では、 (r, π^+) 反応の逆反応である (π^-, r) 反応が実験的に調べられている²⁾。このような原子軌道からの π^- 中間子の放射捕獲では、運動量移行が比較的低い値 ($q \approx 0.70 \text{ fm}^{-1}$) に固定されている。残留核 ^{10}Be の低励起領域で識別された3個 ($E_x = 0, 3.37, 6.0 \text{ MeV}$) の転移の間の相対的な放射捕獲分岐比は、 $0^+, 2_1^+, 2_2^+$ 準位に対する殻模型による理論値とよく一致した²⁾。この時、 2_1^+ と 2_2^+ 準位に対する M1 強度の理論値は、和則のそれぞれ1%と47%を占める。

一方、これらの状態のアナログ状態を励起する非弾性電子散乱 ($q = 0.61 - 1.81 \text{ fm}^{-1}$)

第1図 ^{10}B と ^{10}Be の中の $T=1$ 準位。

では、横成分形状因子 F_T は、 2_1^+ 準位に対してごく小さな M1 成分を含む M3 ($E2$) 状の、 2_2^+ 準位に対して純粋に近い M1 状の q 依存性を示すことが報告されている³⁾。これは、上に述べた (π^-, τ) 反応で、 2_1^+ 準位への M1 強度は小さく、 2_2^+ 準位への M1 強度が大きいという事実と矛盾しない。

今回の実験では、 ^{10}Be の基底状態と第一励起状態 (2_1^+) への転移を取上げて、 $E_e = 185 \text{ MeV}$ 、 $\theta = 30^\circ - 150^\circ$ で (e, π^+) 反応の微分断面積を測定した。得られた結果は、従来どおり仮想光子の理論⁴⁾にもとづいて、 (τ, π^+) 反応の微分断面積へ変換した。なお、われわれの運動量移行の範囲は $q = 0.51 - 1.45 \text{ fm}^{-1}$ である。

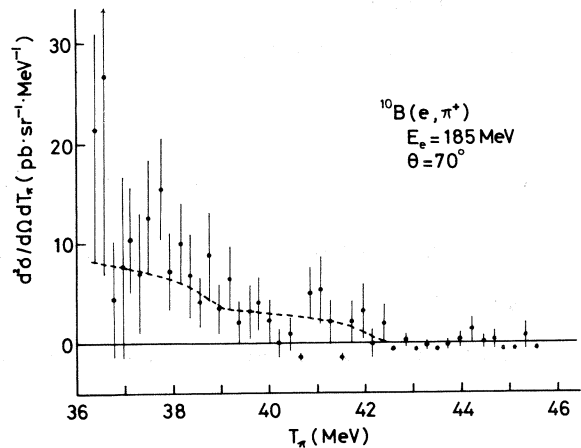
§ 2. 実験および結果

実験は、電子リニアックからのビームを第 2 実験室散乱槽内に設置した ^{10}B 標的へ入射させることによって行なった。実験方法の詳細は、既に報告されている⁵⁾。

標的は、同位体純度 96.5% の ^{10}B 粉末を円板状に圧縮成形したものである。セルフサポート型とするために、ごく少量のセルロース系接着剤をアセトンで希釈したものを試料粉末と混ぜ、バインダーとした。成形は、容器内をロータリー・ポンプによって真空に引きながら、約 10 t/cm^2 の圧力をかけて行なった。

実験に用いた標的の厚さは、 162 mg/cm^2 と 131 mg/cm^2 である。これは弾性電子散乱の実験から求めた。この時、同時にバインダー構成原子 (主に H, C, O) の個数も求めた。しかし、これらの原子や同位体不純物の ^{11}B は、 (e, π^+) 反応のしきいエネルギーの関係で、われわれの目的とする部分の $^{10}\text{B}(e, \pi^+)$ 反応 π^+ スペクトルには影響を及ぼさない。

得られた π^+ スペクトルの一例を第 2 図に示す。更に、Dalitz - Yennie の仮想光子スペクトル⁴⁾を使っ

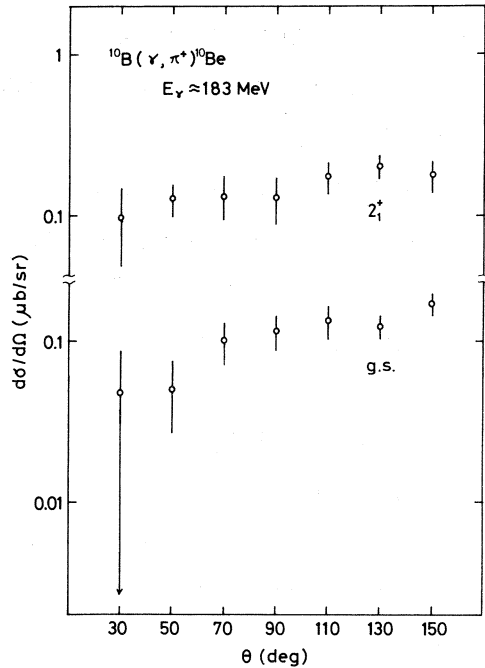


第 2 図 $^{10}\text{B}(e, \pi^+)$ 反応微分断面積の例。図中の点線は、仮想光子スペクトルに第 3 図に示された (τ, π^+) 反応微分断面積をかけたもの (フィットした線ではない)。

て、 (e, π^+) 反応微分断面積を (r, π^+) 反応微分断面積へ変換した結果を第3図に示す。仮想光子数を含めた絶対値の較正は、同時に行なわれた $H(r, \pi^+)$ 反応によって行なった⁶⁾。

理論的解析は現在進行中である。実験結果は、 ^{10}Be 基底状態への転移では、後方ピークを示すが、これは純粋な M3 転移の特徴である。これに対し、第一励起状態 (2_1^+) への転移では、後方のほかに前方にもかなりの大きさの微分断面積があり、これは M3 (E2) 転移に M1 転移が混じっていることを示す。両者の転移とも定性的には (e, e') や (π^-, r) 反応の結果と矛盾していない。

試料の提供をいただいた山形大教養の種市先生と、標的作製に協力していただいた RI の八木先生に感謝の意を表します。



第3図 $^{10}\text{B}(\gamma, \pi^+)^{10}\text{Be}$ 反応微分断面積。 π^+ スペクトルの ^{10}Be 基底状態、第一励起状態に当たる部分の計数和对応する領域の仮想光子数で割ったもの。

参 考 文 献

- 1) K. Shoda, H. Ohashi and K. Nakahara : Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1131 ; **40** (1978) 1055.
H. Ohashi *et al.*: *Photopion Nuclear Physics*, ed. P. Stoler (Plenum, New York, 1979) p 193.
- 2) H. M. Baer *et al.*: Phys. Rev. C **12** (1975) 921.
- 3) E. Ansaldo *et al.*: Nucl. Phys. **A 322** (1979) 527.
- 4) R. H. Dalitz and D. R. Yennie : Phys. Rev. **105** (1957) 1598.
- 5) 大橋英雄, 中原和夫, 庄田勝房: 核理研研究報告 **8** (1975) 256.
- 6) 佐々木修他: 核理研研究報告 **13** (1980) 233.

(γ, π^+) 反応微分断面積の絶対値

核理研, ソウル大*, 教養部**

佐々木修・山崎正晴・成 百能*

取越正己・坪田博明**・庄田勝房

§ 1. 序

1974年以来核理研において我々は、 $1p$ 殻核を中心とするしきい値付近の微分断面積の角度分布を測定して来た。しかし、1979年、1980年に行なわれた日米共同研究(MIT-RPI)等によって、MITにおいて測定された微分断面積との間に大きな違いがあることが指摘された。そこで我々は絶対値のよく知られている電子の弾性散乱ならびに $^1\text{H}(\gamma, \pi^+)$ の微分断面積を測定し、他の理論、実験に規格化することにより絶対値を決定することにした。この方法について以下にのべる。

§ 2. 実験方法

実験は核理研電子線型加速器から得られるエネルギー $E_e = 170 \sim 200$ MeV 電子線を用いて行なわれた。 (γ, π^+) 反応微分断面積は (e, π^+) 反応によって生成された π^+ のエネルギースペクトルを測定し、Dalitz-Yennie(D-Y)¹⁾の仮想光子理論を用いて解析した。

生成(散乱)された π^+ 中間子(e^-)は、二重集束磁気スペクトロメーターによって運動量分析され、焦点面上に三層にならべられた各層33個のSSDの三重同時計数によって測定される。幅2mmのSSDが2mm間隔でなっており、SSD間のすきまを埋めるためにSSDが焦点面上で1mmずつシフト(計4シフト)して測定を行なえる。 (e, π^+) 反応の測定においては、我々はこのようなSSDシフトは行なわない。また電子散乱の実験においては、SSD間のすきまを埋めるように2つのシフト(シフト1とシフト3, シフト2とシフト4)で測定を行なっている。 π^+ は、個々のSSDからの信号による波高選別器(PHS)によって分離測定される。1974年に予備実験が行なわれ、 π^+ エネルギー $T_\pi \approx 37$ MeV, 運動量 $p \approx 109$ MeV/cでのSSDからの波高分布(第4図)より、陽電子から分離測定できかつ π^+ の数え落しがないようなPHSバイアスが決定された²⁾。

今回の $^1\text{H}(\gamma, \pi^+)n$ の実験は入射電子エネルギー $E_e \approx 170, 190, 200$ MeVで行なわれ、測定角度は各 $30^\circ, 40^\circ, 40^\circ$ である。標的としては、LiH粉末を東北大学金属材料研究所の

圧縮器で 100 kg/cm^2 の圧力をかけて直径 3 cm の円板状に圧縮作成したものをを用いた。厚さは $100 \sim 200 \text{ mg/cm}^2$ である。水素標的としての LiH は空気中で水、酸素を吸収するために、水素の原子核数を重量の測定からだけでは決定できないという欠点がある。

§ 3. 絶対値の決定

(r, π^+) 反応の微分断面積は以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{(r, \pi)} &= \frac{2 \times \sum_i \alpha_i N_i / \eta_i^\pi}{4\Omega \cdot \bar{\eta}_\pi \cdot N_e \cdot N_T} \frac{1}{N_r} \\ &= \frac{2 \times \sum_i \alpha_i N_i / \eta_i^\pi}{4\Omega \cdot \bar{\eta}_\pi \cdot (\eta_{\text{SEM}}^{-1} \cdot Q_{\text{SEM}}) N_T} \frac{1}{N_r} \end{aligned} \quad (1)$$

同様に電子散乱の微分断面積は、

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{es}} &= \frac{\sum_i N_i / \eta_i^e}{4\Omega \cdot \bar{\eta}_e \cdot N_e \cdot N_T} \frac{1}{1 - \delta_s} \\ &= \frac{\sum_i N_i / \eta_i^e}{4\Omega \cdot \bar{\eta}_e \cdot (\eta_{\text{SEM}}^{-1} \cdot Q_{\text{SEM}}) N_T} \frac{1}{1 - \delta_s} \end{aligned} \quad (2)$$

ここで α_i は π^+ の寿命による補正係数、 η_i^π (η_i^e) と $\bar{\eta}_\pi$ ($\bar{\eta}_e$) はそれぞれ π^+ (e^-) に対する SSD の相対効率ならびに絶対効率を表わす。($1 - \delta_s$) は電子散乱による Schwinger 補正を、 N_r , N_e , N_T はそれぞれ光子、入射電子、標的核の数を表わす。また N_e を二次電子モニター (SEM) の効率 η_{SEM} を使って書き直してある。また § 2 でも述べたように (r, π^+) 反応の測定では SSD のソフトは行なっておらず従って計数を 2 倍する必要がある。

i) N_T が知られている時

上記の諸量のうち N_r と δ_s は適当な式により計算でき、 $(d\sigma/d\Omega)_{\text{es}}$ は他の実験および理論より導出できる。 Q_{SEM} は計数とは別に測定できる。また η_i^π と η_i^e はそれぞれ π^+ と e^- の構造がない領域のスペクトル (White Spectra) から導出できる。従って不明な量は

$(d\sigma/d\Omega)_{(r, \pi)}$, $(4\Omega \cdot \bar{\eta}_\pi \cdot \eta_{\text{SEM}}^{-1})$, $(4\Omega \cdot \bar{\eta}_e \cdot \eta_{\text{SEM}}^{-1})$ である。ここで我々が行なう弾性電子散乱の実験より $(4\Omega \cdot \bar{\eta}_e \cdot \eta_{\text{SEM}}^{-1})$ という 3 つの積の値がわかる。もしここで $\bar{\eta}_\pi$ と $\bar{\eta}_e$ との間に関係式を仮定すれば、(e, π^+) の計数より $(d\sigma/d\Omega)_{(r, \pi)}$ を決定できる。ここで次の式を仮定する。

$$\bar{\eta}_\pi = A \bar{\eta}_e \quad (A: \text{定数}) \quad (3)$$

厚さのよくわかっている標的 (^9Be , ^{12}C) を使用して、1980 年 4 月から 7 月に行なわれた電

子散乱の測定より

$$(\Delta Q \cdot \bar{\eta}_e \cdot \eta_{SEM}^{-1}) = \frac{1}{A} (\Delta Q \cdot \bar{\eta}_\pi \cdot \eta_{SEM}^{-1}) = (3.0 \pm 0.1) \times 10^{-2} \quad (4)$$

を得た。

ii) N_T が不明の時

この場合の不明量は $(d\sigma/d\Omega)_{(r, \pi)}$, $(\Delta Q \cdot \bar{\eta}_\pi \cdot \eta_{SEM}^{-1} \cdot N_T)$, $(\Delta Q \cdot \bar{\eta}_e \cdot \eta_{SEM}^{-1} \cdot N_T)$ である。i) と同様に電子弾性散乱より $(\Delta Q \cdot \bar{\eta}_e \cdot \eta_{SEM}^{-1} \cdot N_T)$ が得られ, $(d\sigma/d\Omega)_{(r, \pi)}$ が得られる。LiH 標的に対してこの方法により求めた $(\Delta Q \cdot \bar{\eta}_e \cdot \eta_{SEM}^{-1} \cdot N_T)$ は, 重量の測定に ^{16}O の混合の影響を補正して求めた N_T と式(4)との積に統計誤差の範囲内で一致した。

iii) A の決定と仮定(3)式の修正の必要性

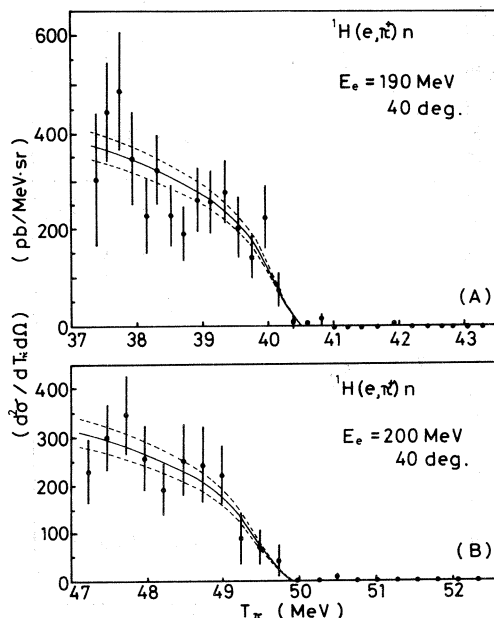
以上のような方法で $\text{LiH}(e, \pi^+)n$ を解析した結果を第1図(A)および第2図(\times 印)に示す。ここで $E_T \approx 190 \text{ MeV}$ ($T_\pi \approx 38 \text{ MeV}$) の結果が Adamovich ら³⁾ の $\text{H}(r, \pi^+)n$ の結果と一致するように

$$A = 0.823 \quad (5)$$

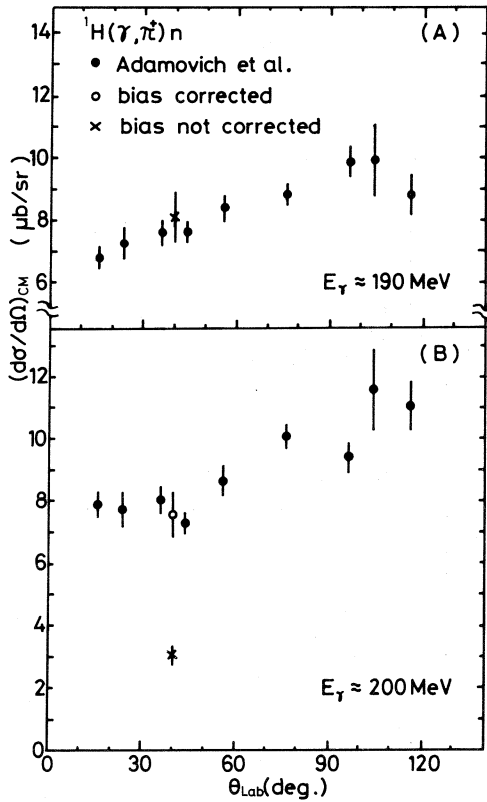
と仮定している。このような仮定においては

$E_T \approx 200 \text{ MeV}$ ($T_\pi \approx 47.5 \text{ MeV}$) の結果が

Adamovich らの $1/2$ 以下となる(第2図(B))。また図には示さないが $E_T \approx 170 \text{ MeV}$ ($T_\pi \approx 20 \text{ MeV}$) では実験が統計不足ではあるが Adamovich らの結果と一致する。以上のことは仮定(3)式が E_T が 170 MeV より 190 MeV (T_π が $20 \sim 38 \text{ MeV}$) ではよく, $E_T \approx 200 \text{ MeV}$ では悪いことを意味する。この原因は T_π が 40 MeV 以上の領域では T_π が大きくなると共に急激に SSD 中での π^+ のエネルギー損失(SSDからの信号波高)が小さくなり, PHSによって SSDからの π^+ の信号が切られるためと考えられる(第3, 4図)。このため T_π が大きい領域では仮定(3)式が修正されなければならない。



第1図 (A) $E_T \approx 190 \text{ MeV}$ 40° での π^+ のエネルギー・スペクトル。(B) $E_T \approx 200 \text{ MeV}$ 40° での π^+ のエネルギー・スペクトル(補正後)。実線は本文の方法で得られた (r, π^+) 反応微分断面積の値を (e, π^+) 反応微分断面積の値に直したもので, 破線はその誤差の範囲を示す。



第2図 $E_\gamma \approx 190$ MeV (A), 200 MeV (B) での ${}^1\text{H}(\gamma, \pi^+)n$ 反応の微分断面積。×印はPHSバイアスによる数え落しの補正前、○印は補正後。(A)では補正前と補正後は同じ値を示す。●印はAdamovichらの結果。

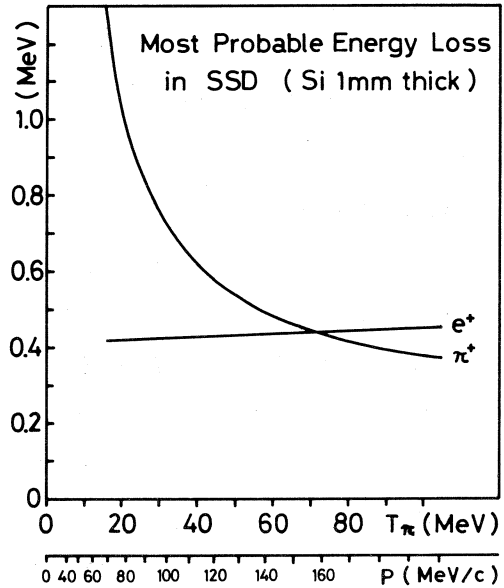
IV) 仮定(3)式の修正

修正された絶対効率 $\bar{\eta}_\pi$ として次のものを仮定する。

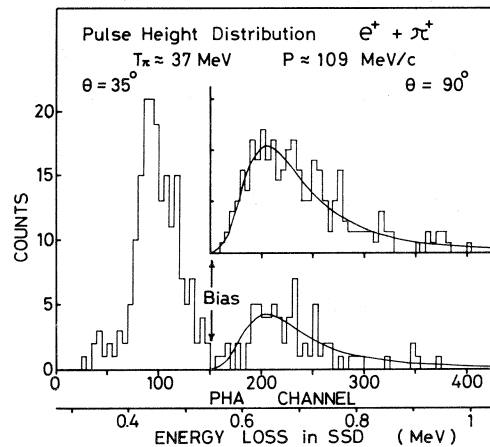
$$\bar{\eta}_\pi = \begin{cases} A \bar{\eta}_e & (T_\pi \leq 38 \text{ MeV}) \\ A f(T_\pi)^{-1} \bar{\eta}_e & (T_\pi \geq 38 \text{ MeV}) \end{cases} \quad (6)$$

ここで $A = 0.823$ である。

第4図において100チャンネル付近のピークが陽電子、200チャンネル付近のピークが π^+ によるものであり、それぞれLandau分布⁴⁾しているものと思われる。ここで π^+ の波高分布



第3図 SSD中での π^+, e^+ のエネルギー損失最確値。



第4図 SSDからの波高分布 ($T_\pi \approx 37$ MeV, $p \approx 109$ MeV/c)。中の図は同様の条件で測定された π^+ による波高分布。実線は最適化されたVavilov分布で、矢印はPHSバイアスの設定値。

を Vavilov 分布⁵⁾ で近似して $E_\gamma \approx 200, 190$ MeV それぞれの $\text{LiH}(\gamma, \pi^+)$ の微分断面積が Adamovich らの結果と一致するように規格化を行なう。SSD 中での π^+ のエネルギー損失を E , T_π のエネルギーを持った π^+ の SSD 中でのエネルギー損失最確値を T_π の関数として $E_0(T_\pi)^{4)5)}$ とする。 T_π と E_0 の関係を第 3 図に示す。第 4 図で最適化された Vavilov 分布を $V(E-E_{00})$, $E_{00} = E_0$ (37) とする。ここで T_π が 37~50 MeV (E_0 は 0.65~0.53 MeV) では関数 $V(E)$ で表わせると仮定する。Vavilov 分布 V は規格化されており、

$$\int_{-\infty}^{\infty} V(E-E_{00}) dE = \int_0^{T_\pi} V(E-E_{00}) dE = 1 \quad (7)$$

ここで PHS バイアスの位置を E_{PHS} とする。 T_π で入射した π^+ が 1 個の SSD で測定される確率は、

$$\eta_{\text{SSD}}(T_\pi) = \int_{E_{\text{PHS}}}^{T_\pi} f(E-E_0) dE \quad (8)$$

である。実際の測定においては三重同時計数をとっているので測定される確率は $\eta_{\text{SSD}}^3(T_\pi)$ となる。以上より

$$f(T_\pi) = \frac{1}{\eta_{\text{SSD}}^3(T_\pi)} \quad (9)$$

となる。ここで $E_\gamma \approx 200, 190$ MeV の $\text{LiH}(\gamma, \pi^+)$ のデータが Adamovich らの結果と一致するように、 E_{PHS} をパラメータとしている。このようにして得られた微分断面積を第 1 図(B)及び第 2 図(B) (○印) に示す。パラメータ E_{PHS} は 1974 年の予備実験で決定された値とよく一致している (第 4 図及び参考文献 2))。 $f(T_\pi)$ は T_π が 50 MeV 以下の範囲内で、

$$f(T_\pi) = 1 + 8.752 \times 10^{-3} (T_\pi - 38) + 1.328 \times 10^{-3} (T_\pi - 38)^3 \quad (10)$$

と近似できた。

V) ま と め

仮定(6)式と $(\Delta Q \cdot \bar{\eta}_e \cdot \eta_{\text{SEM}}^{-1}) = (3.0 \pm 0.1) \times 10^{-2}$ を使用して 1980 年 4 月から 7 月の (γ, π^+) 実験を解析した (^1H , ^6Li , ^9Be , ^{10}B , ^{13}C , ^{16}O)。

1979 年以前の実験の解析ではこのような電子散乱による絶対値の決定は行なわれていなかった。特に 1978 年 2 月の地震によって SEM が破損交換となっているので、 η_{SEM}^{-1} の変化により式(4)の値は今回とは異なった値と思われる。1976 年 7 月から 1977 年 10 月の実験より ^{12}C の電子散乱では、

$$(\Delta Q \cdot \bar{\eta}_e \cdot \eta_{\text{SEM}}^{-1}) = (2.06 \pm 0.15) \times 10^{-2} \quad (11)$$

同期間の²⁷Al では

$$(4\Omega \cdot \bar{\eta}_e \cdot \eta_{SEM}^{-1}) = (1.5 \pm 0.4) \times 10^{-2} \quad (12)$$

となり両者の合いは良くない。1980年の電子散乱で¹Hから¹⁶Oまで良く一致した $(4\Omega \cdot \bar{\eta}_e \cdot \eta_{SEM}^{-1})$ を与えていたのとは対照的である。これは、標的の厚さ、ビームと標的の角度、標的のZの異いによるSEMの効率 (η_{SEM}^{-1}) の違いと思われる。

以上のような方法で1978年以前のデータについても再解析(⁶Li, ⁹B, ¹⁶O, ²⁸Si)が行なわれている。

§ 4. 結 論

- i) (e, π^+) 反応と同じ幾何学的条件で電子散乱も目的とする標のごとに測定を行なうべきである。
- ii) T_π の大きな領域では(10)で与えられた補正を行なえば ${}^1\text{H}(\gamma, \pi^+)$ 断面積はAdamovichらの値と一致する。
- iii) T_π が50MeVを越える領域での (γ, π^+) 実験は補正が大きくなるために行なうべきではなく、 T_π が40MeV以下の実験が望ましい。
- iv) $f(T_\pi)$ のより正確な決定のために、 $E_\gamma \approx 190 \sim 200$ MeV間の他の ${}^1\text{H}(\gamma, \pi^+)$ nの実験が望まれる。
- v) Winhold⁶⁾らによって仮想光子の高エネルギー側において、D-Yによる仮想光子数よりも1.25倍多いと報告されている。しかし我々の結果においては、 ${}^1\text{H}(\gamma, \pi^+)$ nの結果をAdamovichらの結果に規格化しているために($A = 0.823$ の決定のために)このような効果は包含されていると思われる。

参 考 文 献

- 1) R. H. Dalitz and D. R. Yennie : Phys. Rev. **105** (1957) 1598.
- 2) 大橋英雄他 : 核理研研究報告 **8** (1975) 58.
- 3) M. I. Adamovich *et al.*: *In Photomesic and Photonuclear Processes* ed. D. V. Skobel'tsyn (Consultants Bureau, N. Y. 1967) p. 49.
- 4) L. D. Landau : J. Phys. USSR **8** (1944) 201.
- 5) 山崎文男他 : 放射線(共立出版) p. 70.
- 6) P. Stoler, E. J. Winhold *et al.*: Phys. Rev. C **22** (1980) 911.

