

RESEARCH REPORT
OF
LABORATORY OF NUCLEAR SCIENCES
TOHOKU UNIVERSITY

核 理 研 究 報 告

VOL. 1 No. 2 Dec. 1968

東 北 大 学 理 学 部

原 子 核 理 学 研 究 施 設

核理研研究報告 Vol.1 No.2 目次

I 原子核物理学部門

- I-1 電子線散乱による原子核の研究.....1
(核理研) 鳥塚賀治, 木村一治, 小島融三, 小山田正幸
中原和夫, 寺沢辰生, 伊藤広平, 山口 晃
- I-2 r 線による核反応.....37
(核理研) 庄田勝房, 菅原真澄, 斎藤悌二郎, 宮瀬晴久
- I-3 (r, α) 反応実験.....41
(教養部, 理学部物理) 阿部健, 川村暢明, 坪田博明
- I-4 原子核からの荷電中間子の光発生.....49
(理学部物理) 北垣敏男, 本間三郎, 渡瀬芳行
- I-5 Activation法による $Al^{27}(r\pi^+)Mg^{27}$ 反応.....56
(核理研) 斎藤悌二郎, 伊藤広平, 中田芳明, 中田 章
- I-6 ^{46}K のDecay Scheme.....60
(核理研, 理学部化学) 梶山一典, 八木益男, 伊藤郡蔵
鍛冶東海, 中田 章
- I-7 R. I. による核構造.....67
(理学部物理) 林部昭吾, 板垣新治郎, 吉川宣治
- I-8 Sc^{48}, V^{48} のdecayによる Ti^{48} の準位構造.....73
(核理研) 梶山一典, 中田 章

II 物性物理学部門

- II-1 電子リニアックによる中性子回折法の改良.....81
(核理研, 工学部, 金研, 東大物性研)
木村一治, 菅原真澄, 小山田正幸, 山田幸男, 渡辺 昇
武田征一, 早坂秀雄, 渡辺 浩, 富吉昇一, 鈴木隆司
石川義和, 遠藤康夫
- II-2 TOF, 中性子回折法による炉物理実験.....105
(核理研, 工学部, 金研, 理学部)
木村一治, 菅原真澄, 小山田正幸, 窪田健雄, 渡辺 昇
武田征一, 早坂秀雄, 富吉昇一, 山田幸男, 鈴木隆司
- II-3 パルス電子線によるイオン結晶の光学的研究(2).....114
(理学部物理) 上田正康, 平井正光, 近藤泰洋, 吉成武久

Ⅲ 放射化学部門

- Ⅲ-1 ^{47}Ca 等特殊 RI の調整に関する研究 119
(理学部化学, 核理研) 塩川孝信, 大森 巍, 伊沢郡蔵
- Ⅲ-2 残留核法による核反応の研究 122
(理学部化学) 岡 好良, 加藤豊明, 佐藤允美, 野村紘一
齋藤達弥, 山寺 亮, 佐藤武雄
- Ⅲ-3 光量子放射化分析法の研究 126
(理学部化学) 岡 好良, 加藤豊明, 野村紘一, 齋藤達弥
蔡 恵沢, 河南良英, 彭通均
- Ⅲ-4 IT , β^+ , EC 衰変等に伴う化学的効果 129
(理学部化学) 大森 巍, 佐々木貞吉, 近藤健次郎, 呉紹起
三塚哲正, 葉有財, 小林孝彰
- Ⅲ-5 ウラニル-TTA キレート の分配と付加錯体生成定数 133
(選研) 菅野卓治, 鈴木信男, 秋葉健一, 浅野宏子
- Ⅲ-6 $\text{U}(\text{III})$ の化学的挙動に関する研究 137
(金研) 鈴木 進, 佐藤明子
- Ⅲ-7 高低両エネルギー領域における光核反応の核化学的研究 140
(理学部化学) 鍛冶東海, 長谷敏夫, 滝田祐二
玉木洋一, 塩川孝信

Ⅳ 生物医学部門

- Ⅳ-1 小動物に対する電子線照射の生物学的影響 II 143
60MeV の電子線によるイモリの消化器管の変化
(理学部生物) 山本穆彦, 元村 勲
- Ⅳ-2 中枢神経障害による放射線死の誘発 148
(医学部放射線基礎医学) 栗冠正利, その他

Ⅴ 加速器部門

- Ⅴ-1 30MeV リニアックによる陽電子加速 151
(核理研) 齋藤侑二郎, 中田芳明, 小島融三
- Ⅴ-2 マシンの整備運転状況 159
(核理研) 小島融三, 浦沢茂一

I. 原子核物理学部門

I - 1 電子線散乱による原子核の研究

核理研 鳥塚 賀治・木村一治・小島融三
 小山田正幸・中原和夫・寺沢辰生
 伊藤 広平・山口 晃

電子線散乱による原子核の研究は前期に引き続いて ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{46}\text{Ti}$, ${}^{58}\text{Ni}$ 及び ${}^{60}\text{Ni}$ について行なわれた。今回の実験期間のめぼしい成果を拾うと

1. ${}^9\text{Be}$ に於いては ${}^9\text{Be}$ の 14.4 MeV の ${}^9\text{Li}$ の基底状態に対応する analogue state について電子散乱の実験を行い、 $E 2$ transition の longitudinal 成分と transverse 成分の形状因子を分離した。

2. ${}^{12}\text{C}$ に於いてはその基底状態の変形した 0^+ , 2^+ , 4^+ の回転準位の 4^+ と考えられている 14.1 MeV 準位の形状因子を測定した。

3. ${}^{16}\text{O}$ については 7.2 MeV の 1^- , $T=0$ 準位の形状因子が ${}^{12}\text{C}$ の 10.8 MeV 1^- , $T=0$ 準位と同様な $E 3$ 類似の形状因子を示すことを確かめた。

4. ${}^{46}\text{Ti}$ については従来の核物理の概念を破る多数 (13本) の 3^- 準位の存在を測定した。

5. ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{60}\text{Ni}$ に於いては球形核の特徴とされている高次の振動準位が数本に分裂していることを見出した。

以上の測定結果は現在の核物理の問題点の核芯にふれたもので今後更に systematic な研究を要するものである。大部分の偶々核では最初の励起状態のところで表面振動に起因する四極振動があらわれる。この準位は原子核の集団模型の根拠をなすもので β - γ spectroscopy, Coulomb 励起その他の方法によって研究されてきた。高い励起状態は荷電粒子 (陽子或いは α 粒子) 核反応を利用して研究され、その結果球形核では高次の振動状態即ち 8 極或いは 16 極の準位が 1 本存在することが確かめられた。それに対して電子散乱の実験結果は $E 3$, $E 4$ の準位が球形核に於いても数本観測された。

単純な振動模型ではこの結果を説明することは出来ない。

β - γ spectroscopy に於いては cross over transition を観測することは極めて難しい。電子による核の励起は direct process によるもので two phonon state に対する集団運動模型の厳しい selection rule を調べるのに適している。 ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{60}\text{Ni}$ 及

び ^{46}Ti で観測された two phonon state の励起をどう解釈するかも今後の問題である。

^{46}Ti で観測された 13本の 3^- 単位は従来の ^{46}Ti の実験から又は理論からは予期することの出来なかった結果である。 ^{46}Ti の core の核である ^{40}Ca では 3.7 MeV に強い 3^- の単位が観測されている。 ^{46}Ti の多数の 3^- は core model によると (s, d) shell core の振動が $f^{7/2}$ shell の偶数個の nucleon と weak に couple して多数の 3^- state があらわれると説明できる。core model では 3^- 以外に $1^-, 2^-, 3^-, 4^-, 5^-, 6^-$ が同様な確率であらわれなくてはならない。現在の測定では natural parity の単位のみを励起するので $2^-, 4^- \dots$ 等は観測にかからない。然し 3^- のみで $1^-, 5^-$ が観測されないことは core model で ^{41}Ti の 3^- を説明することの難しさを示している。実験から effective にいえることは ^{46}Ti の 3^- は ^{46}Ti の $1f^{7/2}$ shell の 6 個の nucleon と core の 3^- が couple して多数の 3^- に分散しているという事実である。shell model によると ^{40}Ca の 3^- の particle-hole の configuration によりその energy が下がり, transition strength が特定の energy に集中すると説明されている。簡単な場合として core については $1p-1h$ configuration を考え, $1f^{7/2}$ shell の nucleon については偶々核の特徴として 2 個をとりあげる。その結果考えられる $3p-1h$ configuration を ^{46}Ti の場合には注目する必要があるのではないか。

軽い核については例えば ^{12}C で $T=1$ の高い励起 energy 単位の研究が進行中である。その結果形状因子の解析による核の波動関数の決定或いは特定の単位に於ける波動関数の混合の割合を決めることが可能になるかもしれない。

§ 1 ^9Be による電子の非弾性散乱

^9Be の 2.43 MeV ($5/2^-, 3/2^-$) 及び 14.38 MeV ($3/2^-, 1/2^-$) の単位からの電子の非弾性散乱の角分布を測定した。2.43 MeV の単位は基底状態 ($3/2^-, 3/2^-$) から出発する $K=3/2^-$ の回転単位であると考えられる単位で、電子の非弾性散乱の実験も古くから行なわれており¹⁾²⁾, $E2$ excitation が主である事が確かめられている。

一方 14.38 MeV の単位は Li^9 の基底状態の isobaric analogue state であり, $\Delta T=1$ である事から多分に individual particle excitation の性質を持つ単位と考えられる。比較的低い momentum transfer ($q \leq 0.5 f_m^{-1}$) での後方散乱の実験からこの単位の励起モードは $M1$ と assign されている³⁾。我々の実験では, target として金属ベリリウム (129.2 mg/cm^2) のものを用い, 入射エネルギー $E_0 = 81 \sim 250 \text{ MeV}$, 散乱角 $\theta = 35^\circ \sim 135^\circ$, momentum transfer $q = 0.5 \sim 2.0 f_m^{-1}$ の範囲内で散乱電子を測定した。又,

同じ momentum transfer に対し, E_0 及び θ の組合せを変えて測定し, form factor を longitudinal part と transverse part に分離する事を試みた。

background は各 peak の形が弾性散乱の peak と同じ形になるように差し引いた。

各 peak の normalization は同時に測定した C^{12} からの弾性散乱 peak で行なった。

得られたデータの解析には Generalized Helm Model⁴⁾ を用いた。すなわち, transition charge density ρ_{if} 及び transition magnetization density $\vec{\mu}_{if}$ を, 核表面に concentrate したガウス分布と仮定する現象論的なモデルである。そうすると, longitudinal 及び transverse form factor は各々:

$$F(C\lambda, q, \omega) = p_\lambda \cdot j_\lambda(qR) \cdot \exp(-g^2 q^2/2)$$

$$F(E\lambda, q, \omega) = \left(\frac{\lambda+1}{\lambda}\right)^{1/2} \cdot \beta_\lambda \cdot \frac{\omega}{q} j_\lambda(qR) \cdot \exp(-g^2 q^2/2) \\ + r_{\lambda 0} \frac{q}{2m} \cdot j_\lambda(qR') \exp(-g'^2 q^2/2)$$

$$F(M\lambda, q, \omega) = -\frac{q}{2m} \exp(-g'^2 \cdot q^2/2) \left\{ \left(\frac{\lambda}{2\lambda+1}\right)^{1/2} \cdot r_{\lambda+1} \cdot j_{\lambda+1}(qR') \right. \\ \left. + \left(\frac{\lambda+1}{2\lambda+1}\right)^{1/2} \cdot r_{\lambda-1} \cdot j_{\lambda-1}(qR') \right\}$$

で与えられる。ここに R は charge に関する核半径, g はガウス分布の拡がりを与える parameter で, ダッシュの付いた量は核子の分布が charge の分布と異なる事を考慮したものである。 $\beta_\lambda, r_{\lambda, \lambda'}$ は各々次の angular integral で与えられる。

$$\beta_\lambda = (2J_i + 1)^{-1/2} \cdot \langle J_f \| Y_\lambda(\hat{r}) \| J_i \rangle$$

$$r_{\lambda, \lambda'} = \frac{1}{Z} \cdot (2J_i + 1)^{-1/2} \cdot \langle J_f \| \vec{\mu}_0 \cdot Y_{\lambda, \lambda+\lambda'}(\hat{r}) \| J_i \rangle$$

$$(\lambda' = 0, \pm 1)$$

ここに $\vec{\mu}_0$ は individual particle model では $\sum_{i=1}^A \mu_i \cdot \vec{\sigma}_i$ に対応する operator である。photon point での reduced transition probability は

$$B(E\lambda, J_i \rightarrow J_f) = \beta_\lambda^2 \cdot [Z^2/4\pi] R^{2\lambda}$$

(i) 2.43 MeV (5/2⁻, 3/2)

Fig. 1 は測定された form factor である。同じ q の点で E_0, θ を変えて測定した結果, transverse part は実験誤差の範囲で negligible である。この事から, この単位は collective な単位であると考えられる。実線は ρ_{if} 以下の形を仮定して計算した $F^2(C, q)$ である。

$$(I) \quad \rho_{if}(r) = \int_0^\infty \delta(r'-R) (2\pi q^2)^{-3/2} \exp[-(r-r')^2/2q^2] r'^2 dr'$$

$$R = 2.41 f_m \quad q = 0.8 f_m$$

$$(II) \quad \rho_{if}(r) = \delta(r-R)$$

$$R = 2.65 f_m$$

$$(III) \quad \rho_{if}(r) = \left(\frac{r}{R}\right)^2 \cdot \exp\left[-\frac{5}{2}\left(\frac{r}{R}\right)^2\right]$$

$$R = 3.05 f_m$$

(I) は核表面に concentrate したガウス分布

(II) は (I) のガウス分布の巾をちぢめた極限の形

(III) は逆に核の内部にまで拡がっている wine bottle type である。実験との一致は (I) が最も良い。これは (I) が 2 parameter である事にも起因している。

2.43 MeV の準位を $K = 3/2^-$ の回転準位と考えると reduced transition probability 及び intrinsic quadrupole moment は次のようになる。

$$(I) \quad B(E2 \quad 3/2^- \rightarrow 5/2^-) = 26.4 f_m^4 \quad Q_0 = 0.19 b$$

$$(II) \quad B(E2 \quad 3/2^- \rightarrow 5/2^-) = 35.4 f_m^4 \quad Q_0 = 0.22 b$$

$$(III) \quad B(E2 \quad 3/2^- \rightarrow 5/2^-) = 84.5 f_m^4 \quad Q_0 = 0.34 b$$

(I) の model による Q_0 の値は、弾性散乱²⁾ ($Q_0 = 0.19 b$) 及び N. M. R.⁵⁾ ($Q_0 = 0.16 b$) で得られた値と非常によく一致している。radiative width は $\Gamma(E2) = 1.2 \times 10^{-3}$ eV となる。回転準位間の ρ_{if} は intrinsic state の charge 分布の球対称からのずれに等しい事から、 ${}^9\text{Be}$ の Y_2 変形の部分は (I) で与えられる形を持つと云える。

(ii) 14.38 MeV

Fig. 2 の実験値は、 q が同じでも散乱角の違いによって form factor が異なる値を与える事を示している、この準位への transition には、transverse part の寄与が大きくなっていく事がわかる。Fig. 3, Fig. 4 に θ -dependence の違いから得られた longitudinal part 及び transverse part の form factor を示す。longitudinal part が存在する事と、form factor の peak の位置とから、これらの form factor は $F^2(C2, q)$ 及び $F^2(E2, q)$ の形を持っており、従来 $M1$ と assign されていた 14.38 MeV への transition は、少くとも $q = 0.5 \sim 2.0 f_m^{-1}$ の範囲では $E2$ が main part を占めている。点線は generalized Helm model で計算した form factor で β 及び r として

$$\beta_2 = 0.11 \pm 0.02, \quad r_{20} = 0.80 \pm 0.05$$

という値が得られた。

これから, radiative width Γ_{E_2} は

$$\Gamma(E_2, 3^-/2 \rightarrow 3/2^-) = (0.16 \pm 0.06) \text{ eV}$$

$$\Gamma/\Gamma_{sp} = 0.31$$

となる。

文 献

- 1) J. A. MCINTYRE et al., Phys. Rev., 95, 500(1954)
H. NGUYEN NGOC et al., Nucl. Phys., 42, 62(1963)
- 2) M. BERNHEIM et al., Nucl. Phys., A97, 488(1967)
- 3) EDGE AND PETERSON, Phys. Rev., 128, 2750(1962)
- 4) M. ROSEN, R. RAPHAEL AND H. ÜBERALL, Phys. Rev., 163, 927
(1967)
- 5) M. POMERANTZ et al., Phys. Rev., 119, 70(1960)

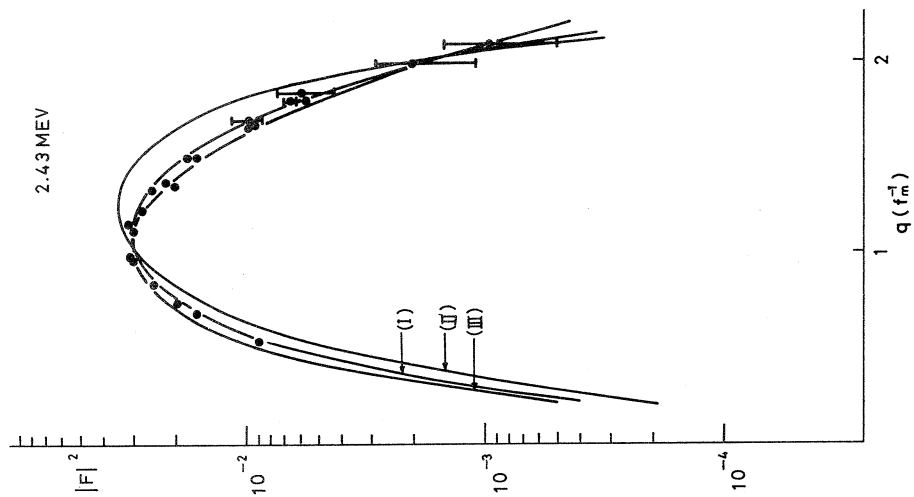


FIG. 1

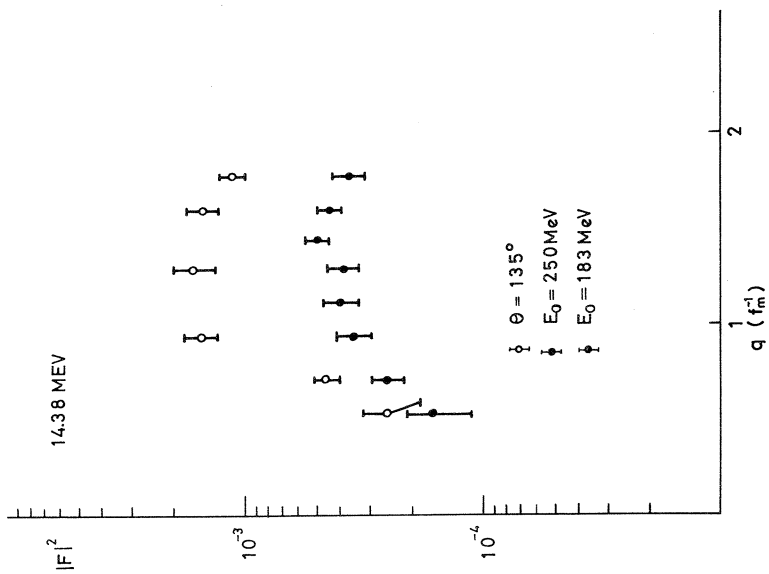


FIG. 2

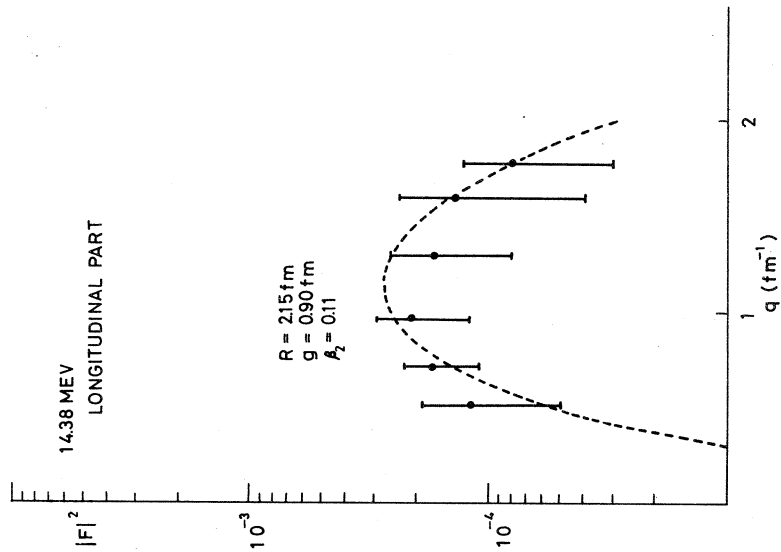


Fig. 3

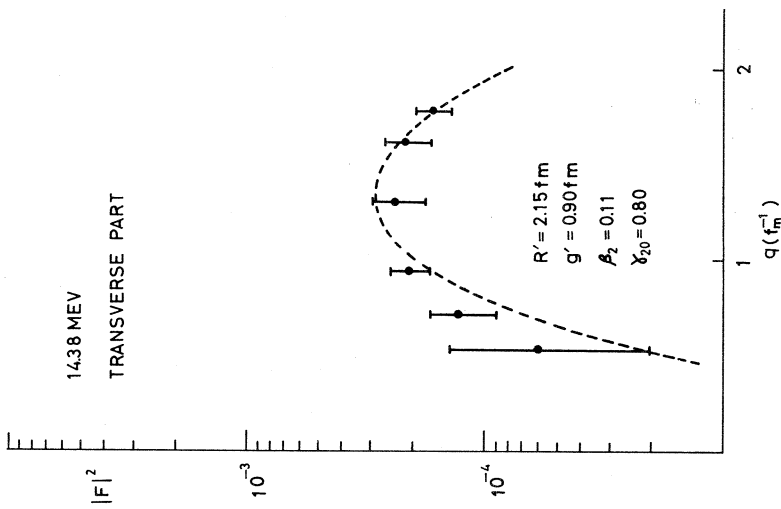


Fig. 4

§ 2 ELECTROEXCITATION OF THE 10.8 MeV ($1^-; T=0$) LEVEL OF ^{12}C AND THE 7.12 MeV ($1^-; T=0$) LEVEL OF ^{16}O

In self-conjugate nuclei radiative El transitions with $\Delta T=0$ are forbidden by the isospin selection rule. Eisenberg and Rose[1] have shown that the same rule can be applied to the electroexcitation in the region of $(qR)^2 \ll 1$, where q is the momentum transfer and R is the nuclear radius. They have also pointed out that in real nuclei the matrix element is not vanishing for the reasons; (1) the presence of isospin impurity caused by Coulomb interactions and the neutron-proton mass difference, (2) π -meson field effect to the total momentum of nucleons, (3) nuclear recoil energy effect, and (4) the presence of higher order terms in $(qR)^2$; and consequently the angular distribution of the inelastically scattered electrons for the El transitions with $\Delta T=0$ would be expected to exhibit a "hole" at small angles. On the basis of the particle-hole model Seaborn and Eisenberg[2] have calculated form factors for El ($\Delta T=0$) transitions of ^{16}O in the excitation energy region between 11 and 25 MeV. Their results have shown the anomalous q -dependence of form factors.

In use of 300 MeV linac of Tohoku University the electron scattering experiments were performed for the 10.8 MeV level of ^{12}C and the 7.12 MeV level of ^{16}O for which $J^\pi=1^-$ and $T=0$ have been assigned[3]. Incident electron energies were 183 and 250 MeV and the scattering angles were 35° to 115° . The targets were 103.6 mg/cm² thick graphite and 79.5 mg/cm² thick beryllium oxide disk. Scattered electrons were analyzed by the double focusing magnet ($r_0=100$ cm, $\theta=169.7^\circ$) and detected by the 12-channel detector ladder. Each channel consists of three Si(Li) detectors operated in slow coincidence. Over-all energy resolutions were $\sim 0.25\%$ for carbon and $\sim 0.1\%$ for BeO target. The detailed description of the experimental apparatus will be published elsewhere.

The typical energy spectra of scattered electrons are shown in figs. 1 and 2. It is clearly seen in fig.2 that the peak at 7 MeV has two components corresponding to the 6.92 MeV (2^+) level and the 7.12 MeV (1^-) level of ^{16}O . The Be components in the energy spectra for BeO were subtracted by using the experimental data for Be target. The obtained squared form factors are presented in figs.3 and 4 with the usual longitudinal E1 and E3 squared form factors of Helm[4], where $R=2.30$ fm, $g=1.03$ fm for ^{12}C and $R=2.65$ fm, $g=1.00$ fm for ^{16}O . These parameters are chosen to reproduce the q -dependence of the form factors for E3 excitations of the 9.63 MeV level of ^{12}C and the 6.14 MeV level of ^{16}O .

It should be noticed that the obtained form factors are E3-like. This fact may be explained simply as follows. In the first Born approximation, longitudinal E1 form factors are proportional to $\langle f \parallel j_1(qr) \parallel i \rangle$, however for $\Delta T=0$ transitions in $T_3=0$ nuclei the first term of the power series

$$j_1(qr) = qr/3 - (qr)^3/30 + \dots$$

causes only a spurious c.m. motion, and has no contribution to the excitation of nuclei. In this case $j_1(qr)$ should be replaced by $j_1(qr) - qr/3$ which has the first term proportional to $(qr)^3$ in the power series expansion. Thus E3-like form factors are obtained.

The authors wish to thank Dr.S.Fujii and Prof.T.Sasakawa for many valuable discussions. Thanks are also due to the accelerator crew for their cooperation.

REFERENCES

- 1) J.M.Eisenberg and M.E.Rose, Phys. Rev. 113 (1963) 848.
- 2) J.B.Seaborn and J.M.Eisenberg, Nuclear Physics 70 (1965) 264.
- 3) F.Ajzenberg-Selove and T.Lauritsen, Nuclear Physics 11 (1959) 1,
A114 (1968) 1.
- 4) R.H.Helm, Phys. Rev. 104 (1956) 1466.

FIGURE CAPTIONS

Fig.1.

Energy spectrum of electrons scattered from carbon. $E_0=250$ MeV, $\theta=85^\circ$. The dashed lines are assumed to reproduce the 4.43 MeV peak shape for the 9.63 MeV peak.

Fig.2.

Energy spectrum of electrons scattered from BeO. $E_0=183$ MeV, $\theta=75^\circ$. The crosses indicate the energy spectrum obtained for Be target. The 7 MeV peak was decomposed to two components by using shapes of other peaks.

Fig.3.

Form factor for electroexcitation of the 10.8 MeV level of ^{12}C . The dashed lines indicate the Helm's longitudinal E1 and E3 form factor ($R=2.30$ fm, $g=1.03$ fm).

Fig.4.

Form factor for electroexcitation of the 7.12 MeV level of ^{16}O . The dashed lines indicate the Helm's longitudinal E1 and E3 form factor ($R=2.65$ fm, $g=1.00$ fm).

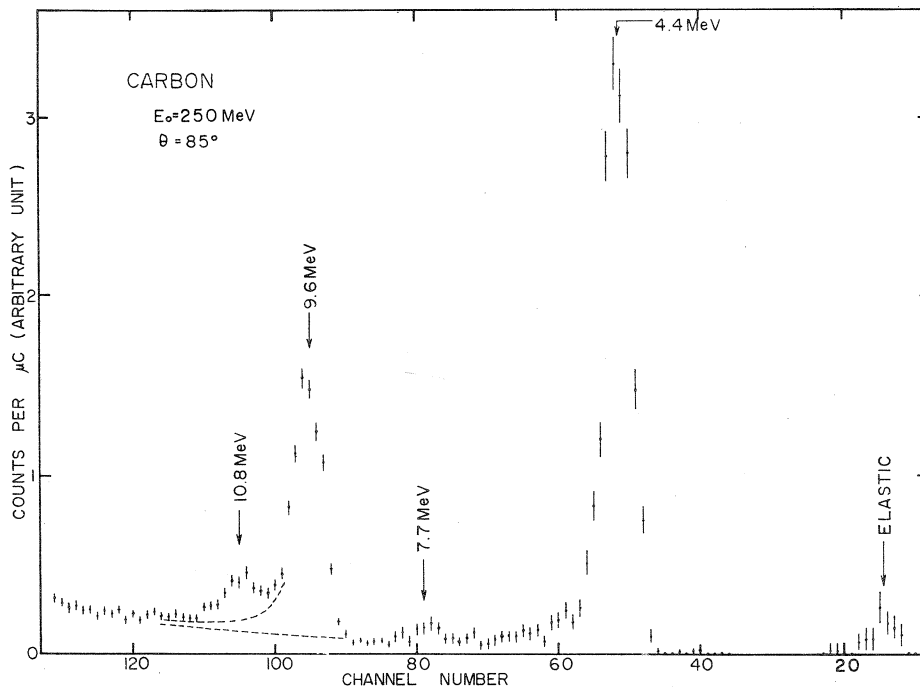


Fig. 1

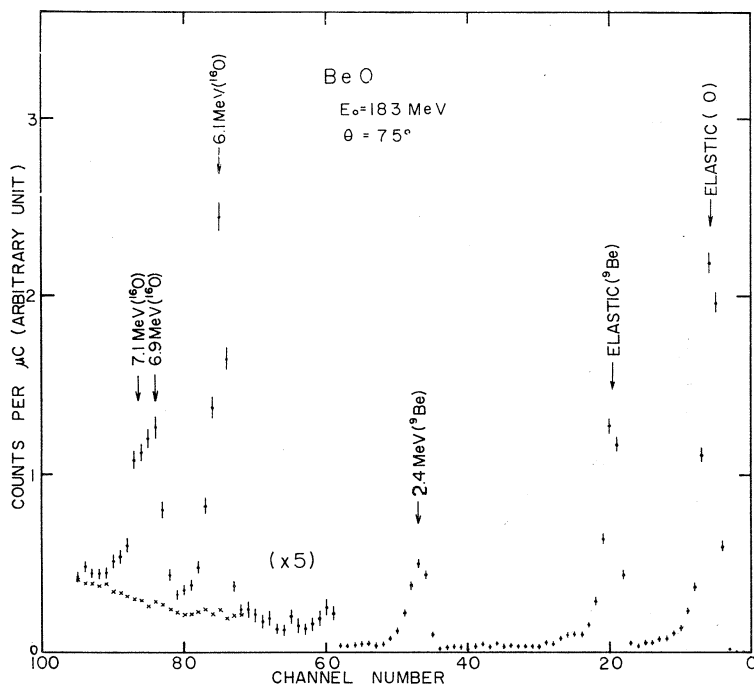


Fig. 2

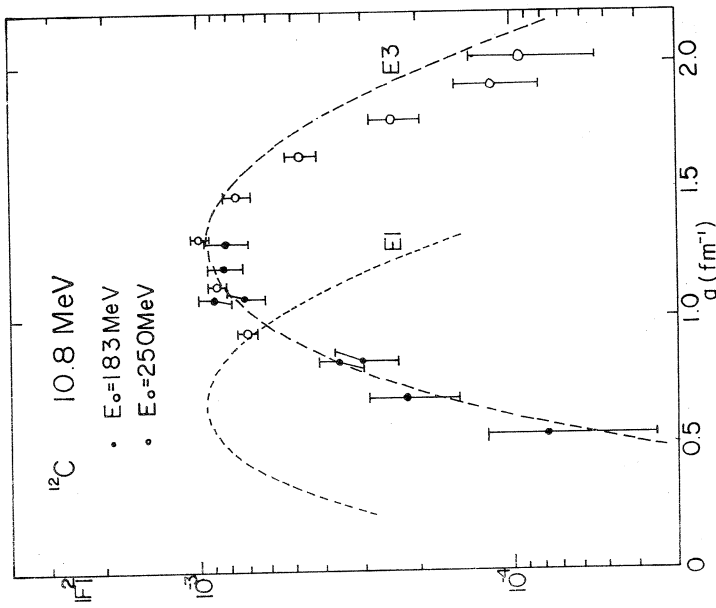


FIG. 3

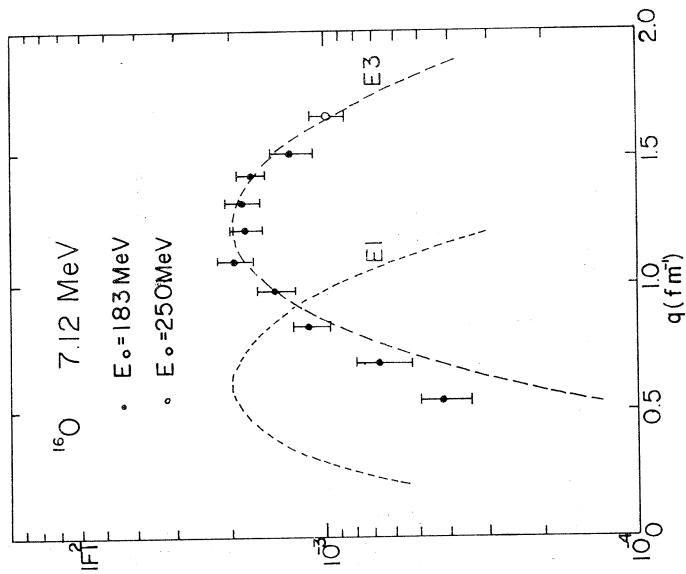


FIG. 4

§ 3 ^{46}Ti による電子非弾性散乱

^{46}Ti の準位構造は種々の核反応, 即ち $(p, d)^1$, $(\alpha, \alpha')^2$ ³⁾, $(p, p'r)^4$ ⁵⁾⁶⁾, $(p, p')^7$ ⁴⁾, $(^3\text{He}, d)^8$ ⁹⁾, $(^3\text{He}, \alpha)^{10}$ 等で調べられてきた。Yntema et al. による $(\alpha, \alpha')^2$ の実験ではexcitation energy 6 MeV までの level のいくつかの spin assignment がなされ, 又 $(p, p')^7$, $(p, p'r)^4$ ⁵⁾では4 MeV までの level の spin parity の assignment がなされた。一方, 理論面では $1f^{7/2}$ nuclei の4 MeV 以下の positive parity state について ^{40}Ca をcoreとし, closed shell と $1f^{7/2}$ nucleon の wave function を使った shell model の計算¹⁰⁾がなされた。

この実験は入射エネルギー183 MeV の electron beam を用い, ^{46}Ti の particle threshold 附近までの level による非弾性散乱を調べた。即ち散乱角 35° から 95° まで 10° step で散乱電子 spectrum をとって7 MeV 以上までの level を解析した。得られた各 level の Form factor は Helm model¹¹⁾ によって解析し, spin, parity の assignment 及び reduced transition probability を求めた。

Target は ^{46}Ti を81.2%にenrichした 23.1 mg/cm^2 のTitanium metal を用いた。Analyzed beam は0.1%のエネルギー巾で平均電流約 $2\ \mu\text{A}$, ターゲットでの beam spot は約 $3\text{ mm } \phi$ である。散乱電子は $r_0 = 100\text{ cm}$, $\theta = 2\sqrt{2}\pi/3$ の double focussing magic angle spectrometer で分析され, 12 channel の Si(Li) Solid State Detector で detect され, data collection は computer と on-line で処理される。

生の spectrum に対して Schwinger correction, bremsstrahlung correction, ionization による straggling correction 等の tail subtraction を H. Crannel¹²⁾ の方法で行った。この結果の $\theta = 55^\circ$ の Spectrum を fig. 1 に示す。

Carbon の Elastic form factor と比較することにより ^{46}Ti の Elastic form factor を得た (Fig. 2)。

Inelastic form factor を Fig. 3~5 に示す。Inelastic peak の形は elastic peak と同じと仮定し, Elastic form factor と比較することにより Inelastic form factor を求めた。即ち

$$|F_{in}|^2 = \frac{\sigma_{inl}}{\sigma_{el}} \cdot |F_{el}|^2 \quad (1)$$

Error は statistical error で, count 数, Elastic form factor, tail subtraction の error を含んでいる。Data は Born 近似の Helm model で解析した。

Inelastic 2^λ -pole の squared form factor¹¹⁾ は

$$|F_{in}(E\lambda, \uparrow)|^2 = \beta_\lambda j_\lambda^2(qR) \exp(-g^2 q^2) \quad (2)$$

ここで R , g は transition charge density の spatial parameter であり, β_λ は normalizing factor である。 g は $0.95 f_m$ に fix し, R を parameter として $4.21 f_m \pm 10\%$ の範囲で変化させて得られた Form Factor に fit させた。 normalizing factor β_λ と R から Reduced transition probability $B(E\lambda)$ が求まる;

$$B(E\lambda, \uparrow) = \beta_\lambda \frac{Z^2}{4\pi} R^{2\lambda} e^2 f_m^{2\lambda} \quad (3)$$

(2) 式は Born 近似であるので electron が核から受ける Coulomb Distortion の影響を含んでいないので R について $R' = (1 + \frac{3\alpha Z}{2kR})^{-1} R$ の補正¹⁴⁾ を行って $B(E\lambda)$ を求めた。ここで α は fine structure constant, k は incident electron の wave number である。

Single particle unit は次の通りである¹⁵⁾。

$$B_{sp}(\lambda) = \frac{2\lambda + 1}{4\pi} \left(\frac{3}{3 + \lambda}\right)^2 R^{2\lambda} e^2 f_m^{2\lambda} \quad (4)$$

$$R = 1.2 A^{1/3} f_m$$

以上の結果である assigned spin, parity 及び reduced transition probability $B(E\lambda)$, B/B_{sp} , 及び Helm model の spatial parameter R を Table 1 にのせた。 R は Born 近似の値である。他の実験と比較する為に $(p, p')^{7)9)}$ $(\alpha, \alpha')^{2)3)}$ で求めた deformation parameter β_L から single particle unit での transition probability B/B_{sp} を計算して同時にのせた。この計算は Tarvis et al¹⁶⁾ 及び Lippincott et al¹⁷⁾ の notation に従った。この実験の特長は 3 MeV 以上に多くの 3^- を見い出したことである。 ^{46}Ti の core nucleus である ^{40}Ca においては強い 3^- が 3.73 MeV 及び 6.29, 6.58 MeV に 3 本観測されている¹⁷⁾ が ^{46}Ti では 1~4 Weisskopf Unit の 3^- が 13 本見出された。

我々の実験結果の 1st 2^+ 0.89 MeV level の reduced transition probability は $(p, p')^{7)9)}$ 及び $(\alpha, \alpha')^{2)3)}$ の結果と一致する。 3^- state についても 3.02, 3.5, 4.15, 5.9 MeV level は (α, α') の結果と誤差の範囲で一致した。 3.25 MeV level は $(\alpha, \alpha')^{2)}$ の angular distribution から 2 又は 5 の tentative spin assignment がなされている。これは又 $(p, p'r)^{5)}$ で spin 2 に as-

Table 1 Results in ^{46}Ti

$E_X(\text{MeV})$	J^π	Present Work			(p, p')	(p, p')	(α, α')
		$B(E\lambda, \uparrow)(e^2 f_m^2 \lambda)$	$B/B_{s.p.}$	R_{fm} ($g=0.95 f_m$)	a)	b)	c)
0.89	2+	848	17.3	4.26	16.4	14.2±2.1	14.7~18.3
2.00	4+	159000	10.4	4.66		3.8±0.1	
3.02	3-	1950	2.2	3.76			2.2
3.25	2+	77	1.6	4.06			
3.5	3-	3400	3.9	4.16			2.8
4.15	3-	3040	3.5	4.06			3.5
4.5	(4+)	18400	1.2	4.16			
4.72	3-	503	0.6	3.76			
5.03	4+	72500	4.7	4.46			1.5~1.7
5.20	3-	843	1.0	4.16			
5.43	(3-)	591	0.7	4.06			
5.7	3-	1080	1.2	4.36			
5.9	3-	2050	2.3	4.36			2.5
6.1	3-	1830	2.1	4.36			
6.35	3-	806	0.9	4.26			
6.6	(4+)	3075	0.2	4.36			
6.9	3-	783	0.9	4.16			
7.1	3-	514	0.6	3.96			
7.4	3-	1006	1.1	4.26			

a)Ref. 7. b)Ref. 9. c)Ref. 2, 3.

signされた3.225MeV levelに対応すると思われる。6MeV 近辺の excitation energy の領域では今まで $(\alpha, \alpha')^2$ で5.88MeV levelにspin 3 の tentative assignmentがなされているだけである。

References

1. E. Kasey and T. W. Conlon, Phys. Rev. 135 2B(1964) 389.
2. J. L. Yntema and G. R. Satchler, Phys. Rev. 161(1967) 1137.
3. G. Bruge, J. C. Farver, H. Farraggi and G. Vallois, Phys. Lett. 20(1966) 293.
4. M. Soga, R. N. Horoshko and D. M. Vanpeter Phys. Lett. 26B(1968) 727.
5. C. W. Lewis, J. N. Mo, C. F. Monahan, M. F. Thomas and P. J. Twin, Nucl. Phys. A107(1968) 273.
6. C. W. Lewis, J. N. Mo, C. F. Monahan, M. F. Thomas and P. J. Twin, Phys. Lett. 22(1966) 476.
7. H. J. Erramuspe, Nucl. Phys. A101(1967) 138.
8. Lars Broman and D. J. Pullen, Nucl. Phys. A110(1968) 161.
9. R. W. Barnard and G. D. Jones, Nucl. Phys. A111(1968) 17.
10. J. D. McCullen, B. F. Bayman, and L. Zamick, Phys. Rev. 134(1964) B515.
11. R. H. Helm, Phys. Rev. 104(1956) 1466.
12. H. Crannell, Phys. Rev. 184(1966) 1107.
13. D. R. Yennie, D. G. Ravenhall and R. N. Wilson, Phys. Rev. 95(1954) 500.
14. H. Crannell, R. Helm, H. Kendall, J. Oeser and M. Yearian, Phys. Rev. 123 (1961) 923.
15. K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson and A. Winther, Rev. of Mod. Phys. 28, 4(1956) 432.
16. O.N. Jarvis, B. C. Harvey, D. L. Hendrie and J. Mahoney, Nucl. Phys. A102(1967) 625.
17. E. P. Lippincott and A. M. Bernstein, Phys. Rev. 163(1967) 1170.

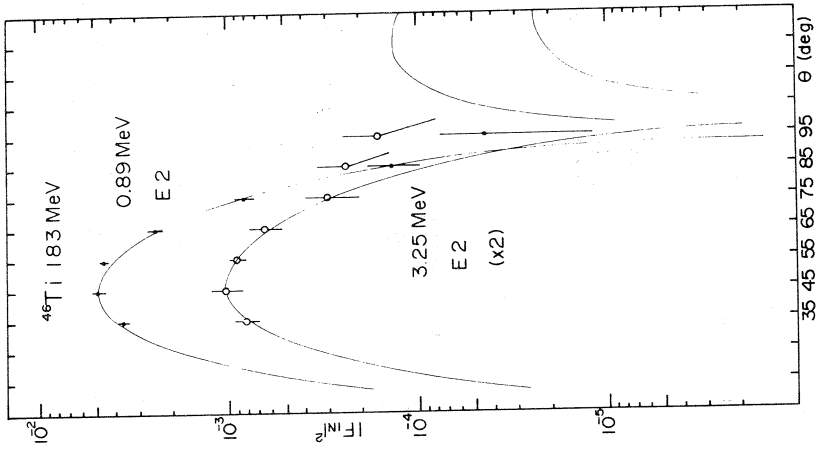


Fig. 3

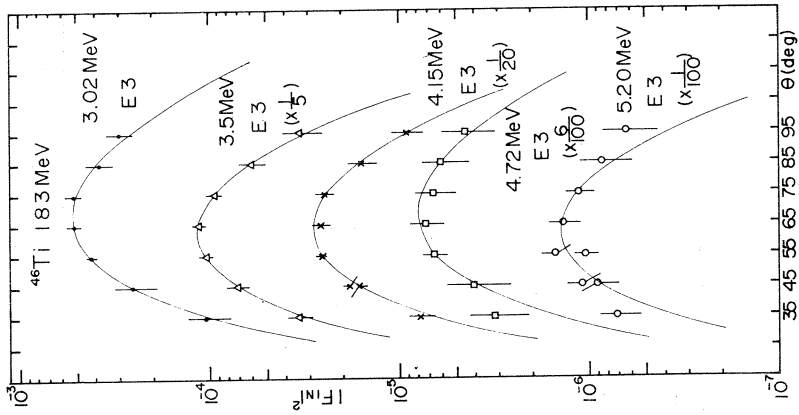


Fig. 4A

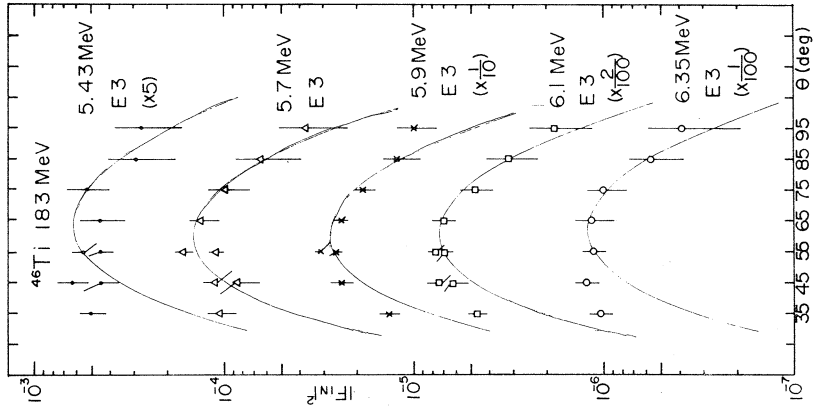


FIG. 4B

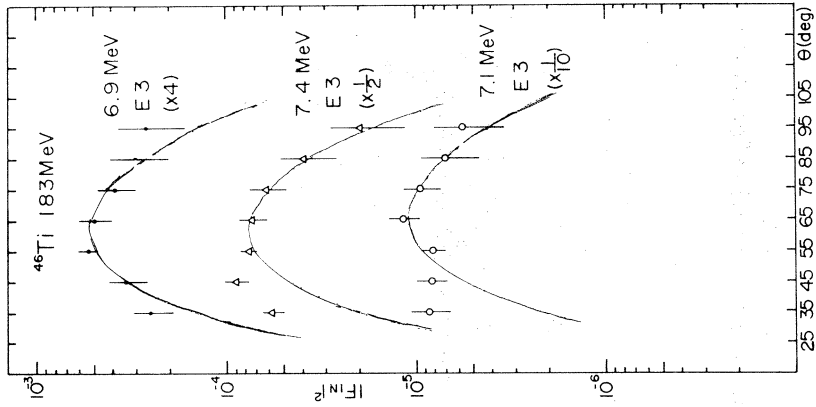


FIG. 4C

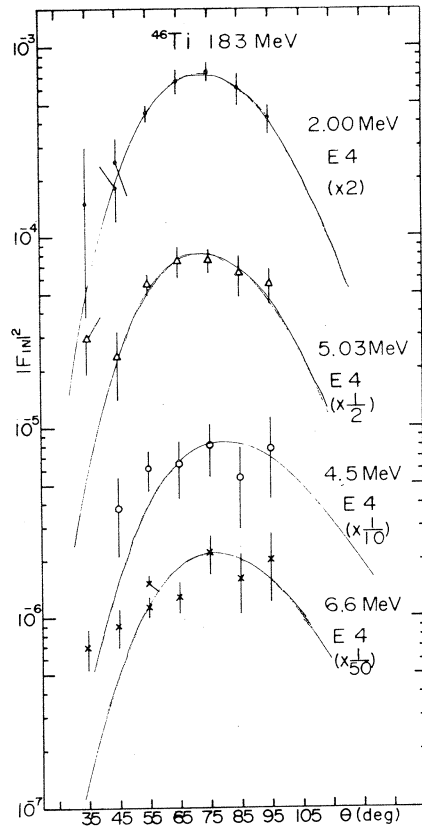


Fig. 5

§ 4 . STUDY OF NUCLEAR STATES IN ^{58}Ni BY INELASTIC ELECTRON SCATTERING

Inelastic scattering of high energy electrons has been demonstrated to be a very useful tool for the investigation of the nuclear structure [1, 2, 3]. It has been also proved that experiments at energies higher than 150 Mev are suitable for the nuclear study [4, 5, 6, 7]. High energy electrons can easily induce nuclear transitions of high multipolarity as well as low. However, the energy resolution of the spectrum of scattered electrons is inversely proportional to the incident electron energy. Recently, using beam of high intensity electron linear accelerator the electron scattering experiments have showed very accurate results at energies of 100 Mev or less [8, 9, 10, 11, 12]. In the experiment reported here, inelastic scattering measurement for ^{58}Ni has been made for the excitation energies up to 8 Mev with the incident electron energy of 183 Mev.