$^{24}\text{Mg}(e, \alpha)$ 反応の研究

核理研

広岡 恵・田中俊成・日野 威

玉江忠明・菅原真澄

§ 1. 序

現在、 (r, α) 反応の問題点の1つに励起モードの問題がある。この問題に関し、仮想光子と実光子スペクトルの違いを用いていくつかの実験¹⁻³⁾ がなされてきたが、明確な結論が得られているわけではない。この問題はE2アイソスカラー巨大共鳴の崩壊と関連しているが、 ^{24}Mg のような自己共役核においては $T_3 = 0$ だからE1により励起され α 粒子を放出し、残留核を $T = 0$ の状態に残すような反応は押えられる筈である。故に自己共役核における (r, α) 反応はE2励起を調べるのに有力な手段と考えられる。

そこで、今回、電子線照射による ^{24}Mg の基底状態と第1励起状態への α 粒子放出についての実験を行ったので、実験結果並びに解析の途中経過を報告する。

§ 2. 実験方法

実験は第1実験室の広帯域磁気分析器とその焦点面上に設置された100個の表面障壁型SSDを用いて行なわれた。従来、 α 粒子の測定にはMWPC又はリチウムドリフト型SSDが用いられてきたが、本年度より表面障壁型SSDの使用が可能になった。この新しい測定系の特徴はまず、MWPCのように数チャンネルにわたって信号が現われるということがない為、より鮮明なスペクトルを得ることが期待できる。又、リチウムドリフト型SSDと比べると陽子と α 粒子の区別を明確に行うことが出来、測定効率が約3倍になるよう大型に製作してある。

測定は (r, α_0) 、 (r, α_1) 断面積を導出することを考慮して $E_e = 24\text{MeV}$ から $E_e = 15\text{MeV}$ まで1 MeV間隔で行なった。入射電子の運動量分解能は1.5%である。測定角は 90° と 130° 、又、標的のビームに対する角度は 30° である。

標的は純度99.6%の ^{24}Mg を厚さ 1.04 mg/cm^2 に伸ばしたものをを用いた。この厚さの標的を用いると中心から放出された4~10MeVの α 粒子は、200 keV~500 keVのエネルギーを標的中で失う。

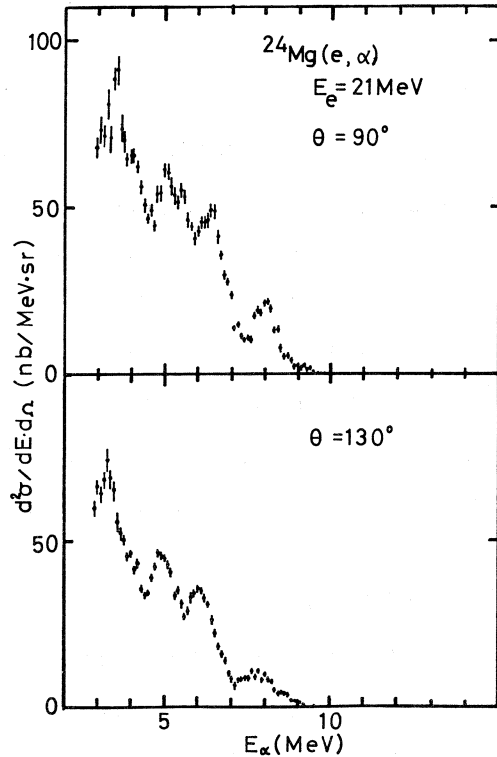
$^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha)$ 反応の閾値は 9.31 MeV, ^{20}Ne の第 1 励起状態のエネルギーは 1.62 MeV である。

§ 3. 測定結果及び考察

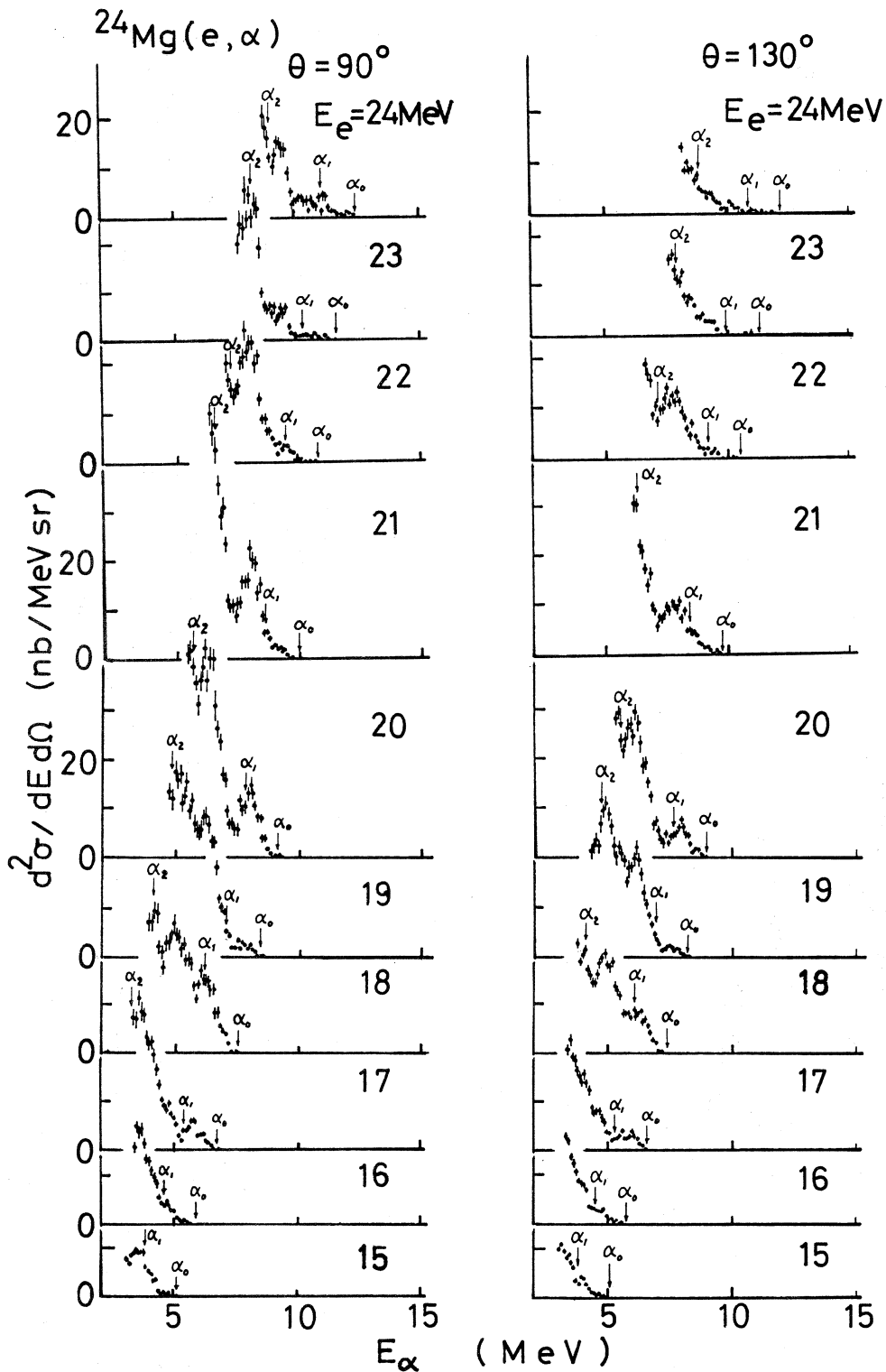
第 1 図に測定角 90° と 130° に於ける, $E_e = 21\text{MeV}$ での $^{24}\text{Mg}(e, \alpha)$ 反応スペクトルを示す。横軸の α 粒子のエネルギーは, α 粒子が標的の中心から放出されたものとして, エネルギー損失を補正した値を示している。 $\theta = 90^\circ$ のスペクトルには $E_\alpha \sim 8\text{MeV}$, 6.5MeV , 5MeV , 3.5MeV の所にピークが見られる。 $\theta = 130^\circ$ のスペクトルにも $\theta = 90^\circ$ のスペクトルの 4 本のピークに対応して, 4 本のピークが見られる。 $\theta = 90^\circ$ と $\theta = 130^\circ$ のスペクトルの形はよく似ているが, その絶対値は $\theta = 90^\circ$ の方が全体的に大きい。

第 2 図に $\theta = 90^\circ$ と $\theta = 130^\circ$ の先端付近のスペクトルを示す。矢印はそれぞれ基底状態, 第 1 励起状態, 第 2 励起状態への崩壊の立上りの位置を示す。 $E_\alpha = 5\text{MeV}$ のピークは $E_e = 18\text{MeV}$ のスペクトルにははっきりと現われているが, $E_e = 17\text{MeV}$ ではほとんど見えなくなり, $E_e = 16\text{MeV}$ では消失している。基底状態と第 1 励起状態の立上りの位置を考慮すれば, $E_\alpha = 5\text{MeV}$ のピークは第 1 励起状態に残留核を残すような α 粒子に対応するものと考えられる。

第 3 図に参考文献 4) に基づいて導出した $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha_0)$ 反応断面積を示す。これには $E_x \sim 17\text{MeV}$ と 19MeV に大きな 2 つのピークがあるが, これはスペクトルの $E_\alpha \sim 6.5\text{MeV}$ と 8MeV のピークに対応している。 ^{24}Mg , ^{20}Ne の基底状態のスピンのパリティは 0^+ で, E 1 と E 2 励起のみを考えた場合, 90° で測定された (γ, α_0) 反応断面積には E 2 の寄与はない。 $\theta = 90^\circ$ の $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha_0)$ 反応断面積はかなりの大きさを持っているが, これはアイソスピ



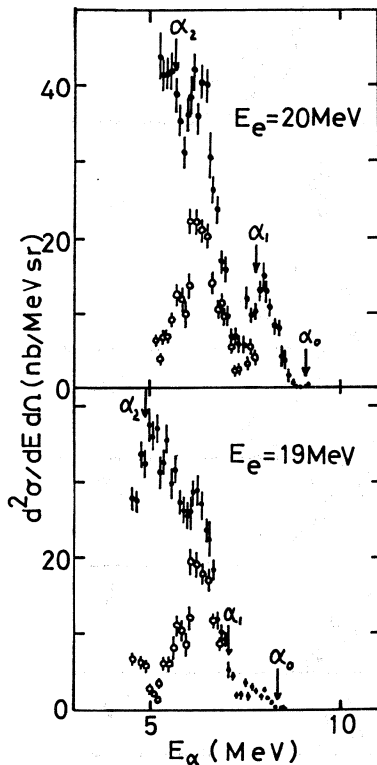
第 1 図 $E_e = 21\text{MeV}$ における $^{24}\text{Mg}(e, \alpha)$ スペクトル。



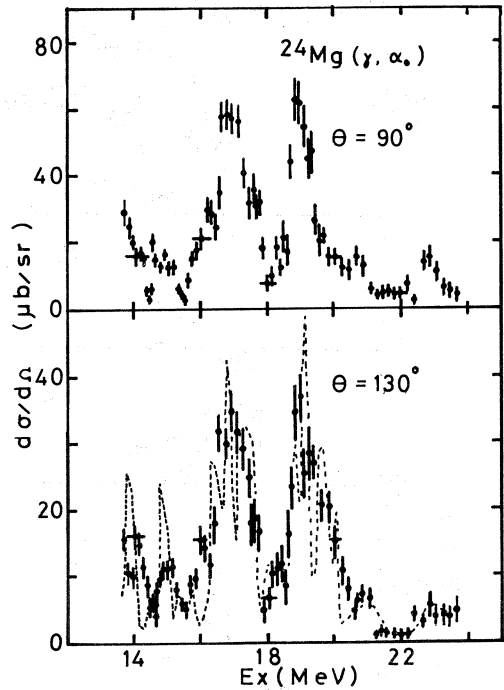
第2図 $^{24}\text{Mg}(e, \alpha)$ の先端近傍のスペクトル。縦軸のスケールはすべて同じで1目盛は10 nb/MeV·sr に対応する。

ソミキシングのため、 1^- の状態から放出される α 粒子が相当あることを示していると考えられる。 $\theta = 130^\circ$ の (r, α_0) 断面積は第3図に示すようにKuhlmannら⁵⁾によって測定された $^{20}\text{Ne}(\alpha, r_0)^{24}\text{Mg}$ から導出した $^{24}\text{Mg}(r, \alpha_0)$ 断面積とよく一致している。

次に $\theta = 90^\circ$ の (r, α_0) 反応の微分断面積 $d\sigma_r(E)/d\Omega$ からエネルギー E_e の電子線を照射したときの (e, α_0) スペクトル $d^2\sigma_e(E_e)/dE_\alpha d\Omega$ を導出した。そ



第4図 $\theta = 90^\circ$ における $^{24}\text{Mg}(e, \alpha)$ スペクトル(黒丸)と $^{24}\text{Mg}(r, \alpha_0)$ 断面積から導出した $^{24}\text{Mg}(e, \alpha_0)$ スペクトル(白丸)。



第3図 $^{24}\text{Mg}(r, \alpha_0)$ 断面積。点線はKuhlmanら⁵⁾により測定された $^{20}\text{Ne}(\alpha, r_0)$ から導出された $^{24}\text{Mg}(r, \alpha_0)$ 断面積。

れはE1の仮想光子スペクトル $K^{E1}(E_e, E)$ を用いて

$$\frac{d^2\sigma_e(E_e)}{dE_\alpha d\Omega} = \frac{d\sigma_r(E)}{d\Omega} K^{E1}(E_e, E)$$

で与えられる。 (e, α) スペクトルと (e, α_0) スペクトルを α_1 と α_2 の立上りを示す矢印の間の領域で比較することにより、 α_1 の寄与の大体の様子がわかる。その1例として第4図に $E_e = 20\text{MeV}$ と 19MeV の (e, α) 、 (e, α_0) スペクトルを示す。 (r, α_0) 断面積から $E_x \sim 17\text{MeV}$ と 19MeV に励起状態があると考えられるが、この2つの励起状態からの α_1 のエネルギーは各々5 MeVと6.7 MeVとなる。 $^{24}\text{Mg}(e, \alpha)$ スペクトルにおいて、 E_α が5 ~ 7 MeVには明らかに α_1

の寄与が相当存在しており $E_\alpha \sim 5$ MeV 付近には α_1 のピークが見られる。しかし、 $E_\alpha \sim 6.7$ MeV 付近にピークがあるかどうかは即断し難い。

今回の実験では2つの角度でしか測定が出来なかったので励起モードについての詳しい考察が不可能である。今後さらに他の測定角でも実験を行ない詳しい解析を行なう予定である。

参 考 文 献

- 1) T. Tamae, T. Urano, M. Hirooka and M. Sugawara : Phys. Rev. C **21** (1980) 1758.
- 2) E. Wolyneć, W. R. Dodge, R. G. Leicht and E. Hayward : Phys. Rev. C **22** (1980) 1012.
- 3) 浦野隆夫, 広岡 恵, 菅原真澄 : 核理研研究報告 **13** (1980) 75.
- 4) 菅原真澄, 川村暢明, 坪田博明, 宮瀬晴久, 阿部 健 : 核理研研究報告 **6** (1973) 246.
- 5) E. Kuhlmann, E. Ventura, J. R. Calarco. D. G. Mavis and S. S. Hanna : Phys. Rev. C **11** (1975) 1525.

II. 物 性 物 理

Neutron TOF Profiles of Fe_2VS_4

I. Kawada, M. Isobe, F. P. Okamura and H. Wada

*National Institute for Researches in Inorganic Materials,
1-1 Namiki, Sakura-mura, Niihari-gun, Ibaraki 305, Japan***§ 1. Introduction**

In the course of the equilibrium studies of Fe-V-S system, it is important to know the ordering of Fe and V atoms in the structure. For this reason we have undertaken neutron diffraction studies of this sample.

Fe_2VS_4 crystallizes in the monoclinic system in the structure type of $\text{V}_3\text{S}_4^{1)}$. The structure is of the distorted NiAs-type. The metal-full layer and the metal-deficient one are stacked alternately between the approximately hexagonal close-packed sulfur layer. In our previous work on FeV_2S_4 it became obvious that Fe atoms lie in the metal-deficient layers and V atoms in the metal-full layers²⁾. In the case of Fe_2VS_4 some another ordering is expected in the metal layers.

§ 2. Experimental

Powder specimen of Fe_2VS_4 was prepared by heating the mechanical mixtures of reagent grade $\text{VOSO}_4 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ and $\text{FeSO}_4 \cdot (\text{NH}_4)_2\text{SO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ in an H_2S atmosphere at 1050°C for 4 hours and annealed at 500°C for 1 month.

Neutron diffraction intensity data were collected on the H-6 Debye-Scherrer spectrometer at 300 MeV Electron LINAC of Tohoku University, with diffraction angles of $2\theta = 16.6^\circ$, 37.2° and 93.7° . Time of irradiation was about 16.7 hours. The profile of $2\theta = 37.2^\circ$ was used for the analysis.

§ 3. Analysis and discussion

Space group is $I2/m$ (No. 12) in unreduced expression. Lattice constants are $a = 5.848(3)$, $b = 3.301(1)$, $c = 11.041(10)$ Å and $\beta = 92.36(3)^\circ$. Atomic

parameters for the structure models were taken from those of $V_3S_4^{1)}$ (Table I.).

Table I. Atomic parameters of Fe_2VS_4 .

	weight	x	y	z
M(1)*	0.5	0.0	0.0	0.0
M(2)*	1.0	0.54113(18)	0.5	0.24362(10)
S(1)	1.0	0.33862(24)	0.0	0.36289(13)
S(2)	1.0	0.66359(25)	0.0	0.11246(13)

* M(1): Metal site in the metal-deficient layer.

* M(2): Metal site in the metal-full layer.

Observed and calculated profiles were fitted by the least squares method. The fitting parameters were modified ones from those of Windsor and Sinclair³⁾ Background was estimated by a curve of quadratic function.

In the first model, metal sites in the metal-deficient layers are occupied by Fe-atoms and those in the metal-full layers are occupied by $Fe_{1/2}V_{1/2}$ randomly (type I). In the second model, the all metal sites are occupied by $Fe_{2/3}V_{1/3}$ randomly (type II). In the third model, metal sites in the metal-deficient layers are occupied by V-atoms and sites in the metal-full layers by Fe-atoms (type III).

Small differences between the patterns of type I and of type II give difficulties to the decision, which type is feasible (Fig. 1.). From these curves it seems that the type II is little better, but the result of the measurements of the Mössbauer effect supports the model of type I. The model of type III is not acceptable because of large discrepancies between observed and calculated curves.

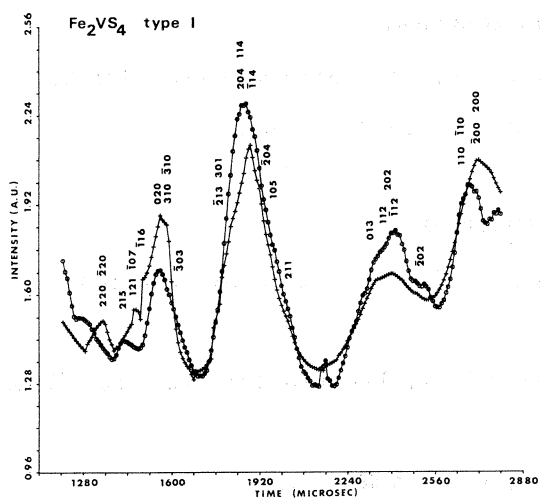
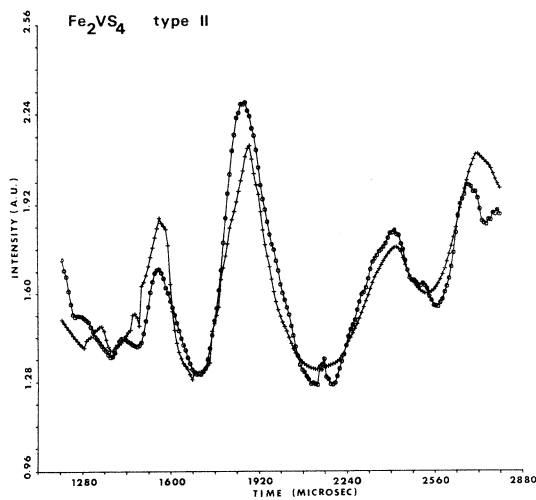
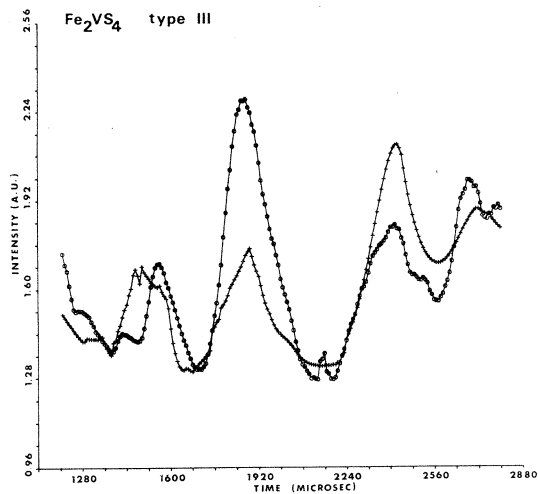


Fig. 1. Observed (\bullet) and calculated ($+$) profiles of Fe_2VS_4 .
 (a) type I: Fe-atoms in the metal-deficient layers and $\text{Fe}_{1/2}\text{V}_{1/2}$ -atoms in the metal-full layers.



(b) type II: $\text{Fe}_{2/3}\text{V}_{1/3}$ -atoms in the all metal sites.



(c) type III: V-atoms in the metal-deficient layers and Fe-atoms in the metal-full layers.

Acknowledgement

We wish to thank Dr. N. Niimura, Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, for the advices and discussions during our experiment.

References

- 1) I. Kawada, M. Nakano-Onoda, M. Ishii, M. Saeki and M. Nakahira: J. Solid State Chem. **15**(1975)246.
- 2) I. Kawada, N. Niimura, M. Isobe and H. Wada: Res. Rep. Lab. Nucl. Sci. Tohoku Univ. **11**(1978)226.
- 3) C. G. Windsor and R. N. Sinclair: Acta Cryst. **A 32**(1976)395.

On the Coordination of Pd Atoms Surrounding a Ge Atom in Pd-Ge Alloy Glasses

N. Hayashi, T. Fukunaga, M. Ueno and K. Suzuki

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

§ 1. Introduction

Some metal-metalloid alloys are easily vitrified by rapid cooling from the liquid state. Polk¹⁾ has pointed out that the Bernal Dense Random Packing (DRP) structure of metal atoms must be stabilized in metal-metalloid alloy glasses due to metalloid atoms added. However, selective observations of the atomic coordination by pulsed neutron total scattering²⁾ and EXAFS³⁾ have shown that the Bernal DRP structure is much modified in metal-metalloids alloy glasses.

Fukunaga *et al.*^{2,4)} found, using T-O-F pulsed neutron total scattering, that Pd-Si alloy glasses are mainly constructed from the structure unit of trigonal prism packing of 6 Pd atoms existing around a Si atom. The trigonal prism packing structure modelled by Gaskell⁵⁾ is in excellent agreement with Fukunaga *et al.*'s experiental results. In contrast to it, EXAFS result by Hayes *et al.*³⁾ showed that 8.6 Pd atoms surround a Ge atom in Pd₈₀-Ge₂₀ alloy glass. Nagel⁶⁾ has proposed that each Ge atom equally occupies the both central holes of a distorted trigonal prism capped with three half-octahedra having 9 Pd atoms and a tetragonal dodecahedron having 8 Pd atoms in the Bernal DRP structure.

The aim of this study is to examine the atomic coordination of Pd atoms surrounding a Ge atom in Pd-Ge alloy glasses by measuring the high resolution radial distribution function by means of T-O-F pulsed neutron total scattering technique.

§ 2. Experimental

Three kinds of Pd-Ge alloy glasses including 19.8, 22.1 and 24.8 at % Ge were prepared into a form of thin ribbons with about 2 mm in width and less than 30 μm in thickness by rapid cooling from the liquid state using single roll method. These alloy glass ribbons were tied up in a bundle of about 8 mm in diameter and 70 mm in length to measure the structure factor $S(Q)$, where $Q=4\pi\sin\theta/\lambda$ is the scattering vector, 2θ is the scattering angle and λ is the wavelength of neutrons. The measurement of $S(Q)$ was carried out by a T-O-F pulsed neutron total scattering spectrometer installed at 300 MeV electron LINAC, Tohoku University. Details of the spectrometer and data processing procedures are almostly same to those described in a previous paper⁷⁾.

§ 3. Results and Discussion

The structure factor $S(Q)$ of Pd-Ge alloy glasses obtained in this study are shown in Fig. 1. There are definitely oscillations in each $S(Q)$ up to $Q \geq 30 \text{ \AA}^{-1}$. Except for Pd-25 at % Ge alloy glass, the first peak height and the

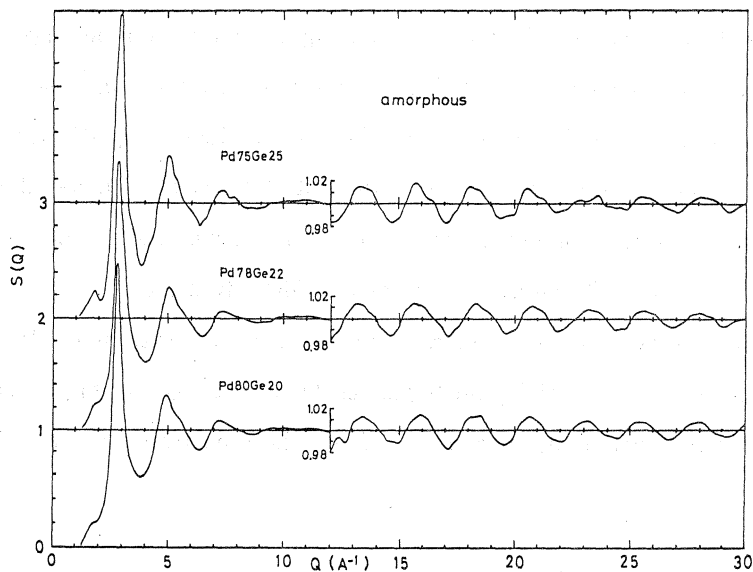


Fig. 1 Structure factors $S(Q)$ of Pd-Ge alloy glasses.

shoulder of the second peak in $S(Q)$ decrease with increasing Ge content, while the width of the first peak increases. This behavior of $S(Q)$ is quite similar to that of Pd-Si alloy glasses observed by Fukunaga *et al.*⁴¹. In case of Pd-25 at % Ge alloy glass which has stoichiometric composition corresponding to Pd₃Ge compound, a small subpeak appears at low Q side of the first peak and a shoulder is realized at high Q side of the first peak.

The radial distribution functions (RDF) of Pd-Ge alloy glasses were calculated as a function of the maximum scattering vector value Q_{\max} where the Fourier transform from $S(Q)$ to $g(r)$ is truncated. Figure 2 show the effect of scattering

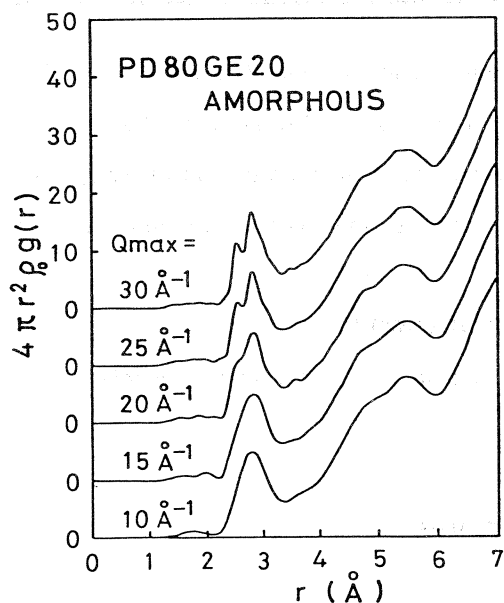


Fig. 2 Radial distribution functions of Pd-20 at % Ge alloy glass. The Fourier transforms from $S(Q)$ to $g(r)$ is truncated at various values of the scattering vector Q_{\max} .

vector truncation on the RDF of Pd-20 at % Ge alloy glass. The first peak splitting in RDF definitely appears like in that of Pd-20 at % Si alloy glass, when the Fourier transform is truncated at $Q \geq 25 \text{ \AA}^{-1}$. The small subpeak at low r side is likely to correspond to Pd-Ge pair correlation and the large subpeak at high r side is regarded as Pd-Pd pair correlation.

Bond lengths and coordination numbers of Pd-Pd and Pd-Ge pair correlations in Pd-Ge alloy glasses are summarized in Table. I. This Table shows that Pd-20 at % Ge alloy glass has 5.3 Pd atoms surrounding each Ge atom, of which

bond length is 2.53 \AA^{-1} . This result is very different from the EXAFS result obtained by Hayes *et al.*³¹ that 8.6 Pd atoms surround a Ge atom with the bond length of 2.49 \AA .

Table I. Bond lengths and coordination numbers of Pd-Pd and Pd-Ge correlations in Pd-Ge alloy glasses.

($Q_{\max}=25 \text{ \AA}^{-1}$)

	Pd \longleftrightarrow Pd		Pd \longleftrightarrow Ge		Ge \longleftrightarrow Pd	
	Bond length (\AA)	Coordination number (atoms)	Bond length (\AA)	Coordination number (atoms)	Bond length (\AA)	Coordination number (atoms)
Pd80Ge20 amorphous	2.82	10.3	2.53	1.3	2.53	5.3
Pd78Ge22 amorphous	2.81	9.9	2.54	1.5	2.54	5.2
Pd75Ge25 amorphous	2.82	10.9	2.54	1.9	2.54	5.7

The present experimental result obviously supports that Gaskell⁵⁾'s model is again valid in Pd-Ge alloy glasses as well as in Pd-Si alloy glasses. We are preparing to find the origin of the discrepancy between pulsed neutron scattering result and EXAFS one from both of the theoretical and experiemtal points of view.

Acknowledgement

The authors would like to thank the member of Laboratory of Nuclear Science for the operation of LINAC.

References

- 1) D. E. Polk: Scripta Met. **4**(1970)117.
- 2) K. Suzuki, T. Fukunaga, M. Misawa and T. Masumoto: Mater. Sci. Eng. **23** (1976)215.
- 3) T. M. Hayes, J. W. Allen, J. Tauc, B. C. Giessen and J. J. Hauser: Phys. Rev. Lett **40**(1978)1282.
- 4) T. Fukunaga, M. Misawa, K. Fukamichi, T. Masumoto and K. Suzuki: *Rapidly Quenched Metal III* ed by B. Cantor (The Metal Society, London 1978) Vol. 2, p. 325.
- 5) P. H. Gaskell: J. Non-Cryst. Solids **32**(1979)207.

A New T-O-F Pulsed Neutron Total Scattering Spectrometer Installed at Tohoku University 300 MeV Electron LINAC

M. Ueno, M. Misawa and K. Suzuki

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

§ 1. Introduction

In 1972 a T-O-F pulsed neutron total scattering spectrometer was installed at 300 MeV electron LINAC in Tohoku University in order to investigate mainly the instantaneous structure of liquid and amorphous solid materials. Details of the performance of this spectrometer have been published in a previous paper¹⁾. The time-focusing arrangement of He-3 counters was adopted for the backward-scattering angle detecting system in 1976 to improve counting rate over a high scattering vector region up to $Q = 40 \text{ \AA}^{-1}$ ^{2,3)}. Then, based on the high-resolution observation of the short-range structure, we have successfully made the structure determination of single molecules in the liquid state, separation between nearest neighboring like-atom pair correlation and unlike-atom one in amorphous solids and so on⁴⁾.

At the moment we modify the spectrometer into a new counter arrangement and build a new shielding house. The aim of the remodelling is firstly to locate new counter banks at a new scattering angle in order to find atomic scaled-structure anisotropies in amorphous solids and secondly to obtain much higher counting rate with much higher Q resolution and signal-to-noise ratio over much higher Q range. This is a preliminary report describing what were modified in a new spectrometer.

§ 2. Shielding House

A schematic view of the new spectrometer is shown in Fig. 1. Main modifications made in this study are as follows.

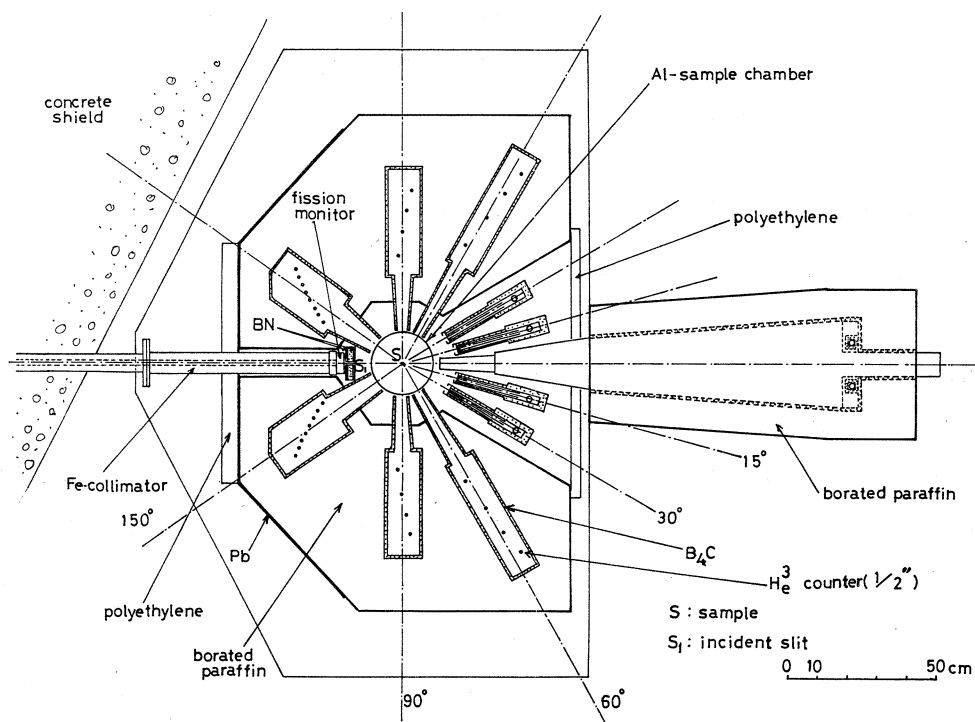


Fig. 1 A schematic view of the new T-O-F pulsed neutron total scattering spectrometer.

1. As incident neutron beam tube is extended to near the sample position. A straight iron/lead collimator of 15 mm in width and 2000 mm in length is inserted into the incident neutron beam tube.
2. The time-focusing arrangement of He-3 counters is adopted in three scattering angles around $2\theta = 60, 90$ and 150° . He-3 gas of 20 atm is filled in each counter, of which size is 12.7 mm in diameter and 300 mm in effective length.
3. Counter systems of the scattering angle $2\theta = 15$ and 30° are not modified and still use the combination of a soller-slit collimator and a single counter of 25.4 mm in diameter and 150 mm in effective length filled with 20 atm He-3 gas.
4. Small angle scattering system is constructed around the scattering angle of $2\theta = 5^\circ$. The neutron flight path from a sample to detectors is evacuated.
5. All He-3 counters are shielded by a Cd-sheet of 0.5 mm in thickness and

B_4C -powder wall of 10 mm in thickness. The four counter systems of $2\theta = 150$, 90 , 60 and 5° are surrounded by thick borated-paraffin wax. Polyethylene-sheets of 30 mm in thickness cover the two counter systems of $2\theta = 15$ and 30° .

§ 3. Collimator and Sample Chamber

He-3 counters of the scattering angles $2\theta = 150$, 90 and 60° are set in the counter boxes with wide apertures due to the time-focusing arrangement of He-3 counters. Hence, nose cones of B_4C wall coated with Gd_2O_3 paint are installed between the counter box and a sample chamber in order to prevent the He-3 counters from finding neutrons scattered from anything except for the sample. The sample is located in the vacuum chamber which has collimators extended from the nose cones, as shown in Fig. 2.

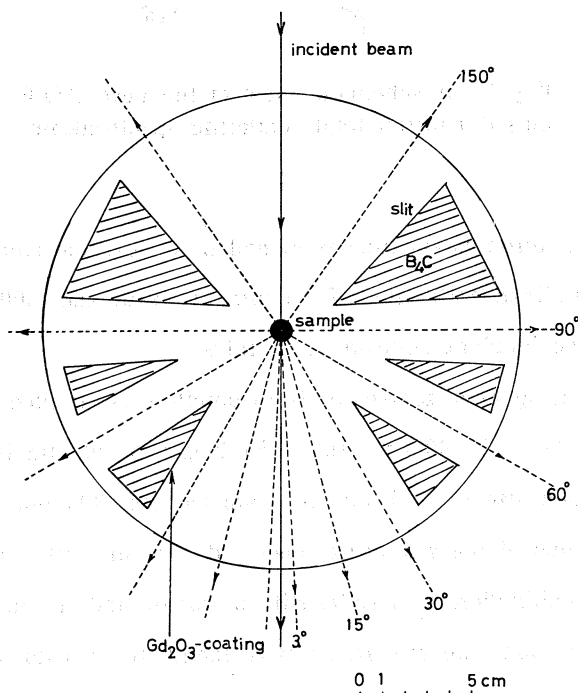


Fig. 2 Collimators arrangement in a vacuum sample chamber of the spectrometer.

§ 4. Anisotropy Measurement of Structure Factor

Generally amorphous solids have an isotropic and uniform structure in the macroscopic scale. However, mechanical and/or magnetic devices of amorphous solid alloys are often based on the anisotropic characterization of their physical properties such as in a magnetic bubble-domain application. Anisotropies in physical properties of amorphous solid alloys must originally come from the anisotropic atomic scale structure.

Cargill⁵⁾ has shown that there is a slight difference between the X-ray radial distribution function of Gd-Co sputtered amorphous alloy observed by reflection arrangement and that by transmission one. Windsor *et al*⁶⁾ also found the anisotropy in the structure factor of Pd-20 at % Si alloy glass ribbon with the direction of the scattering vector \vec{Q} . The arrangement of a sample and \vec{Q} used by Windsor *et al* is very clever when using T-O-F pulsed neutron scattering technique.

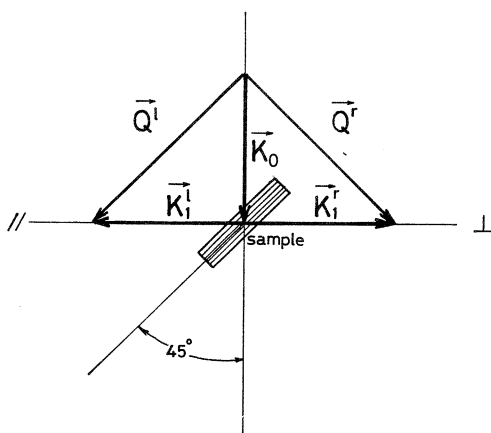


Fig. 3 Anisotropy measurement of structure factor using T-O-F pulsed neutron scattering technique.

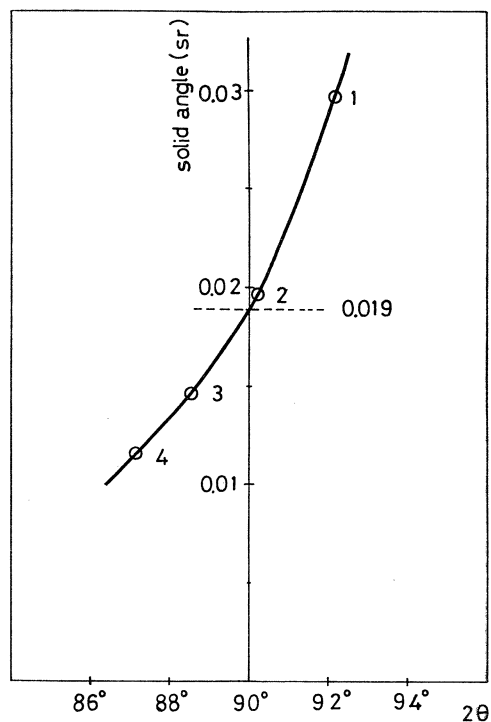


Fig. 4 Time-focusing array of He-3 counters used in the scattering angle of $2\theta = 150^\circ$.

As shown in Fig. 3, the sample is mounted at 45° to the incident neutron beam and He-3 counters are set at the both scattering angles $2\theta = \pm 90^\circ$. The counters on the left-hand side can find the structure factor with \vec{Q} along the ribbon direction, while the counters on the right-hand side records the structure factor with \vec{Q} normal to the ribbon direction. In the new spectrometer the counter bank for the scattering angle $2\theta = 90^\circ$ is arranged to fix the counter position having the average solid angle at $2\theta = 90^\circ$ as shown in Fig. 4.

§ 5. Resolution and Background

Background level in the new spectrometer considerably decreases over the whole range of neutron energy used in this study. Resolution in Q -space is slightly improved in the new spectrometer. Raw T-O-F spectra of scattered neutron from Si-powder sample are directly compared between the old and new spectrometer in Fig. 5.



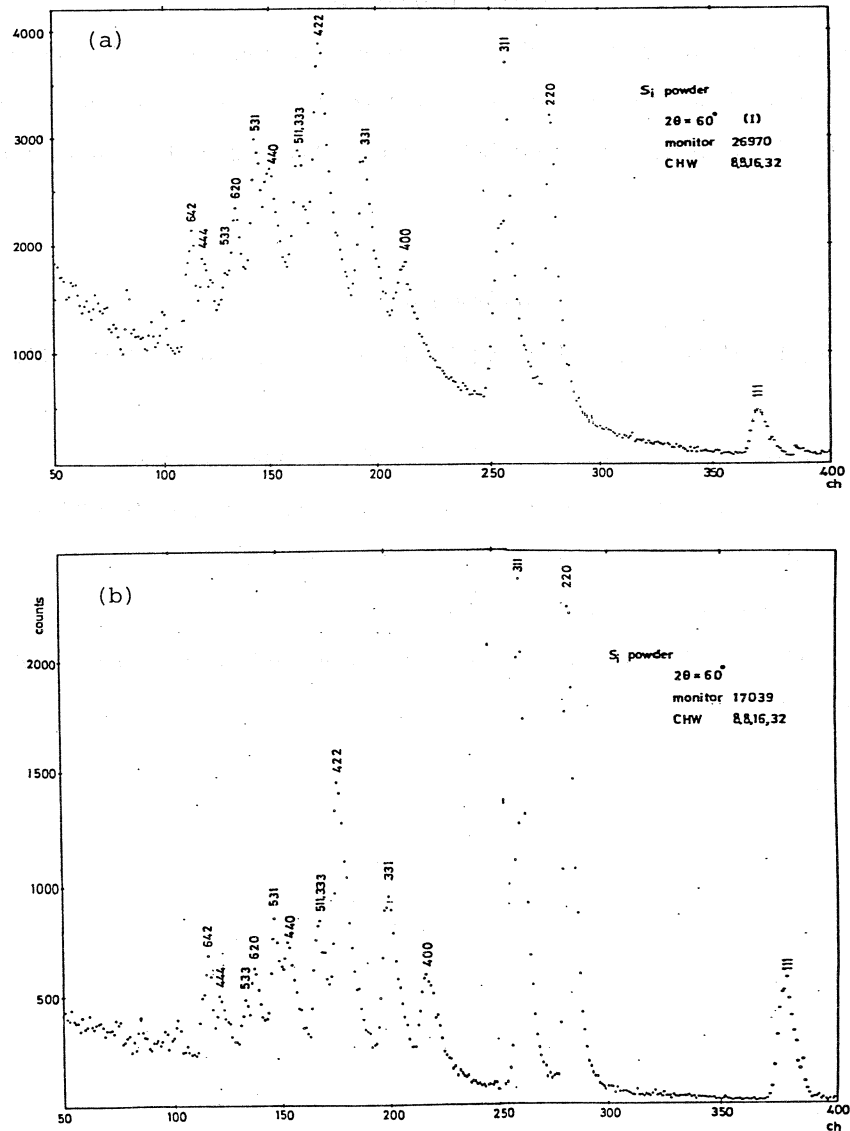


Fig. 5 Raw T-O-F spectra of scattered neutron from Si powder sample observed by the old (a) and new (b) spectrometer.

Acknowledgement

The authors would like to thank the member of Laboratory of Nuclear Science and machine shop in The Research Institute for Iron, Steel and Other Metals, Tohoku University for their helps to the construction of the new spectrometer.

References

- (1) K. Suzuki, M. Misawa, K. Kai and N. Watanabe: Nucl. Instr. Meth. **147**(1977) 519.
- (2) K. Suzuki and Y. Fukushima: Z. Naturforschung **32a** (1977)1438.
- (3) M. Misawa, D. L. Price and K. Suzuki: J. Non-Cryst. Solids **37**(1980)85.
- (4) K. Suzuki: Ber. Bunsen-Gesell. Phys. Chem. **80**(1976)689.
- (5) G. S. Cargill III: AIP Conf. Proc. **24**(1975)138.
- (6) C. G. Windsor, D. S. Boudreaux and M. C. Narasimhan: Phys. Letters **67A** (1978)282.

Cu₃Mnの短範囲秩序度のTOF-PSP法による研究

理学部, 核理研*

新井正敏・石川義和・新村信雄*

§ 1. 序

東北大学核理研に於いてパルス中性子と位置敏感検出器とを結合したTOF-PSD測定法 (Time of Flight method by using Position Sensitive Detector)の開発により, 従来の単一検出器による測定法の約100倍程度の測定効率が得られるようになった¹⁾ この測定方法は特に逆格子2次元空間のデータ収集に勝れているものであり, 散漫散乱強度分布の測定に適していると考えられる。今回この方法によりすでにHirabayashi²⁾等によって測定された単結晶Cu₃Mnの散漫散乱強度分布の測定を試みた。Cu₃Mnは原子短距離秩序により散漫散乱を持つことが知られている物質であるが, 特にここ5,6年ミクトマグネティズムと呼ばれる特異な磁性を持つことで非常に興味を持たれている物質でもある。例えば磁場中冷却した場合と零磁場冷却した場合とは磁化曲線に非常に異った性質を示すことが知られている^{3,4)}。前者では磁化曲線は一方向性の残留磁化を持ち, 後者では常磁性体の様に振舞う。更に磁場中冷却に用いた磁場と反対方向の磁場を印加するとある磁場H_d以上で巨大磁気モーメントが反転し, 磁化曲線はもとの曲線上を戻らないことになる。ところが零磁場中冷却した場合にはH_d以上の反対方向の磁場を印加しても磁化曲線は変化しない。磁化の温度依存性に於いてもやはり両者では性質が異り, 零磁場中冷却したものはある温度で磁化に極大を持ち⁵⁾, この温度依存性は磁場の大きさに依存し, 磁場が小さい程鋭いピークを持つ。また磁化は磁場印加時間にも依存する⁶⁾。

このことから帯磁率測定は弱い交流磁場で測定することが不可欠となるが, Cannella等⁷⁾はこのような測定によって鋭い帯磁率のカスプを観測している。Edward & Anderson等の理論⁸⁾ではこのカスプ位置に対応する温度で相転移が生ずることが結論づけられているが, 電気抵抗, 比熱などのマクロな測定からは相転移を肯定する報告はされていない。またミクトマグネティズムを説明するのに磁性クラスターモデルが用いられるが, このモデルでも説明できない部分(帯磁率のカスプなど)がかなりある。ミクト磁性体の構造決定は古くはMeneghetti & Sidhu等⁹⁾により始められ, Wells等¹⁰⁾によって原子的秩序及び最近接原子, 第2近接原子間の磁氣的結合がそれぞれ反強, 強磁性的であることが報告されている。また原子的秩序については

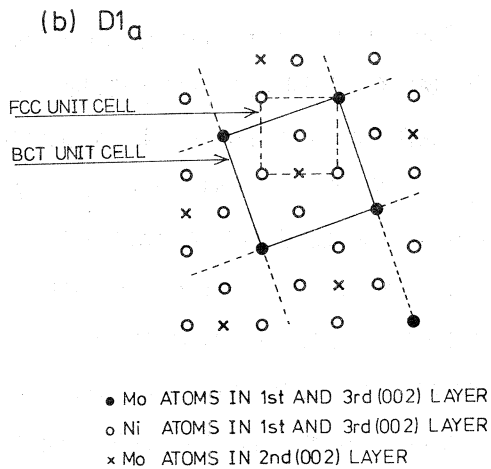
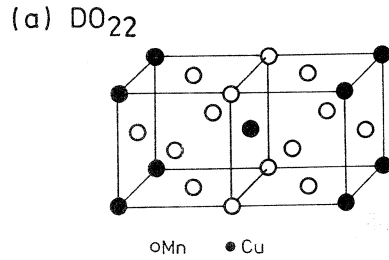
Shiozaki 等¹¹⁾ や Hirabayashi 等²⁾ により $(n/2 \ 1 \ 0)$ (n は奇数)の散漫散乱の解析から、それぞれ DO_{22} (Al_3Ti)、 $D1a$ (Ni_4Mo) 構造をとることが指示されている(第1図)。最近 Rainford 等¹²⁾ により偏極中性子を用いて $(1 \ \frac{1}{2} \ 0)$ に磁気散漫散乱が観測され、磁氣的クラスターサイズが原子的クラスターサイズよりも大きいことが指摘された。

我々はこの論文でまず原子的秩序の異方性の存在について TOF-PSD 法によって得られた結果を述べ、これら原子的秩序の異方性とミクトマグネティズムの関係づけを示唆することにする。

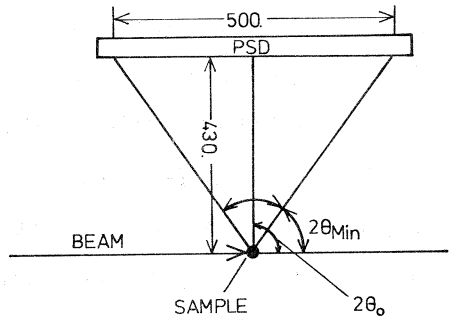
§ 2. 実 験

試料は格子定数 3.71 \AA の焼鈍した Cu_3Mn (fcc) であり、Hirabayashi 等²⁾ によって使用されたものと同一の試料である。測定系の配置は第2図に示す通りであり、最小散乱角 $2\theta_{Min}$ から $\sim 60^\circ$ の範囲が測定可能となっている。

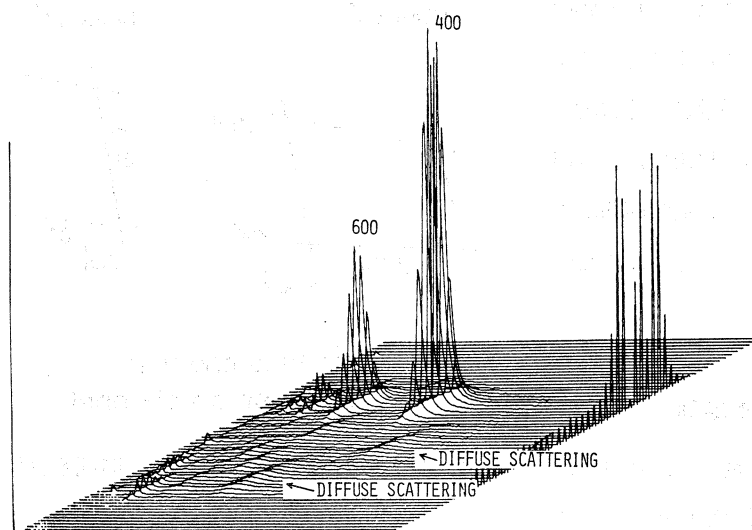
位置敏感検出器はそれ自身の持つ分解能から 64分割されており、また測定したい逆格子空間の位置に応じて遅延時間、時間幅を適宜変化できるようにしている。現測定では 4.5 \AA^{-1} の近傍に焦点を絞るために遅延時間 $500 \mu\text{sec}$ 、時間幅 $16 \mu\text{sec}$ が選択された。第3図は上記のような設定で $[001]$ 軸を回転軸にした時得られた生データの表示である。測定値を逆格子空間に変換したものが第4図に示してあるが、飛行時間の早い部分と遅い部分に相当するところ



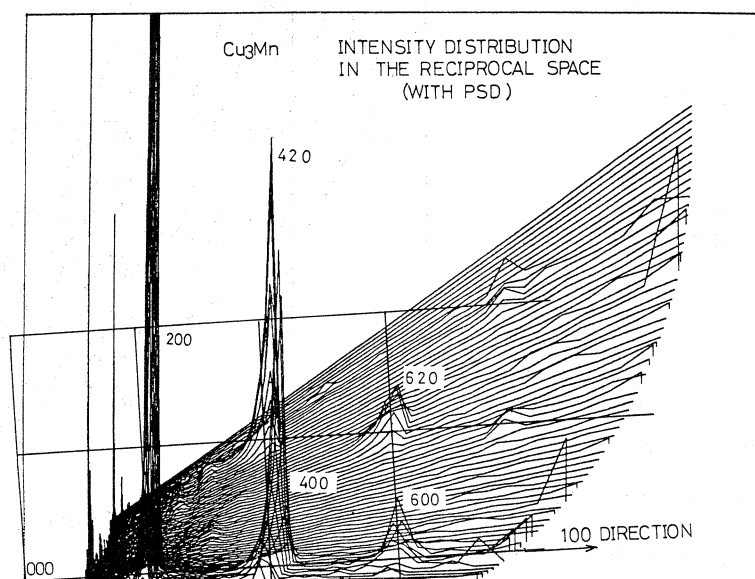
第1図 DO_{22} (Al_3Ti) と $D1a$ (Ni_4Mo) の結晶構造。



第2図 PSDの幾何学的配置図。
 $2\theta_0$: PSDの中心に向かう散乱角。



第3図 Cu_3Mn の散漫散乱強度測定生のデータ。

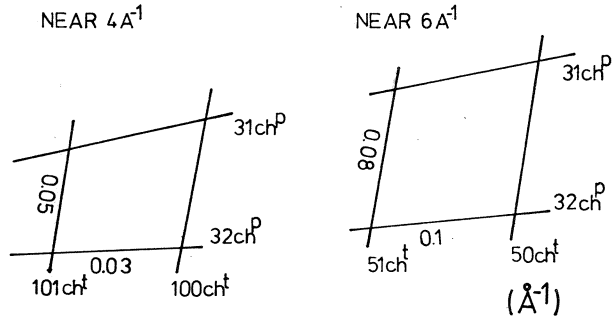


第4図 第3図の逆格子空間への変換図。

は熱中性子の Maxwell 分布の強度の弱い所に対応しているために、データとしてはあまり信頼できない。第5図に 4 \AA^{-1} 、 6 \AA^{-1} 近傍での時間及び位置分解能を示す。

(200)–(400)–(420)–(220) で囲まれた逆格子平面内では検出器の位置による分解能と飛行時間の時間分解能が同等程度になるように、前記の遅延時間と時間幅が選ばれている。

$[3 \frac{1}{2} 0]$ 軸と $[001]$ 軸の含まれる面内では $(3 \frac{1}{2} 0)$ を中心とする散漫散乱は等方的であることを単一検出器により確認しているの、測定範囲は第6図に示すように (001) 面内に限った。



ch^ᵗ : time channel
ch^ᵖ : position channel

§ 3. 結果と議論

短範囲秩序度 α_{lmn} は以下に示すように微分散面積のフーリエ変換から求まる。

$$\alpha_{lmn} = \sum_{h_1} \sum_{h_2} \sum_{h_3} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \cdot \cos 2\pi (h_1 l + h_2 m + h_3 n) \quad (1)$$