The experiment was performed using Tohoku electron linear accelerator, a 300 Mev machine with high beam current. In the typical operation, when analyzed to 0.2% in energy spread, $3\mu\text{A}$ - $6\mu\text{A}$ can be obtained in the average current. Present experiments have resolved many excited states of ^{58}Ni , in which, the assignments of spin and parity of those states were made and the reduced transition probabilities were evaluated. The target is thin (46.11 mg/cm^2) foil of ^{58}Ni enriched to 99.95%. The scattered electrons were analyzed by a double-focussing magic angle magnetic spectrometer and detected by 12 channel solid state coincidence hodoscope. Each channel consists of three detectors operated in slow coincidence. The size of each detector is 2mm wide 1mm thick and 10mm long. The energy bin defined by each channel is 0.05%.

The over-all energy resolution of the system, including beam spread, target thickness effects, was about 200 Kev. The spectrum of electrons scattered from a ^{58}Ni target at $\theta=55^\circ$ is shown in fig. 1.

The raw data were corrected for usual radiative effects using the method of H.Crannell [13]. Comparing the present scattered-electron spectrum from a ^{58}Ni at $\theta=55^\circ$ with that obtained by H.Crannell et al., it is clear that many excited states have been resolved in the present measurement. The obtained squared form factors at angles between 35° and 95° for the excited states of ^{58}Ni are plotted in fig. 2, where a, b and c correspond to E2, E3 and E4 transition respectively. In order to compare the present data with those of the electron scattering experiment on ^{58}Ni previously carried out, the form factors obtained at Yale at 45-65 Mev were normalized to an incident energy of 183 Mev with the help of the distorted wave calculation (DUELS) [14] and plotted in fig. 2. In angular distribution of the squared form factor of E2 transition, the structure of diffraction minimum is clearly seen in the region of $\theta=80^\circ$

The data were analyzed in the Born approximation following the work of Helm [4]. The inelastic squared form factor becomes

$$|F(EL, q)|^2 = \beta_L^2 j_L^2(qR) e^{-q^2 g^2} \quad (1)$$

Here q is momentum transfer ; R and g are spatial parameters of transition charge density ; β_L is the strength of the transition. Comparison of the prediction of eq. (1) with the present experimental data is shown in fig. 2. The solid lines which are best fitted to the present data are also consistent with the data at Yale.

A number of multipolarities of the nuclear transitions observed in the present experiment are known from previous (e, e') [5], (α, α') [15] and other experiments.

The 5.40 Mev, 6.02 Mev and 6.40 Mev transitions are new states which were assigned as E4, E3 and E3 respectively in the present experiment.

Crannell et. al. [5] found an inelastic scattering peak at 7.55 Mev excitation energy, which is presumably identical with 6.9 Mev and 7.2 Mev transitions in the present work. For these transitions unambiguous E3 assignments were made as is seen in fig. 2b.

In the (α, α') experiment the presence of 4.40 Mev 4^+ state has been reported. It could not be separated from 4.47 Mev state in the present study.

The calculated E3 form factor assuming $R=4.40$ fm was fitted to the experimental data of 4.47 Mev excitation. Recently experiment of ^{60}Ni was performed in this laboratory. The 4.47 Mev excitation in ^{58}Ni corresponds to the 4.05 MeV 3^- state of ^{60}Ni in the comparison of the strength of transition. As is seen in fig. 2, the form factor of 4.47 Mev transition in ^{58}Ni was decomposed to E3 and E4 components by use of spatial parameter $R=4.73$ fm which was chosen to fit the 4.05 Mev excitation of ^{60}Ni .

By comparing the calculated form factor with the experimental values, the reduced transition probabilities were obtained. A summary of the present results including the assigned spin and parity, the reduced transition probabilities, and the spatial parameters in the Helm model is given in Table 1. The estimation of errors of the reduced transition probabilities largely depends on uncertainty of the determination of spatial parameters in the analysis. Comparison of the present results with data of previous electron scattering [5, 10] and heavy particle scattering [15] experiments are also summarized in Table 1.

The authors wish to thank Dr.S.Fujii and Prof. T.Sasakawa for valuable discussions and advices. They are also indebted to Drs. D.S.Onley and L.E.

Wright who have kindly sent them the distorted-wave computer program. They are grateful to the accelerator crew for beam operation during the extended periods of measurements.

REFERENCES

- 1) W.C. Barber, Ann. Rev. Nucl. Sci. 12 (1962) 1.
- 2) R.H.Hofstadter, Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 214.
- 3) T.de Forest and J.D.Walecka, Advances in Phys. 15 (1966) 1.
- 4) R.Helm, Phys. Rev. 104 (1956) 1466.
- 5) H.Crannell, R.Helm, H.Kendall, J.Oeser and M.Yearian, Phys. Rev. 123 (1961) 923.
- 6) J.Bellicard and P.Barreau, Nucl. Phys. 36 (1962) 476.
- 7) D.B.Isabelle and G.R.Bishop, Nucl. Phys. 45 (1963) 209.
- 8) F.Gudden and P.Strehl, Z.Physik. 185 (1965) 111.
- 9) E.Spamer, Z.Physik, 191 (1966) 24.
- 10) M.A.Duguay, C.K.Bockelman, T.H.Curtis and R.A.Eisenstein, Phys. Rev. 163 (1967) 1259.
- 11) G.A.Peterson and J.Alistair, Phys. Rev. 166 (1968) 1136.
- 12) G.A.Beer, T.E.Drake, R.M.Hutcheson, V.W.Stobie and H.S.Caplan, Nuovo Cimento. 53 (1968) 7.
- 13) H.Crannell, Phys. Rev. 148 (1966) 1107.
- 14) S.T.Tuar, L.E.Wright and D.S.Onley, Nucl. Instr. Meth. 60 (1968) 70.
- 15) O.N.Jarvis, B.G.Harvey, D.L.Hendrie and Mahoney, Nucl. Phys. A102 (1967) 625.

FIGURE CAPTIONS

Fig 1.

The elastic and inelastic electron spectrum from scattering of 183 Mev electron from a ^{58}Ni target at $\theta=55^\circ$

Fig. 2a, 2b, 2c.

The angular distributions of the squared form factor for the excited states of ^{58}Ni , (a), (b) and (c) correspond to E2, E3, E4 transition respectively.

Table 1
 Summary of data on spin and parity assignment
 and reduced transition probabilities for ^{58}Ni

Ex(Mev)	J^π	Present Work						(α, α') c)
		$B(\text{EL}, \uparrow)(e^2 \text{fm}^{-2L})$	$B/B_{s.p.}$	$R(f)$ ($g=0.95f.$)	$B(\text{EL}, \uparrow)(e^2 \text{fm}^{-2L})$	$B/B_{s.p.}$	(e, e') b)	
					$B/B_{s.p.}$	$B/B_{s.p.}$	(α, α') c)	
1.46	2^+	547 ± 55	8.2 ± 0.8	4.73	657 ± 11	10	14.0 ± 1.9	14.5 ± 0.15
2.46	4^+	122000 ± 24000	4.3 ± 0.9	4.96			2.2 ± 0.6	2.6 ± 0.6
3.04	2^+	78 ± 8	1.2 ± 0.1	4.73	83 ± 3	1		1.0 ± 0.2
3.26	2^+	117 ± 12	1.7 ± 0.2	4.50	153 ± 15	2	4.45 ± 1.6	1.4 ± 0.3
3.62	4^+	125000 ± 25000	4.4 ± 0.9	4.96			2.5 ± 0.57	0.9 ± 0.2
3.90	2^+	49 ± 5	0.7 ± 0.1	4.96				0.4 ± 0.1
4.47*	4^+	103000 ± 21000	3.6 ± 0.7	4.73				2.6 ± 0.6 (Ex=4.41)
	3^-	12100 ± 1800	8.7 ± 1.0	4.73	18600 ± 520	13	13.2 ± 1.8	7.8 ± 1.0
4.75	4^+	147000 ± 28000	5.1 ± 1.0	4.73				2.2 ± 0.6
5.40	4^+	39400 ± 7800	1.4 ± 0.3	4.73				
5.59	4^+	132000 ± 26000	4.7 ± 1.0	4.96				
6.02	3^-	1650 ± 250	1.2 ± 0.2	4.73				
6.40	3^-	1210 ± 180	0.9 ± 0.2	4.50				
6.9	3^-	3940 ± 600	2.8 ± 0.5	4.50				
7.2	3^-	4750 ± 750	3.4 ± 0.5	4.50				1.51

a) Ref.10 b) Ref.5 c) Ref.15 * Doublet; each component is separated as is seen in the text.

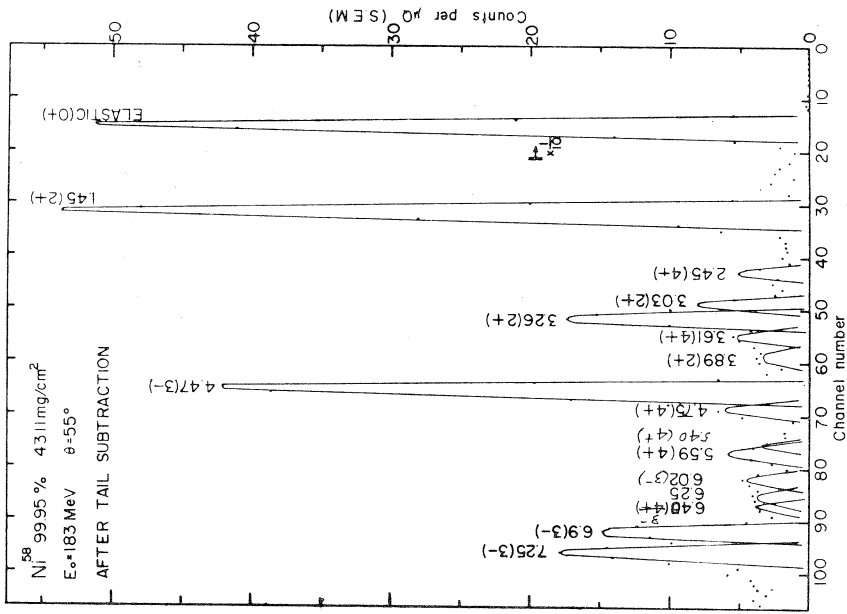


FIG. 1

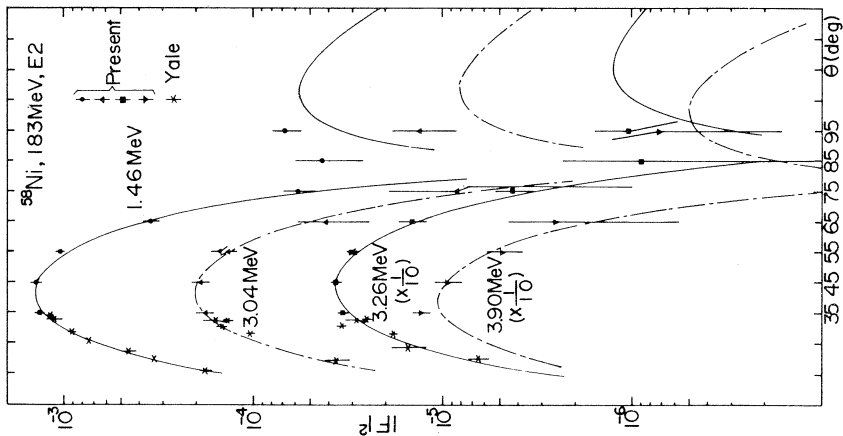


FIG. 2a

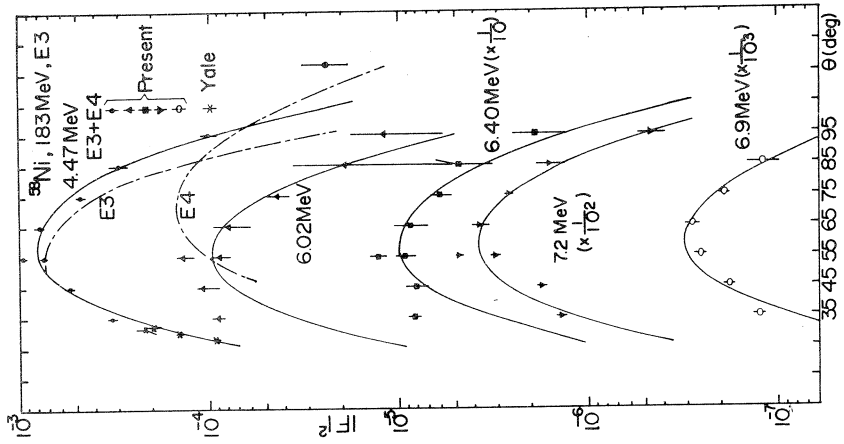


Fig. 2b

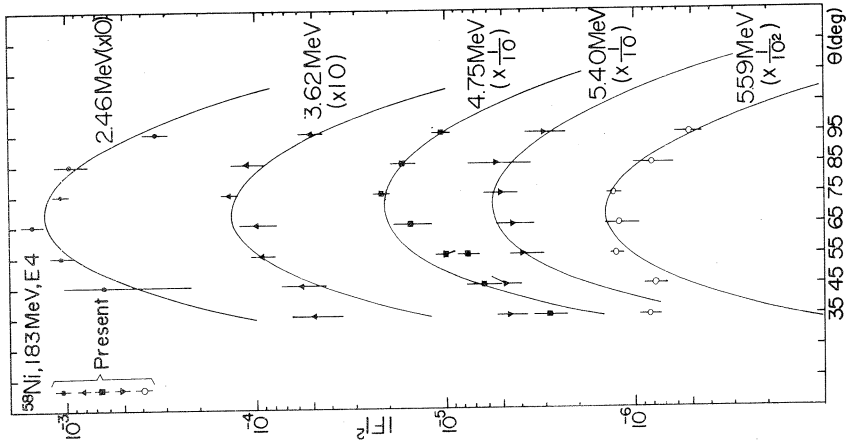


Fig. 2c

§ 5 STUDY OF NUCLEAR STATES IN ^{60}Ni BY INELASTIC ELECTRON SCATTERING

In ^{60}Ni a number of works to investigate the nuclear structure has been performed by the experiments of inelastic scattering, i.e., (e,e') [1,2], (p,p') [3,4] and (α,α') [5,6]. When projectile is electron, as is well known, the nuclear states are excited by electromagnetic interaction which is well understood, and leads to precise determinations of parameters [7,8,9], i.e., spin, parity and electromagnetic transition probability.

In the present paper inelastic scattering of 183 Mev. electrons from ^{60}Ni are reported. Compared to the previous (e,e') experiments [1] at 183 Mev, the present experiments have better energy resolution.

The experiments were performed by using the electron beam of the Tohoku 300 Mev linear accelerator. The electron beam of the accelerator is deflected, and analyzed by a two magnet system ($r_0=130\text{cm}$) giving an energy definition of 0.05% in the present experiments. Intensity of analyzed beam is about $1\mu\text{A}$. Beam is focused in $3\text{mm}\phi$ at the target position by a pair of quadrupole magnet. The target is thin foil ($43.9\text{mg}/\text{cm}^2$) of ^{60}Ni enriched to 97.8% purity.

The energy of scattered electrons were analyzed by the double-focusing magnet ($r_0=100\text{cm}$, $\theta=169.7^\circ$) and detected by the 12-channel detector ladder. Each channel consists of three Si(Li) detectors operated in a slow coincidence. The energy bin defined by each channel is 0.05%. Inelastic scattering spectra for ^{60}Ni studied are shown in Fig.1a and Fig.1b.

Each spectrum is given at angles of 55° and 75° which favors 2^+ and 4^+ state respectively. Usual radiative effects were corrected by using the method of H. Crannell [10]. As is seen in these figures, many excited states are well separated up to the energy region of particle emission threshold. The full width at half maximum of each peak was about 200 Kev as was expected from the

experimental condition. The obtained data of squared form factors at angles between 35° and 95° for excited states corresponding to 3^- and 4^+ states are shown in Fig.2a and Fig.2b.

The data were analyzed using the phenomenological Helm model [11] in the Born approximation. The inelastic form factor becomes

$$|F(EL,q)|^2 = \beta_L^2 J_L^2(qR) e^{-q^2 g^2} \quad (1)$$

Here R and g is spatial parameters of transition charge density; q is momentum transfer; β_L measures the strength of the transition. The qR is corrected for the change of wavelength of incident electron when inside nucleus [11]. Comparison of the prediction of Eq. (1) with the present experimental data is shown in Fig.2a and Fig.2b. The peak of 4.85 Mev is doublet for that each component is separated as shown in Fig.2b.

A summary of the present results including the assigned spin and parity, the reduced transition probabilities and spatial parameters in the Helm Model is given in Table 1. Recently R. Ballini et al. [12] suggested the presence of high lying 3^- states at 6.20 Mev, 6.60 Mev and 7.10 Mev in the study of $(p,p'\gamma)$ reaction, to which the present 6.20 Mev, 6.85 Mev and 7.05 Mev peaks may correspond respectively.

The estimations of errors of the reduced transition probabilities largely depend on uncertainty of the determination of spatial parameters in the analysis.

The data of previous (e,e') [1,2] and (p,p') [3] are also summarized for comparison with present results in Table 1. The present values for reduced transition probabilities are in agreement with the results of (p,p') within the experimental errors.

Comparing the present (e,e') experiment with other (p,p') and (α,α') experiments, the general features are seen as follows;

(i) In (e, e') , analysis of the form factors is very simple, because excitation mechanism is due mainly to direct process.

(ii) High lying states are well analyzed up to the energy of particle emission threshold.

The authors wish to thank Dr. S. Fujii and Prof. T. Sasakawa for valuable discussions and advises. They are grateful to the accelerator crew for beam operation during the extended periods of measurements.

Table 1

Summary of data on spin and parity assignment
and reduced transition probabilities for ^{60}Ni

Ex(Mev)	J^π	Present Work						(ee') a)	(ee') b)	(pp') c)
		$B(EL, \uparrow)(e^2 \text{fm}^{2L})$	$B/B_{s.p.}$	$R(\text{fm})^*$	$B(EL, \uparrow)$	$B/B_{s.p.}$	$B/B_{s.p.}$			
1.33	2^+	844 ± 80	12	4.73	845 ± 9	12		17.1	12	
2.16	2^+	32 ± 6	0.45	4.96						
2.50	4^+	150000 ± 30000	4.8	4.96				3.62		
3.12	2^+	34 ± 8	0.49	4.96						
3.67	4^+	67600 ± 13000	2.2	4.73						
4.04	3^-	16500 ± 2500	11	4.73	28100 ± 640	19		15.9	8.8	
4.85	$^{**}2^+$ (4^+)	54 ± 12 49700 ± 9900	0.78 1.6	4.73 4.73						
5.05	4^+	16500 ± 33000	5.3	4.73				4.9	5.2	
6.20	3^-	2940 ± 440	2.0	4.73					2.0	
6.85	3^-	1670 ± 250	1.1	4.50						
7.05	3^-	2000 ± 300	1.4	4.50						

a) Ref. 2 b) Ref. 1 c) Ref. 3

* g is fixed to 0.95 f.

** doublet; . separated as seen in the text.

REFERENCES

- 1) H. Crannell, R. Helm, H. Kendall, J. Oeser, and M. Yearian, Phys. Rev. 123 (1961) 923.
- 2) M. A. Duguay, C. K. Bockelman, T. H. Curtis, and R. A. Eisenstein, Phys. Rev. 163 (1967) 1259.
- 3) M. Koike, K. Matsuda, I. Nonaka, Y. Saji, K. Yagi, H. Ejiri, Y. Ishizaki, J. Phys. Soc. Japan. 21 (1966) 2103.
- 4) S. F. Eccles, H. F. Lutz, and V. A. Madsen, Phys. Rev. 141 (1966) 1067.
- 5) O. N. Jarvis, B. G. Harvey, D. L. Hendrie, and J. Mahoney, Nucl. Phys. A102 (1967) 625.
- 6) H. W. Broek, Phys. Rev. 130 (1963) 1914.
- 7) W. C. Barber, Ann. Rev. Nucl. Sci. 12 (1962) 1.
- 8) R. H. Hofstadter, Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 214.
- 9) T. deForest, J. D. Walecka, Advances in Phys. 15 (1966) 1.
- 10) H. Crannell, Phys. Rev. 148 (1966) 1107.
- 11) R. Helm, Phys. Rev. 104 (1956) 1466.
- 12) R. Ballini, N. Cindro, J. Delaunay, J. Fouan, M. Loret, and J. P. Passerieux, Phys. Letters. 21 (1966) 708.

FIGURE CAPTIONS

Fig. 1a, Fig. 1b.

The elastic and inelastic electron spectrum from scattering of 183 Mev electron from a ^{60}Ni target at $\theta=55^\circ$ and 75°

Fig. 2a, Fig. 2b.

The angular distribution of the squared form factor for the excited states of ^{60}Ni , (a) and (b) correspond to E3 and E4 transition respectively.

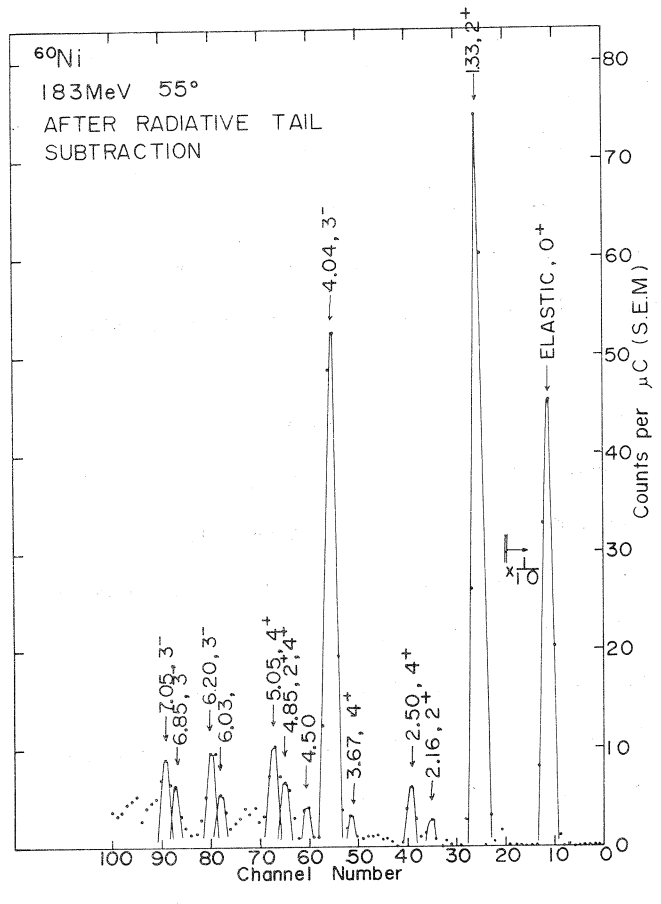


Fig. 1a

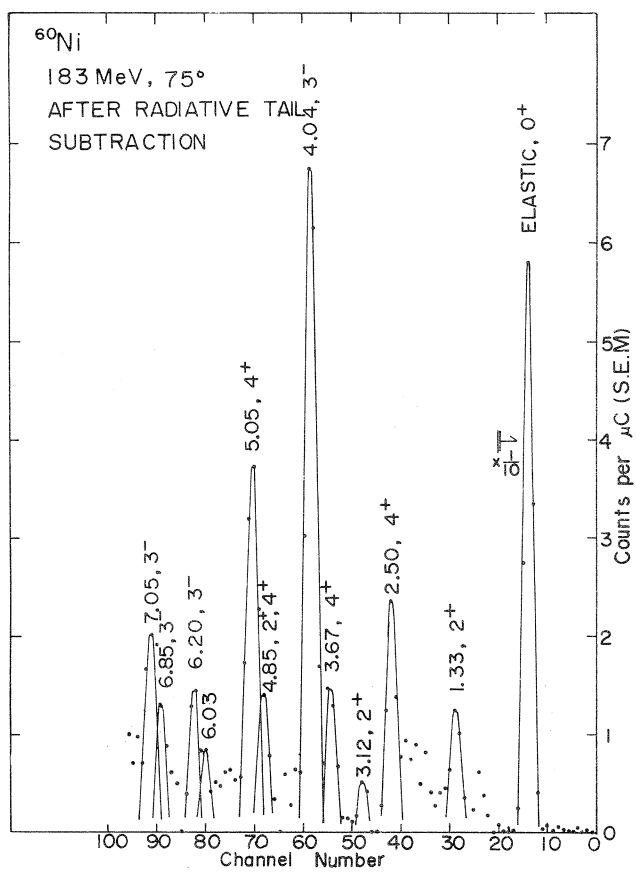


Fig. 1b

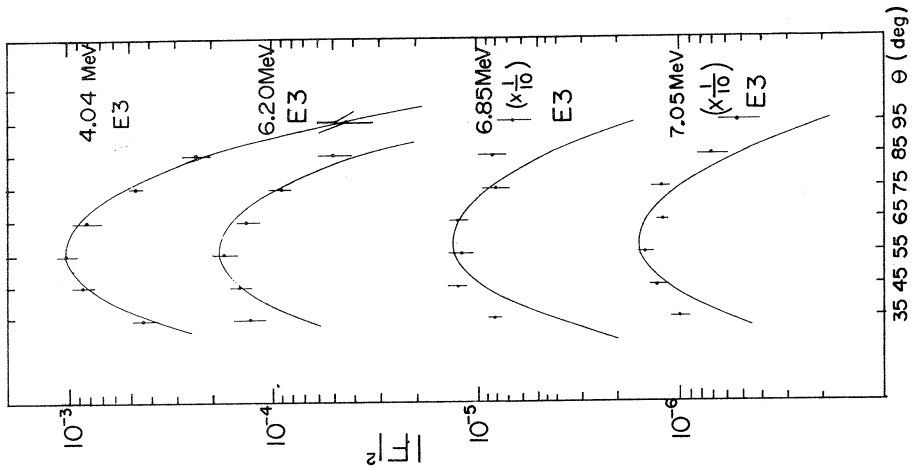


Fig. 2 a

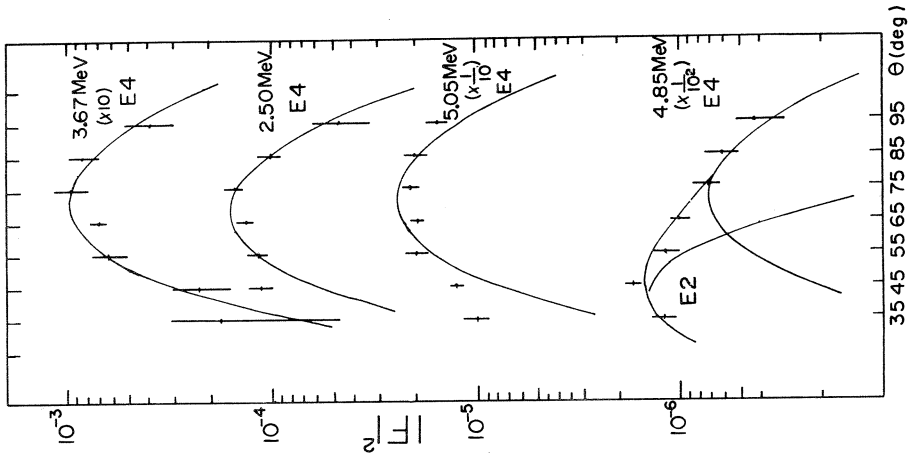


Fig. 2 b

I-2 r 線による核反応

核理研 庄田 勝房・菅原真澄
齋藤悌二郎・宮瀬晴久

前回のテスト実験は実験室で発生させた制動輻射を用いて行なったが、今回は Broadrange spectrometer の散乱槽へ電子ビームを導入する事が可能となったので直接電子をターゲットに照射して $(e, e'p)$ 反応による proton を測定した。電子には制動輻射と類似のスペクトルをもつ virtual-photon が対応し、結果的には (γ, p) 反応を研究するのと等価である。中重核より重い核を対象として研究した結果 proton のエネルギー分布中に鋭いピークが発見された。この様な resonance は核子で照射した反応に発見された Analogue state と類似のものであり、photoreaction に発見されたのは今回のデータが始めてである。 photoreaction に現れる Analogue state は核子による反応に現れるものと別種のものと考えられる。従ってこの研究は核構造の解明の一別手段となり、photoreaction の反応機構の解明の進んだ方法ともなる。

以下に Broad range spectrometer を用いて測定したエネルギー分布、角度分布の結果を述べる。これらの結果はなお進行中の研究の一部であり、 $N=50, 82, 126$ の neutron magic の核 (^{90}Zr 附近, ^{140}Ce 附近, ^{208}Pb 附近の核) を主な対象にしている。

Self supporting target (厚さ $5\sim 14\text{ mg/cm}^2$, ^{90}Zr , ^{208}Pb は enriched target) に電子ビームを照射した場合の放出陽子のエネルギー分布の例を Fig. 1, 2 に示す。 ^{90}Zr , ^{140}Ce の場合には明確に Analogue resonance による proton peak が測定された。 ^{88}Sr , ^{208}Pb , ^{209}Bi に於ても明確ではないが peak が存在している様である。その他 ^{89}Y , ^{139}La , ^{141}Pr に於ては大きな resonance は存在しない。これらの peak の一部は (p, r_0) 反応の cross section と対応する事が detailed balance theorem から期待されるのでこの比較を Fig. 3 に示した(この mass region に於ては (p, r_0) 反応のデータは $^{88}\text{Sr}(p, r_0)^{89}\text{Y}$, $^{89}\text{Y}(p, r_0)^{90}\text{Zr}$ の結果が報告されているに過ぎない)。両者の一致は良いが、我々の結果には (p, r_0) に現れ得ない peak (residual nucleus が excited state となるもの) が見出される。Fig. 3 にはその他 (d, p) (p, p) $(p,$

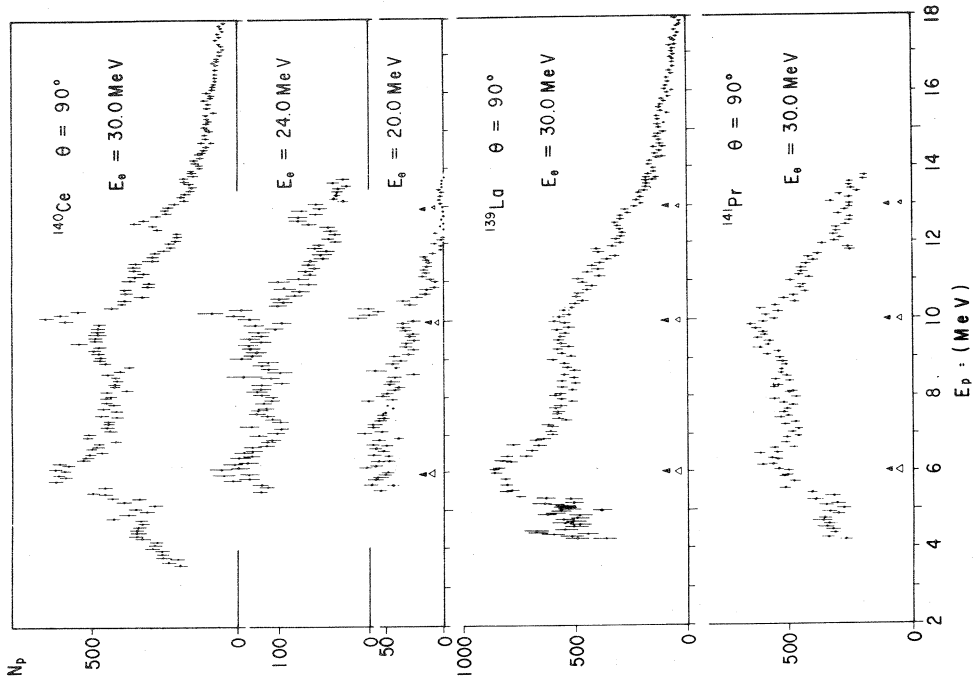


Fig. 1 エネルギー分布の例(1)

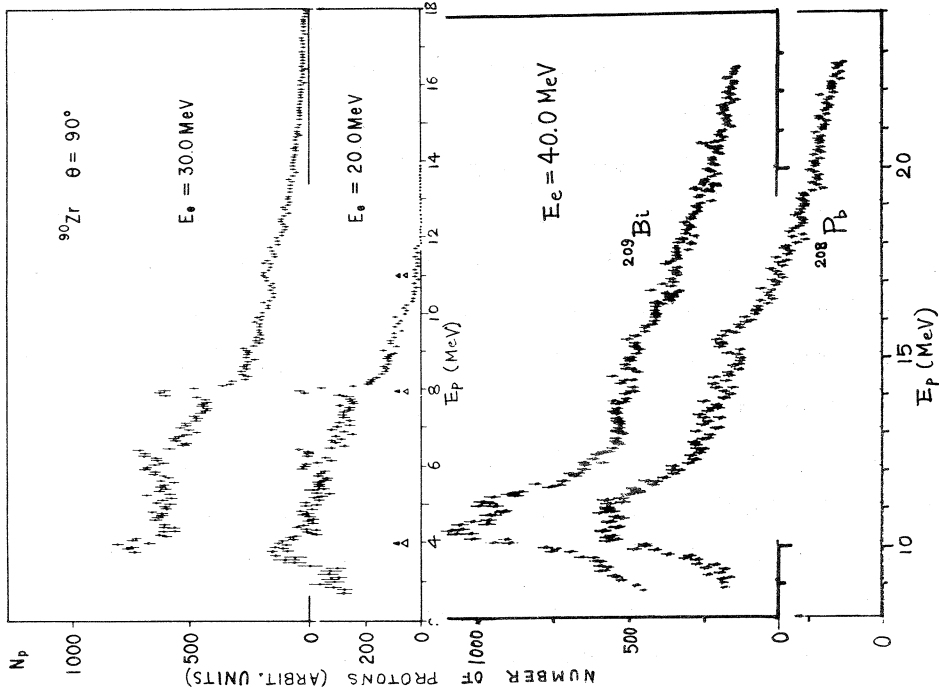


Fig. 2 エネルギー分布の例(2)

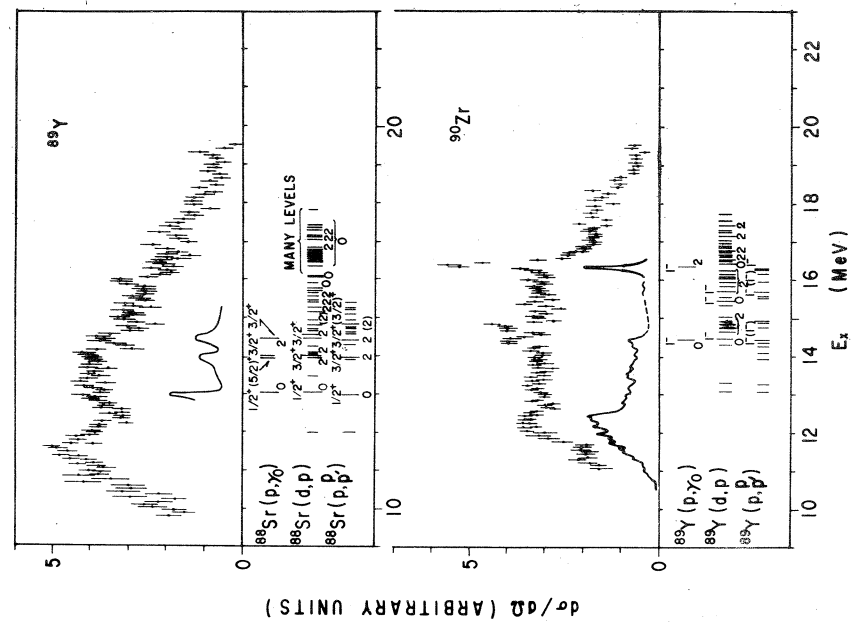


Fig. 3 (γ, p) と (p, γ_0) 及び Analogue state の比較

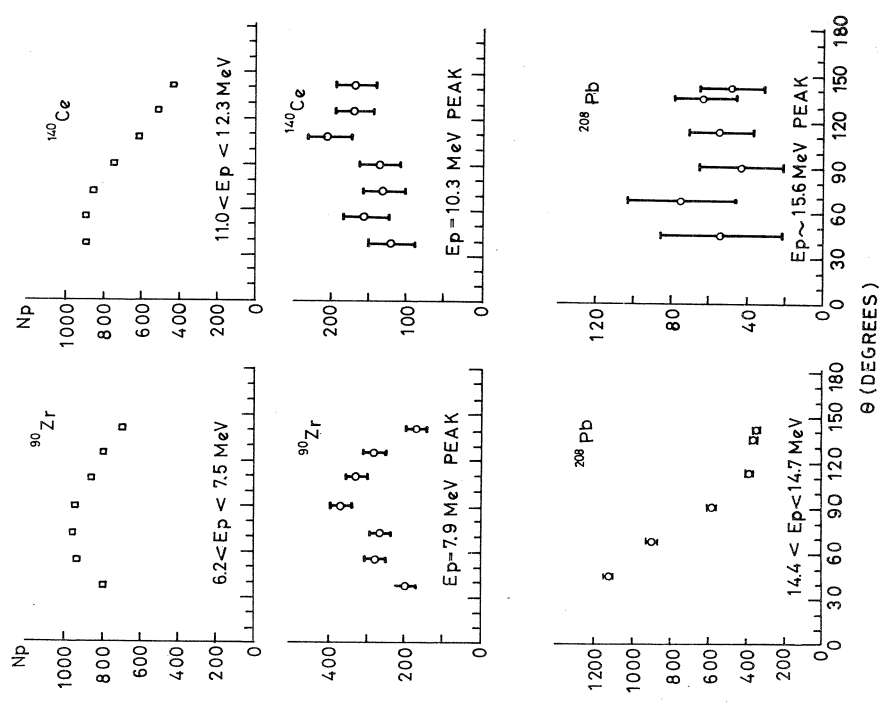


Fig. 4 角度分布の例

p') 反応で予期される Analogue states 及びその中で photoreaction で excite 可能である states を spin 及び parity を附して記してある。可能な state のすべてが必ずしも photoreaction に現れるとは限らない事は注目すべき事であり研究の大きな対象となる¹⁾。

一般に重い核からの photoproton の角度分布は 90° 対称でなく前方に非常に大きな yield をもつ。之は $E1$ 吸収, $E2$ 吸収の干渉の為と説明されている²⁾。Analogue state から放出される proton はその state の単純さの為 90° 対称となる事が予期される。この様な例を Fig. 4 に示す。角度分布は放出 proton の核中での state 或は放出に関する state を反映する。得られた角度分布を用いて state を解析中である。

その他 Analogue state の Γ_γ もデータを用いて計算した。 ^{90}Zr , ^{140}Ce の主な Analogue state の場合 $30\sim 100\text{eV}$ であり, $0.004\sim 0.02$ Weisskopf Unit である¹⁾。

文 献

- 1) K. Shoda, M. Sugawara, T. Saito and H. Miyase: TUEL-2 (Tohoku University) 1968; to be published in Physics Letters.
- 2) J. S. Levinger, Nuclear photo-disintegration (Oxford University Press, 1960)

I-3 (r, α) 反応実験

教養部物理*・理学部物理**

阿部 健*・川村暢明**・坪田博明*

Abstract

A "pulse division method" for pulse shape discrimination with a single p-i-n solid-state detector was extended. While a long transmission cable (200 m, of 10D-2V) vitiated the particle-type information involved in the detector signal, a clear separation ($\Delta H/H \approx 20\%$) between protons and alpha particles from $\text{Be}(\gamma, \alpha^p)$ was obtained. A non-integrating stretcher was found to be exclusively suited for multichannel analysis of the quotient pulses.

低エネルギー光核反応はその強大な雑音背景の有効な抑制策と計数統計の能率的改善法のないままに近年先細りの様子であったが、昨年東北リニアックの広域磁気分析器 (BDM) による (r, p) 測定態勢が確立し、それによる良質データの大量集録の開始¹⁾は光核反応研究を再興し、かつその体質を一新するものであろう。さてこれより先一昨年、我々は固体検出器による陽子の高速計数法、さらにその後新しい粒子弁別法を開発²⁾³⁾し、精度の高い (r, p) データの量産を開発した^{(¹⁹F, ²⁷Al, ³¹P, S, ⁵¹V, ⁶³Cu, ⁶⁵Cu (r, p))⁴⁾}。エネルギー分解 45 keV FWHM, 背景電子弁別抑圧時間 100 nsec, 陽子弁別不感時間 4 μsec であった。計数処理から貧しいデータの一処理法である Ferreira-Valoshek 法⁵⁾が追放され、エネルギー分布は誤差棒つきの点列となり、案内曲線はなくなった。危げな論議は不要となった。しかし他方昨年 5 月東北リニアックが稼動を開始⁶⁾し、続いて BDM による測定系が完成した⁷⁾。これにより、一データ当り昼夜兼行 2 週間～1ヶ月を要する上記のベータトロン実験はそれが数時間で済むリニアック実験の到底相手ではなくなった。我々は (r, p) 用粒子弁別技術の一層の洗練の上に立って、当初の (r, p) 実験計画の一段落の後に行おうと考えていた。リニアックでなければできない、現在の BDM ではで

きない、そして他の方法によっても相当に難しいと目されている (r, α) 反応の本格的実験と取り組むこととした。

精度のよい (r, α) 反応の重要性は、核子クラスタ (α 的 4 体相関)、荷電スピンの選択則の破れ、他の反応様式の全般的実験精度の向上等々と関連して、今や十分認識されているにも拘らず、その技術的障害の故に、(r, α) 反応の詳しい研究は今日まで殆ど放置されて来た。我々はこの現状を打開しようとするものである。

原理的にエネルギー測定に関する不都合の生じ得ない一検出器法を採用する。前回の実験で (r, α) 高速計測の可能な方式が確立した⁸⁾。今回の実用化実地テストにより本リニアックによる (r, α) 計測系の全体が殆ど完成した。良質の (r, α) 計測が全く routine work となった既には、(r, p) と並んで、とくに核反応機構の解明に相当の寄与をなし得るであろう。

§ I 制動放射線パルス・ビームによる (r, α) 反応の電氣的計測を行うためには、どうしても次の 7 つの難問を解かねばならない。

1. 陽子・重陽子と α 粒子の識別。
2. パルス・パイルアップを避けるための計測系の可能な限りの高速化。
3. α 粒子生成率の極めて小さいことと関連して、散乱電子・ガンマ線の強大な雑音背景の抑制を完全にすること。
4. ビーム幾何学と遮蔽法を十分に検討し、背景中性子を除去すること。断面積の小さい (r, α) 実験では中性子背景が最大の障害となる。背景中性子の検出器への入射方向は不定であり、また検出器中での荷電粒子への転換場所も不定であるため、粒子弁別技術による抑圧は殆ど不可能である。さらに検出器の逆バイアス電流の増加からも分るように、主として (n, α) 反応による検出器特性の急速な劣化が予想される。
5. 比エネルギー損失の増大による標的厚の制限と断面積の減少による大幅の収量減と検出効率の問題。
6. 核反応に依らない粒子弁別特性の迅速な再現と較正法。
7. 圧倒的に多い陽子計数の同時集録 (分割記憶) 方式。

これらのうち陽子・重陽子と α 粒子の識別技術が最も本質的であり、また困難な問題であるが、すでに「パルス割算法」³⁾ が有効適切であることが証明された⁸⁾。またこれは本来高速計数、微細弁別、広動作領域の特徴を有するため、上記問題の殆どが、この方法を洗練しさえすれば一挙に解決できると思われる。これらの問題、考えを一つずつ実地に試験し解決したのが今回の予備実験であった。

§ II 実験パラメータと実験項目を列挙する。

第1回：リニアックA部，中央チャンネル。制動標的Ta 1mm，コンクリート衝立の前方920mmまたは235mm。コンクリート壁面積 $3.5 \times 4.5 \text{ m}^2$ ，厚50cm。中央孔 $60 \times 60 \text{ cm}^2$ 。鉛ブロッコ詰込み厚約30cm。第一鉛スリット長315mm。グラフアイト・ハードナ40cm。反応箱位置，コンクリート壁後方130cm，トンネル前縁から57cm。パラフィン・スリット長20cm。第二鉛スリット長315mm。全体遮蔽，鉛 $\sim 15 \text{ cm}$ 厚，パラフィン10 $\sim 15 \text{ cm}$ 。セロハン標的。ビーム・エネルギー，電流と背景ガンマ線，中性子の量。スリット口径，積上げパラフィン量の影響。ハードナー効果。ビーム全面阻止と背景減少。伝送線系時限合せ。照射による検出器送電流の変化。背景計数のスペクトル。

第2回：遮蔽効果のよい，かつ標的交換と真空作業の能率的な小型反応箱の製作。検出立体角の増加。鉛遮蔽体の再検討。今回の実験で遮蔽の問題は完全に解決。計測系の改造。微調不要回路，第1実験室。微調回路，第4測定室。 $E_e = 20 \sim 30 \text{ MeV}$ ， $I_e = 10 \sim 30 \mu \text{ A}$ 。スペクトル。収量増加のためのビーム幾何学再検討。トンネル内T-O-F反応標的位置にNBS P-2 モニタ設置。有効電子ビームに対するSEMの存在の影響を調査。BDM以前に問題がある。標的中性子背景の減少に対するビーム・ゲートの効果。高計数水準における計測系各部の応答。

第3回：演算部分作りかえ。電源4種類作りかえ。高速電圧電流変換器の平衡ずれなくなる。各機能ユニットの結合配位変更。検出器・前置増幅器 \sim 演算回路間のケーブル，10D-2V $\approx 190 \text{ m}$ ，3D-2V $\approx 5 \text{ m}$ 。50 Ω 短絡。セロハン標的， 45° 半幅 2.2 mg/cm^2 。ベリリウム標的， 45° 半幅 8.3 mg/cm^2 。入射電子による信号波形をシミュレートした約22 MeV相当のパルサー信号を1.6 c/sで常時注入しておいた。