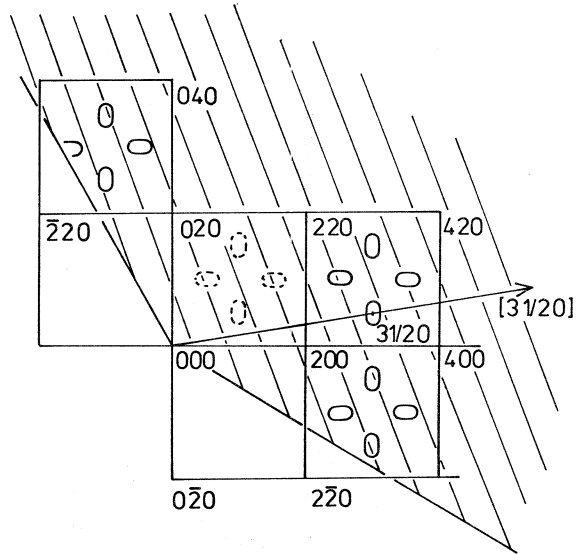
$$\int_{h_1} \int_{h_2} \int_{h_3} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d h_1 d h_2 d h_3 = 1 \quad (2)$$

ここで h_1, h_2, h_3 は、逆格子空間の主軸、 l, m, n は格子点、 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ は微分散断面積を示す。

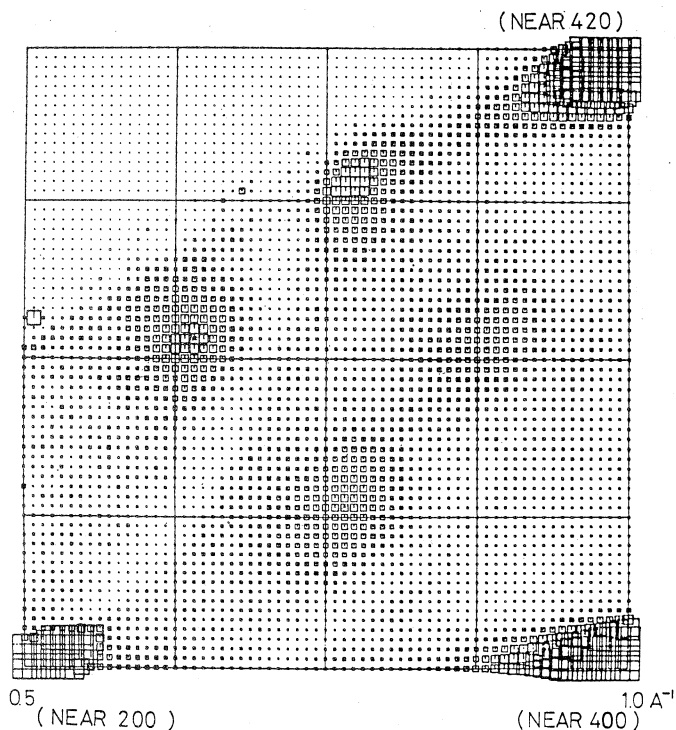
(1)式から判るように逆格子空間内で h_1, h_2, h_3 の点の強度が等間隔で求まっていると計算が大変

容易にできる。しかし TOF 法で得られるデータは逆格子空間の原点から放射線上にしか存在しない。そこで補間法によって放射線上のデータを等分割点上に再分配する必要が生ずる。第7図はそのようにして得られたものである。ここで強度は以下の(3)式に示す微分散断面積であって各々図形の大きさに比例させてある。

第5図 $4 \text{ \AA}^{-1}, 6 \text{ \AA}^{-1}$ 近傍での時間及び位置分解能。



第6図 Cu_3Mn の2次元空間の散乱強度分布測定範囲。

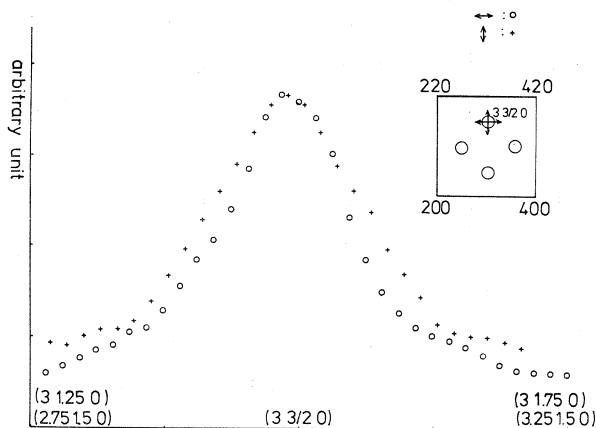


第7図 補間法により求めた(3, 1, 0)周囲の散漫散乱の強度分布。強度の大きさは□印の大きさに比例している。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{1}{NC(1-C)(b_{Cu} - b_{Mn})^2} \frac{I_S - I_B}{I_V - I_B} AM \quad (3)$$

ここで N は単位体積当りの原子数, C はMnの濃度, b_{Cu} , b_{Mn} はCu及びMnの散乱長, I_S , I_V , I_B は夫々, 試料, パナジウム, バックグラウンドの測定強度, A は吸収の補正項, M は多重反射補正項である。

(3 1/2 0)散漫散乱の〔100〕, 〔010〕方向の断面を第8図に示す。従来ここに見る散漫散乱の強度分布は球対称であると考えられ



第8図 散漫散乱の横、縦方向の強度分布。

ていたが、この結果からかなりの異方性の存在することが解る。のちに原研の三軸分光器によりこの異方性の観測を行いこれと同様の結果が得られている¹³⁾。

さて前述のような補間法を行った後に(2)式の条件のもとで、(1)式に示すフーリエ変換を行い、得られた原子短範囲秩序度を第1表に示す。第1表(1)はHirabayashi 等が行ったように入射

第1表 短範囲秩序度 α_{lmn} 。

補正(1): 入射中性子の波長分布。

補正(2): 補正(1)+吸収, 多重反射, 非干渉性補正。

$l m n$	$\sqrt{l^2+m^2+n^2}$	補正(2)	補正(1)	WELLS ¹⁰⁾	HIRABAYASHI ²⁾
000	0.0	± 1.0			
110	1.41	- 0.045	- 0.0804	- 0.046	- 0.0801
200	2.0	0.039	0.0648	0.041	0.0609
211	2.45	0.033	0.0523	0.027	0.0420
220	2.83	- 0.029	- 0.0423	- 0.016	- 0.0359
310	3.16	- 0.025	- 0.0340	- 0.021	- 0.0268
222	3.46	- 0.064	- 0.0824	- 0.043	- 0.0495
321	3.74	0.018	0.0221	0.010	0.0187
400	4.0	0.047	0.0535	0.029	0.0514
330	4.24	- 0.014	- 0.0144	- 0.003	- 0.0200
411	4.24	- 0.014	- 0.0144	- 0.007	- 0.0171
420	4.47	0.012	0.0116	0.005	0.0099
332	4.69	0.010	0.00937		0.0005
422	4.89	- 0.0086	- 0.00758		- 0.0029
431	5.10	- 0.0074	- 0.00608		- 0.0017
510	5.10	- 0.0074	- 0.00609		- 0.0033
521	5.48	0.0055	0.00396		0.0010
440	5.66	0.014	0.00957		0.0062
433	5.83	- 0.0041	- 0.00257		- 0.0015
530	5.83	- 0.0041	- 0.00258		+ 0.0004

中性子の波長分布のみの補正を、(2)はWells 等が行ったように吸収, 多重散乱, 原子核, 電子スピンによる等方的な非干渉性磁気散乱の補正を行って得られた結果である。又、それぞれの補正法で得られた結果を第9図(a), (b)の○印で示す。

ここで補間法で得られた強度分布は簡単のために球対称であると仮定し、ガウス函数によって最適化した後に逆格子3次元空間の強度分布に拡張した。第9図(a), (b)にそれぞれ Hirabayashi 等(●印), Wells 等(●印)の結果を比較のために示す。

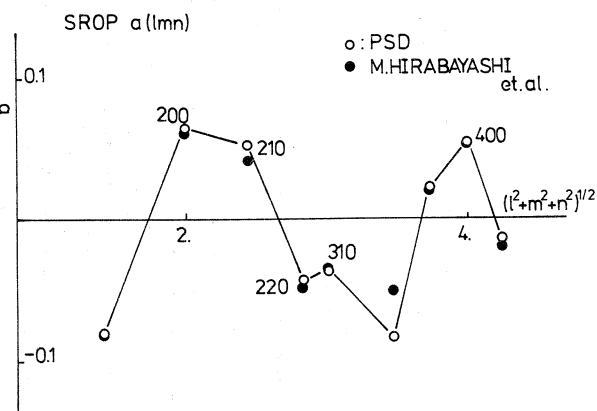
Hirabayashi 等は彼等の結果が Wells 等の結果とくい違ったことを試料の焼鈍時間の違いによる原子秩序の差異と考えていた。しかしデータ補正法の違いによって両者の結果を夫々再現できることが判明した。

実験結果の原子秩序度を用いて逆格子空間に於ける強度分布を計算によって得たものが第10図～第12図である。第10図, 第11図, 第12図はそれぞれ5, 10, 19番目までの秩序度パラメータ

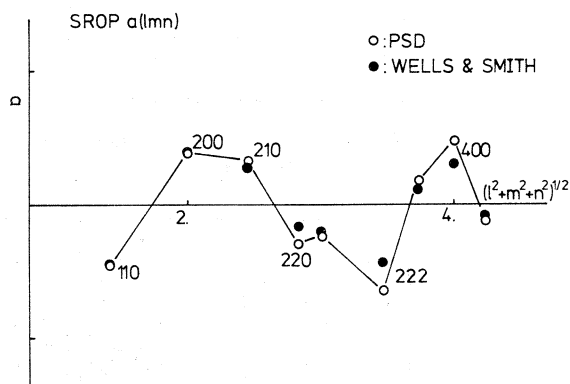
を使用してシミュレーションしたものであるが, 第12図と第7図を比較して分るように少なくとも実験結果を再現するためには19番目までのパラメータが必要である。

最近, 三軸分光器を用いてこの散漫散乱の強度分布の詳細を調べたが, 低温において一軸方向にのみこの散漫散乱の肩に磁氣的構造に起因するサブピークが観測された¹³⁾。この磁氣的構造と原子的構造の関連性は現在検討中である。

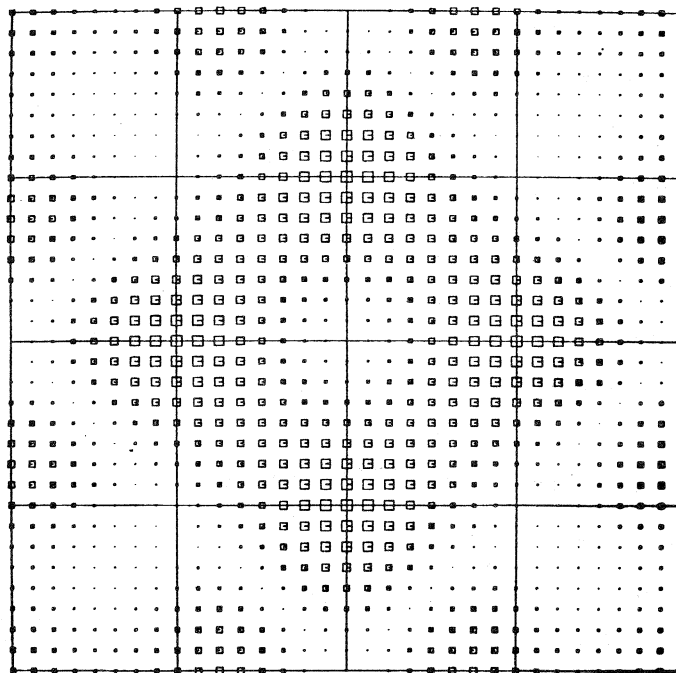
少なくとも Cu_3Mn の原子秩序は Hirabayashi 等の主張する $\text{D1a}(\text{Ni}_4\text{Mo})$ タイプの構造を持つことは確かなようである。この構造を持ったドメインあるいはクラスターが異方性を持って分布していると考えられる。これらクラスターの大きさは異方性を持った散漫散乱の幅か



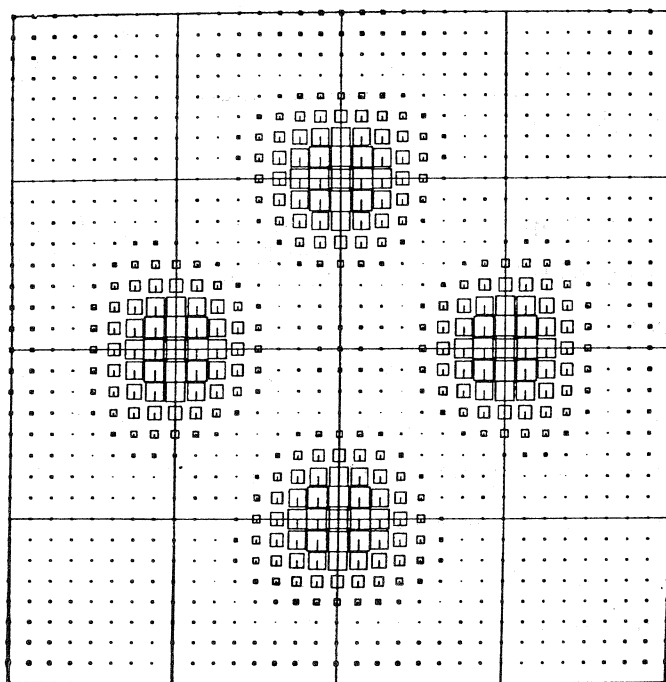
第9図 (a) 入射中性子の波長分布の補正を行って求めた α_{lmn} と Hirabayashi 等の結果との比較。



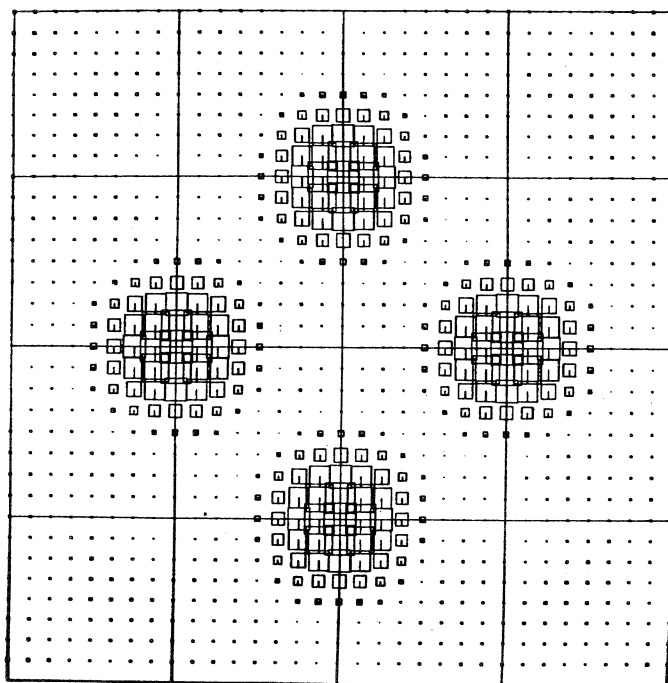
(b) (a)に更に吸収, 多重散乱, 非干渉性磁気散乱の補正を行って求めた α_{lmn} と Wells らの結果との比較。



第10図 求めた α_{lmn} から強度分布の再現。5番目までの α_{lmn} を用いた場合。



第11図 第10図に同じ、10番目までの α_{lmn} を用いた場合。



第12図 第10図と同じ，19番目までの α_{lmn} を用いた場合。

ら長い方で15Å，短い方で11Å程度と考えられる。このようにD1aタイプのクラスターが3つの主軸方向に適当に分布することにより文献13)で述べている磁氣的異方性と原子的異方性を結びつけられることになり，ミクトマグネティズムを示すCu₃Mnの磁氣的構造がある程度決定できることになろう。

ミクトマグネティズムを説明する場合よく磁氣的異方性の存在が取沙汰される。完全秩序系(Fe₂TiO₅)¹⁴⁾の実験でそれを直接的に指示する報告もあるが，普通ミクト磁性体と言われるCu₃Mnのような不完全秩序系で異方性の存在を確認したのは我々が初めてであり，今後の理論との対応が期待される。

参 考 文 献

- 1) N. Niimura *et al.*: Nucl. Inst. Method **173** (1980) 517.
- 2) M. Hirabayashi *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **45** (1978) 1591.
- 3) R. W. Tustison: Ph. D Thesis University of Illinois at Urbana-Champaign

(1976).

- 4) J. S. Kouvel : J. Phys. Chem. Solids **21** (1961) 57.
- 5) S. Chakravorty, P. Pangrahy and P. A. Beck : J. appl. Phys. **42** (1971) 1968.
- 6) C. N. Guy : J. Phys, F **5** (1975) L 242.
- 7) V. Cannella , J. A. Mydosh and J. I. Budnick : J. appl. Phys. **42** (1971) 1689.
- 8) S. F. Edwards and P. W. Anderson : J. Phys. F **5** (1975) 965.
- 9) D. Menegetti and S. S. Sidhu : Phys. Rev. **105** (1957) 130.
- 10) P. Wells and J. H. Smith : J. Phys. F **1** (1971) 763.
- 11) Y. Shiozaki and Y. Nakai : J. Phys. Soc. Jpn. **47** (1979) 819.
- 12) B. D. Rainford *et al.* : J. Mag. Mag. Mat. **15** (1980) 151.
- 13) M. Arai , Y. Ishikawa and N. Niimura : to be published.
- 14) H. Shaked *et al.* : Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 782.

III. 放 射 化 学

各種ゼオライトへのストロンチウムの交換吸着に およぼすホウ酸およびアミン類の影響

選 研

三村 均・橋本裕之・菅野卓治

§ 1. 緒 言

PWR型炉の一次冷却水中にはかなりの濃度のホウ酸(～2000gB/t)を含んでおり¹⁾,この中の放射性核種を除去する際には,イオン交換におけるホウ酸の影響を検討しておくことが必要である。また,ゼオライトを群分離プロセスに用いる場合,その過程においてpH調整を行なう必要がある。しかし,先にSr交換時におけるNaイオンの影響をみた結果,Naイオンの共存下においてはSrの分配係数の低下がかなり大きいことを報告した^{2,3)}。ゼオライトを用いたイオン交換においては,分子ふるい効果があるため大きな分子はゼオライト中に交換できず,他イオンの交換に対して大きな影響を与えないと考えることができる⁴⁾。それゆえ,分子の大きなアミン類を塩基として中和に用いれば,Srの交換能をあまり低下させることなく,中和を行なうことができるものと考えられる⁵⁾。以上の観点から,各種ゼオライトを用いてSrを交換する際のホウ酸およびアミン類の影響について検討した。なお,ゼオライトの交換吸着におよぼす有機塩基の影響としては,Barrerらが各種のアルキルアンモニウムイオンを用いてXおよびY型ゼオライトに対する交換吸着量を測定した報告がなされている⁶⁻⁸⁾。

§ 2. 実 験

2.1 ゼオライト試料

ゼオライトとしては,合成ゼオライトとしてA-4ゼオライト(鉄興社製,以下Aと略す),合成モルデナイト(Norton社製Zeolon,以下SMと略す),天然産ゼオライトとしてモルデナイト(仙台周辺産,新東北化学KK,以下NMと略す)の計3種類を使用した。第1表には,これらゼオライトの化学組成およびSi/Al比を示した。粒度は30～48メッシュのものを用い,これら原試料は0.1M NaClで3回処理し,Na型として使用した。なお,これらは約90℃で乾燥し,さらに飽和NH₄Cl溶液の密封容器内(25℃で湿度79.3%)で3日以上静置し,一定の水蒸気圧下に置いて,吸着水量を平衡状態に保ったものを実験に使用した⁹⁾。

第1表 Chemical composition of zeolites.

Zeolite	Typical unit cell contents	Si / Al
A (A type zeolite)	$\text{Na}_{12} [(\text{AlO}_2)_{12} (\text{SiO}_2)_{12}] \cdot 27 \text{H}_2\text{O}$	1
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

2.2 実験方法

分配平衡実験はバッチ法により行ない、分配係数 (K_{Sr}) の測定方法としては以下の通りである。すなわち、ゼオライト 0.5 もしくは 1.0 g を種々の濃度 ($\sim 1 \text{ M}$) のホウ酸またはアミン塩を含む RI 溶液、もしくはホウ酸またはアミン塩濃度一定で、硝酸で種々の pH に調整した RI 溶液 (いずれも比放射能 $10^{-2} \mu \text{ Ci/ml}$) 50 ml に加え、 25°C の恒温室中で 24 時間振とうした。平衡後の上澄液中の γ 放射能は、井戸型 NaI (TI) シンチレーション計数装置で測定し分配係数を求めた*。振とう後、微粉末が生じた際には、遠心分離 (2000 rpm, 10 分) を行なった後測定した。トレーサーとして $^{85} \text{Sr}$ は東北大学理学部原子核理学研究施設の電子リニアックで照射して製造したものを用いた。ただし、一部はトレーサーを使用せずに、原子吸光法 (原子吸光分光光度計, パーキンエルマー社 460 型使用) で標準添加法によって Sr の濃度を測定して求めた。なお、担体濃度は 10 もしくは 100 ppm とし、分配平衡前後の pH を測定した (日立-堀場 F-7_{SS} 形 pH メータ使用)。実験開始時の初期 pH 範囲は 1 ~ 6 酸性領域とし、平衡後の pH は平衡 pH とし、すべて実験結果は平衡 pH を用いて整理した。アミン塩基としては、トリエタノールアミン塩酸塩 ($(\text{C}_2\text{H}_5\text{O})_3 \text{NHCl}$) およびトリエチルアミン塩酸塩 ($(\text{C}_2\text{H}_5)_3 \text{NHCl}$) (いずれもメルクの特級試薬) を使用した。

§ 3. 実験結果および考察

3.1 ストロンチウムの分配におよぼすホウ酸の影響

ゼオライトに対するストロンチウムの選択性については、Wolf らがモルデナイトについて¹⁰⁾,

* 分配係数 $K_{\text{Sr}} = Z_{\text{Sr}} / S_{\text{Sr}}$

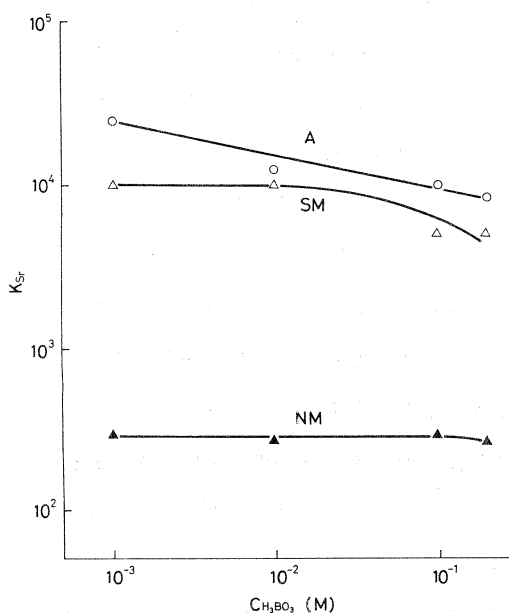
但し、 Z_{Sr} : 平衡後のゼオライト 1 g 中の γ 放射能

S_{Sr} : 平衡後の溶液 1 ml 中の γ 放射能

Sherry らが A 型, X 型および Y 型について報告しており^{11, 12)}, これらの結果からストロンチウムの選択係数 (Na を基準とした場合) の序列は A 型 > X 型 > Y 型 > モルデナイトと考えられる。A 型では選択係数約 500 の値が得られるが, モルデナイトでは極めて小さく, 5 程度の値しか示さない。以上のように, ゼオライトにより選択係数が大きく異なるため使用に際しては種類を十分選択する必要がある。本実験では上述の推定の妥当性およびホウ酸共存下での処理の可能性について検討した。

著者らは先に, Sr^{2+} の交換におよぼす Na 塩の影響について報告しているが^{2, 3)}, 本実験においてはホウ酸濃度を $10^{-3} \sim 2 \times 10^{-1}$ M まで変えて Sr の分配係数 (K_{Sr}) を測定し, その結果を第 1 図に示した。

いずれのゼオライトも, ホウ酸濃度が高くなるにつれ徐々に低下する傾向が認められたが, K_{Sr} 値は A 型が最も高く, ほぼ 10^4 程度, 除去率としては 99.5% 以上の高い値を示した。また, K_{Sr} 値の序列は $A > \text{SM} \gg \text{NM}$ の順で低下し, この結果は Wolf および Sherry らの報告と一致しており, ホウ酸共存下においても Sr^{2+} の吸着除去には A 型ゼオライトの使用が有効であると考えられる。なお, ホウ酸濃度 0.2 M 程度では, A 型ゼオライトの構造破壊は粉末 X-ray 回折により検討したが認められず, 充分使用に耐え得ると考えられる¹³⁾。



第 1 図 Distribution of Sr into zeolites from H_3BO_3 solution. Sr 10 ppm.

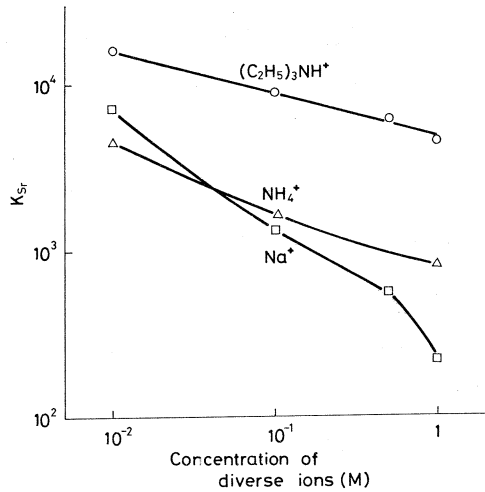
3.2 ストロンチウムの分配におよぼすアミン塩の影響

Barrerらはゼオライトに対する大きさの異なる 9 種類のアルキルアンモニウムイオン (CH_3NH_3^+ から $(\text{C}_2\text{H}_5)_3\text{NH}^+$ まで) の交換吸着量を測定し, トリエチルアミンの X および Y 型に対する最大交換率 (X_{max}) はそれぞれ 2% および 26% であったと報告している⁶⁻⁸⁾。本研究で用いた A 型およびモルデナイトの孔孔径は 4.2 \AA および 6.6 \AA であり, X および Y 型の 7.4 \AA より狭く, さらに空洞容積も $1/5$ 以下であることからトリエチルアミン自体の交換吸着は考えられず, また, トリエチルアミンのカチオン容積は 168 \AA^3 と報告されているが, トリエタノ

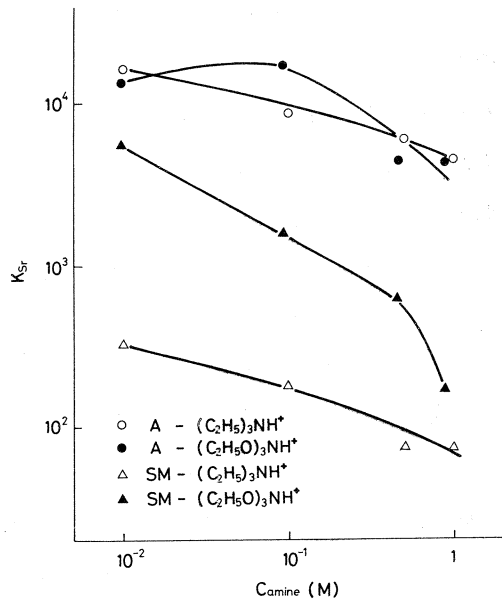
ールアミンはさらに大きいため交換吸着は不可能と考えられる¹⁴⁾。

第2図は、A型ゼオライトの K_{Sr} に対する各種イオン濃度(分配平衡させる前の初期濃度で表示)の影響を比較したものである。ここで、 Na^+ の影響については既に報告したものであり³⁾、 NH_4^+ の場合も同様の実験を行なって比較した。各イオンとも $10^{-2}M$ 共存下ではそれほど K_{Sr} に差は認められないが、濃度が高くなるにつれ差が開いており、各イオンの K_{Sr} に対する影響の序列は高濃度領域($>10^{-1}M$)においては $Na^+ > NH_4^+ >$ アミン塩の順であった。トリエチルアミンのKiellandのイオン径パラメータは 5 \AA であり、分子ふるいが強く働いたことによるものと考えられる¹⁵⁾。A型ゼオライトに対しては、トリエチルアミン $1M$ 共存下でも K_{Sr} は4000以上の高い値を示しており、 Sr^{2+} の交換吸着にはA型が有効であると考えられる。

第3図は、 Sr^{2+} の分配におよぼす2種類のアミン塩の影響を、A型および合成モルデナイトについてみたものである。ゼオライトに対する Sr^{2+} の選択係数の序列は $A > X > Y >$ モルデナイトとされているが、X型およびY型にはトリエチルアミンの吸着が報告されているため^{6~8)}、本実験にはA型と合成モルデナイトの2種類のゼオライトを使用した。図にみられるように、いずれのアミン塩共存下においても



第2図 Effect of diverse ions on the distribution of Sr into A type zeolite. Sr 100 ppm.



第3図 Distribution of Sr into zeolites from amine salt solution. Sr 100 ppm.

モルデナイトよりA型の方が高い K_{Sr} 値を示しており、アミン塩濃度の影響もあまり認められなかった。また、A型ではいずれのアミン塩を用いても K_{Sr} にほとんど差は認められなかったが、合成モルデナイトでは 10^{-2} M程度で K_{Sr} に1桁以上の差が認められ、特にトリエチルアミン0.5 M以上共存した場合は 10^2 以下となり、モルデナイトの Sr^{2+} の交換吸着に対しては、アミン塩濃度の影響がかなり大きいことが分かった。

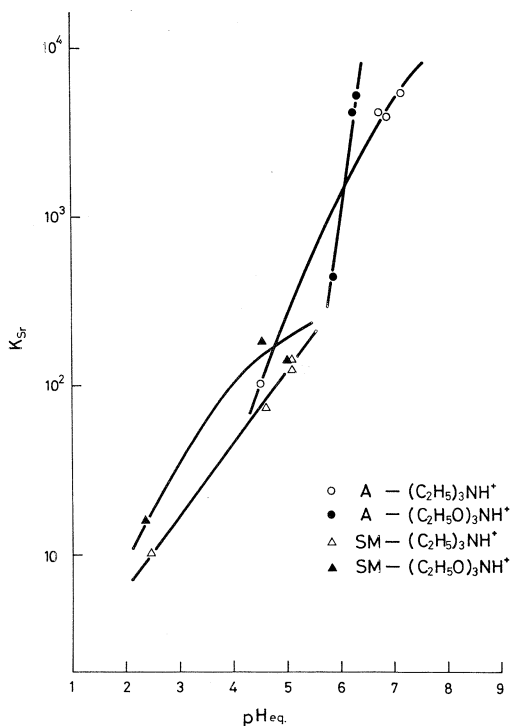
第4図は、1 Mアミン塩共存下におけるA型および合成モルデナイトに対する K_{Sr} のpH依存性についてみたものである。いずれのアミン塩共存下においても、A型およびモルデナイト共に平衡pHの低下に伴ない K_{Sr} は急激に低下しており、pH依存性が大きいことを示している。

中性付近ではA型が 10^3 以上の高い K_{Sr} 値を示したが、低pH領域ではいずれのゼオライトにおいても低い値しか得られず、 Sr^{2+} の交換吸着は困難であった。以上のことから、廃液処理においては交換前の溶液のpHコントロールが重要であると考えられる。

§ 4. 結 論

各種ゼオライトに対するストロンチウムの交換吸着におよぼすホウ酸およびアミン類の影響について検討し、以下の結論を得た。

- (1) いずれのゼオライトにおいても、 K_{Sr} はホウ酸濃度が高くなるにつれ除々に低下する傾向が認められ、 K_{Sr} 値の序列は $A > SM \gg NM$ の順で低下し、既に報告されているストロンチウムの選択係数の序列と一致しており、ホウ酸共存下において Sr^{2+} の吸着除去にはA型ゼオ



第4図 Effect of pH on the distribution of Sr into zeolites in the presence of 1 M amine salt solution. Sr 100 ppm.

ライトの使用が有効であることが分かった。

- (2) A型ゼオライトの K_{Sr} に対する各種イオン濃度の影響を比較した結果、高濃度領域($>10^{-1}$ M)においてその序列は $Na^+ > NH_4^+ \gg$ アミン塩の順であった。
- (3) アミン塩共存下における K_{Sr} はA型が高い値を示し、その影響はあまり認められなかった。一方、合成モルデナイトでは、 10^{-2} M共存下でA型に比べ1桁以上の差が認められ、特にトリエチルアミン塩の影響が大きい。
- (4) 1 Mアミン塩共存下におけるA型および合成モルデナイトに対する K_{Sr} のpH依存性は大きく、低pH領域ではいずれも低い値しか得られず、 Sr^{2+} の交換吸着は困難であった。以上のことから廃液処理においては交換前の溶液のpHコントロールが重要であると考えられる。

参 考 文 献

- 1) 石樽 顕吉；日本原子力学会誌 **22** (1980) 9 .
- 2) 三村 均，菅野卓治；東北大学選研彙報 **34** (1978) 85 .
- 3) 菅野卓治，橋本裕之，大谷登蔵；同上， **34** (1978) 53 .
- 4) D. W. Breck : *Zeolite Molecular Sieves* (John Wiley & Sons , Inc . , 1974) p. 552.
- 5) A. Hultgren . *et al.* : Progress Report of the National Council for Radioactive Waste Management (Sweden , 1978) p. 10.
- 6) R. M. Barrer and W. M. Meiser : Trans. Farad. Soc. **54** (1958) 1074 .
- 7) R. M. Barrer and J. W. Sutherland : Proc. Roy. Soc. (London) **A237** (1956) 439.
- 8) B. K. G. Theng , *et al.* : Trans , Farad. Soc. **64** (1968) 3370 .
- 9) 尾崎 萃他；触媒調製化学 (講談社 , 1980) .
- 10) F. Wolf , H. Fűrlig and H. Knoll : Chem. Techn . (Leipzig) **23** (1971) 273 .
- 11) H. S. Sherry and H. F. Walton : J. Phys. Chem. **71** (1967) 1457 .
- 12) H. S. Sherry : *ibid* **72** (1968) 4086 .
- 13) 三村 均，菅野卓治；日本原子力学会誌 **19** (1977) 170 .
- 14) D. W. Breck : *Zeolite Molecular Sieves* (John Wiley & Sons , Inc . , 1974) p. 133.
- 15) H. A. Laitinen and W. E. Harris : Chemical Analysis (McGraw - Hill , 1975) p. 14.

光核反応による無担体 ^{85m}Kr の製造

— $^{87}\text{Rb}(\gamma, pn)^{85m}\text{Kr}$ 反応による生成収率 およびその医学的有用性について—

金沢大医技短, 核理研* ; 金沢大核医**

天野良平・八木益男*・安東 醇・前田敏男**

平木辰之助・久田欣一**

§ 1. 緒 言

希ガスの無担体放射性同位体である ^{77}Kr (β^+ 壊変, 半減期: 1.24 時間), ^{81m}Kr (IT 壊変, 半減期: 13.3 秒) および ^{133}Xe (β^- 壊変, 半減期: 5.29 日) などは, 肺機能検査および組織の血流測定などに多く利用され, その核医学的重要性が増大している。 ^{77}Kr はポジトロン CT 用核種として, ^{81m}Kr および ^{133}Xe はガンマカメラあるいはシングルホトン CT 用核種として臨床に応用されている。後者 2 核種のうち ^{81m}Kr は親核種 ^{81}Rb (半減期: 4.58 時間) から連続的にミルキングできるため, 継続測定や短時間繰返し測定などに極めて有効であるが, 一回注入によるクリアランス測定の際には, 半減期が短かすぎるという欠点をもっている。それに対して ^{133}Xe は一回注入による測定には適しているが, その放射光子エネルギーが低い, 半減期が長い, クリプトンに較べて脂溶性が高い等がその欠点とされている。そのため最近では ^{81m}Kr および ^{133}Xe に代わる新しい希ガス放射性同位体の開発が強く望まれている。

^{85m}Kr (半減期: 4.48 時間) は核異性体転移 21.2%, β^- 壊変 78.8% の割合で壊変し, 151 keV および 305 keV の光子を放出し¹⁾, その放出率は 100 壊変あたりそれぞれ 78.5 光子および 14 光子の割合で, 比較的光子収率が高く R I イメージングに有利であるばかりでなく, その半減期も医学利用に極めて適した条件をもっている。しかしこれまで医用目的でこの製造および利用が検討されたことは全くない。

無担体 ^{85m}Kr の製造法としては核分裂生成物からの分離と $^{87}\text{Rb}(\gamma, pn)^{85m}\text{Rb}$ 反応の利用が考えられるが, 前者による場合は核的純度が悪くかつ分離操作が複雑となるのに対し, 後者による場合は ^{85m}Kr の核的純度も高く操作も比較的簡易に実施できるという利点をもっている。

そこで本研究では天然組成のルビジウムをターゲットとして 30~60 MeV 制動放射線照射による ^{85m}Kr およびその他汚染核種の生成収率を測定することを試みた。そしてさらに ^{85m}Kr

と ^{133}Xe 両核種の内部被曝線量への寄与を比較評価するための計算を試みた。

§ 2. 実 験

2.1 ターゲットおよび照射

約 0.4 グラムの無水酸化ルビジウム (Rb_2O) を直径 10mm の透明石英管に封入しターゲットとした。

ターゲットは 0.7 輻射長の白金コンバーターの直後におき、パルス幅 3 μ 秒、パルス繰返数毎秒 300 回の 30~60 MeV 加速電子線で照射した。白金コンバーターおよび試料は強制水冷し、照射中のビーム電流値はあらかじめファラディカップで校正したフェライト コア モニターの電流を整流し、積算計で積算して求めた²⁾。試料の照射時間はすべて 1 時間とした。

2.2 放射能測定

生成放射能はあらかじめ種々のガンマ線エネルギーに対して計数効率を校正してある 80 cm^3 $\text{Ge}(\text{Li})$ 半導体検出器を 4096 区分波高分析器に接続して測定した。生成核種はそれぞれ特徴あるガンマ線スペクトルおよびそれらの半減期を測ることによって同定した。

2.3 生成収率

生成核種の生成収率は各試料における生成量、照射中のビーム電流積算値およびターゲット量から $\mu\text{Ci} \cdot \mu\text{Ah}^{-1} \cdot \text{g}^{-1}$ of Rb として求めた。えられた生成収率に対する誤差は 10% 以下であった。

§ 3. $^{85\text{m}}\text{Kr}$ による内部被曝線量 (^{133}Xe との比較)

3.1 計算法

同強度放射能の $^{85\text{m}}\text{Kr}$ および ^{133}Xe による内部被曝線量の推定は、米国核医学会内に設置された Medical Internal Radiation Committee により提案された MIRD 法により計算した。

3.2 吸入およびクリアランス モデル

ヒトの内部被曝線量を計算するには、投与核種の実際の分布および排泄にできるだけ近似した生物学的条件を設定することが必要である。Susskind ら³⁾の報告した ^{133}Xe のクリアランスの研究と同様に、ここでは 10 分間平衡呼吸法を想定した。 $^{85\text{m}}\text{Kr}$ および ^{133}Xe は肺胞内に吸収され、その溶解度にしたがって血液中、さらに全身組織 (脂肪など) に分布し、その後肺胞換気により呼気中に排泄される。 ^{133}Xe のクリアランス データは Susskind らの実験値を採用し³⁾、 $^{85\text{m}}\text{Kr}$ については ^{85}Kr の血中および脂肪中への溶解度のデータを参考にし、 $^{85\text{m}}\text{Kr}$ の吸入・ク

リアランス曲線を計算により求めた。この場合 ^{85m}Kr の血中および脂肪への溶解度は ^{133}Xe の溶解度の 0.3 倍および 0.25 倍とした⁶⁾。

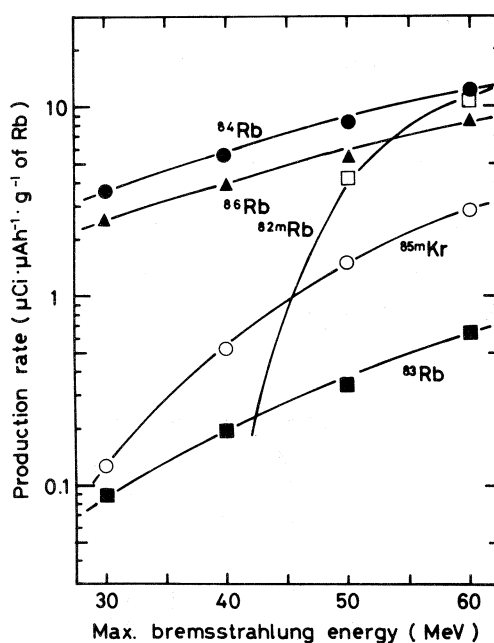
§ 4. 結果と考察

4.1 ^{85m}Kr の生成収率

天然組成ルビジウムを 30～60 MeV 制動放射線で照射した場合、ガンマ線スペクトロメトリで同定された半減期 1 時間以上の放射性核種は、 ^{82m}Rb 、 ^{83}Rb 、 ^{84}Rb 、 ^{86}Rb および ^{85m}Kr であった。これら 5 核種の入射最大制動放射線エネルギーにたいする生成収率は第 1 図に示した。図から明らかなように ^{85m}Kr の生成収

率は (r , pn) 反応によるため、他の (r , n) 反応による ^{84}Rb や ^{86}Rb 、また (r , 2n) 反応による ^{83}Rb のそれらに較べて、30 MeV 以上でより急激に増加する傾向を示した。

ガンマ線スペクトルでは観測されなかったが、本製造法による ^{85m}Kr の核的純度として、 ^{83m}Kr および ^{85}Kr の混入度合は考慮されなければならない。 ^{83m}Kr (半減期: 1.8 時間) は低エネルギー光子 (9 KeV) を低光子収率 (4.9%) でしか放出しないため通常の放射線検出器では観測できない。しかし ^{83m}Kr は親核種 ^{83}Rb が生成されれば放射平衡が成立し壊変生成されるからイメージ妨害核種にはならないが、その内部被曝線量への寄与は一応見積る必要をうながす。一方 ^{85}Kr (半減期: 10.8 年) は照射試料を充分冷却したあと、その 514 keV ガンマ線の検出を試みたが観測することはできなかった。それ故検出限界よりこの生成量は ^{85m}Kr の放射能の 10^{-4} 以下であると推定される。したがって ^{85}Kr もイメージ妨害核種とはならないと結論された。



第 1 図 The Production rates of ^{85m}Kr and contaminants as a function of the maximum bremsstrahlung energy.

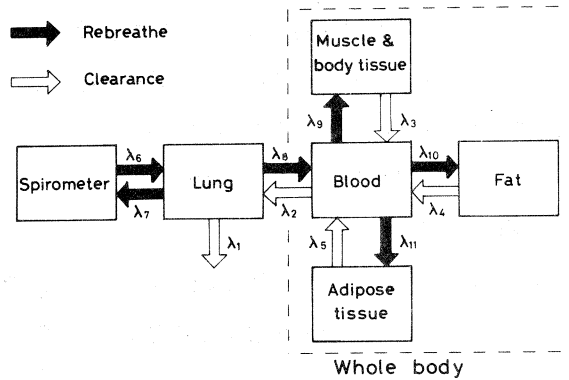
第 1 図から 60 MeV 加速での通常出力、平均電流 $150 \mu\text{A}$ で天然組成酸化ルビジウム 1 グラ

ムを10時間照射すれば、無担体 ^{85m}Kr は 2.2 mCi, ^{83m}Kr は 890 μCi 生成されることがわかる。なお ^{87}Rb 濃縮ターゲット (90%) を利用すれば, ^{85m}Kr は 7.5 mCi, ^{83m}Kr は 123 μCi 生成されることになり ^{85m}Kr の核的純度はさらに向上することが期待された。

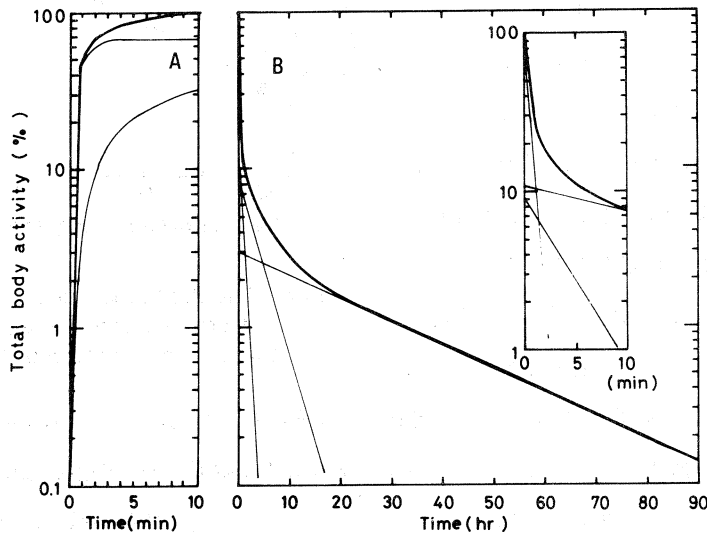
4.2 ^{85m}Kr および ^{133}Xe による内部被曝線量の比較

無担体 ^{85m}Kr および ^{133}Xe の吸入およびクリアランスの経路を第2図に示した。それぞれの反応は一次反応で現わすことができ、

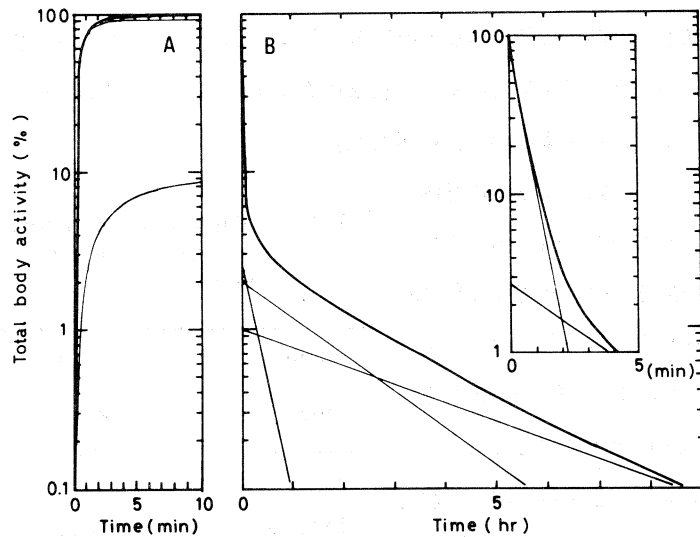
λ_i ($i = 1 \sim 11$) は反応速度定数を示す。まず10分間の平衡呼吸中の動きに注目すると, λ_6, λ_7 は等しくかつ極めて大であるので直ぐ平衡に達し肺中の放射能は一定となる。同時にある割合で肺から血液, さらに他の組織への分配がおこる。 $\lambda_9, \lambda_{10}, \lambda_{11}$ は λ_8 に較べて大であると考えられるので, 肺から他の組織への移動は λ_8 によって律速になると考えら



第2図 Block diagram of activity distribution during rebreathing and clearance procedure.



第3図 Time course of ^{133}Xe activity in the total body. (A) Rebreathing procedure, (B) Clearance procedure.



第4図 Estimated time course of $^{85\text{m}}\text{Kr}$ activity in the total body. (A) Rebreathing procedure, (B) Clearance procedure.

れる。クリアランスについては Susskindら³⁾の ^{133}Xe に関するデータによると5相性を示し、その λ は $\lambda_1 (= \lambda_6, \lambda_7) > \lambda_2 > \lambda_3 > \lambda_4 > \lambda_5$ の順となる。同様のことが $^{85\text{m}}\text{Kr}$ にも適用できるので、血中および脂肪への溶解度の値より $^{85\text{m}}\text{Kr}$ の生物学的半減期および分布強度を ^{133}Xe の値をもとに推定し^{4,5)}、えられたそれら推定値を用いて $^{85\text{m}}\text{Kr}$ および ^{133}Xe の吸入クリアランス曲線を求めた。えられた結果は第3図および第4図に示した。なお第1表には $^{85\text{m}}\text{Kr}$ および ^{133}Xe の生物学的パラメーターの推定値を示した。

第1表 Summary of ^{133}Xe and $^{85\text{m}}\text{Kr}$ distribution parameters*.

Component	^{133}Xe		Component	$^{85\text{m}}\text{Kr}$	
	Biologic half-time	Body retention(%)		Biologic half-time	Body retention(%)
1	21.7 sec	67.7 **	1	21.7 sec	91.5 **
2	3.1min	9.1	2	1.6 min	2.7
3	0.4 hr	11.0	3	0.2 hr	2.8
4	2.7 hr	8.0	4	1.9 hr	2.0
5	12 hr	4.1	5	6 hr	1.0

* Based on rebreathing a radioactivity-air mixture for 10 min.

** Activity in lung.

これら^{85m}Kr および¹³³Xeの吸入クリアランス データをもとにMIRDパンフレットNo.11の線源臓器-標的臓器ごとの“S値(rad/μCi・h)”を用いてそれぞれの内部被曝線量の計算を試みた⁶⁾。この場合吸入終了時での肺内の放射能を1 mCiとして^{85m}Kr および¹³³Xeの被曝線量を比較し、えられた結果は第2表に示した。

表から明らかかなように肺および赤色骨髄への線量は¹³³Xeの方が^{85m}Krより小さいが、生殖線および全身への線量寄与は^{85m}Krの方が少なく、優れていることを示している。さらに¹³³Xeの81 keV光子の放出割合は、^{85m}Krの151 keVおよび305 keVのそれらに比べて低いことから、同一計数率をうるためには、¹³³Xeは^{85m}Krの少くとも2倍の放射能を必要とするから、どの臓器への線量も結果的には^{85m}Krの方が¹³³Xeに較べて少くなることになる。

一方、先にイメージリングの際には全く防害とならない混入不純物^{83m}Krの線量寄与についての考慮を指摘したが、^{83m}Krの線源臓器および標的臓器ともに全身とした場合の単位累積放射能あたりの被曝線量、いわゆる“S”は 1.3×10^{-6} rad/μCi・hとなる。これにたいして^{85m}Krのそれは 9.4×10^{-6} rad/μCi・hであり、^{83m}Krの線量寄与は^{85m}Krの1/7程度となる。したがって混入核種^{83m}Krによる被曝線量への寄与は、本製造法による場合は殆んど問題とならないと結論される。

第2表 The estimated internal radiation dose from ¹³³Xe and ^{85m}Kr (mrad/mCi).*

Organ	¹³³ Xe	^{85m} Kr
Lung	58	93
Ovaries	8.4	1.1
Testes	8.0	0.94
Red marrow	0.99	1.4
Total body	9.1	2.5

* Based on rebreathing for 10 min.

参 考 文 献

- 1) C.M. Lederer and V. S. Shirley : *Table of Isotopes* (John Wiley & Sons Inc., New York, 1978) 7th ed.
- 2) M. Yagi and K. Kondo : *J. Radioanal. Chem.* **36** (1977) 247.
- 3) H. Susskind, H. L. Atkins, S. H. Cohn, K. J. Ellis and P. Richards : *J. Nucl. Med.* **18** (1977) 462.
- 4) K. Kitani : *Scand. J. Clin. Lab. Invest.* **29** (1972) 167.

- 5) C. A. Tobias, H. B. Jones, J. H. Lawrence and J. G. Hamilton : *J. Clin. Invest.* **28**
(1949) 1375.
- 6) W. S. Snyder, M. R. Ford, G. G. Warner and S. B. Watson : *MIRD Pamphlet No. 11*
(Society of Nuclear Medicine, New York, 1975).