§ III 最終回の計測系プロットを図1に示す。検出粒子のエネルギー選別はClip Ampに続くDiscr(以下Fast Discr)で行う。背景電子の除去と混入操作はPulse Dividerに続くDiscr(以下エサキ)と，45 n secパルスVariable Attenuator(以下Att)で行う。この設定を適当に行えば，二つのstretcherには陽子， α 粒子の割算商(粒子型弁別信号)のみが現われる。パルサー信号に対する積分型と非積分型ストレッチャ出力の波形割出し応答を図2に示した。パルサー目盛9が約22 MeVに相当する。水銀系の橋絡現象を利用したパルサーのため立上り時間に二成分あり，商が実際以上に広がって見える。左側の図はすべて調整途中の計数スペクトルであり，デモ用ではない。セロハン標的の場合の商のストレッチャ出力を図3に示す。 $E_e = 25 \text{ MeV}$ ， $I_e = 12 \sim 60 \mu \text{ A}$ ， $W = 3 \mu \text{ sec}$ ， $\text{Rep} = 200 \text{ c/s}$ 。(a)はAtt $= -13.5 \text{ db}$ ，エサキ $50 \mu \text{ A}$ ，F. D. $= 3 \text{ MeV}$ ，非積分型出力。(b)はエサキ $86 \mu \text{ A}$ ，F. D. $= 4$

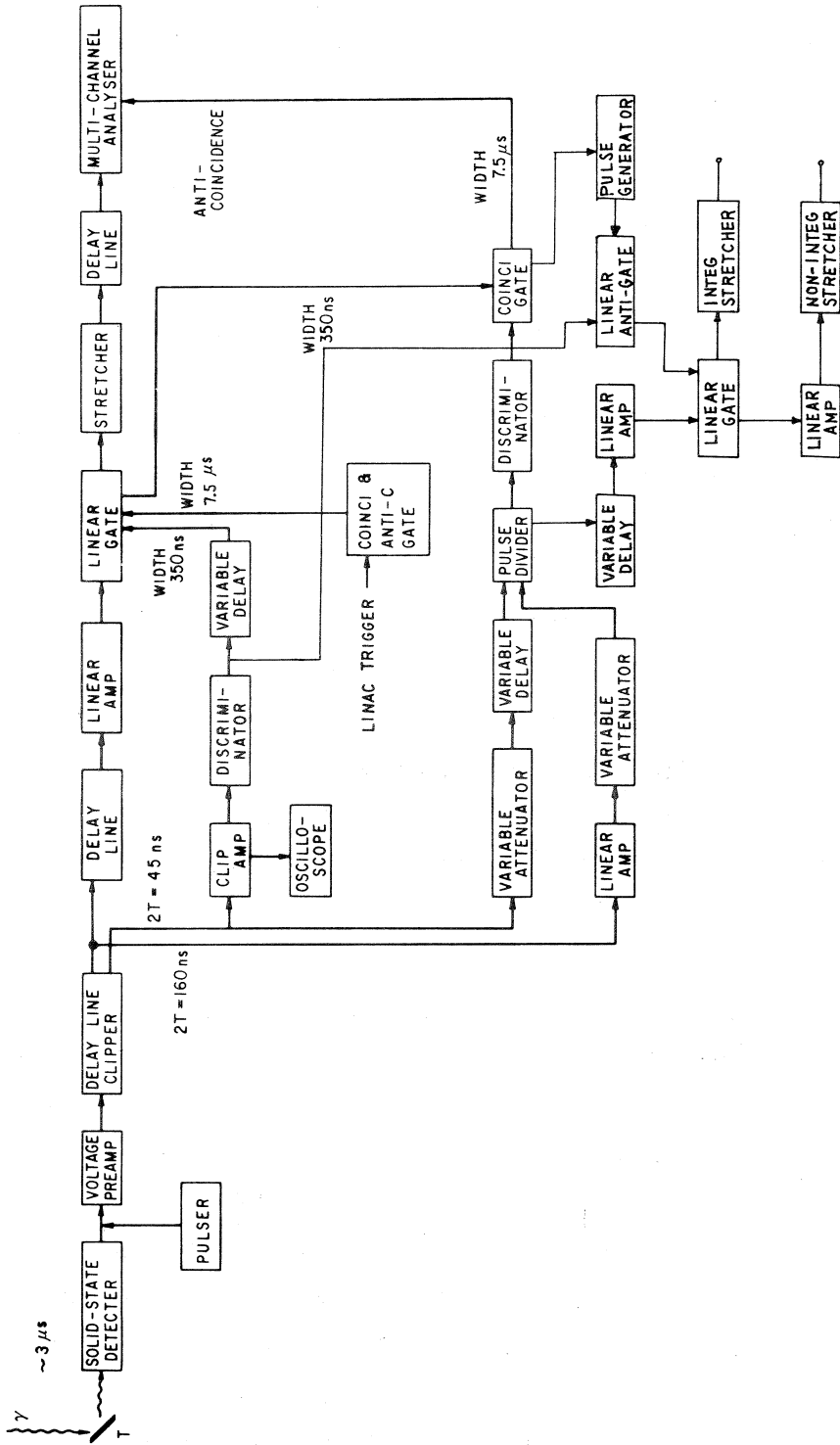


図1 粒子弁別付きパルス波高測定系

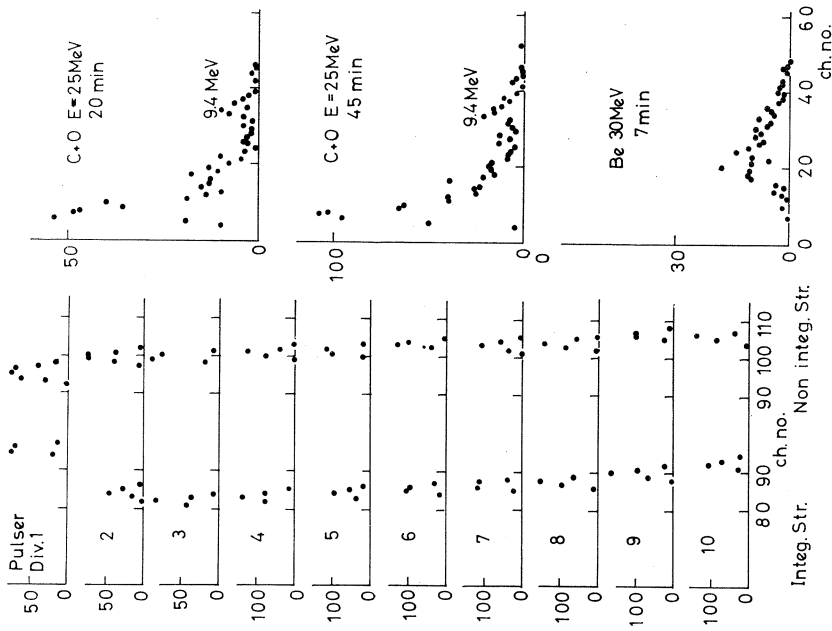


図 2 パルサー信号に対する積分型, 非積分型ストレッチャ出力の波形割出し応答とセロハン, Beの(γ, p_{α})スペクトル

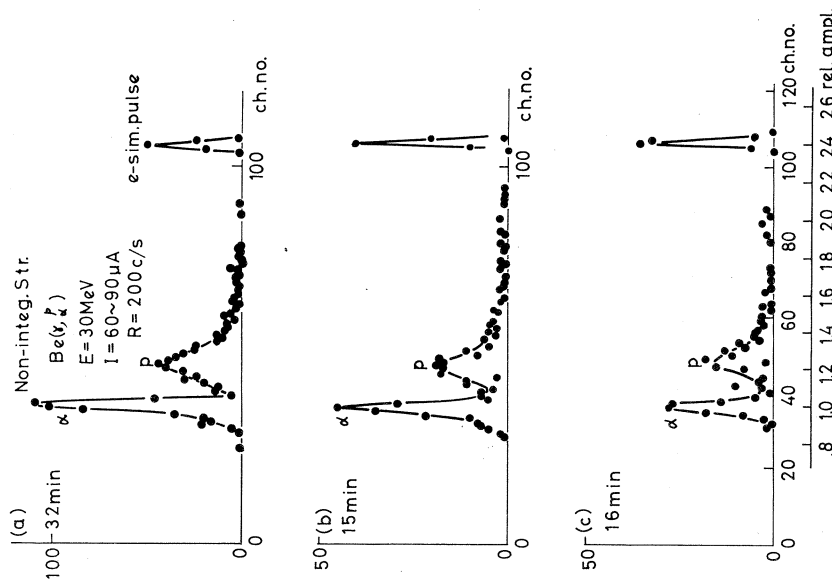


図 3 セロハン標的の場合の積分型, 非積分型ストレッチャの弁別出力分布

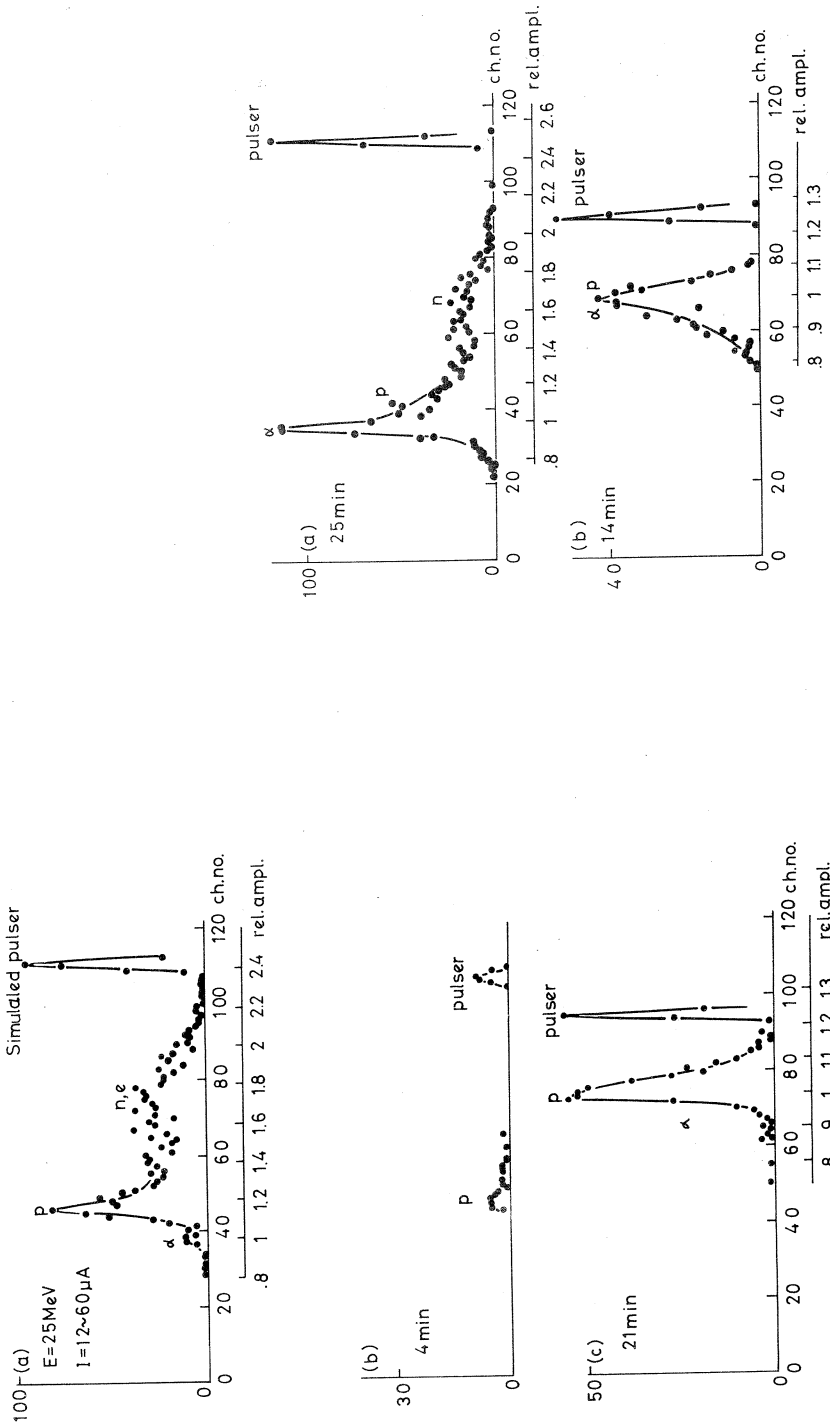


図 4 Be 標的の場合の積分型、非積分型ストレッチャの弁別出力分布

図 5 Be 標的における非積分型ストレッチャの粒子弁別出力分布

MeV, ビーム・ゲートあり, 非積分型。(c)はエサキ $50\mu\text{A}$, F. D. = 3 MeV, 積分型。(a)の場合に n_e の混入が多いのは図2の特性からわかるように, 入力パルスが正常割算領域からはずれているため, 今は問題にならない。左端の小山が α であることは次図の解析からわかる。積分型ストレッチャー出力の粒子型分離度が非積分型の $1/1.8$ 程度で非常に悪い。これは前回の報告³⁾の写真解析の結果を裏付けるものである。商パルスの波形は α 粒子に比べ陽子の方がより三角形に近く, 波高値と幅はほぼ逆の関係にあるためである。この傾向は電子に対してはもっと極端になる³⁾。Be標的の場合を図4, 図5に示した。 $E_e = 30\text{MeV}$, $I_e = 60\sim 90\mu\text{A}$, $W = 3\mu\text{sec}$; Rep = 200 c/s。図4(a)は非積分型出力, F. D. = 3 MeV, エサキ $86\mu\text{A}$, Att = -13.5 db。(b)は積分型出力, F. D. = 4 MeV。前図同様非積分型と積分型の分離度は約2倍異なる。図5(a)は非積分型出力, Att = -13.5 db, エサキ $86\mu\text{A}$, F. D. = 4 MeV。(b)はF. D. = 4.3 MeV。(c)はF. D. = 4.9 MeV。(a)~(c)の様相が殆ど同じであることは図3, 図4の弁別のくずれがパルスの正常割算領域からのみ出しに起因することを裏付けるもので, ケーブルのインピーダンス変換と減衰によるパルス波高減少が約30%であることを考慮すると, $E_p = E_\alpha = 2.3\text{MeV}$ 以上の陽子と α 粒子に対して, $\Delta H/H \geq 20\%$ の明確な分離が可能であることがわかった。今回のケーブル長は約200mで, 推定減衰量は10Mc成分2.8 db, 30Mc成分5 db, 100Mc成分10 dbである。このために生じる波形の鈍りの例は前報告³⁾の図2(A)に示されており, パルス立上り時間の数 $n\text{sec}$ の差異を取扱う本実験では非常に不利な条件であった。回路系の全般的調整が終了したので, 次回からは系全体を第一実験室に置く予定であり, そのため陽子と α 粒子の一層明確な分離のほか, 重陽子の分離も期待される。次回から軽い核の(r, α)本実験を行う。

核理研, 庄田先生には格別の御協力を頂いた。全く目まぐるしく変わる注文に応じて頂いたマシン・クルーには特に感謝致します。

文 献

- 1) K. Shoda, M. Sugawara, T. Saito and H. Miyase: TUEL-2 (1968).
Laboratory Nuclear Sci. Tohoku Univ.
- 2) K. Abe, N. Kawamura et al.: Nihon Buturigakkai Nenkai, Oct. 1965, and Apr. 1966.
- 3) K. Abe, N. Kawamura and N. Mutsuro: Nucl. Instr. Meth. 63 (1963) 105.
- 4) K. Abe, N. Kawamura et al.: J. Phy. Soc., Japan 25 (1968),
in press.

- 5) E. P. Ferreira and P. Y. Valoshek: Proc. First Int. Conf. Peaceful Uses Atom. Energy, 2(1955)124.
- 6) Y. Torizuka, Y. Kojima and S. Urasawa: Oyo Buturi 37(1968) 690.
- 7) K. Shoda: Research Rep. Laboratory Nuclear Sci., Tohoku Univ. 1(1968)12.
- 8) K. Abe and N. Kawamura: Research Rep. Laboratory Nuclear Sci. Tohoku Univ. 1(1968)20.

I-4 原子核からの荷電中間子の光発生

理学部物理 北垣敏男・本間三郎
渡瀬芳行

§ 1 序

高エネルギー γ 線による原子核からの π^\pm 中間子の光生成は、その生成機構の elementary process についての知識をうる事よりも、 π 中間子と核物質との相互作用に関して調べるのに有効である。現在までの研究の結果¹⁾²⁾³⁾⁴⁾⁵⁾一般に π 中間子の生成量は原子量 A の $2/3$ 乗に比例する事が認められている。この事は核内で π 中間子が核子と強い相互作用をし、核の内部で生成した π は大部分吸収されてしまい、核の表面に近い所で生成された π のみが測定されると考えられ、現象論的には、核物質を π に対する光学的媒質とする光学モデルで理解されている。この実験の様に入射 γ 線の最高エネルギーが250MeVでの π^+ 、 π^- の生成は、原子核の中の核子からの single pion photoproduction であって、反応は下記の(1)、(2)であらわされる。



π^+ 、 π^- は夫々 proton, neutron から発生してくる。従って π^+ 、 π^- の角分布、エネルギー分布、生成断面積等を調べる事により、核内での proton neutron の状態が調べられる。この報告では、43年度上半期に得られた結果を簡単に述べる。

§ 2 実 験

実験の set up のスケッチは Fig. 1 に示した。前回のテスト実験⁶⁾の際と大体同じである。250MeVまで加速したリニアックの電子ビームを Al-foil ($20\mu \div 10^{-5}$ r. l) の Radiator で、brems-strahlung に convert し、Cu の Collimator ($5\text{mm } \phi \times 20\text{ cm}$) を通して実験室に導く。リニアックの電子ビームは平均 $30\mu\text{A}$ 、ビームのパルス巾、 $3\mu\text{sec}$ 、くり返し 200pps、 γ 線のビーム intensity は約 10^9 equivalent quanta per Sec である。

Target 近傍での γ 線ビームの spot の大きさは約 $3\text{cm } \phi$ で、ビームモニターは Cornell-

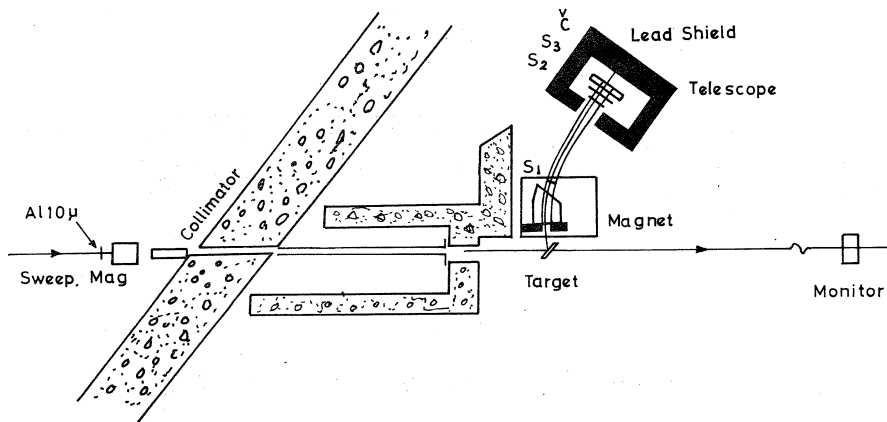


Fig. 1 Set up略図

typeのthick wall ionization chamberを用いた。out putは current integratorで測定した。粒子の荷電と運動量の測定のために magnetic spectrometerを用いた。これはuniform fieldのdeflecting magnetと、それにつづく counter systemから成る。magnetのmaximum fieldは8 kilogauss, gapは65mmである。deflecting angleは 36° , angular resolutionは $\pm 2.1^\circ$, momentum acceptanceは $\pm 10\%$ となっている。momentumの測定領域は75~260 MeV/cである。

Counter systemは3つのscintillation counterと1つのČerenkov counterから成っている。現在の γ 線のエネルギー領域(~ 250 MeV)では、原子核から生成してくる荷電粒子として、proton, pion(及びそのdecayしたmuon), electron (positron)が考えられるが、これらの中から π を識別する為に、magnetで運動量一定の粒子を選んだあと、 d_E/d_X counterとČerenkov counterとを用いた。Fig. 1で S_1 ($4 \times 7 \times 0.3$)*, S_2 ($4 \times 10 \times 0.3$)はdefining counterであり, S_3 ($6 \times 12 \times 1.0$)は d_E/d_X counterとなっている。

Čerenkov counterは($8 \times 15 \times 4.5$)の大きさのアクリライトでelectronに対する counting efficiencyは約90%である。electronicsのblock diagramはFig. 2に示した。各coincidenceの分解時間は30 nsecである。($S_1 + S_2 + S_3$) と

* (height \times width \times thickness), 単位cm.