光核反応による無担体 ^{195m}Pt の製造

金沢大医技短, 核理研*, 金沢大RIセ**

金沢大核医***

天野良平・八木益男*・安東 醇

森 厚文**・久田欣一***

§ 1. 緒 言

Rosenberg ら¹⁾ が cis [Pt Cl₂ (NH₃)₂] 型白金化合物が著しい制がん活性を示すことを見出して以来, 白金放射性同位体を用いる核医学的研究が急速に注目されるようになってきた。白金放射性同位体のなかで医用に適した条件をもつものとしては ^{193m}Pt (半減期: 4.33 日) および ^{195m}Pt (半減期: 4.02 日) があげられるが, 後者は光子放出率の点で特に優れているため, その製造が種々試みられている。

Lange ら²⁾ および Wolf³⁾ らは無担体 ^{195m}Pt はサイクロトロンでも製造することが困難なため, $^{194}\text{Pt}(n, \gamma)^{195m}\text{Pt}$ 反応によるその製造を試みたが, ^{194}Pt の存在比が小さいこと(32.9%) および熱中性子核反応断面積が極めて小さいこと(90 mb) などにより高比放射能 ^{195m}Pt を入手するまでにはいたらなかった。そこで Wolf ら⁴⁾ は, 高濃縮 ^{194}Pt (95.95%) を用いてその製造を試み, かくろうじて 1 mCi/mg の ^{195m}Pt を製造することに成功し, 早速その標識制がん剤による生体内分布の測定をおこなったが, 結果的にはまだ比放射能が低く, 白金による腎毒性をも指摘する結果をまねいた。

このように低比放射能 ^{195m}Pt の利用は, その有効性の面で厳しい限界をもつため, 無担体 ^{195m}Pt の製造が特に切望されているわけであるが, この製造は光核反応を利用すればかなりの困難を伴うが決して不可能ではないと考えられる。そこで本研究では金をターゲットとして 30~60 MeV 制動輻射線照射による $^{197}\text{Au}(\gamma, pn)^{195m}\text{Pt}$ 反応を利用した無担体 ^{195m}Pt の生成収率を求めることを試みることにした。

§ 2. 実 験

2.1 ターゲットおよび試薬

^{195m}Pt の生成収率の測定には, 金金属箔片約 0.2 グラムを直径 10 mm の石英管に封入し試料とした。また ^{195m}Pt 製造テスト ターゲットは上記金属 6 グラムを石英管につめ試料とし

た。その他本実験に用いた試薬類はすべて最純品を使用した。

2.2 照射

^{195m}Pt 生成収率測定用試料は、パルス幅 3 μ 秒、パルス繰返数 300 回毎秒の 30~60 MeV 加速電子を 0.7 輻射長の白金コンバーターを用いて制動輻射線に転換し照射した。試料は白金コンバーターの直ぐ後方におき水冷しながら 1 時間照射した⁵⁾。照射中の全ビーム電流はあらかじめファラデーカップで校正したフェライト コア モニターの電流を整流し、それを積算することで求めた。

2.3 放射能測定

生成放射能は種々のガンマ線エネルギーに対して計数効率が校正してある 80 $\text{cm}^3\text{Ge}(\text{Li})$ 検出器を 4096 区分波高分析器に接続して測定した。 ^{196m}Au の生成量は 148 keV および 188 keV のガンマ線を、 ^{196}Au の生成量は 333 keV および 356 keV ガンマ線を測定することにより求めた。一方 ^{195m}Pt の生成量は多量に存在する ^{196m}Au あるいは ^{196}Au を溶媒抽出により粗分離したあと、 ^{195m}Pt の 99 keV および 130 keV ガンマ線を測定することにより求めた。

2.4 生成収率

生成収率は各試料における生成量、照射中のビーム電流積算値およびターゲット量から $\mu\text{Ci}\cdot\mu\text{Ah}^{-1}\cdot\text{g}^{-1}$ of Au として求めた。なお金分離溶媒抽出操作による ^{195m}Pt の化学収率は、 ^{195m}Pt トレーサー実験により求め補正した。えられた生成収率における誤差は 15% 以下であった。主な誤差の原因はビーム電流測定と化学分離によるものである。

2.5 ^{195m}Pt の分離

照射金ターゲットは少量の濃塩酸の中に入れ、濃硝酸を数滴加えることにより溶解させる。白金担体の少量を加えて蒸発乾固し、残渣は 1 M 塩酸 15ml に溶解し分液ロートに移す。ついであらかじめ 1 M 塩酸で平衡させた同容量の 15ml メチル イソブチル ケトンを加え、5 分間振とうし、ターゲット金の抽出分離をおこなう。この溶媒抽出により金イオンはメチル イソブチル ケトンと会合し有機相に抽出され、白金イオンは水相にとどまる。この溶媒抽出を繰返し水相を注意深く回収する。蒸発濃縮後定容としてその一部をとり ^{195m}Pt の放射能測定をおこなう。

§ 3. 結果と考察

3.1 ^{195m}Pt の生成収率

金を照射した場合、ガンマ線スペクトル上にみられる放射性核種は、照射 12 時間後ぐらいま

では ^{196m}Au だけしか観測されないが、2～3日放置冷却すると ^{196}Au のスペクトルが観測されるようになる。他の金の放射性同位体である ^{195}Au や ^{194}Au の生成は殆んど無視できる程度である。それ故無担体 ^{195m}Pt を分離調製する場合に問題となる核種としては ^{196}Au および ^{196m}Au の汚染が考慮されなければならない。

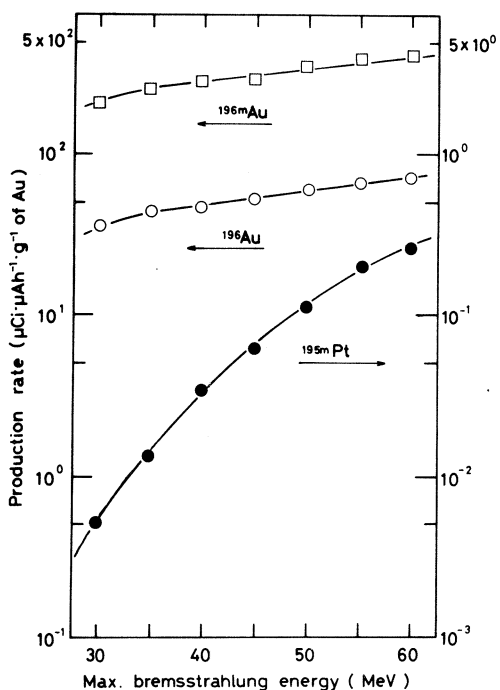
一方ターゲットである多量の金の粗分離実験で金イオンの抽出率は99.7%、それに対して白金イオンは95%水相にとどまることが確かめられた。したがって2回の溶媒抽出操作による白金の化学収率は90%となることがわかった。

そこで ^{195m}Pt の化学収率補正生成収率と上記汚染核種 ^{196m}Au および ^{196}Au の生成収率を求め、その結果を第1図に示した。図から明らかなように ^{195m}Pt の生成収率は30 MeV以上で急激に増加する傾向を、また ^{196m}Au および ^{196}Au のそれらは徐々に増加する傾向を示した。

これから本電子リニアックの60 MeV加速時での通常出力、平均電流150 μA で金1グラムを10時間照射すれば、無担体 ^{195m}Pt は0.4 mCi、一方 ^{196m}Au および ^{196}Au はそれぞれ461および107 mCi 生成されることがわかった。したがって無担体 ^{195m}Pt の製造に際しては ^{196m}Au および ^{196}Au による放射線被曝に十分な注意が払われなければならないことになった。

3.2 ^{195m}Pt の製造テスト

約6グラムの金金属箔片を55 MeV-150 μA の制動放射線で10時間照射して金を粗分離し最終的にえられる ^{195m}Pt の収量を求めた。その結果、約2 mCi の ^{195m}Pt の生成を確かめた。これから本光核反応を利用すれば充分量の無担体 ^{195m}Pt を製造できることが確かめられた。



第1図 The production rates of ^{195m}Pt , ^{196m}Au and ^{196}Au as a function of the maximum bremsstrahlung energy.

参 考 文 献

- 1) B. Rosenberg, L. VanCamp, J. E. Trosko and V. H. Mansour : Nature **222** (1969) 385 ; B. Rosenberg and L. VanCamp : Cancer Res. **30** (1970) 1799 .
- 2) R. C. Lange, R. P. Spencer and H. C. Harder : J. Nucl. Med. **14** (1973) 191 .
- 3) W. Wolf and R. B. Ingalls : J. Nucl. Med. **13** (1972) 790 .
- 4) W. Wolf, J. Berman, F. Leh and K. Poggenburg : *Proc. The First World Congress of Nuclear Medicine, Tokyo* (World Federation of Nuclear Medicine and Biology, 1974) p.944 .
- 5) M. Yagi and K. Kondo : J. Radioanal. Chem. **36** (1977) 247 .

IV. 加 速 器 · 測 定 器

空洞共振器型ビーム位置モニター

高工研, 東大工*, 核理研**

榎本収志・松本 浩・中原和夫

佐藤 勇・田中治郎

細野米市*・長谷川賢一*

斎藤健治**・武藤正勝**

今野 収**・小山田正幸**

§ 1. 序 論

ビーム位置モニターはSLACで種々開発され¹⁾、現在まで世界中の多くの電子線型加速器で空洞共振器を利用したモニターが運転用として採用されている。又、SLACでは実験上の要請から信号処理回路の改良を行ない、 $10\ \mu\text{m}$ の精度でビームの位置を監視することに成功している²⁾。

加速器の運転に於ては電流モニターが多用されるが、位置モニターを併用することは以下に述べる様な利点がある。その第1は、ビームの位置を知り加速管の中心を通すことによりBBU (beam blow up) と呼ばれる電子線型加速器特有のビーム発散現象を抑制することが可能になることである。BBUは HEM_{11} モードの電波を電子自身が加速管内に励起し、これによって後続の電子が横方向に振られるために生じる。しかるに、 HEM_{11} モードの電場は加速管中心を通る電子ビームによっては励起されないからBBUを抑制できる。第2に、中心を通らないビームは集束用の四極電磁石によって偏向される為、通過率が悪くなるが、これを抑止できる。第3に、長い電子線型加速器では、運転を容易で能率的なものとするであろう。

現在、高エネルギー研、核理研等で大きな加速器が建設中³⁾、又は計画中であり、性能が良く安価なビーム位置モニターを研究開発することが重要になっている。

§ 2. 原 理

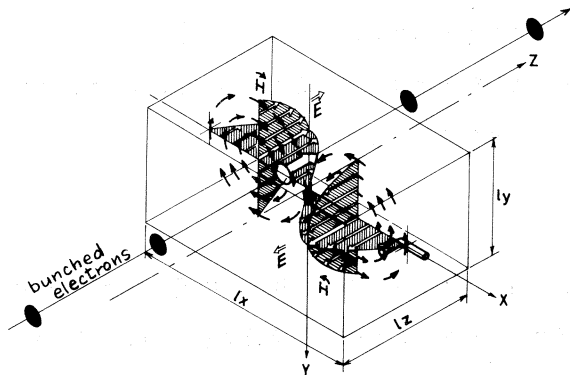
空洞共振器型ビーム位置モニターでは第1図に示す①~③のいずれかの位置センサーと④の電流、位相モニターを用いる。①~③のどの空洞もビームが中心を通過するときにはアンテナからの出力が0である。又、ビームが中心からずれるときは、出力 P_0 (W) は電流 I と変位 d の積の2乗 $(Id)^2$ に比例する。①の空洞は水平(長手)方向のビーム変位を測定することができるので縦横に2個組み合わせて使用する。②③は1個の空洞で水平、垂直両方向のビーム

変位を測る様に工夫したもので、今回実験したのはこの2つの型各々についてである。④の空洞は出力がビーム電流の2乗に比例し、高周波出力の位相はビームのパンチ位相と同期している為、電流、位相モニターとして用いる。

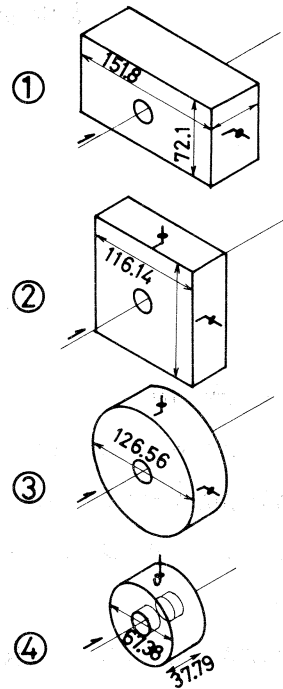
①の場合を例にとって動作原理を説明する。電子は、2856 MHz の高周波に乗って加速される為、この加速位相と同期するようパンチされている。従って、2856 MHz の高周波で共振する空洞に加速電子を入射すると、この空洞を励起することができる。TM₂₁₀ モード矩形空洞の場合、励起される定在波の電場の z 成分は第2図の様

$$E_z = E_m \sin\left(\frac{2\pi x}{l_x}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{l_y}\right) \quad (1)$$

となる⁴⁾。後続の電子はこの電場で減速されて $P_b = I E_z l_z$ なるエネルギーを空洞に与える。定常状態に達すると電子と定在波の電場分布は減速の関係になる為、ビームが右にずれるときは第2図と違って、定在波の位相が 180° 反転する。従って、TM₂₁₀ モード矩形空洞か



第2図 TM₂₁₀矩形空洞共振器。矢印⇒は電場、→は磁場を示す。電子は電場により減速され空洞内にエネルギーを与える。



第1図 ビーム位置モニターに使用する空洞共振器の種類。①TM₂₁₀矩形空洞(ビーム位置センサー), ②TM_{210,120}方形空洞(ビーム位置センサー), ③TM₁₁₀円筒形空洞(ビーム位置センサー), ④TM₀₁₀円筒形空洞(ビーム電流, 位相モニター)。

らの出力高周波の位相を④の

TM₀₁₀モード円筒形空洞からの出力高周波(位相一定)と比べることによってビームが右にずれたか左にずれたかを知り得る。又、ビーム位置センサーの出力は電流 I の2乗に比例するため、位置 A のみを知るには、前者の出力を後者

の出力で割らねばならない。

ビーム位置センサーと電流、位相モニターからの出力の性質を表1表にまとめる。これらの出力の処理回路は§4で述べる。空洞共振器の性質と製作について次節で順に説明する。

第1表 ビーム位置センサと電流・位相モニターからの出力。

	TM ₂₁₀ 矩形空洞	TM _{210,120} 方形空洞	TM ₁₁₀ 円筒形空洞	TM ₀₁₀ 円筒形空洞
出力	$P_x \propto I^2 \sin^2 \Delta x'$ $\Delta x' = \frac{2\pi \Delta x}{l_x}$	$P_x \propto I^2 \sin^2 \Delta x'$ $P_y \propto I^2 \sin^2 \Delta y'$ $\Delta x' = \frac{2\pi \Delta x}{l_x}$ $\Delta y' = \frac{2\pi \Delta y}{l_y}$	$P_x \propto I^2 J_1(\Delta r') \cos \phi$ $P_y \propto I^2 J_1(\Delta r') \sin \phi$ $\Delta r' = \frac{j_{11}}{R} \Delta r$	$P = I^2 J_0(\Delta r')$ $\Delta r' = \frac{j_{01}}{R} \Delta r$
位相	ビーム（パンチ）と同期するがビームのずれる方向によって， 180° 反転。			ビームと同期し， 常に一定。

§ 3. 空洞共振器の製作

3.1 TM_{210,120} 方形空洞

この空洞は $l_x = l_y = l$ ，即ち z 軸に垂直な断面が正方形をしている。第3図に示す様にビームが x （水平）方向にずれたとき TM₂₁₀ モード， y （垂直）方向にずれたとき TM₁₂₀ モードの定在波が励振される。即ち電場は

$$E_z = E_m \sin\left(\frac{2\pi x}{l_x}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{l_y}\right) + E'_m \sin\left(\frac{2\pi y}{l_y}\right) \cos\left(\frac{\pi x}{l_x}\right) \quad (2)$$

となる。この空洞に図の位置に L 型のアンテナを入れると、各々 TM₂₁₀ モード、TM₁₂₀ モードの定在波に独立にカップルする。従ってビームが水平方向にずれると TM₂₁₀ モードが励起され水平方向のアンテナに出力が出、垂直方向にずれると TM₁₂₀ モードが励起され垂直方向のアンテナに出力される。

この空洞の共振周波数 f_0 は

$$f_0 = \frac{\sqrt{5}}{2} \frac{c}{l} \quad (3)$$

c : 光速

である。

寸法による共振周波数の変化は

$$\frac{\partial f_0}{\partial l} = -\frac{\sqrt{5} c}{2 l^2} \quad (4)$$

で与えられる。空洞の励振電場の強度を示す Q_0 (無負荷 Q)値の理論式は

$$Q_0 = \frac{\sqrt{5} c}{6 f_0 \delta} \quad (5)$$

$$\delta = (\pi f_0 \mu \sigma)^{-\frac{1}{2}}$$

(表皮効果の深さ)

σ = 電気伝導率

μ : 透磁率

で与えられる。アンテナにより出力をとり出すときの Q 値, 即ち Q_L (負荷 Q)は Q_0 より小さくなる。

空洞からの出力 P_0 は

$$P_0 = \frac{4 Q_L}{\epsilon \pi f} \left(\frac{\beta}{1+\beta} \right) \frac{l_z}{l^2} I^2 \sin^2 \left(\frac{2 \pi d}{l} \right) \quad (6)$$

ϵ : 誘電率

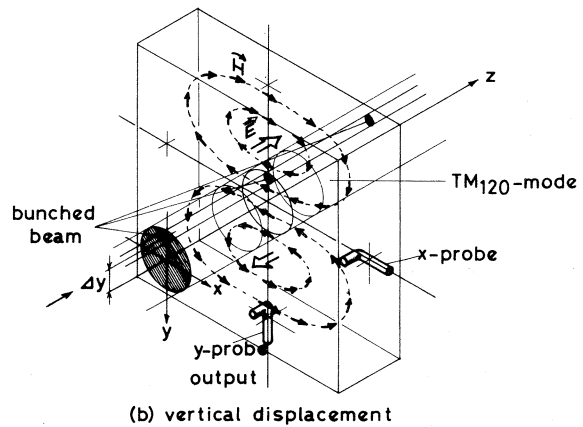
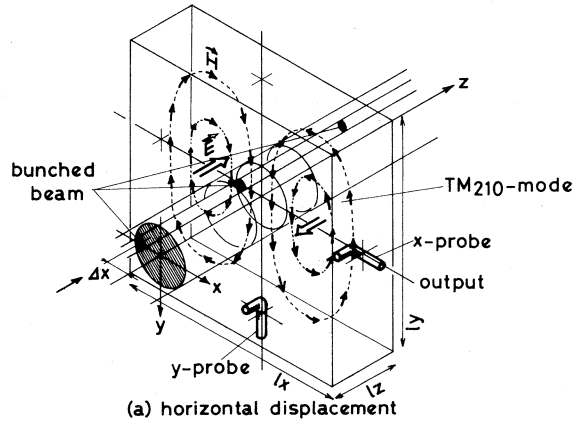
$$\beta = Q_0 / Q_L - 1$$

(カップリング係数)

となる¹⁾。

第4図に今回実験に用いた空洞の

図面を示す。空洞の共振周波数が2856 MHzとなる様に寸法を決めなければならないが、実際の位置モニターではビーム孔やアンテナのために③式による共振周波数よりかなり低下する。そこで最初大き目に寸法につくり、共振周波数を測定して④式に従って2856 MHzとの差の分だけ寸法補正をする。共振周波数測定は第5図の様に、アンテナから周波数を掃引させながらマイクロ波をフィードしてその吸収曲線をとる、吸収の中心周波数を求める方法によって行なった。空洞が厳密に正方形に製作できないので、一般には水平垂直で吸収中心周波数が異なるが、今回はアンテナの寸法を調整して2856 MHzに近づけた。実測では周波数と、 Q_L 値は、



第3図 TM_{210,120} 方形空洞共振器。(a)水平方向のビーム変位 Δx があるときはTM₂₁₀モードの定在波が励起され、水平方向アンテナ(x -probe)に出力される。(b)垂直方向のビーム変位 Δy があるときはTM₁₂₀モードが励起され垂直方向アンテナ(y -probe)に出力される。

水平方向アンテナ

$$f_{0x} = 2856.0 \text{ MHz}$$

$$Q_{Lx} = 520$$

垂直方向アンテナ

$$f_{0y} = 2856.5 \text{ MHz}$$

$$Q_{Ly} = 480$$

となった。空洞からの出力 P_0 はアンテナのカップリング係数 $\beta = 1$ 即ち Q_L が Q_0 の半分るとき最大となるが、位置モニターとして Q_L が余り高いのは好ましくない。

Q_L が高いと共振周波数が変化するとき出力 P_0 の変化が大きい。温度変化による f_0 の変化は

$$\frac{\partial f}{\partial T} = \frac{\partial f}{\partial l} \frac{\partial l}{\partial T} = -\frac{\sqrt{5}}{2} \frac{c}{l} \alpha \quad (7)$$

α = 空洞材料の線膨張率

で与えられる。今回製作したものは $-48 \text{ kHz}/^\circ\text{C}$ である。温度が $\pm 5^\circ\text{C}$ 変化すると f_0 は $\pm 240 \text{ kHz}$ 変化する。このとき出力変動を 1% (-20 dB) 以下にするには、吸収曲線をガウス分布で近似して、

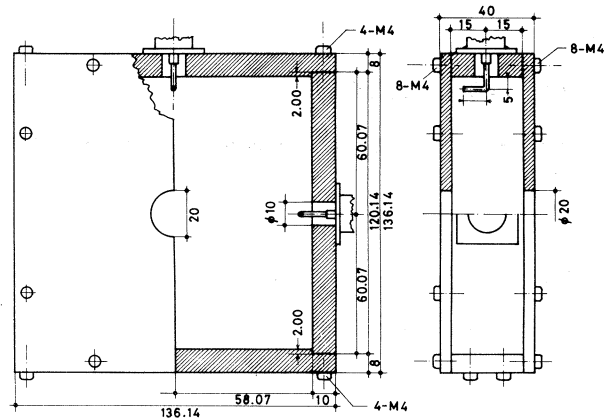
$$\exp \left\{ - \left(\frac{240}{\Gamma/2} \times 0.8326 \right)^2 \right\} \geq 0.99 \quad (8)$$

より、 $\Gamma \geq 4.0$ (MHz) 即ち $Q_L \leq 700$ でなければならない。又、 Q_L が高いと空洞中での定在波のフィリングタイムが長くなり、レスポンスが悪くなる。例えば $0.1 \mu\text{sec}$ 以下の現象に反応するには

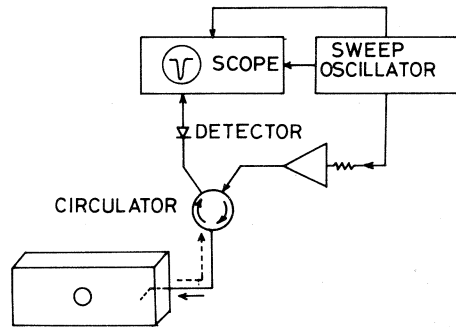
$$\tau = \frac{Q_L}{2\pi f_0} \leq 0.1 \times 10^{-6} \quad (9)$$

より、 $Q_L \leq 1800$ でなければならない。

空洞からの出力は $Q_L \approx 500$, $Q_0 \approx 5000$ として計算すると



第4図 TM_{210,120} 方形空洞(実験用)図面。



第5図 空洞の共振周波数の測定。

$$P_0 / I_0^2 \Delta x^2 \approx 140 \mu W / \text{mm}^2 \cdot \text{mA}^2 \tag{10}$$

となる。

3.2 TM₁₁₀ 円筒形空洞

空洞に励起される定在波の電磁場分布は第6図のようになる。即ち

$$E_z = E_m J_1 \left(j_{11} \frac{r}{R} \right) \cos(\theta - \phi) \tag{11}$$

なる電場分布を持つ定在波が立ち、電子ビームは $P_b = I E_z l_z$ の電力を空洞内に貯える。ここで、 J_1 は1次のベッセル関数で、 j_{11} はその1番目の零点である。 ϕ は電子の通過する点である。従ってアンテナの位置での電場は

$$E_z = \begin{cases} E_m J_1 \left(j_{11} \frac{r}{R} \right) \cos \phi & (\theta = 0^\circ) \\ E_m J_1 \left(j_{11} \frac{r}{R} \right) \sin \phi & (\theta = 90^\circ) \end{cases} \tag{12}$$

となり、ビーム変位の小さいときに水平方向出力は $I \Delta r \cos \phi = I \Delta x$ の2乗に比例し、垂直方向出力は $I \Delta r \sin \phi = I \Delta y$ の2乗に比例する。この空洞のパラメーターは

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \left(\frac{j_{11}}{R} \right) \quad (\text{共振周波数}) \tag{13}$$

$$\frac{\partial f_0}{\partial R} = \frac{c}{2\pi} \left(\frac{j_{11}}{R^2} \right) \quad (\text{寸法による変化}) \tag{14}$$

$$Q_0 = \frac{R}{\delta} \left(1 + \frac{R}{l_z} \right)^{-1} \quad (\text{無負荷 } Q) \tag{15}$$

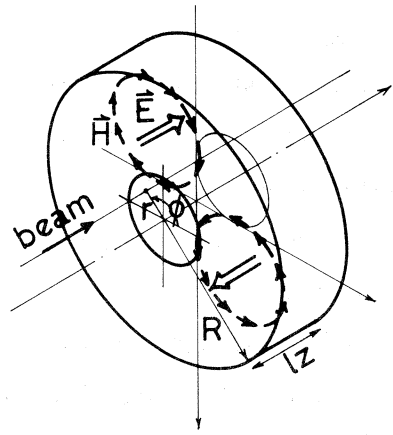
$$P_0 = \frac{4 Q_L}{\epsilon \pi f_0} \left(\frac{\beta}{1 + \beta} \right) \frac{l_z}{\pi R^2} J_1^2 \left(\frac{j_{11}}{R} r \right) \cos^2(\theta - \phi) I^2 \tag{16}$$

(出力)

で与えられる⁵⁾。

第7図に実験用に試作した空洞の図面を示す。材料はアルミニウムを用いた。最初空洞内径を126 mmに削り、共振周波数の測定を行なったところ、

$$\text{水平方向アンテナ} \quad f_0 = 2868.84 \text{ MHz} \quad Q_L = 829$$



第6図 TM₁₁₀円筒形空洞共振器。ビームの通過する角度φの方向に電場Eの最大値が分布する。

垂直方向アンテナ

$$f_0 = 2868.46 \text{ MHz}$$

$$Q_L = 745$$

であった。又、第8図の様に空
洞のビーム孔なら場所を変えながら
高周波をフィードし、両アンテナ
出力差の最大値をとり分離度を調
べた結果20 dB以上は十分にあ
った。(14)式から2856 MHzにす

る為の削り代を計算し更に0.558
mm削った。空腔内壁の幅 l_z は、

30mmとした。一般に l_z を長くすると余計なモー
ドが励起されやすくなる。共振カーブを測定すると
 f_0 (=2868.46 MHz) に最も近い共振点は2706.2
MHz と 3858.0 MHz に観測された。

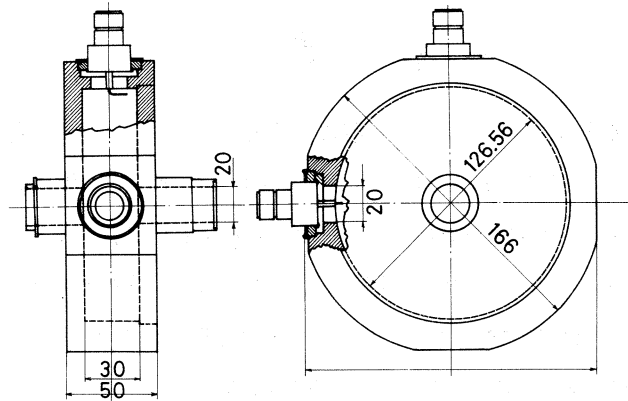
この空腔の利点は一空腔で水平垂直方向のビーム
変位が観測できると同時に、 $TM_{210,120}$ 矩形空腔に
比べて製作が容易な点にある。即ち、旋盤による工
作である為、寸法精度が容易に出せる。その上、 T
 $M_{210,120}$ 方形空腔の共振周波数が空腔の内壁の縦横
2寸法によるのに対し、 TM_{110} 円筒形空腔共振器
の場合は内径のみにより決まる。又、図面の様にた
らい型の容器にふたをする構造にもできるので溶接
箇所も少なくできる。

高周波信号の取出しは、高エネルギー研仕様の京都セラミック社製NRFコネクターを
使用し、真空容器とする場合と同じ構造で製作した。

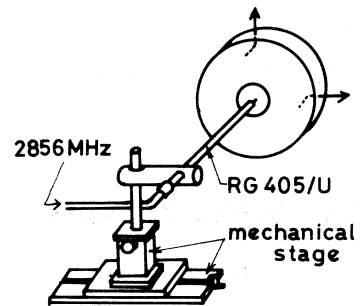
3.3 TM_{010} 円筒形リエントラント型空腔

この空腔は TM_{010} 円筒形空腔をリエントラント型に変形したものである。リエントラントで
ない場合の電場は

$$E_z = E_m J_0 \left(\frac{j_{01}}{R} r \right) \quad (17)$$



第7図 TM_{110} 円筒形空腔 (実験用) 図面。



第8図 水平、垂直方向アンテナ間の分離度の測定。
RG 405/Uセミリジッドケーブルにより空腔に高周波をフィードし、 Δx キ
0 のとき $\Delta y=0$ として出力差を調べる。

である。又共振周波数は

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \left(\frac{j_{01}}{R} \right) \quad (18)$$

である。リエントラント型にすると、リエントラントの部分の電場が強くなり、周波数が下がる。(17)式でわかる様に中心($r=0$)付近での電場はほぼ同じなので、ビームが空洞内に励起する電力は位置によらず電流のみによる。又、ビームによって励起される高周波の位相はビームのパンチ位相と同期しているのでビーム位相モニターとして用いられる。

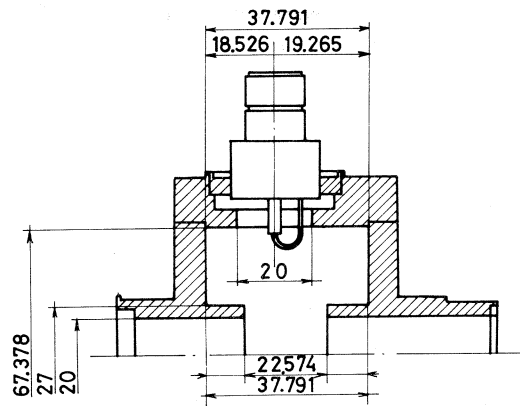
今回の実験に使用した空洞の図面を第9図に示す。材料は銅である。空洞の内径等の寸法は文献²⁾を参考にし、リエントラント部の長さを長目にとり、削りながら周波数を調整した。リエントラント型の為空洞寸法がコンパクトになっている。出力は文献¹⁾によると約 250 mW/mA^2 となっている。

§ 4. 高周波信号処理回路

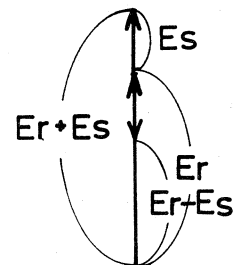
4.1 位相検出

ビームを特定の軌道上を常に通過させるという目的を最も簡単に果すには、中心が所定の軌道と一致する様にアライメントされた空洞共振器型位置センサーからの高周波出力を単に検波し、オシロスコープで観測するなどして、この出力が最小になる様ビームをステアリングすればよい。