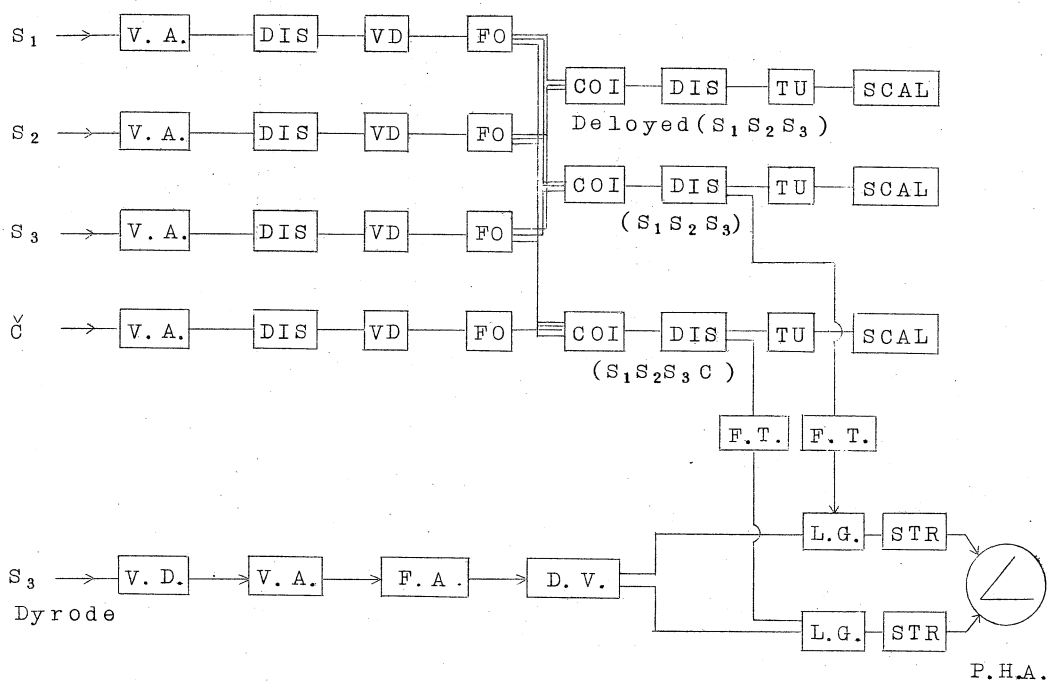


Fig. 2 Electronics Diagram

($S_1 + S_2 + S_3 + C$) の coincidence で夫々 gate (gate pulse 巾 $\sim 130 \text{ nsec}$) を開き, S_3 の dynode pulse を linear gate を通して, TOSBAC 3400 の two-dimensional P.H.A system に送り解析した。その結果は Fig. 3 の (a) '(b)' の様な 2次元の分布として得られ, 横軸は 3-fold で gate を開いたときの S_3 の pulse height であり, 縦軸は 4-fold で gate を開いたときの S_3 の pulse height である。従って横軸から離れた部分は electron によるもので, 他は π と accidental coincidence の gate による noise である。

Target は C, Al, Cu で大きさは $10 \times 10 \text{ cm}$ 。厚さは target 通過によるビームの attenuation が大体同じになる様, 同じ radiation length ($\sim 0.03 X_0$) に揃えた。測定は magnet の励磁電流を変えて行なうが, magnet のヒステレシスの影響を避ける為に, 測定前には必ず消磁した。各測定 Run 後, target を取り除いて background を測定した。

§ 3 実験結果と検討

Fig. 4 に π^+ , π^- のエネルギースペクトルを示した。横軸は π の kinetic energy, 縦

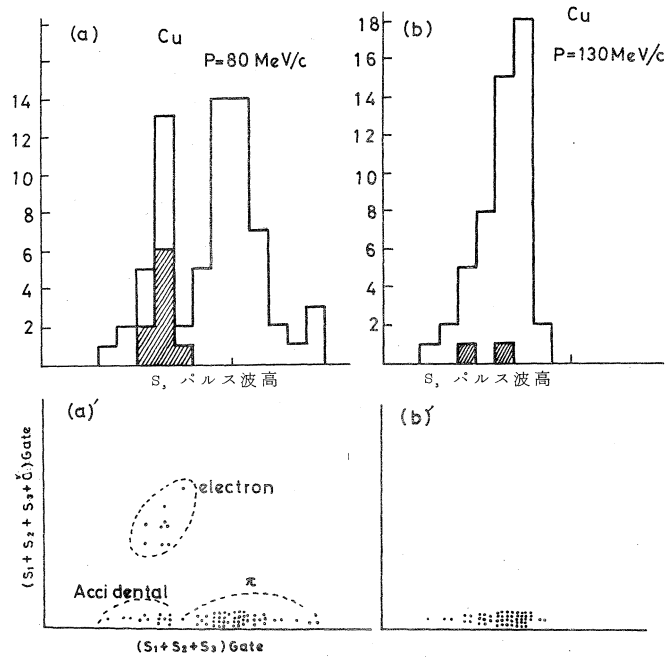


Fig. 3 §3 スペクトル

(a)', (b)' は 2次元 P.H.A. のデータを Plot したもので横軸は 3-fold の coincidence で gate を開いたときの S_3 の pulse height に相当し、縦軸は 4-fold で gate を開いたときの S_3 の pulse height である。(a), (b) は夫々を横軸上に project したときの S_3 の pulse height 分布である。斜線部は C が fire した部分である。このデータは Cu を Target として夫々 $p = 80, 130 \text{ MeV}/c$ のものである。

軸は $\text{counts}/(\text{nucleus} \cdot \mu C)^*$ で、background (約 10%) は差し引いてあるが、他の補正はほどこしていない。誤差は統計誤差のみである。

[a] A -dependence

π^- の yield をエネルギーをパラメータにして A に対して plot すると Fig. 5 の様になる。但し縦軸は yield を $A^{2/3}$ で割った値を Carbon の点で normalize してある。ここで各エネルギーに於ける detection efficiency は C, Al, Cu について全く同じであるから raw data で plot してあり、核による Coulomb barrier, Pauli principle 等の correction は入れてない。実線は Brueckner, Serber, Watson⁷⁾ の

* μC は integrator の total charge 量

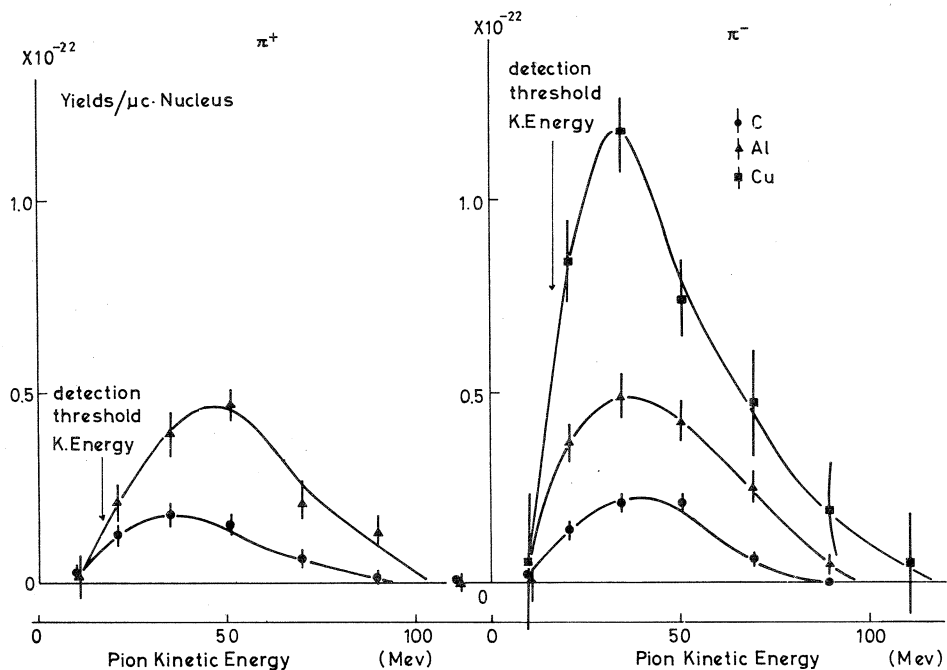


Fig. 4 ENERGY SPECTRUM

optical modelによって計算した。このmodelに於いては、核(A, Z)からのπのyieldは核内の核子から一様に光生成すると仮定している。これによるとyieldは、πの核内での吸収に関するfactor; f(λ)を用いて

$$\sigma_A = (A-Z) \sigma_n f(\lambda)$$

と書かれ、ここでσ_nはfree neutronでのπ⁻のproduction cross sectionで、f(λ)は次式で与えられる。

$$f(\lambda) = \frac{1}{V_A} \int_{V_A} e^{-D/\lambda} d\tau$$

$$= 3 \left\{ \frac{1}{2x} - \frac{1}{x^3} + \frac{1+x}{x^3} e^{-x} \right\} \quad (4)$$

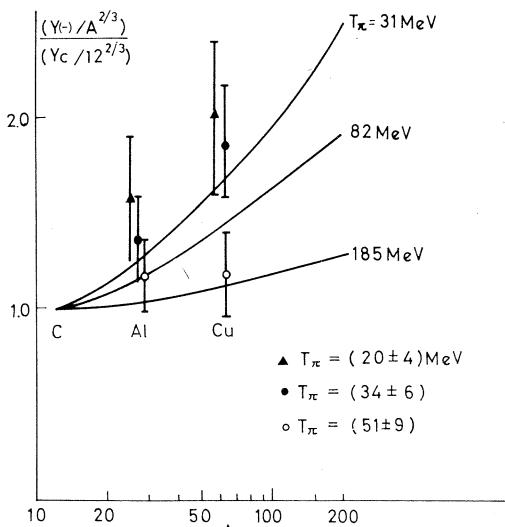


Fig. 5 YieldのA-Dependence

V_A : 核の volume

D : π の生成された点から核表面までの距離

$$x = 2R/\lambda$$

R = 核半径

λ は核内での π の interaction mean free path で, 計算には, Frank. Gammel, Watson⁸⁾ の理論値を用いた。このモデルは我々の実験と誤差の範囲内で矛盾していない。

(b) π^-/π^+ ratio

実験結果の Fig. 4 から求めた π^+ , π^- の yield の比 (π^- -yield) / (π^+ -yield) を

第1表 Target

	A, Z, N	Thickness	Red.Length
C	12, 6, 6	1.00g/cm ²	0.023
Al	27, 13, 14	0.54	0.025
Cu	63, 29, 34	0.45	0.037

第2表 π^-/π^+ ratio

T_π	C ¹²	Al ²⁷
20 \pm 4 ^(MeV)	1.11 \pm 0.23	1.72 \pm 0.46
34 \pm 6	1.17 \pm 0.19	1.24 \pm 0.22
51 \pm 9	1.37 \pm 0.24	0.89 \pm 0.15
70 \pm 12	1.03 \pm 0.35	1.19 \pm 0.29

第2表に示した。我々と同じエネルギー領域での Littauer-Walker の実験値¹⁾

Carbon.....1.06 \pm 0.02

Aluminium.....1.20 \pm 0.05 at $T_\pi = (65\pm 15)$ MeV

と誤差の範囲で一致している。更に詳細な議論には, element の種類を増し, 統計を上げる必要がある。

§ 4 Acknowledgments

本実験の遂行に当り, 御尽力下さった東北大学原子核理学研究施設の木村教授, 鳥塚教授, 小島助教授はじめリニアック machine group の方々に感謝いたします。

§ 5 Reference

- 1) R. M. Littauer and D. Walker, Phys. Rev., **86**, 838 (1952)
- 2) Imhof, Perez-Mendez and Easterday, Phys. Rev., **100**, ¹⁷⁹⁸1789 (1955)
- 3) W. S. C. Williams, K. M. Crowe, R. M. Friedman, Phys. Rev., **105**, 1840 (1957)

- 4) Imhof, Perez-Mendez and Easterday, Phys. Rev., 108, 1040 (1957)
- 5) J. R. Waters, Phys. Rev., 113, 1133(1959)
- 6) 北垣, 本間, 渡瀬, 核理研研究報告, Vol. 1, No. 1, 33(1968)
- 7) Brueckner, Serber, Watson, Phys. Rev., 84, 258(1956)
- 8) Frank, Gammel and Watson, Phys. Rev., 101, 891(1956)

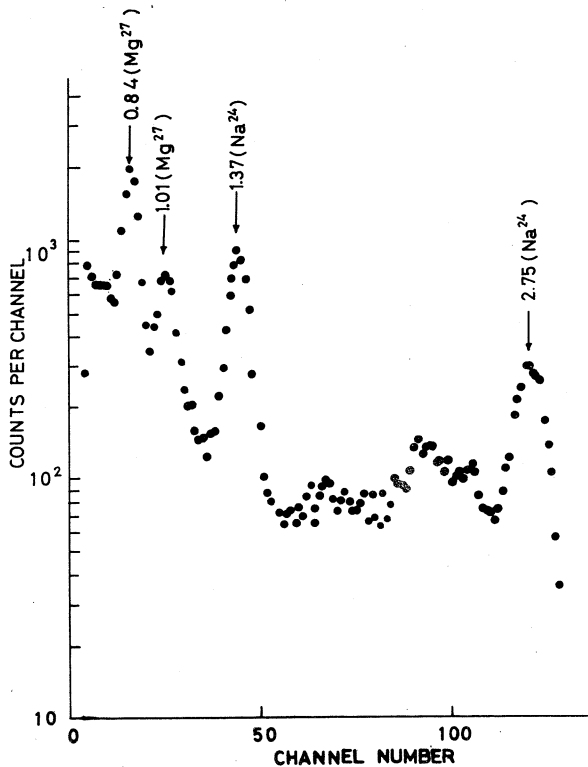
I-5 Activation 法による $\text{Al}^{27}(\gamma, \pi^+)\text{Mg}^{27}$ 反応

核理研 齋藤 悌二郎・伊藤 広平
中田 芳明・中田 章

先に、30~60MeV電子線で stacked foil法により giant resonance領域での吸収 photonの multipole modeを調べたが¹⁾、それを high-energy に適用して核による中間子の photoproductionの multipole modeを調べることを目的とした。

実験の方法は、厚さ 0.5 mm の Ta の radiator の前後に 4 nine の Al 0.1mm の foil を重ね、電子線で照射 (5 分間) した、残留核の activity を 4" × 4" NaI で測定し、 $\text{Al}^{27}(\gamma, \pi^+)\text{Mg}^{27}$ 反応でできる Mg^{27} の yield を求めるものである。

図 1 は 240MeV で照射して 9 分 30 秒後に測定した、radiator の後の foil B の spectrum である。0.84MeV 及び 1.01MeV の peak は Mg^{27} の decay による γ 線である。



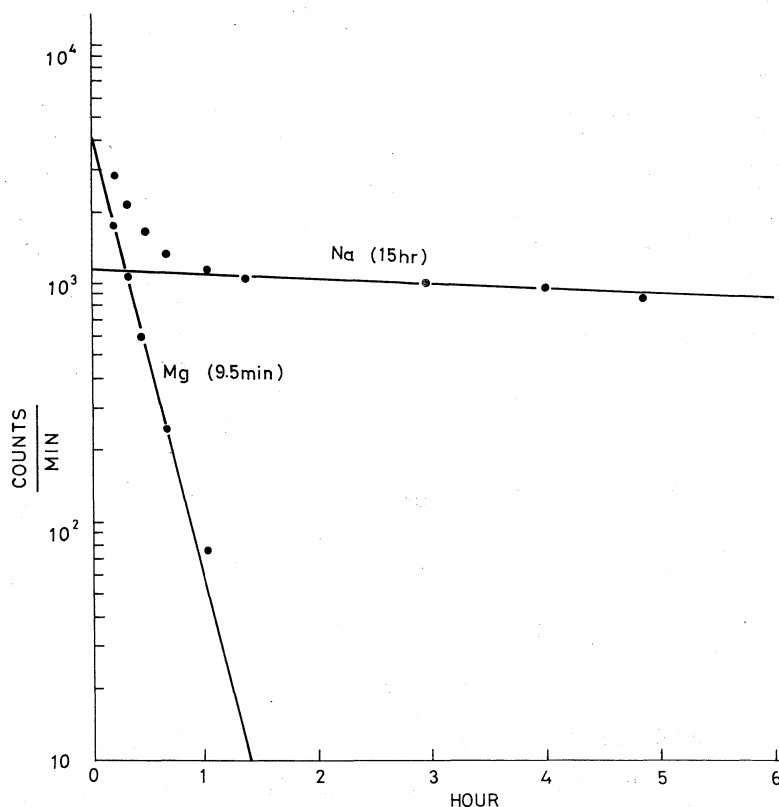


図 2

1.37MeV及び2.75MeVのpeakは $Al^{27}(\gamma, 2pn)Na^{24}$ 反応の Na^{24} のdecayによる γ 線である。図2は Mg^{27} の0.84MeV peakのdecayを測定したもので、 Na^{24} (15-h. half-life)によるbackgroundを差引いた点は9.5-min half-lifeの直線によく一致している。図3は、照射エネルギーに対して、図2で得られた照射直後のyieldで、□, ○印はそれぞれradiator前後のfoil A, Bを、△印はradiatorがない場合のfoil Cでの値を示す。但し □印と○印の大きさはそれぞれの縦軸の値の誤差を示すものである。

100MeVで照射した場合のspectrumを検討した結果、まず、 Na^{24} のyield foil AとCでは殆んど一致しており、foil AとBではBの方の値が大きくなっていることがわかった。このことは、 Na^{24} のyieldに関してはfoil Bでのものはradiatorからの γ 線によるものが主で、foil AとCでのものは入射電子線によって生じたもので、特にfoil Aに関してはradiatorからの中性子による $Al^{27}(n, \alpha)Na^{24}$ 反応の Na^{24} のyieldはないと考えら

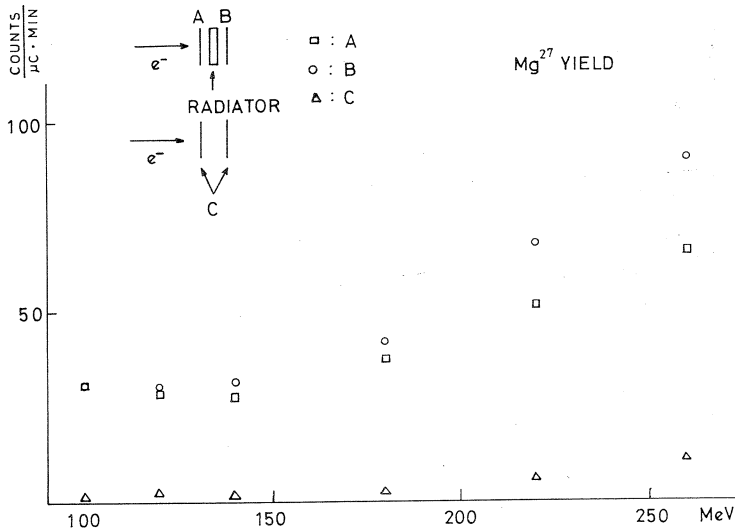


図 3

れる。一方、図3での100MeVに於ける Mg^{27} のyieldをみてわかる様に、foil Cではその値が非常に小さく、AとBでは可成大きく、しかもその値が殆んど一致していることがわかる。このことはfoil A, Bでの Mg^{27} のyieldは r 線によるものではなく、radiatorから、ほぼ 90° symmetryに放出される中性子の $Al^{27}(n, p)Mg^{27}$ 反応によるものであると考えられる。一方foil Cでも Mg^{27} のyieldがみられるのは入射電子線中に入ってくる中性子によるものであろう。

以上100MeVに於ける Na^{24} と Mg^{27} のyieldに関して述べたことから、このenergyでは未だ (r, π^+) 反応は起こっていないと結論できる。

一方energyが220, 260MeVになると Mg^{27} のyieldはfoil Bの方がAよりも多くなっている。中性子によるbackgroundがradiatorの前後のfoil A, Bで同じであるという100MeVでの結果をこれらのenergyにも適用できるとするなら、図3に於けるfoil AとBのyieldの差が $Al^{27}(r, \pi^+)Mg^{27}$ 反応のみによる Mg^{27} のyieldであると言える。

実験点が少なく直接cross sectionが求められないので、Walters²⁾等によって得られたcross sectionの形を使って、我々のcross sectionの値が、彼等の値の何倍になるかを求めてみた。その結果、260MeVではWalters等のcross sectionの1.2倍、

220MeVでは1.4倍となった。従って260MeVまでのintegrated cross sectionは約1.3MeV mbとなった。またmultipole modeを求める為には, electron と γ 線によるpion productionのratioを知らねばならないが, Alの場合, 入射電子線中に入ってくる中性子のbackgroundを正確にestimateすることは今回だけのdataからでは困難であり, modeを求める解析は現在のところ行っていない。

文 献

- 1) 中田他, 核理研究報告 Vol.1 No1 26(1968)
- 2) William, B.Walters and John P.Hummel, Phys. Rev., 143, No3 833(1966)

I - 6 ^{46}K の Decay Scheme

核理研*・理学部化学**

梶山一典*・八木益男*・伊沢郡蔵*

鍛冶東海**・中田 章*

§ 1 Introduction

^{46}K は 1966 年 M. I. T. の Parsa and Gordon¹⁾ によって, $^{48}\text{Ca}(d, \alpha)$ 反応から発見された。彼等によれば, ^{46}K の半減期は 115 sec で, ^{46}Ca に属する 7 本の γ 線が放出されており, その decay scheme も提示された。

^{46}Ca は Proton magic (20) で, neutron configuration ($f_{7/2}$)⁶ をもつ核で, shell model の立場²⁾ からみて, その励起準位構造から非常に興味のある核と考えられる。核反応の研究では (p, p'), (d, d')³⁾, $^{44}\text{Ca}(t, p)$ ⁴⁾, $^{48}\text{Ca}(p, t)$ ⁵⁾ で実験が行なわれていて, 或る程度の知識が得られているので, $\beta\gamma$ -spectroscopy でも, 精度の高い測定を行ない, この核構造を調べることは甚だ重要である。

§ 2 実 験

78.4% に enrich された ^{48}Ca (各 run について 10~15 mg) を, Max. 45~65 MeV の Bremsstrahlung により照射し, $^{48}\text{Ca}(\gamma, pn)$ により生ずる ^{46}K を chemically に分離して測定 Sample を作った。照射時間は 1 分, 2 分, 6 分と変えて, それによる γ -spectrum の変化を調べた。この γ -spectrum は, 当初, 3" ϕ \times 3" NaI(Tl) scintillation spectrometer により測定されたが, その分解能 (8%) から photo peak が十分に分離出来ず, 正確な結果は得られなかった。その後, 分解能 4.0 keV at 1.3 MeV の 36 c.c. Ge(Li) 半導体検出器により測定を行なうことが出来て以下の様な精度の高い結果を得た。Fig. 1 に 6 分照射したものを 4 分間測定したものを 3 回行なって, これらを sum した γ -ray spectrum を示す。更に, 6 分照射の sample の 9 分後から 4 分間測定した γ -ray spectrum も示してある。上に述べた様に, 1, 2, 6 分照射の sample について, 約

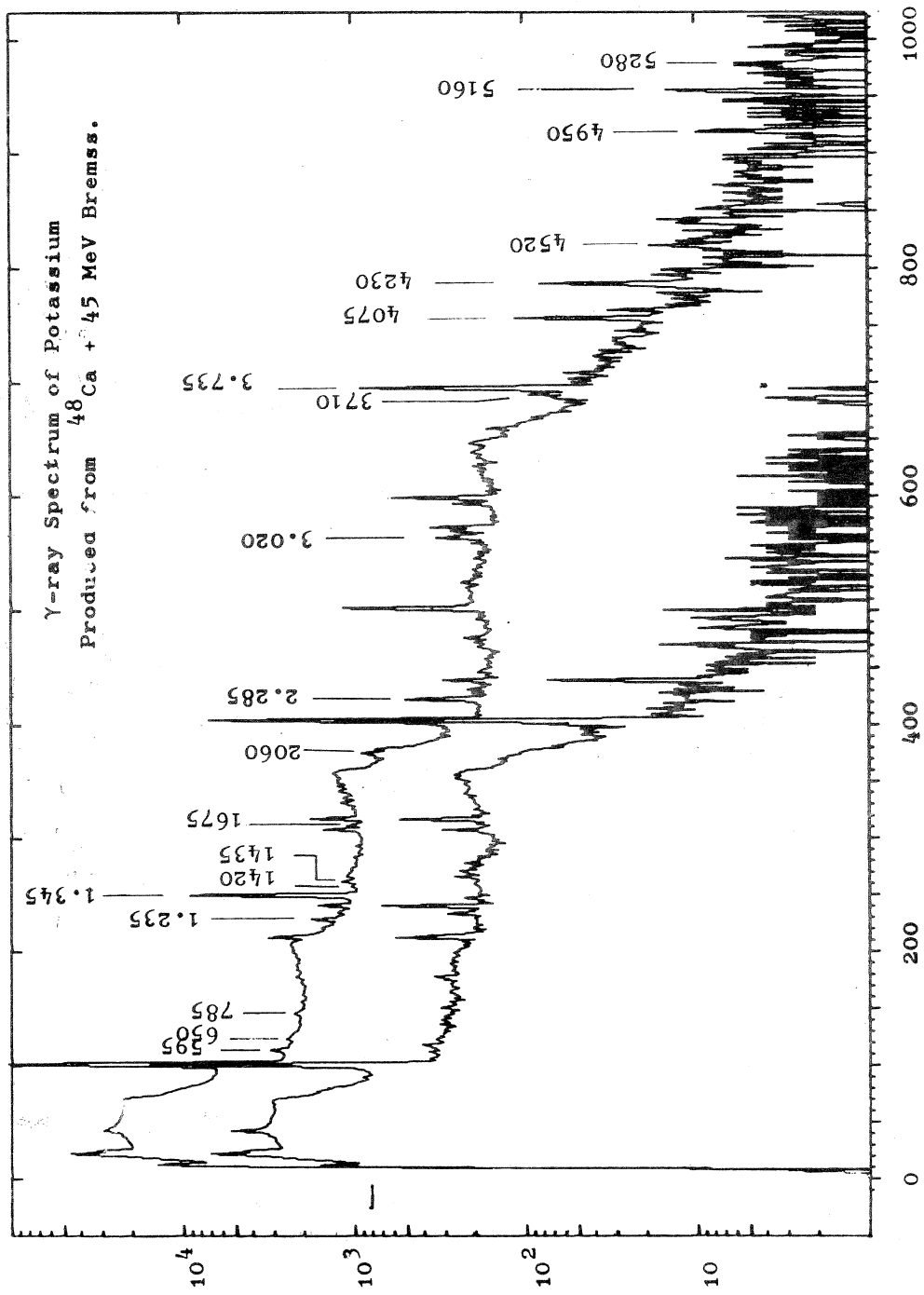


Fig. 1

6分おきに4分間測定し、それらの γ -ray peaksのdecayの様子を調べて、約2分のdecayを示すpeakを ^{46}K に属するとした。Fig. 1の数字(単位keV)を書いてあるpeakが ^{46}K のdecay γ -rayとassignされたもので、数字の書いてないpeakは、 ^{46}K に属していても、ある γ -rayのone photon又はtwo photon escape peakであるか、或は、付随して生成する K^{38} , K^{42} , K^{44} , K^{47} などに属するものと判定された。測定は種々のenergy portionについて行なわれたが、Fig. 1は、0.5MeV~5.3MeVについてとられた一例である。かくして ^{46}Ca に属するとassignされた γ -raysをTableに示す。ここでは、こ

Table GAMMA -RAYS FROM ^{46}K

PRESENT		PARSA & GORDON	
E_γ (keV)	relative intensity	E_γ (keV)	relative intensity
595			
650			
785			
1235	64		
1345	100	1347	100
1420	0.8		
1435	1.2	1439	3
1675	3.5	1670	5
2060	4.5	1780	9
2285	5.1	2274	9
3020	2.2	3015	10
3710	1.1		
3735	21.4	3700	31
4075	2.1		
4230	1.9		
4520	0.6		
4950	0.4		
5160	0.5		
5280	0.1		

の36cc Ge(Li)のefficiency⁶⁾を補正した後のrelative intensity(1345 MeV γ -rayを100とした)をも示してある。この1345MeV γ -rayは、核反応のデータからみて、1st excited state-Ground state transition γ -rayである。このTableに示したenergyの精度は $\pm 3\text{keV}$ で、relative intensityは5% 以内の

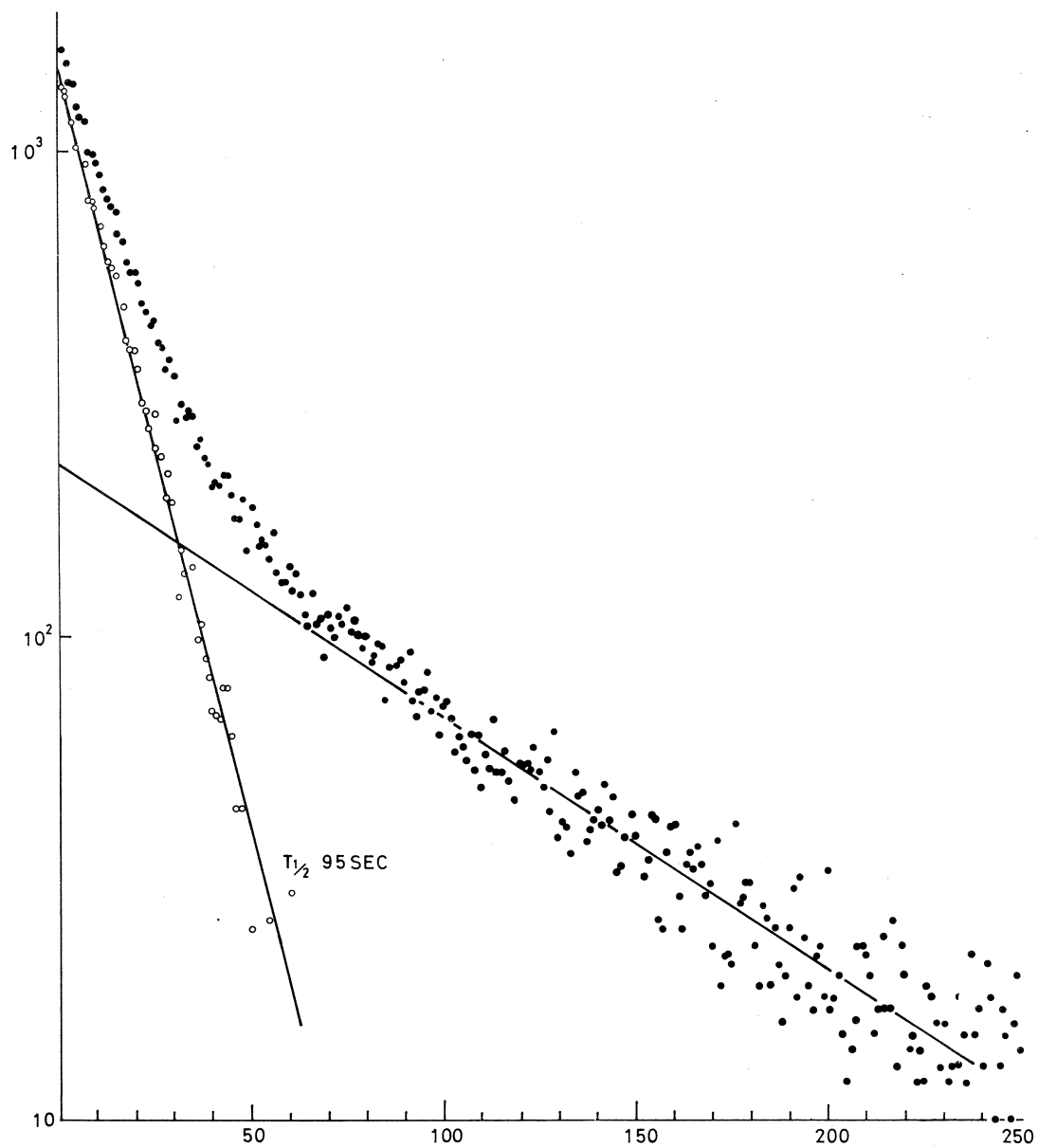
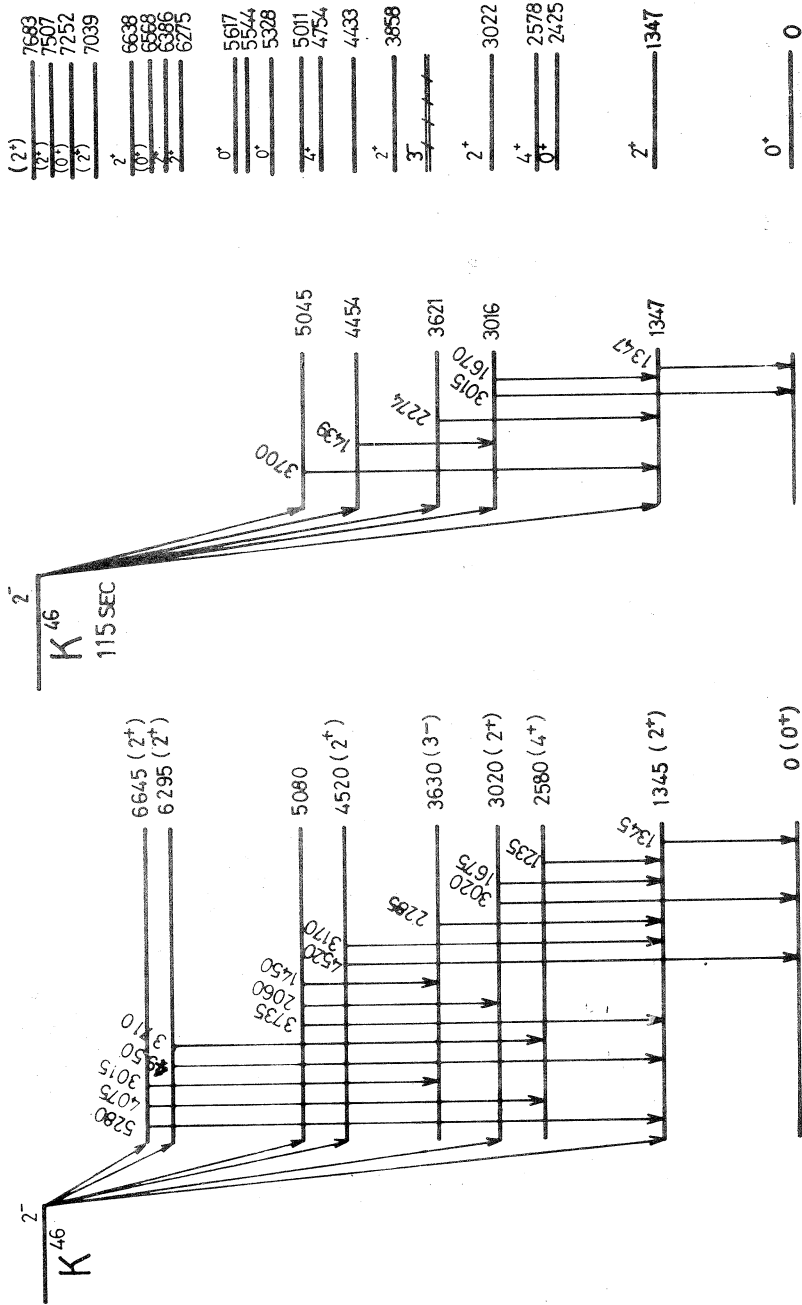


Fig. 2

(t.p)

PARSA & GORDON

PRESENT



$^{46}_{20}Ca$

Fig. 3

精度と考えられる。又、比較のために M. I. T. Group の結果も示した。

半減期は、通常 β -ray の測定から決定されることが多いが、数種の activity が混在している場合には、subtraction の誤差が多く精度が悪い。そのため、吾々は、Ge(Li) 検出器の高分解能を利用して、1.345 MeV photo-peak を single channel P. H. A. でつかまえ、この output を、multiscalling mode にされた日立 400 ch P. H. A. によって、その peak の decay を測定した。この場合、10 sec/ch に set された。かくして測定された decay curve を Fig. 2 に示す。long life component を subtract して得た ^{46}K の半減期は 95 ± 5 sec である。

これらの data を基にして、Los Alamos group による (t, p) reaction の data³⁾ を参考にし組立てられた decay scheme を Fig. 3 に示す。

§ 3 Discussion

decay γ -ray について、present data と M. I. T. Group の差は、生成反応の違いからくる夾雑生成放射能による他に、使用した Ge(Li) 検出器の大きさ及び分解能 (M. I. T. Group のものは約 20 keV at 1.3 MeV) によるものであろう。

^{46}K の decay は、Fig. 3 と Table から判る様に、26% は、 ^{46}Ca の 1st excited state へ decay する外、5080 keV への feed も比較的強い。この 5080 keV state は、 $^{48}(p, t)$ 反応は報告されていない state であるが、Williams et al. の proton スペクトル測定では、5080 keV の位置に、 ^{14}C の強い elastic peak が現われていて 5080 keV peak の判定は難かしい。逆に、2425 keV 0^+ state は、1080 keV γ -ray peak の存在しないことから、この state へは強くは feed していない。2nd 2^+ state 3020 keV には興味もたれるが、この state からの de-excitation γ -ray intensity ratio は、

$$\frac{2' + \longrightarrow 2^+}{2' + \longrightarrow 0} = \frac{3.5}{2.2} = 1.6$$

であり、これは $f_{7/2}$ shell 核の性質を示す measure を与えるものであろう。

REFERENCES

- 1) B. Parsa and G. E. Gordon: Phys. Letters, **23**, 269 (1966)
- 2) J. D. McCullen, B. F. Bayman and Larry Zamick: Phys. Rev., **134**, B515 (1964), N. Auerbach: Phys. Rev., **163**, 1230 (1967)

- 3) T. A. Belote, J. H. Bjerregaard, O. Hansen and G. R. Satchler:
Phys. Rev., **138**, 131067(1965)
- 4) D. C. Williams, J. D. Knight and W. T. LeLand: Phys. Rev., **164**,
1419(1967)
- 5) R. J. Peterson: Phys. Rev., **170**, 1003(1968)
- 6) 中田章, 梶山一典: 核理研究報告 (To be published)

I-7 R. I. による核構造— ^{84}Rb 及び ^{142}Sm の崩壊

理学部物理 林部昭吾・板垣新治郎
吉川宣治

§ 1 $^{84}_{37}\text{Rb}$ の崩壊

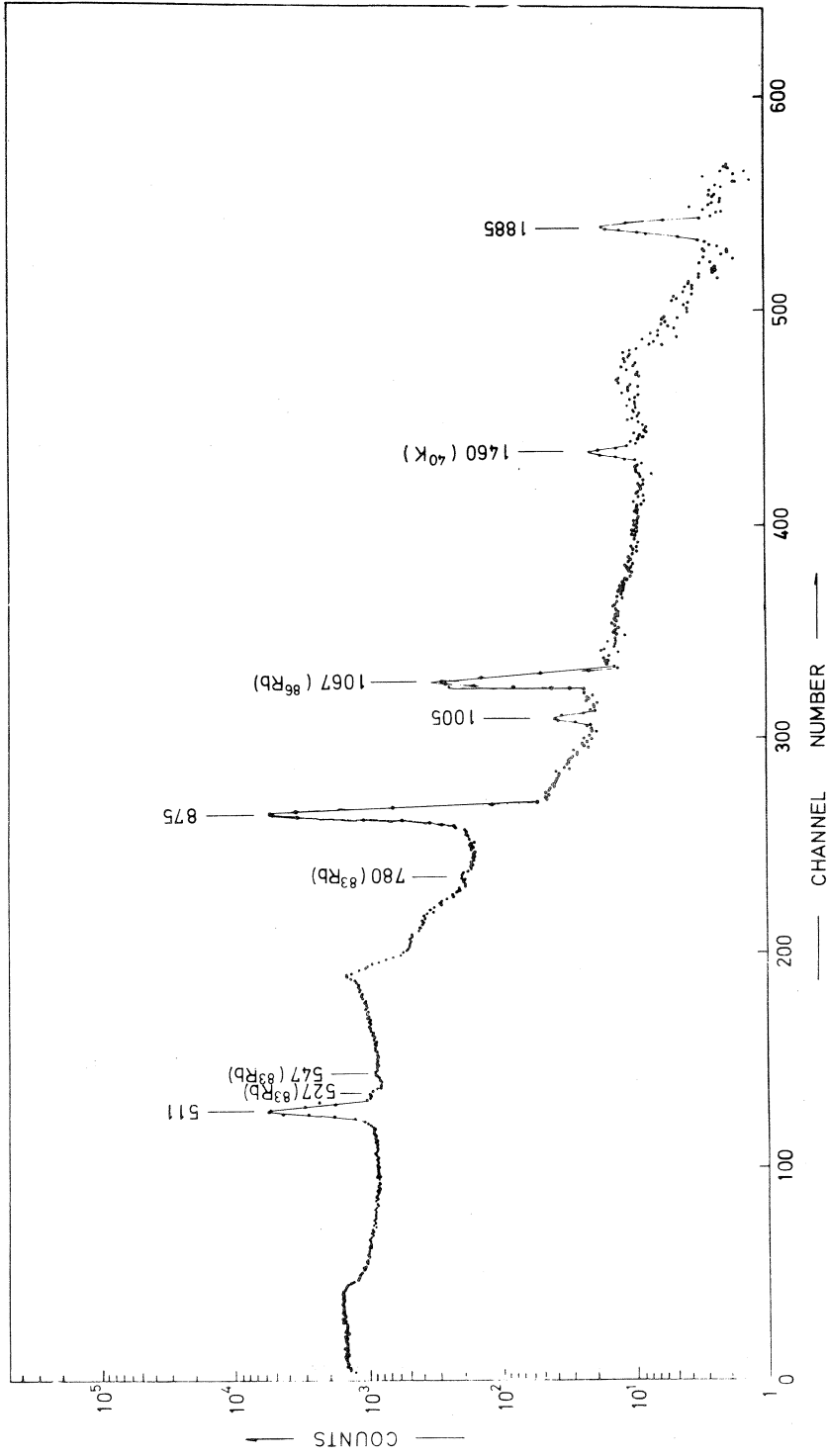
$^{84}_{37}\text{Rb}$ (half life: 33.0 d) の E. C. 及び β^+ 崩壊に伴う γ 線の測定より $^{84}_{36}\text{Kr}_{48}$ の励起状態を調べた。 $^{84}_{36}\text{Kr}_{48}$ は p : sub-closed shell 38-2, n : closed shell 50-2 の核であり, 閉殻近傍の偶-偶核としてその励起状態の性質について興味を持たれる核であるが, 特に $2nd\ 2^+$ 準位から崩壊する γ 線の強度比: $I_{2nd\ 2^+ \rightarrow 1st\ 2^+} / I_{2nd\ 2^+ \rightarrow \text{ground}\ 0^+} \approx \frac{1}{2}$ で cascade で崩壊する割合が異常に小さいにも拘らず $2nd\ 2^+ \rightarrow 1st\ 2^+$ 遷移に於ける multipolarity が殆ど $E\ 2$ pure で $M\ 1$ は $< 1\%$ と報告された¹⁾ 核である。同様に閉殻近傍の核である $^{92}_{40}\text{Zr}_{52}$ に於いては $I_{2nd\ 2^+ \rightarrow 1st\ 2^+} / I_{2nd\ 2^+ \rightarrow \text{ground}} \approx 2$ であるが, $2nd\ 2^+ \rightarrow 1st\ 2^+$ 遷移に於ける multipolarity は殆ど $M\ 1$ pure で $E\ 2$ は $< 0.2\%$ である。

^{84}Rb の生成は $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84}\text{Rb}$ 反応によった。これは p 照射による場合の稀ガス Kr を target としなければならないのに較べ target 及び source の preparation が容易である利点を有する。Rb, Kr isotopes の natural abundance 及び $\text{Rb}(\gamma, x)\ x = n, 2n, p, pn, \text{Kr}(p, n)$ 反応により生成される核種とその半減期は第 1 表に示すようである。Bremsstrahlung のエネルギーを適当に選ぶことにより $\text{Rb}(\gamma, n)$ 反応による方が $\text{Kr}(p, n)$ 反応によるよりも pure な ^{84}Rb を得ることが出来る。

$\text{RbNO}_3 \sim 50\text{mg}$ を $E_{r\text{max}} = 60\text{MeV}$ で 3 時間照射し 3 日後, 有効体積 10cc の手製の Ge (Li) 検出器で測定した ^{84}Rb の崩壊に伴う γ 線のスペクトルを第 1 図に示す。 ^{88}Y の崩壊に伴う $898\text{keV}, 1836\text{keV}$ γ 線測定による detection efficiency を利用して γ 線の相対強度を求めると, $875\text{keV}(100), 1005\text{keV}(0.5), 1885\text{keV}(1.0)$ の値が得られた。

$I_{2nd\ 2^+ \rightarrow 1st\ 2^+} / I_{2nd\ 2^+ \rightarrow \text{ground}\ 0^+} = \frac{1}{2}$ の値が確認された。

今回の照射では $E_{r\text{max}}$ を下げて行い, γ - γ 角度相関の測定より $2nd\ 2^+ \rightarrow 1st\ 2^+$ 遷移に於ける $E\ 2 / M\ 1$ mixing ratio を求め $2nd\ 2^+$ 準位の性質を調べる。



第1図 ^{84}Rb の崩壊に伴う γ 線のスペクトル
10cc Ge(Li) 検出器による。

第2表 Sm isotopes の natural abundance と Sm (p, x) x = n, 2n, p, pn 反応により生成される核種の半減期

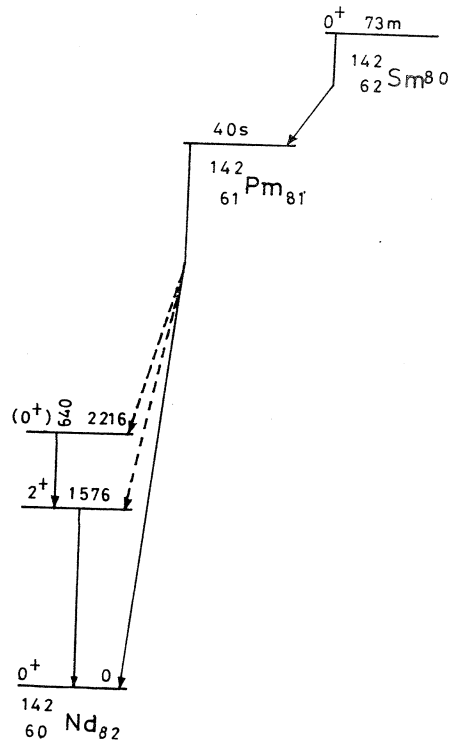
Isotopes	Abundance	r, n	r, 2n	r, p	r, pn
¹⁴⁴ Sm	3.09%	¹⁴³ Sm 1m 9m	¹⁴² Sm 72m	¹⁴³ Pm 265d	¹⁴² Pm 34h
¹⁴⁷ Sm	14.97%	¹⁴⁶ Sm 1.2×10 ⁸ y	¹⁴⁵ Sm 340d	¹⁴⁶ Pm 1600d	¹⁴⁵ Pm 18y
¹⁴⁸ Sm	11.24%	¹⁴⁷ Sm 1.06×10 ¹¹ y	¹⁴⁶ Sm 1.2×10 ⁸ y	¹⁴⁷ Pm 2.7y	¹⁴⁶ Pm 1600d
¹⁴⁹ Sm	13.83%	¹⁴⁸ Sm 1.2×10 ¹³ y	¹⁴⁷ Sm 1.06×10 ¹¹ y	¹⁴⁸ Pm 41d 5.4d	¹⁴⁷ Pm 2.7y
¹⁵⁰ Sm	7.44%	¹⁴⁹ Sm ~4×10 ¹⁴ y	¹⁴⁸ Sm 1.2×10 ¹³ y	¹⁴⁹ Pm 53h	¹⁴⁸ Pm 41d 5.4d
¹⁵² Sm	26.72%	¹⁵¹ Sm 90y	¹⁵⁰ Sm Stable	¹⁵¹ Pm 28h	¹⁵⁰ Pm 2.7h
¹⁵⁴ Sm	22.71%	¹⁵³ Sm 47h	¹⁵² Sm Stable	¹⁵³ Pm 55m	¹⁵² Pm 6m

この場合には、第2表に示す如く、¹⁵²Sm (r, pn) ¹⁵⁰Pm 反応による ¹⁵⁰Pm (half life = 2.7 h) が強い contamination となり、¹⁴²Sm の崩壊による r 線の測定を妨げた。

Sm₂O₃ ~100mg を E_{rmax} = 70MeV で 1時間照射した。r 線の測定は核理研の 36 cc の Ge(Li) 検出器を使って行なった。得られた r 線のスペクトルを第2図に示す。(A) は照射後 10 min, (B) は照射後 5h のものである。r 線の減衰の割合から 640ReV, 1576 ReV r 線が ¹⁴²Nd に属すると考えられる。

これは、それぞれ 2.21MeV (0+) → 1.57 MeV (2+), 1.57MeV (2+) → ground (0+) 遷移に相当するものであり、このことは ¹⁴²Pm₈₁ の基底状態が low spin を持つことを示している。

今回の測定では natural Sm を使用したため、得られた収獲は多くなかったが、近日に enriched isotope ¹⁴⁴Sm が



第3図 ¹⁴²Sm → ¹⁴²Pm → ¹⁴²Nd の崩壊図
この崩壊形式の一部は Table of isotopes²⁾ によった

入手できる予定であり、今年度後半の machine time においては、実り多い data が得られるであろう。

2) C. M. Leder, J. M. Hollander and I. Perlman: Table of Isotopes sixth Edition (John Wiley & Sons, 1967).