しかし、ビームが中心から上下左右どちらにずれたかを知るためには出力高周波の位相を観測しなければならない。中心からどちらにずれるかで高周波出力の位相が 180° 反転する。これを知るには第10図の様に基準となる位相をもった高周波に信号を重ね合わせる。こうすると、信号の位相が 180° 反転したとき重畳出力が最大と最小になる。このための回路が各種考案されている²⁾。以下に今回テストした2つの回路について説明する。



第9図 TM₀₁₀円筒形空洞図面。



第10図 ビーム位置センサーからの信号高周波 E_s と位相基準高周波 E_r のハイブリッド。

4.2 回路 I

第11図の回路はSLACで最初の頃用いられた回路である。基準位相としてはTM₀₁₀円筒形空洞からの出力を用いる。信号出力との重ね合わせは90°、3dBハイブリッドを用いる。このハイブリッドは2つの入力信号を互いに3dB

(50%)ずつ90°の位相遅れをもって相手側に分配し重ね合わせる性質を有する。今入力信号 \vec{E}_s と位相基準の高周波 \vec{E}_r を90°の位相差で入力し、2つの出力ポートの信号を検波すると $E_r \pm E_s$ 、 $E_r \mp E_s$ の大きさの信号が得られる。±符号は複号同順でビームが中心からどちら側にずれたかに対応している。ここで次の演算をすると、ビーム変位 d (符号付)が得られる。

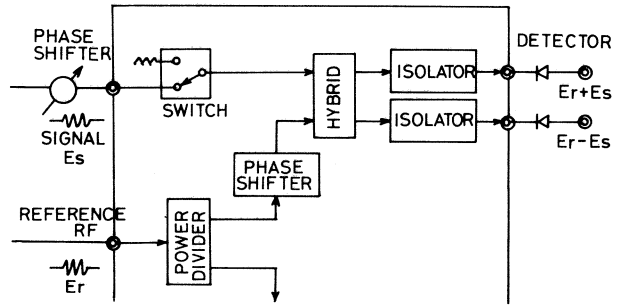
$$\frac{(E_r \pm E_s) - (E_r \mp E_s)}{(E_r \pm E_s) + (E_r \mp E_s)} = \frac{\pm E_r}{E_r} \propto \pm d \tag{19}$$

4.3 回路 II

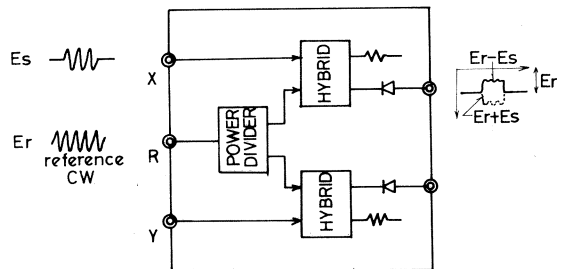
第12図は今新たに考案した回路である。回路Iと異なるのは位相基準としては加速器のマスターオシレーターからの高周波を用いる。加速器はパルス運転なので回路Iでは位相基準用高周波もパルスであるのに対し回路IIでは連続波である。2つの高周波 E_s 、 E_r を回路Iと同様に重ね合わせ、片方の出力を検波すると $E_r \pm E_s$ の信号が得られる。符号はビームの変位方向で変わる。 \vec{E}_r は連続波なので検波出力 E_r は直流でその上に信号 $\pm E_s$ が乗る形になる。これをオシロスコープACカップルで観測すると信号 $\pm E_s$ だけが得られる。

4.4 検波出力後の信号処理

第13図はパルス信号の一部分をサンプルし直流信号まで変換する回路であ

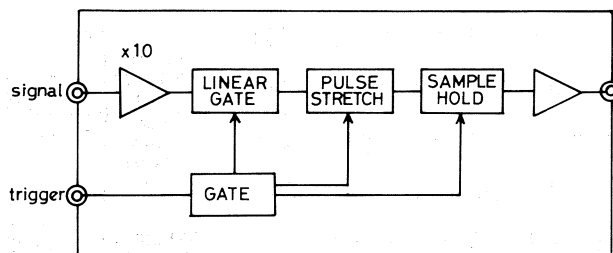


第11図 回路 I。ビーム位置センサーからの出力 \vec{E}_s とTM₀₁₀円筒形空洞からの位相基準出力 E_r を重ね合わせて検波し $E_r + E_s$ と $E_r - E_s$ を得る。



第12図 回路 II。ビーム位置センサーからの出力 \vec{E}_s とマスターオシレーターからの連続波をハイブリッドする。検波しDC成分を除くと $\pm E_s$ を得る。

る。全体の構成は10倍のアンプ、リニアゲート、パルスストレッチャー、サンプルアンドホールド、バッファーアンプから成り立っている。リニアゲートは約400 nsec幅で信号を切り出す。400 nsecの後半の200 nsecのピークをホールドし約40 μ secにストレッチし、これを更にサンプルアンドホールド回路でDCまで変換する。

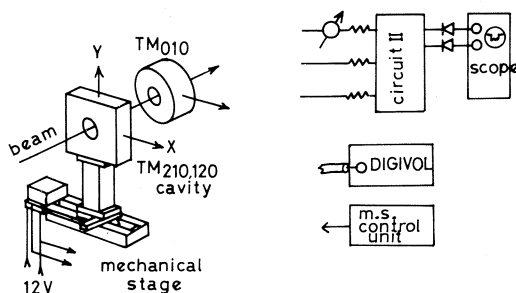


第13図 サンプルホールド回路。

§ 5. ビームテスト

5.1 TM_{210,120} 方形空洞+回路 I

第14図に実験のセットアップを示す。実験は大気中で行なう為、ビームが真空窓で拡らないうようなエネルギーの高い第2実験室を選んだ。核物理実験用散乱槽の後にTM_{210,120} 方形空洞を遠隔操作のできる移動架台にセットし、そのすぐ後に電流、位相モニター用のTM₀₁₀ 空洞を置いた。第15図にその写真を示す。高周波信号は10D 2Wのケーブル約20mによって近くの第2空調室に導き観測を行なった。



第14図 実験用セットアップ。ビームに対してビーム位置モニターの方を遠隔装置で動かし、空洞出力の測定をする。

実験は200 MeV, 4.5 μ secのビーム(第16図)を偏向電磁石系によって90°曲げて実験室に入射した。この電子ビームに対し位置モニターの方を水平に動かして特性を測定した。位置モニターの移動量はヘリポットの両端に電圧を加え、移動接点の電圧を測った。信号は回路Iによって検波し2つの出力をオシロスコープに入力し、片方を反転し加算した信号を観測した。これは $\pm E_r \propto \pm I \Delta x$ に比例した出力である。

水平方向アンテナの信号波形を第17図に示す。リニアックストレートラインとビーム波形が異なるのは加速ビームのエネルギー分布がパルスの中で違っているからである。ECS(エネ

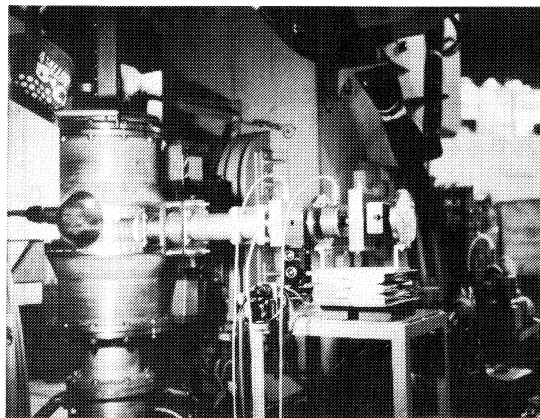
ルギー幅圧縮装置)を使用しなかった
 のでこの傾向が大きく表われている。
 第18図に水平方向のビーム位置と E_r
 の測定結果を示す。中心付近でビー
 ムの水平方向変位 Δx と信号の直線
 性は良いが、 Δx の大きいところで
 は E_r 、 E_s が同程度となり、 $E_r +$
 E_s と $E_r - E_s$ の検波効率が異なる
 為カーブしている。ビームが不安定
 だったため、データにばらつきがあ
 るが、それでもビーム位置に換算し
 て0.25 mm以下である。

5.2 TM₁₁₀ 円筒形空洞+回路Ⅱ

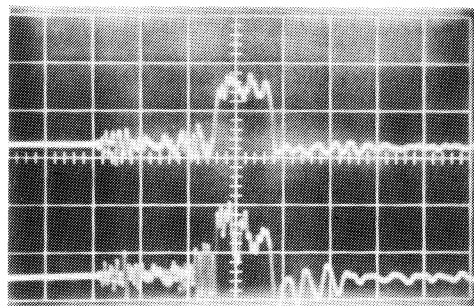
実験のセットアップはTM_{210,120} 方形空
 洞をテストしたときと殆んど同じであるが、
 TM₀₁₀円筒形空洞の出力は単に電流モニタ
 ーとして使用し、位相基準としてマスター
 オシレーターの連続波を用いた。又ECS
 を用いた。

信号出力をオシロスコープで観測した波
 形を第19図に示す。(a)はTM₀₁₀円筒形空洞による電流モニ
 ターの検波波形である。(b)は垂直方向アンテナからの信号
 を回路Ⅱで処理した後の検波波形、(c)は同じく水平方向ア
 ンテナの検波波形である。この波形からビーム電流、垂直
 方向のビーム位置は安定しているが、水平方向ビーム位置
 は不安定であることがわかる。

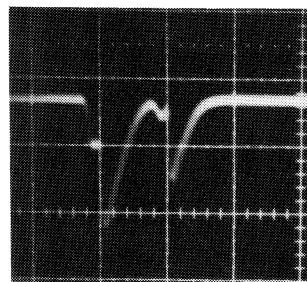
信号を回路Ⅱと4-4のエレクトロニクスで処理し、デジタ
 ル式電圧計で測定した結果を第20図に示す。位置モニター
 はビームに対して水平方向にのみ移動するので垂直方向ア
 ンテナからの出力は一定している。水平方向の出力が



第15図 実験装置の写真。



第16図 リニアック本体の加速ビーム波形
 (コアモニター)。上:CM7, 下:CM6。
 50 mV, 2 μ sec/div.



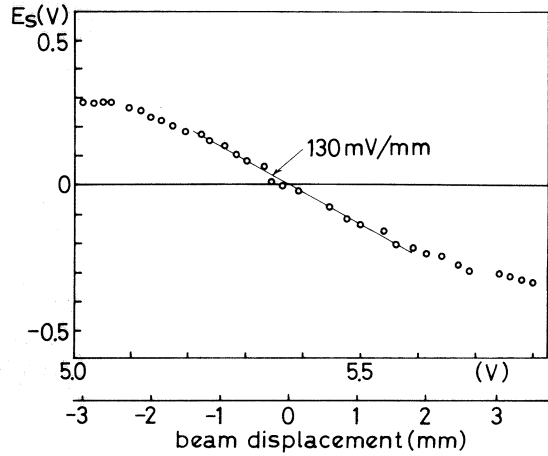
第17図 TM_{210,120} 方形空
 洞-水平方向アン
 テナからの出力。100
 mV, 2 μ sec/div.

- 200mV 付近でカーブしているが、この付近は $E_r - E_s$ が 0 に近づき、二乗検波領域になっている為である。

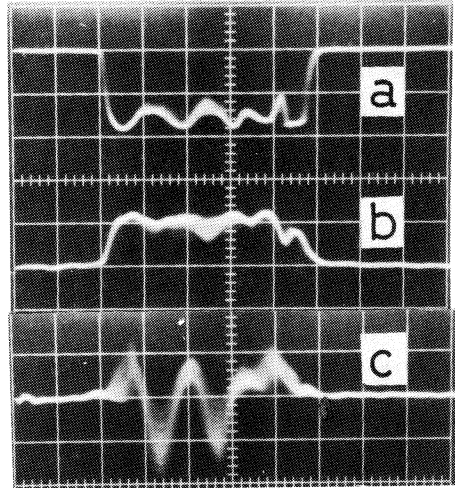
§ 6. 議論と結論

ビーム位置モニターのセンサーとして今回 2 種類の空洞の検討を行なった。従来から用いられてきた TM_{210} 矩形空洞は水平垂直に 2 個使用せねばならなかったが、この 2 種の空洞は 1 個で水平垂直両方向のビーム変位がわかる。このことはモニターを設置するスペースの節約になるし、製作費も安価になる。
 TM_{110} 円筒形空洞の場合は製作が最も容易である。空洞の材料としては溶接が容易である点ではステンレスが良いが、 Q_0 値が低く出力が小さくなる。銅の場合、フランジ等ステンレスの部分と銅の溶接が熱伝導率が違いすぎて苦勞する。従って、使用条件を検討し製法、材料を選択すべきである。

検波回路としては種々のものが考えられるが、ビームを空洞中心を通して運転する精度が良く、簡単な回路として回路 II を考案した。回路 I は経路による電力損失の差や検波器の個性により、ビームが空洞中心を通り $E_s = 0$ となったときでも、ハイブリッドの出力の差が 0 にならない。その



第18図 $TM_{210,120}$ 方形空洞+回路 I による測定結果。横軸上は移動架台ヘリポットの分圧 (V) 横軸下は換算したビームの水平方向変位。縦軸は回路 I の 2 出力 $E_r \pm E_s$ と $E_r \mp E_s$ の差即ち $\pm E_s$ 。



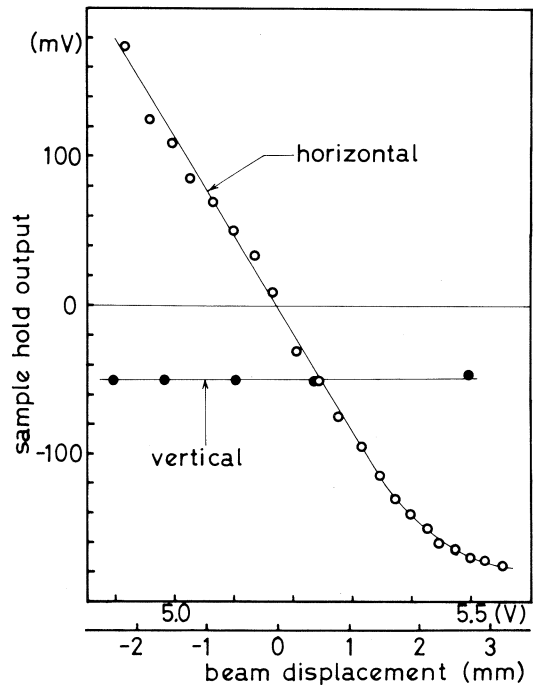
第19図 TM_{010} 及び TM_{110} 円筒形空洞からの信号。(20秒露光)(a) TM_{010} 円筒形空洞出力の検波波形。電流波形。20mV, $0.5 \mu sec/div$ 。(b) TM_{110} 円筒形空洞-垂直方向アンテナ出力の検波波形。垂直方向ビーム変位を示す。 $5 mV, 0.5 \mu sec/div$ 。(c) 同じく水平方向ビーム変位。 $5 mV, 0.5 \mu sec/div$ 。

為に常に補正をしてやらねばならない。

一方回路Ⅱの場合はこうした誤差が出ない。 $E_s=0$ なら必ず検波出力はACカップルで観測すると0である。

位相基準としてマスターオシレーターの連続波を用いるため、この位相と電子銃のタイミングが一定でないような場合には、ビーム位置センサからの出力と位相基準高周波のハイブリッドする位相にずれが生じ、ビーム変位量 $4x$ の測定に誤差が出る。しかし、この場合も前記の求心誤差は出ない。

空洞共振器型のビーム位置モニターは感度も良く、位置検出精度も高い。又、信号波形をオシロスコープで観測するとパルスビームの中の細部の位置分布が見られる。検波回路も機能を求心のみに限れば簡単で性能の良いものが得られる。



第20図 TM_{110} 円筒形空洞+回路Ⅱ+サンプルホールド回路による測定結果。横軸上は移動架台ヘリポットの分圧(V)。横軸下は換算したビーム変位。縦軸はサンプルホールド出力をデジボルで測定した値。

参 考 文 献

- 1) K. E. Brey Mayer *et al.*: *The Stanford Two-Mile Accelerator*, ed. by R. B. Neal (W. A. Benjamin, Inc. 1968) p. 500
- 2) Z. D. Farkas *et al.*: SLAC-PUB-1823. (1976).
- 3) J. Tanaka *et al.*: KEK *Annual Report* (1976).
- 4) 空洞共振器の電気的性質については適当な電磁気学又はマイクロ波工学等の教科書を参照。例えば、石井宗典他:「マイクロ波回路」(日刊工業新聞社) p. 43.
- 5) J. Mckeown: IEEE Trans. Nuclear Science **NS-26** (1979) 3423.

Transition Radiationによるビーム・プロファイルの観測

高工研, 核理研*

桂共太郎・榎本収志・佐藤 勇

中原和夫・今野 収*・小山田正幸*

§ 1. 概 要

Transition radiation とは荷電粒子が誘電体あるいは金属等の境界面を通過する時に発生する光及びX線を言う。この現象を利用すれば真空中に置かれた金属箔の表面から発生する光でビーム・プロファイルの観測を行なうことができる。又その光の発生角分布の広がり角度と粒子のLorentz 因子との比例関係を利用すれば粒子のエネルギーを知ることも出来る。

こうした transition radiation の応用の一つとして今回電子ビームを用いてビーム・プロファイルの観測を行なった。通常のモニター用TVカメラを用いても十分の明るさで transition radiation から生じる光だけでビーム・プロファイルを観測できることが示された。

§ 2. 実験装置

電子ビームをAl箔で出来たラジエーターに当てその表面から発生する transition radiationによる可視光を観測する。ラジエーターは真空中に置かれていて他の課程主にCerenkov放射による光を発生させない様にする。光は暗視鏡(night scope)或は通常のTVカメラを用いて観測する。第1図にそのための実験装置を示す。

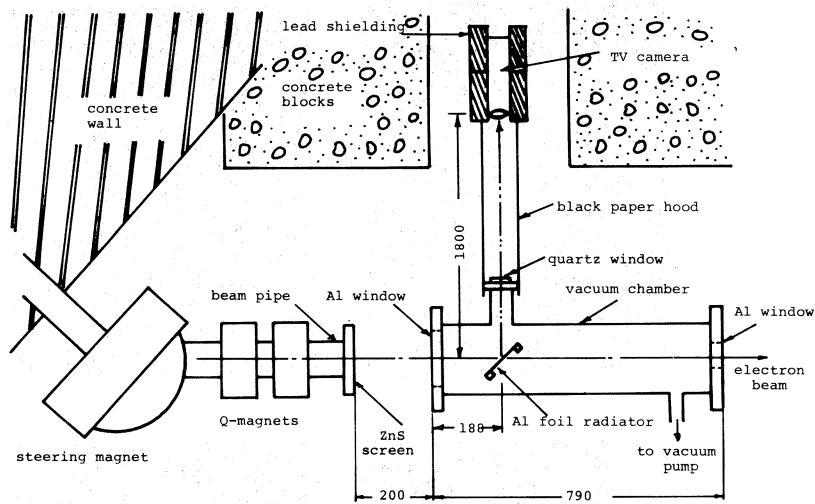
§ 3. 実験内容

実験は核理研 300 MeV 電子リニアックのA部加速管から第1実験室に導かれたビームを用いて行なった。ビーム条件は

エネルギー	55 MeV
くり返し	20 pps
電 流	100 mA
パルス幅	1 μ sec

で行なった。

真空チェンバー中に置かれた radiator からの光はビームの方向に直角でかつ水平面内に取



第1図 Transition radiation によるビーム・プロフィール観測のための実験装置。

出し暗視鏡或はTVカメラに導く。これら光の測定器は電子ビームの広がり範囲から十分遠くに置き、囲りはコンクリートで遮蔽を行なった。

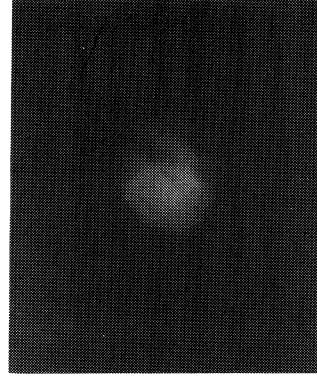
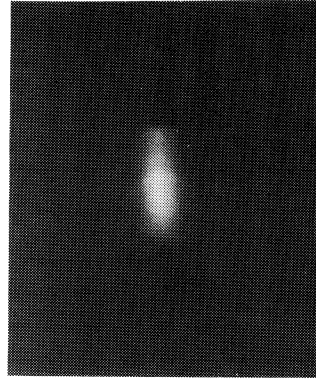
真空チェンバーをビームラインに沿ってアライメントした後、ビームパイプの出口に印したビームの中心点に光源を置き、真空チェンバーの上方より垂直に挿入されたラジエーター支持枠の軸を回転してビームに対して 90° 方向にある水晶窓の中心に光が出てくる様に調整する。

ラジエーター支持枠にはAl箔(17 μ 厚)を円形の枠にはめこんだものを使用した。TVカメラの焦点は水晶窓を通して出てくる上記の光源からの光を見て合わせている。その後真空チェンバの前後の窓(共にAl 100 μ 厚)を閉じて真空を保てる様にする。TVカメラに入ってくる光はこの真空チェンバー内からのものだけにするため水晶窓とTVカメラのレンズを結ぶ様に黒い紙でできたフードで被ってある。

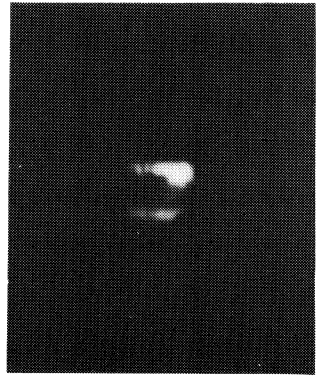
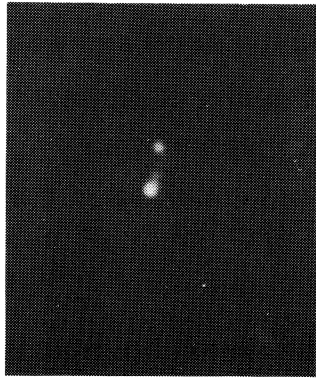
(i) 暗視鏡による観測

10^{-3} lux までの照度まで観測できる暗視鏡(Hitachi Electronics 製HS 690)をTVカメラのレンズの代りに結合して用いた。フィルターND 2, 4, 8の3枚重ねで暗視鏡の絞りをF 5.6に合わせて使用した。これで照度は約1 lux まで感度がある。コントロール・ルームに置かれたモニタTV上に送られて来る映像を第2図に載せてある。比較の為に図の第1欄にビームパイプ出口に貼付けられたZnSスクリーン上のビームスポットを別のTVカメラで撮ったものを載せてある。ビームをそのスクリーン上に焦点を合せた場合と垂直方向に焦点をぼかした

Transition radiation from Al foil radiator
Observed with
TV camera
($f = 75 \text{ mm}$)



Beam spot on ZnS screen
at the exit of beam pipe



Focused beam

Vertically
defocused beam

第2図 Transition radiation からの可視光によるビーム・プロファイルの観測例。

場合をそれぞれ示してある。共にスポットの中央当りが暗く欠けているのはカメラの焼付きによるものである。第2欄に暗視鏡によって観測されたラジエーターからの光の像を載せてある。垂直方向にビームの焦点をぼかすとラジエーターからの光もそれに対応して垂直方向に広がっているのがわかる。

(ii) TVカメラによる観測

TVカメラ(National製WV-1200A, 20PE13A撮像管内蔵)を用いて同様の観測を行った。F1.4, $f=75\text{mm}$ レンズ付で10 lux以上の照度に感じる。この観測例を第2図の第3欄に載せてある。上記の暗視鏡による映像の約1/2になっているのはTVカメラの方が短焦点レンズである為である。

尚ここで観測された transition radiation の光量はビームに対して 45° に傾斜して入れられたラジエーターから主に来るものと考えられるけれども、真空チャンバーの前後のA1窓の内側表面(特に前側窓)から発生したものも加わっていると考えられる。

§ 4. 結 論

通常のTVカメラ(照度10 lux程度の感度)を使用しても十分の明るさでビーム・プロファイルの観測が可能であることが示された。高エネルギー・ビームに対しては単に真空中に箔を置くだけでビーム・プロファイルを容易に観測出来ることが示唆される。

表面障壁型SSDを用いた検出器系の性能

核理研

田中俊成・広岡 恵

日野 威・斎藤悌二郎

菅原真澄

§ 1. 序

金表面障壁型SSDの試作について前回報告した¹⁾が、その後同様のSSDを100個広帯域磁気スペクトロメータの焦点面上に並べた検出器系が完成し性能試験を行なったのでその結果を報告する。この検出器系はすでに(e, p)及び(e, α)反応のエネルギー・スペクトルの測定に使用を始めており、従来のSi(Li)SSDに比べ計数率が3倍以上あること、異なった範囲のエネルギー・スペクトルの重なり具合²⁾が良いこと、陽子と α 粒子が約2MeV以上でははっきり識別できること等、すぐれた性能をもっている。

§ 2. 個々のSSDの特性について

SSDの製作方法は前回報告した通りである。形状は、取扱いと製作の容易さを考慮してSiを乗せるガラスエポキシ片面プリント基板の寸法を変え、50mm×3.8mmにした(第1図参照)。

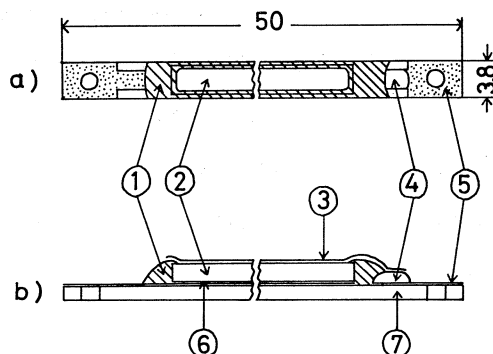
SSDは1個ごとに雑音とV-I特性を測定し、雑音の大きいものは不良品として除外した。採用したSSDの漏れ電流はほとんどの場合バイアス電圧100Vのときで0.8~1.4 μ Aであった。また雑音はほとんど同程度の大きさで、不良SSDのほとんどはそれに比べて数倍の雑音を出し漏れ電流も多い。従ってSSDの良・不良を雑音の大きさのみで判断するならばかなりはっきりと区別できる。しかし、漏れ電流が少なくても雑音は必ずしも小さいとは限らないようである。

製作時に塗付するアラルダイトの塗り加減によって個々のSSDの粒子入射窓の形状が異なるため、計数率にバラつきが出るので²⁴¹Amの5.486MeV α 線源から一定距離の位置にSSDを置き、一定時間内での α 粒子の計数を測定した。SSDの窓は25mm×2.5mmの長方形となるように製作したが、長辺は ± 0.5 mmで相対精度 $\pm 2\%$ となるのに対し短辺はアラルダイト塗付の困難もあって相対精度が非常に悪くなる。従って個々のSSDによる α 粒子の計数

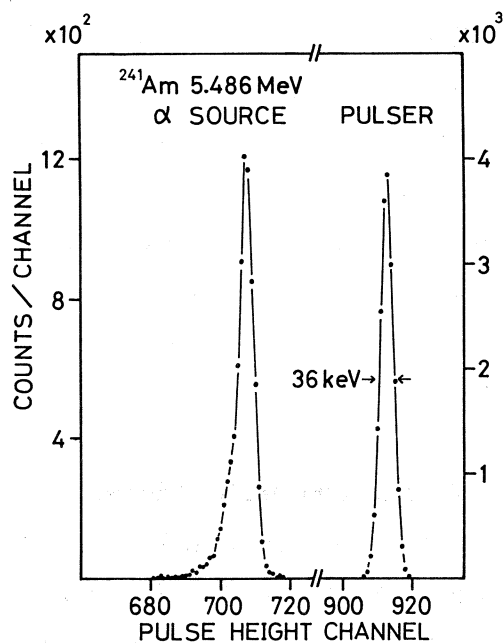
率の違いはほとんど短辺の長さの違いが原因である。この測定では全体の平均値のまわりで±20%程度バラつきがあった。このバラつきは製作に注意を払うことで±10%程度まで改善できると考えられる。計数率に関してはさらに§5で述べる。

^{241}Am の5.486MeV α 粒子スペクトルの代表例を第2図に示す。SSDのバイアス電圧は50Vである。参考文献(1)において報告した同じ α 粒子のスペクトルは自作した電荷有感プリアンプを用い、その後段で三菱製の核理研スペクトロメータ用メインアンプを用いて波形整形した後、PHAを入力して得た結果であるがプリアンプ自身の雑音が大きくスペクトルのエネルギー分解能が悪かった(半値幅約2%)。その後、プリアンプを改良して雑音をそれまでの10分の1近くまで減少させることができた。その結果第2図のようにSi検出器としては普通に得られる分解能が得られた。採用したSSDのほとんどの場合分解能は、約40keV程度であった。パルサーと α 粒子のスペクトルを比較するとわずかに α 粒子の方が半値幅が広いが、これは5.486MeVの α 粒子スペクトルに、その約7分の1の計数率で5.443MeVの α 粒子スペクトルが重なっているためである。

従って単一エネルギーのスペクトルに対する分解能はパルサーの値の方が正確であると考える。



第1図 SSDの形状。a)は平面図でアルルダイトを塗付した後の様子、b)は側面の断面図で窓側に金蒸着をほどこした後の様子を示す。寸法の単位はmm。各部の名称：①アルルダイト、②n型Si、③蒸着された金電極、④ハンダ、⑤金メッキ銅板、⑥蒸着されたアルミニウム電極、⑦ガラスエポキシ片面プリント基板



第2図 ^{241}Am 5.486MeV α 粒子スペクトルの測定結果。右側はパルサーによるスペクトルで、半値幅は36keVが得られた。SSDのバイアスは50V。

§ 3. 焦点面上への取付け

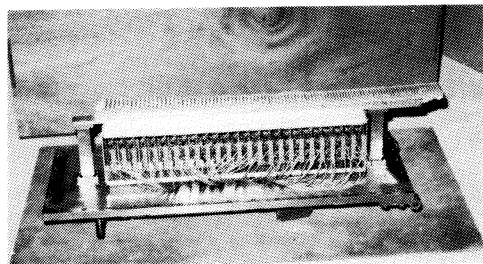
SSDはスペクトロメータの焦点面上に正確に並べるのが理想的であるが焦点面は湾曲しているので取付け装置の製作を容易にするために、従来のSi(Li)検出器系と同様に100チャンネルを5ブロックに分け、それぞれのブロックの焦点面を平面で近似して20チャンネルずつ取付ける方法をとった。このとき20チャンネルのSSDの窓はそれらの属するブロックの中心に入射する粒子の軌道に沿った方向に向け、その方向から見て各SSDの中心間距離が4mmであるように並べた。

第3図にSSD、プリアンプ、真空フランジを含めた検出器系全体の写真を示す。また、第4図に、エネルギーの低い1チャンネル側部分におけるSSDの取付け状況を示す。SSDの両端の電極には0.8mmφのピンを取付けることができ、ピンをアクリルで階段状に作られた取付け部分に埋め込まれているスプリングソケットにはめ込んで固定する。スプリングソケットは信号取出し用のケーブルに結線されている。

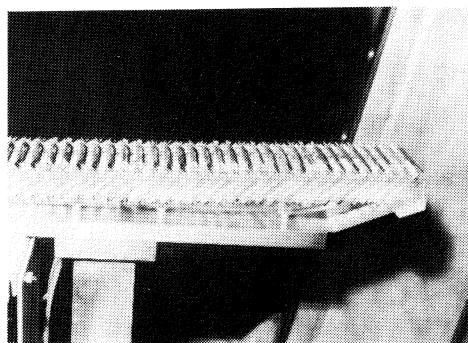
このようにして取付けられた個々のSSDの中心軌道に対するエネルギー比(ϵ)及びSSDの窓が全て同一の形状であると仮定したときの幾何学的計数効率(κ)は設計した寸法から計算でき、第1表のようになる。

§ 4. 反応粒子の検出による試験

プリアンプの出力信号は従来と全く同じ方法³⁾で処理される。従って我々は実験データとして100チャンネルのSSDからの出力信号を逐次AD変換して100種類の128チャンネル波高分布を得る。第5図及び第6



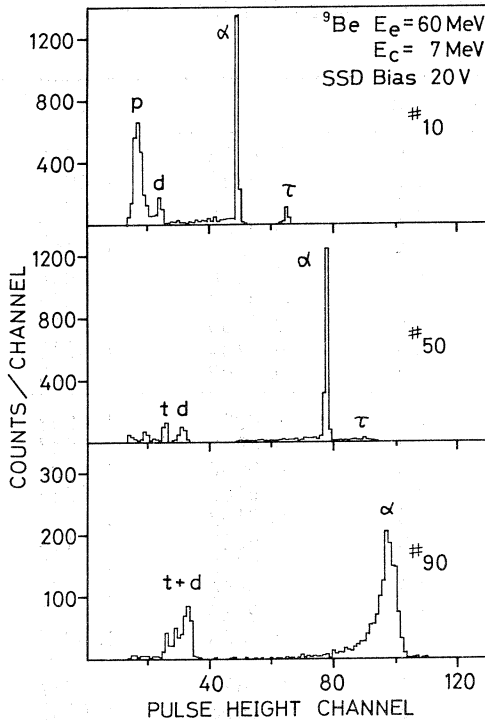
第3図 検出器系全体の写真。SSD及びその取付け台(アクリル製)、プリアンプ、真空フランジ、信号取出し用のハーメチックシールから成る。



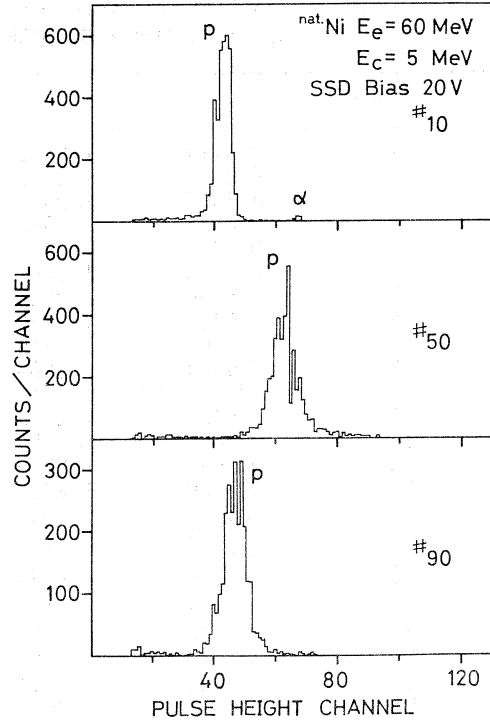
第4図 1チャンネル側のSSDの様子。SSDはアクリルに埋め込まれたスプリングソケットにピンで固定されている。

第1表 設計値から計算された各チャンネルでの中心軌道に対するエネルギー比 (ϵ) と幾何学的検出効率 (κ)。

チャンネル番号	ϵ	κ	チャンネル番号	ϵ	κ
1	0.4734	1.2422	51	0.8176	1.1090
2	0.4802	1.2411	52	0.8247	1.1051
3	0.4869	1.2398	53	0.8318	1.1012
4	0.4936	1.2385	54	0.8389	1.0972
5	0.5003	1.2372	55	0.8459	1.0933
6	0.5070	1.2357	56	0.8528	1.0894
7	0.5136	1.2342	57	0.8597	1.0854
8	0.5202	1.2326	58	0.8666	1.0815
9	0.5269	1.2310	59	0.8734	1.0775
10	0.5334	1.2293	60	0.8802	1.0736
11	0.5400	1.2276	61	0.8875	1.0693
12	0.5465	1.2258	62	0.8953	1.0647
13	0.5531	1.2239	63	0.9030	1.0601
14	0.5596	1.2220	64	0.9106	1.0555
15	0.5660	1.2200	65	0.9182	1.0510
16	0.5725	1.2180	66	0.9257	1.0464
17	0.5789	1.2159	67	0.9332	1.0418
18	0.5853	1.2138	68	0.9406	1.0373
19	0.5917	1.2117	69	0.9480	1.0327
20	0.5980	1.2095	70	0.9553	1.0282
21	0.6049	1.2071	71	0.9626	1.0237
22	0.6121	1.2045	72	0.9698	1.0192
23	0.6193	1.2018	73	0.9770	1.0146
24	0.6265	1.1991	74	0.9841	1.0101
25	0.6336	1.1964	75	0.9911	1.0057
26	0.6407	1.1936	76	0.9982	1.0012
27	0.6478	1.1907	77	1.0051	0.9967
28	0.6549	1.1878	78	1.0120	0.9923
29	0.6619	1.1849	79	1.0189	0.9878
30	0.6689	1.1820	80	1.0257	0.9834
31	0.6758	1.1790	81	1.0330	0.9787
32	0.6827	1.1760	82	1.0408	0.9736
33	0.6896	1.1729	83	1.0485	0.9685
34	0.6964	1.1699	84	1.0562	0.9635
35	0.7032	1.1668	85	1.0638	0.9584
36	0.7100	1.1636	86	1.0713	0.9535
37	0.7167	1.1605	87	1.0788	0.9485
38	0.7234	1.1573	88	1.0862	0.9435
39	0.7301	1.1541	89	1.0936	0.9386
40	0.7367	1.1509	90	1.1009	0.9337
41	0.7439	1.1474	91	1.1081	0.9288
42	0.7515	1.1436	92	1.1153	0.9240
43	0.7590	1.1399	93	1.1224	0.9192
44	0.7665	1.1361	94	1.1295	0.9144
45	0.7739	1.1323	95	1.1365	0.9096
46	0.7813	1.1284	96	1.1435	0.9048
47	0.7886	1.1246	97	1.1504	0.9001
48	0.7960	1.1207	98	1.1573	0.8954
49	0.8032	1.1168	99	1.1641	0.8907
50	0.8104	1.1129	100	1.1708	0.8861



第5図 ${}^9\text{Be}$ から放出された粒子の波高分布。10, 50チャンネルでは α 粒子は空乏層中で停止し、90チャンネルでは貫通している。陽子はエネルギー損失が小さく、波高が低い。重陽子、三重陽子、 ${}^3\text{He}$ も見える。



第6図 Niから放出された主に陽子の波高分布。50, 90チャンネルは波高領域を変えてある。空乏層を貫通しているため広い幅をもっている。

図にそれぞれBe, Niに電子線を照射して放出された粒子を測定した結果のうち10, 50, 90チャンネルにおける波高分布を示す。空乏層が薄いため陽子は空乏層中で停止せず非常に幅の広い波高分布を示す。一方 α 粒子は比較的高いエネルギーでも空乏層中で停止するため第5図の10, 50チャンネルでは鋭い形の波高分布を示し90チャンネルでは空乏層を貫通しているため幅広い分布を示している。このように低いエネルギーでも陽子と α 粒子が明確に分離される。重陽子、三重陽子、 ${}^3\text{He}$ も識別できる。 α 粒子の波高分布を見ると低波高側にも計数がかなり認められるが、これは ${}^{241}\text{Am}$ による試験では非常に少なかったことからSSDに入射する粒子の入射角が大きな拡がりをもつために窓の端部の効果が大きいことが原因と思われる。

第1表のように計算されたエネルギー比と実際のエネルギー比を比べるため ${}^{90}\text{Zr}(r, p)$ 反応における7.86MeVのIARピークを、スペクトロメータの磁場を変えて測定した。その結果を第7図に示す。測定は8点の磁場で行ない、磁場の強さは陽子の核磁気共鳴を用いて求めた。

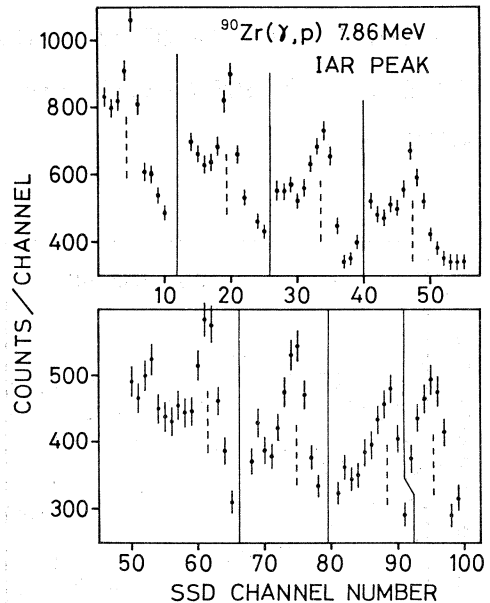
陽子の標的中でのエネルギー損失を考慮して第1表から予想されるピークの位置を破線で示した。測定されたピークと良く一致しているのがわかる。このことから100チャンネルのSSDはほぼ設計通りの位置に取付けられていると考えて良い。

次に、空乏層の厚さについて述べる。表面障壁型SSDはバイアス電圧(V)と空乏層の厚さ(W)との間に

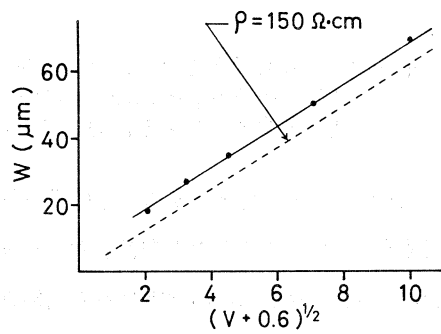
$$W \propto (V + V_0)^{1/2}$$

の関係があり、素材の比抵抗によって比例係数が異なる。 V_0 はpn接合に固有の障壁でSiの場合約0.6Vである。製作に用いたSiの比抵抗はおよそ $150 \Omega \cdot \text{cm}$ であり、この場合 V と W の関係は第8図の破線のようになる⁴⁾。前述したように粒子が空乏層を貫通するようになると幅広い波高分布を示すことから、バイアス電圧を変えて α 粒子の波高分布が急に幅広くなり始めるエネルギーを調べ、それに対応する飛程から空乏層の厚さを求めた。第8図の黒丸が求めた厚さである。電圧の平方根に対してほぼ直線的に変化しているが計算よりも約7 μm 厚い。実線は破線を平行移動させて測定値に合わせたものである。計算とは一致しないが、目標としていた $20 \mu\text{m} \sim 60 \mu\text{m}$ 程度の範囲で空乏層の厚さが変えられることがわかった。また、100のチャンネルSSDには同じバイアス電圧を引加しているが、

α 粒子の波高分布の推移が非常に明瞭であることから、空乏層の厚さはどのSSDでも一様に



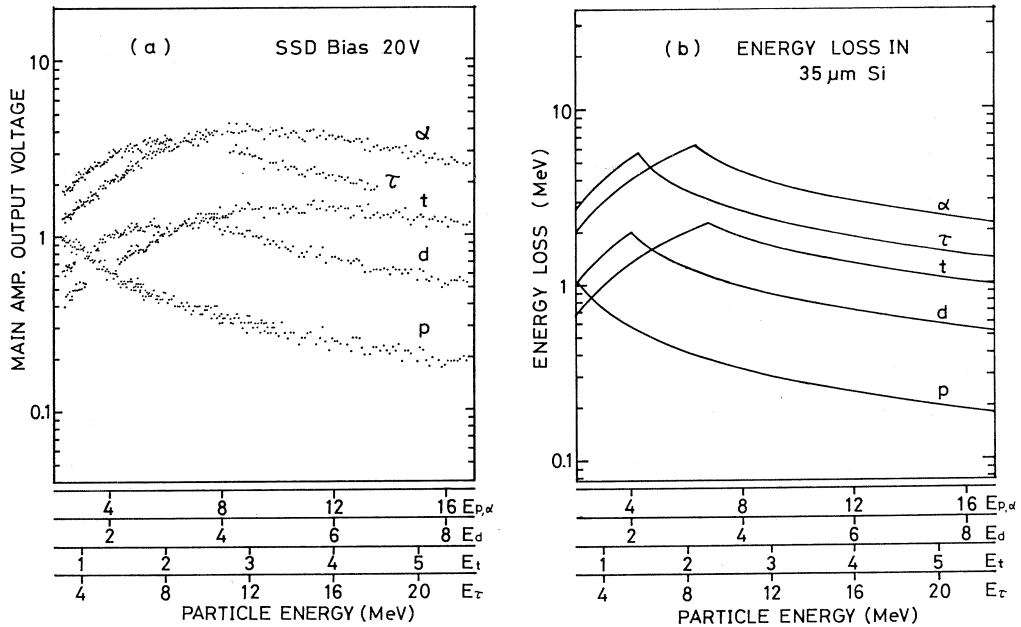
第7図 $^{90}\text{Zr}(\gamma, p)$ における陽子スペクトルの7.86MeVのIARピークを磁場を変えて測定した結果。破線は計算から求めたピークの位置で測定結果と良く一致している。



第8図 SSDのバイアス(V)と空乏層の厚さ(W)との関係。黒丸は測定値、破線は比抵抗 $150 \Omega \cdot \text{cm}$ のときの計算値で、実線のように計算値を7 μm だけ上方に平行移動させると良く一致する。

変化していると考えられる。

前回の報告ではバイアス電圧10Vから100Vまでの間で37 μm から86 μm まで変化していると述べたが、その根拠はSSDから得られた信号の波高値であった。しかし以下に示すように誤りである。



第9図 (a)は各粒子のエネルギーに対するメインアンプ出力波高値(SSDバイアス20V時)を、(b)は35 μm の空乏層中でのエネルギー損失を示す。粒子が空乏層を貫通しても波高値はすぐには下がらない。

第9図にバイアス電圧20Vのときに得られた各粒子のエネルギーとメインアンプ出力波高値との関係(a)、及びこのときの空乏層中(35 μm)でのエネルギー損失との関係(b)を示す。出力波高値にバラつきがあるのは回路系の増幅率がチャンネルごとに少しずつ異なるためである。計算上は(b)図のように粒子が空乏層を貫通すると出力波高値が急激に下がるはずであるが実際にはそうならない。これは次のように考えることができる。空乏層の厚さが高々数10 μm であるのに対してSi自体の厚さは約500 μm あり、不感層で作られる電子・正孔対の拡散が10 μm / 100 ns程度あるために、プリアンプに集められる電荷量は空乏層で作られる電子・正孔対による電荷量よりも多くなる。プリアンプ出力信号の崩壊時間は約8 μs であるからこの効果は大きく、従って空乏層の厚さと測定される貫通粒子の波高値とは対応しない。

§ 5. エネルギースペクトルと補正係数

第1表に示したスペクトロメータの幾何条件による各チャンネルでの計数効率の他に、§2で述べたように各SSDの窓の形状の違いによる計数効率も考慮して、測定された各チャンネルでの計数に対する補正を行なうことでエネルギースペクトルが求まる。SSDは1チャンネル側から ^{241}Am の α 粒子で求めた効率の小さい順に取付け、中心軌道で効率を1に規格化し全体として計数に対する補正係数が1に近くなるようにした。 ^{241}Am による効率は窓の長辺と短辺の両方からの寄与があるが、長辺の精度が良いので長辺は全て25mmとして、25mmからのずれを短辺の寸法に繰り込み、効率は全て短辺の違いのみによるものとした。この結果各SSDの立体角は幾何条件のみで決定され、エネルギー幅は ^{241}Am による効率に依存する。短辺の長さ決定し、エネルギー幅を求めるため、 $^{63}\text{Cu}(e, p)$ エネルギースペクトルの中心軌道付近のチャンネルでの計数についてSi(Li)SSD(窓寸法10mm×2mm)を用いて測定したエネルギースペクトルとの間で相対効率補正後の計数の比をとった。エネルギー幅は次式で与えられる。

$$\Delta E_s = \Delta E_L \cdot \frac{N_s}{N_L} \cdot \frac{\Omega_L}{\Omega_s}$$

ΔE : SSDのエネルギー幅

N : 効率補正後の計数

Ω : SSDの立体角

添字Sは表面障壁SSD, LはSi(Li)SSDを示す。 ΔE_L は寸法が既知であることから求まり、 ΔE_s の絶対値が決定される。この結果中心軌道のエネルギーを E とすると、中心軌道では

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\Delta E_s}{E} = 4.80 \times 10^{-3} \\ \Omega_s = 1.78 \times 10^{-3} \text{ sr} \end{array} \right.$$

となる。Si(Li)に比べ粒子の計数率は3.30倍あり、窓の短辺は中心軌道付近のSSDにおいて約2.6mmである。

第10図に ^9Be から放出された α 粒子のエネルギースペクトルの概観を示す。中心軌道のエネルギー7MeVと15MeVで測定したが、2つのスペクトルの重複する部分は良く一致する。このことは設計・製作が正しかったことを意味する。Si(Li)の場合にはスペクトルが一致せず全体に系統的な補正係数を新たに設けて²⁾人為的に一致させているがこの場合にはその必要がない。

§ 6. まとめ

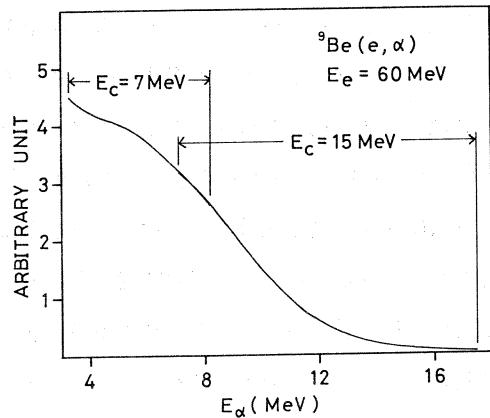
簡便なSSD製作方法がある程度まで確立したことで大量に特性のほぼそろったSSDを作ることができるようになった。大量生産に入った初期には不良品が半分以上を占めたが繰り返し回数を増すごとに良品の割合が増し、最終的には90%程度になった。従って製作にはある程度の熟練が必要であると言える。

前節まで述べたように新たに製作した検出器系には以下のような特徴がある。

- ① 陽子と α 粒子が約2 MeV以上ではっきり識別でき、他の粒子もバイアス電圧の調整によって識別できる。
- ② Si(Li)に比べ計数率が3.3倍ある。
- ③ MWPCに比べ計数率は約0.6倍であるが一度に測定できるエネルギー範囲が1.4倍ある。
- ④ 異なるエネルギー範囲のスペクトルとの重なり具合が非常に良い。

約25 MeV以上の陽子を測定する場合にはエネルギー損失が小さいためにしだいに測定が困難となってくるが、大抵の実験ではそれよりも低いエネルギーの陽子を測定しているので大きな問題はなく、Si(Li)とMWPCの両方の機能をもつという点で製作の目的を十分果たしている。

しかし、SSD自体の問題として寿命の短いことが挙げられる。一ヶ月SSDを取付けたままにしておくと約20%が悪化する。これはアルミニウム側の電極が接触不良を起こすようになることが原因であると推測できる。従って製作方法を改良することで解決できると考えられるので今後この問題を解決できる製作方法を見出すことが重要な課題である。



第10図 厚いBe標的から放出された α 粒子のエネルギースペクトルの概観図。中心軌道でのエネルギー7 MeVと15 MeVで測定した。重複している部分が良く一致している。

参 考 文 献

- 1) 田中：核理研研究報告 **12** (1979) 245.
- 2) 種市, 上野, 庄田：核理研研究報告 **12** (1979) 135.

- 3) 浦野, 菅原, 窪田, 庄田: 核理研研究報告 **9** (1976) 330.
- 4) 山崎文男: 実験物理学講座「放射線」.

V. 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（昭和54年1月～12月）の題目を集録しました。

I 原子核物理

1. The (γ, p_0) Reactions in the Giant Dipole Resonance Region of ^{51}V and ^{52}Cr Nuclei.
H. Tsubota, S. Oikawa, J. Uegaki and T. Tamae : Nucl. Phys. **A 321**
(1979) 157.
2. Isospin Effect in Photoproton Reaction on Heavy Nuclei.
K. Shoda : Physics Reports. **53** (1979) 343.
3. Magnetic Moment of the 2140.2 keV 5^- State in ^{136}Ba .
M. Ohshima, S. Hayashibe, N. Kawamura, Y. Itoh, M. Fujioka and
T. Ishimatsu : Hyperfine Interactions **7** (1979) 103.
4. Systematic Study of Angular Distribution of Photopion on Light Nuclei.
K. Shoda, K. Nakahara, H. Ohashi and M. Yamazaki : *8th Int. Conf. on
High Energy Physics & Nuclear Structure, Vancouver 1979*, p.114.
5. Angular Distribution Study of $T=1$, 4.5 MeV Analog Complex in ^{12}B by
 $^{12}\text{C}(e, e'\pi^+)^{12}\text{B}$.
K. Shoda, H. Tsubota, H. Ohashi, M. Yamazaki, K. Min and E. J. Winhold :
ibid. p. 115.
6. Charged Pion Spectroscopy.
K. Shoda : *Photopion Nuclear Physics* ed. P. Stoler (Plenum, New York,
1979) p.175.
7. Study on the Low-lying States via the Photopion Production on several Nuclei.
H. Ohashi, K. Nakahara, M. Yamazaki, K. Shoda and B. N. Sung : ibid. p. 193.
8. Photopion Energy Distributions and Spin-isospin Giant Resonances.
K. Shoda, M. Yamazaki, K. Nakahara and H. Ohashi : ibid. p. 205.

9. Angular Distribution of π^+ Photoproduced from Light Nuclei ${}^{-6}\text{Li}(\gamma, \pi^){}^6\text{He}$.
K. Shoda, H. Ohashi, K. Nakahara and M. Yamazaki : *Int. Conf. Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions, Abstracts of Contributed Papers, Mainz 1979*, p. 611.
10. Photoprotons from ${}^{27}\text{Al}$ and ${}^{24}\text{Mg}$.
P. Ryan, M. N. Thompson, K. Shoda, M. Sugawara, T. Saito and T. Urano :
ibid. p. 429.

II 物性物理

1. Structure Characterization of CVD amorphous Si_3N_4 by Pulsed Neutron Total Scattering.
M. Misawa, T. Fukunaga, K. Niihara, T. Hirai and K. Suzuki : *J. Non-Crystalline Solids* **34** (1979) 313.
2. Neutron Diffraction Study of Electric Field Effects of a Nematic Liquid Crystal.
N. Niimura : *J. Phys. Soc. Jpn.* **47** (1979) 2039.
3. Magnetic Structure of $\text{GdCu}_{1-x}\text{Zn}_x$ System.
K. Takei, Y. Ishikawa, N. Watanabe and K. Tajima : *J. Phys. Soc. Jpn.* **47** (1979) 88.
4. TOF 中性子回折法による物質の動的構造解析
新村信雄 : *応用物理学会誌* **49** (1979) 1101.

III 加速器・測定器

1. The Next Accelerator at Sendai.
M. Sugawara : *Proc. Int. Conf. Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions, Mainz, 1979* (Springer-Verlag, 1979) p. 192.

核理研研究報告 第13巻 第2号

1980年12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 13 Number 2 December 1980

Laboratory of Nuclear Science,
Tohoku University,
1-2-1, Mikamine, Sendai 982, Japan