第1表 Rb及びKrのisotopesのnatural abundanceとRb(γ, x) $x=n, 2n, p, pn, Kr(p, n)$ 反応により生成される核種の半減期。

Isotopes	Abundance	γ, n	$\gamma, 2n$	γ, p	γ, pn
^{85}Rb	72.15%	^{84}Rb 20m 33d	^{83}Rb 83d	^{84}Kr Stable	^{83}Kr 1.86h Stable
^{87}Rb	27.85%	^{86}Rb 1.0m 18.7d	^{85}Rb Stable	^{86}Kr Stable	^{85}Kr 4.4h 10.76y

Isotopes	Abundance	p, n
^{78}Kr	0.35%	^{78}Rb Unknown
^{80}Kr	2.27%	^{80}Rb 34s
^{82}Kr	11.56%	^{82}Rb 6.3h 75s
^{83}Kr	11.55%	^{83}Rb 83d
^{84}Kr	56.90%	^{84}Rb 20m 33d
^{86}Kr	17.37%	^{86}Rb 1.0m 18.7d

1) J. P. Roalsvig and K. J. Casper: Phys. Rev., 138(1965)

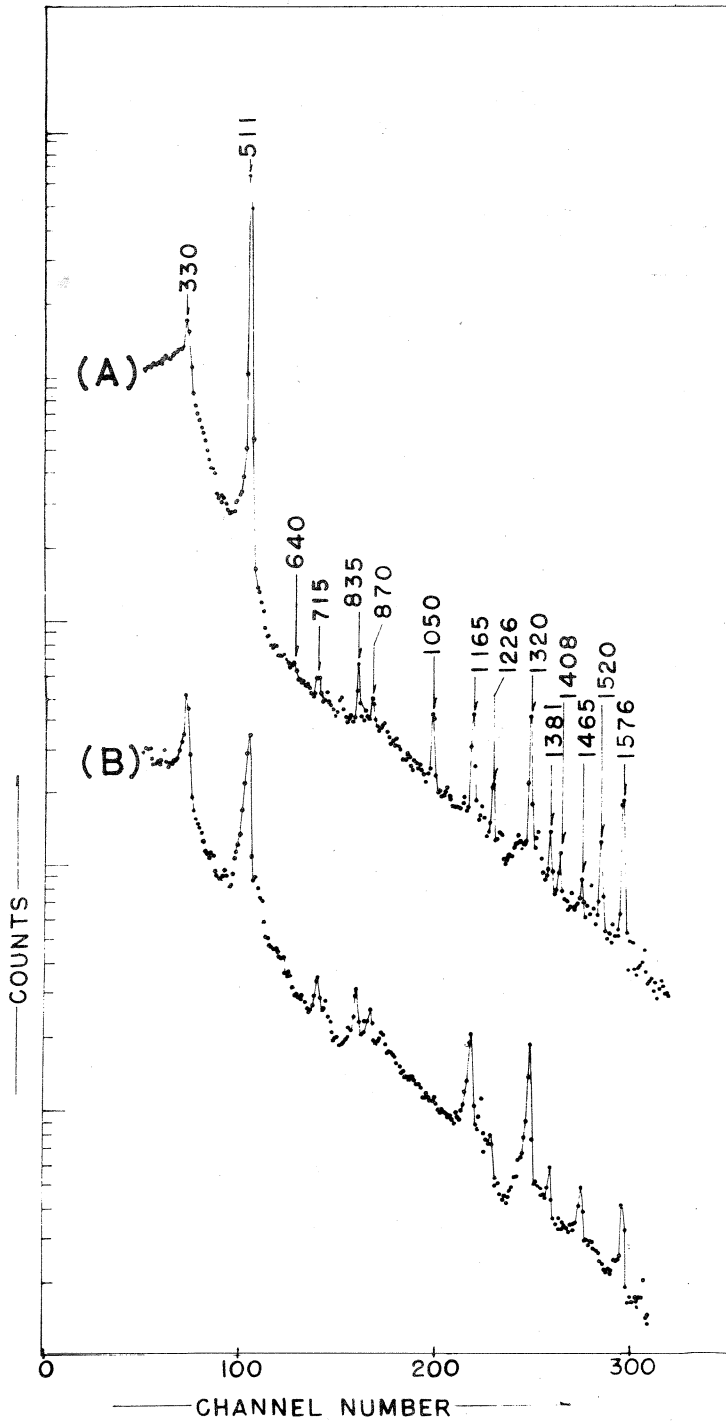
B1378

§ 2 $^{142}_{62}\text{Sm} \rightarrow ^{142}_{61}\text{Pm} \rightarrow ^{142}_{60}\text{Nd}$ 崩壊

この実験に於いては、 $^{142}_{61}\text{Pm}$ の β^+ 崩壊に伴う γ 線の測定より $^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ の励起準位を調べること及び $^{142}_{61}\text{Pm}_{81}$ の基底準位のspin, parityを決めることを試みた。

$^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ は中性子数82のsingle closed shell核であり、その励起状態の解明は核構造を研究する上で重要なinformationを与えるものである。しかるに以下で述べるように親の核を生成することが困難であるために、殆ど調べられていない。

Table of isotopes²⁾によると ^{142}Sm の半減期は73min ^{142}Pm は42secである。従って β - γ spectroscopyによって $^{142}_{60}\text{Nd}_{82}$ の励起準位を調べるためには、 ^{142}Sm を生成することが望まれる。しかるに ^{142}Sm は、もしcharged particleの照射によって生成するとすれば $_{61}\text{Pm}$ が天然には存在しないため $^{142}_{60}\text{Nd}(\alpha, 4n)^{142}_{62}\text{Sm}$ 反応によるしかない。そこで我々は、electron linacからのhigh intensity bremsstrahlungを用い $^{144}\text{Sm}(\gamma, 2n)^{142}\text{Sm}$ 反応によって作った。今回の実験ではnatural Smを照射した。



第2図 ^{142}Sm の崩壊に伴う γ 線のスペクトル
 (A)照射後10min, (B)照射後5hのものを示す。
 36cc Ge(Li)検出器による。

I-8 Sc⁴⁸, V⁴⁸ の Decay による Ti⁴⁸ の準位構造

核理研 梶山一典・中田 章

§ 1 Introduction

⁴⁸Ti₂₈ は, Proton, Neutron ともに $f_{7/2}$ shell にあり, それらの outer shell nucleon の数が比較的多いため単純な shell model でその核構造が説明されず, 又, 中重核における様な collective model が適用されるとも考えられない。この付近の核についての shell model に基づく計算¹⁾ は幾人かの研究者により行なわれてはいる。一方, Ti⁴⁸ の核構造の実験研究は, 種々の方法でなされている。核反応では, Barnes et al²⁾ (1965) [Ti⁴⁷(d, p)] の paper に, それまでの review がなされているが, それ以後も, Marin et al³⁾ (1966) [⁴⁸(p, p', r)], Brown et al⁴⁾ (1967) [⁵¹V(p, α)], Yntema and Satchper (1967)⁵⁾ 及び Bernstein et al⁶⁾ (1968) [Ti⁴⁸

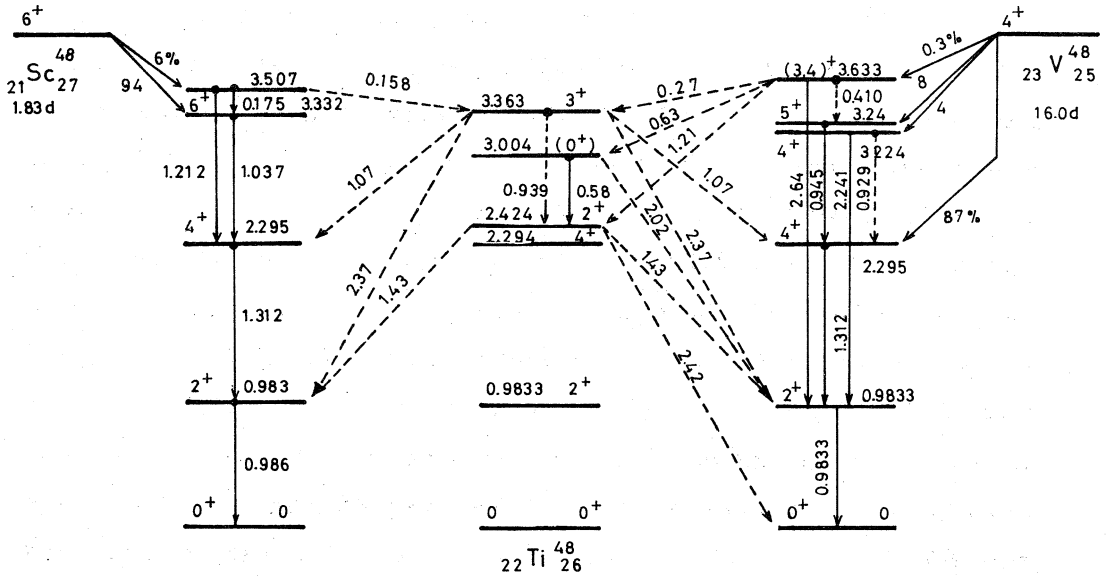


Fig. 1 Ti⁴⁸ の励起準位, 中央は核反応から得られたものである。点線は予測される γ -transition

(α, α')などが行なわれている。一方、 $\beta\gamma$ Spectroscopyの手段でも多く行なわれており⁷⁾, 最近のGe(Li)検出器による精度の高い測定⁸⁾が行なわれている。これらの多くの実験結果を総合してFig. 1に示す。これから判る様に、核反応data, Sc⁴⁸のdecay及びV⁴⁸のdecayから得られた結果について幾つかの違いがみられる。2424keV(4⁺), 3004keV(0⁺)及び3363keV(3⁻) stateはradioactive decayからはfeedしていない。このことは、親核のspin及びparityによるところもあると考えられるが、少くとも⁵¹Vからはfeedしてもよいと考えられる。又、Sc⁴⁸からfeedする3507keV stateは、そのspin parityが5 or 6⁺と言われており、もし<5であるなら3363keV(3⁻) stateへのfeedがみられてもよいと考えられる。この様なことから、これまでより精度の高い測定を行なうならば、Fig. 1に点線で示したde-excitation γ -raysが見出される可能性があり、その強度測定からspin parity assignments更にそれらのstateの性質をも調べることができるはずである。

§ 2 Experiment and Results

natural vanadium (V⁵¹ 99.8%)を、65~40MeV Max. Bremsstrahlungで照射し、化学操作によりScandiumとVanadiumを分離し、それぞれのfractionについて、short life activityのdecay後は、Sc⁴⁸, Sc⁴⁶及びweakなSc⁴⁴とV⁴⁸が夫々について得られる(V⁵⁰及びV⁴⁹はvery long lifeで、且つ後者はno γ)。これらは、V⁵¹($\gamma, 2pxn$)及び($\gamma, 3n$)反応により生成し、BremsのMax.即ちLinacからのElectron energyを変えることにより、yieldの差がありこれが γ -ray assignmentに用いられる。精製されたactivitiesからの γ 線を、ORTEC 36cc Ge(Li)検出器(分解能4keV at 1.33MeV)で測定した。Fig. 2にV⁴⁸からの γ -ray spectrumを、一方Fig. 3にSc⁴⁸からの γ -ray spectrumを示す。Figuresのpeakには、V⁴⁸及びSc⁴⁸の他にmaxed activitiesからのpeaksと、one photon及びtwo photon escape peaksが現われているので、これらを考慮してV⁴⁸及びSc⁴⁸のdecayに属するpeakのenergyをassignした。更に、36cc Ge検出器のphoto peak efficiencyを求め、それらのpeaksについて982keV(1st excited stateからのde-excitation γ -ray)に対する相対強度を得た。これがTable 1に示してある。Fig. 1とTable 1とから、V⁴⁸については1212, 1440及び2421 keVのnew γ -raysが得られた。このことは、V⁴⁸のdecayから3633keV stateから、2424keV(2⁺) stateを経てground stateへtransitionすることを示している。

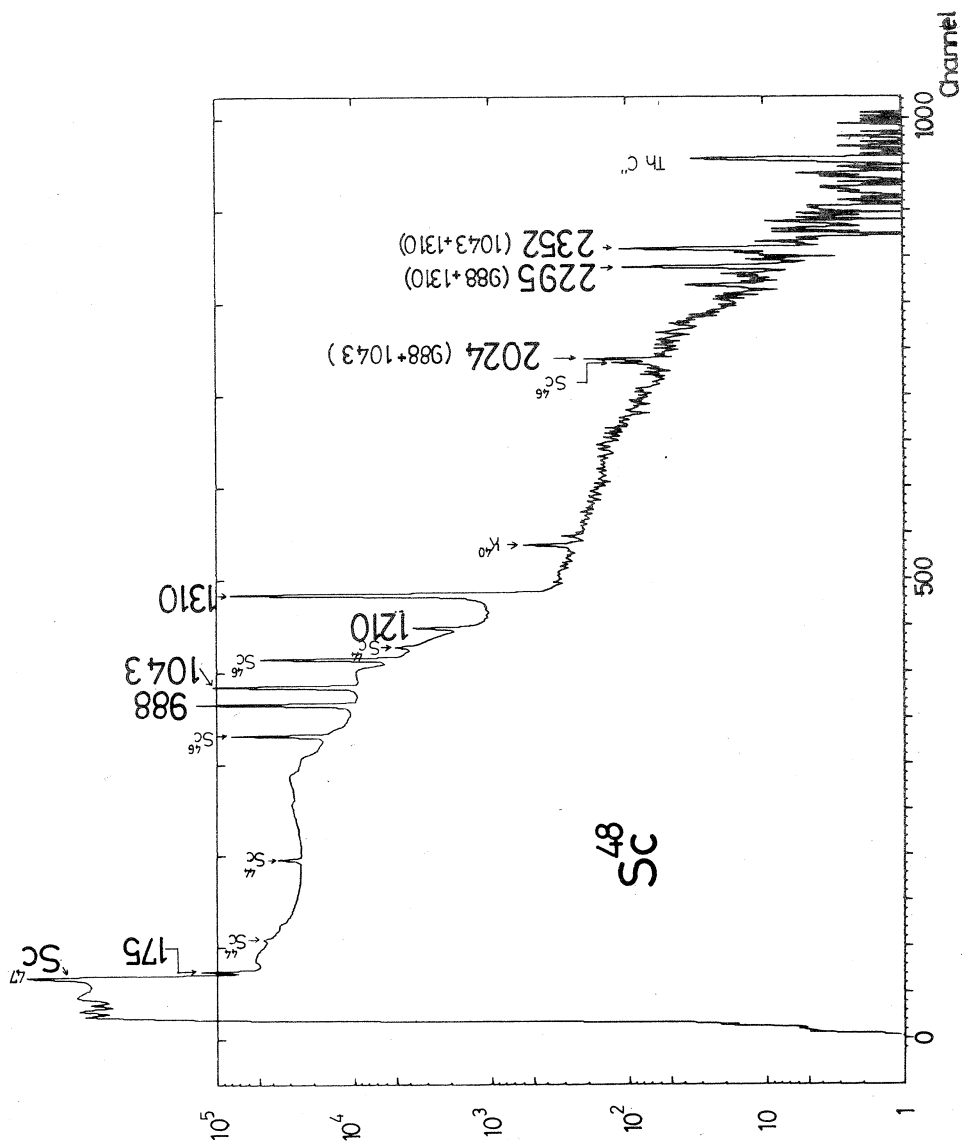


Fig. 2

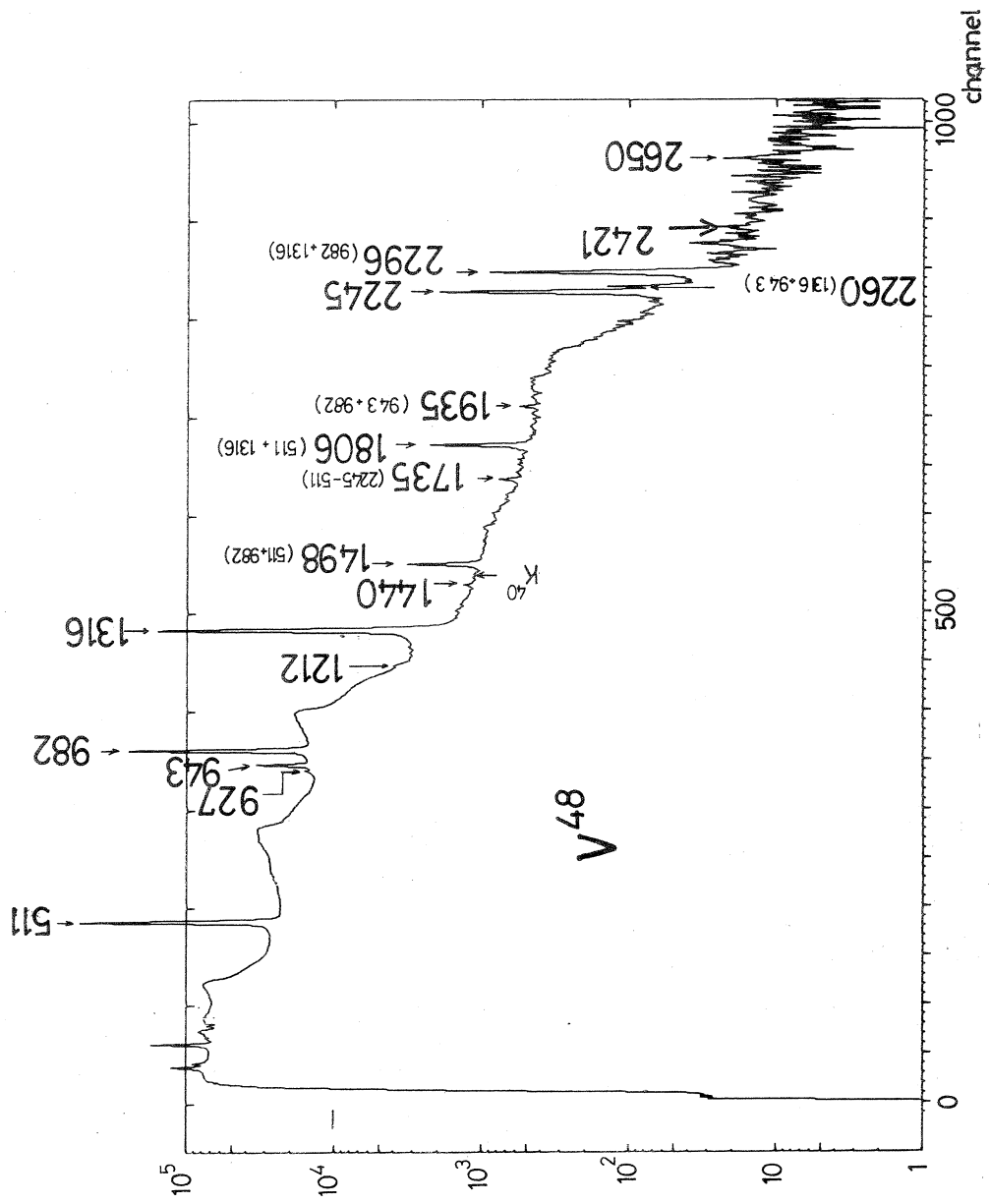


FIG. 3

Table 1

 V^{48}

PRESENT RESULT		J. KONIJN et al.	
E_r (keV)	rel. int. (%)	E_r (keV)	rel. int. (%)
annihilation	110	annihilation	98
927	0.7	929	1.2
943	7.8	944	8.0
982	100	983	100
1212	0.13	1218	
1316	97	1311	99
		1338	0.06
1440	0.17	1438	0.13
2245	2.7	2240	2.5
		2255	≤ 0.2
2421	≤ 0.007	2650	0.06
2650	0.025		

 Sc^{48}

178	8.9	175	9.4
988	100	983	100
1043	98	1037	98
1210	2.1	1212	2.5
1310	100	1311	100

Table 1には, Amsterdam Groupの結果⁸⁾も示してあるが, 彼等の data と present data には一致しない点がある。1218keV peak について彼等は 2240keV の two photon escape peak と assign したが, 吾々は種々の r -sources について比較した結果 true r -ray peak と assign した。1338 及び 2255keV r -ray の存在は否定的である。ことに後者は吾々の energy では 2260keV peak で, これは 1316 + 943 の sum であることが source intensity 及び立体角を変えた測定 data から断定された。

§ 3 Discussion

上記の結果から Fig. 4 に示す Sc^{48} 及び V^{48} の decay scheme が作られた。不確かな spin parity を決めるために次の様な計算を行なってみた。即ち, 例えば $I(A \rightarrow B)$ を state A から state B への r -transition の強度とすると

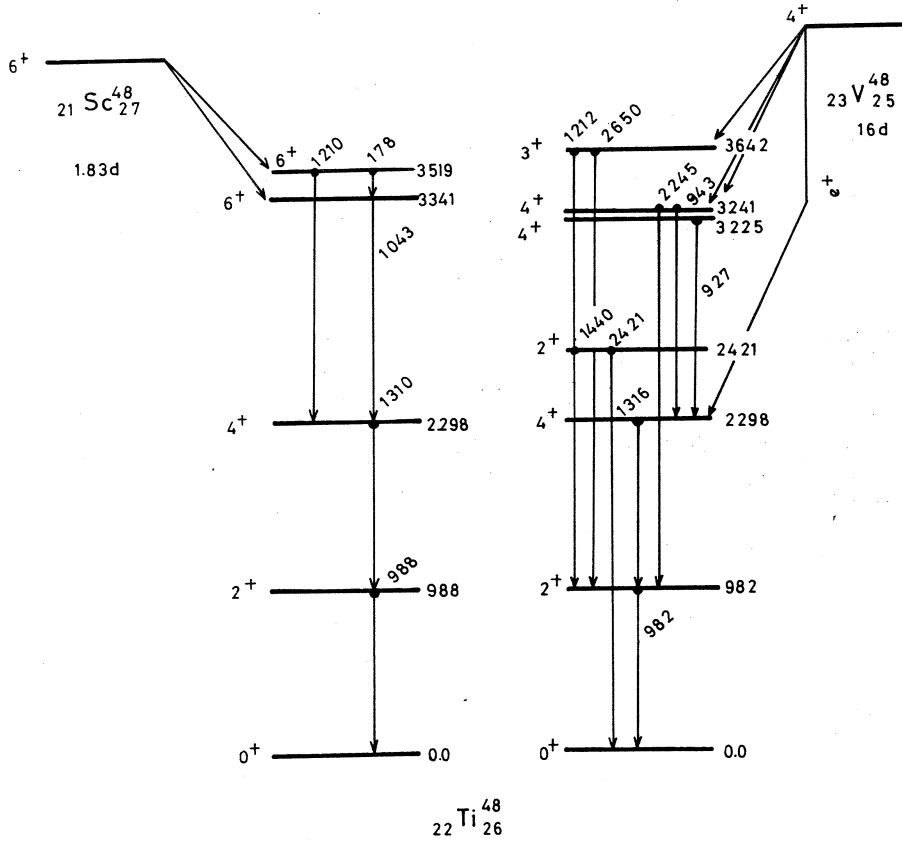


Fig. 4 Proposed decay scheme

Table 2

E_x (keV)	$E(r_1)/E(r_2)$	exp.	$M1/M1$	$M1/E2$	$E2/M1$	$E2/E2$
3642	2650/1212	0.2	10	1.3×10^4	3.1×10^{-2}	48
3519	178/1212	4.3	3×10^{-2}	4.6	4.9×10^{-8}	6.2×10^{-5}
3241	944/2245	2.7	7.3×10^{-2}	31	2.8×10^{-5}	1.2×10^{-2}
2421	1440/2421	>26	0.210	80	2×10^{-4}	7.4×10^{-2}

$$\frac{I[3642\text{keV}(3 \text{ or } 4^+) \rightarrow 982\text{keV}(2^+)]}{I[3642\text{keV}(3 \text{ or } 4^+) \rightarrow 2421\text{keV}(2^+)]} = \frac{I(2650\text{keV } r)}{I(1212\text{keV } r)}$$

このintensity ratioの実験値はTable 1から0.2である。一方2650keV r 及び1212keV r のmultipolarityを仮定してMotzkowsky estimationを行なって、その比をとるとTable 2の示す様な値を得る。3642keVが4+であるならば、これら2つの

transitionsはE2と考えるとよいからintensity ratioは48であるはずである。しかし、実験値は0.2であり、このことは、これら2つのtransitionは、E2+M1のmixed multipolarityを持つことが予想されるので、3642keV stateのspin, parityは3⁺とassignされる。同様にして、3519keV stateは6⁺及び3241keV stateは、4⁺であると考えられる。

2421keV stateは、核反応dataから2⁺と考えられるので、このstateからのstop-over transitionとcross-over transitionの強度比は非常に興味のある問題である。実験値から

$$\frac{I(2'^+ \rightarrow 2^+)}{I(2^+ \rightarrow 0^+)} \doteq 26$$

一方、Mozzkowsky estimationが値から考えると2'⁺→2⁺ transitionは35% M1+65% E2となる。この値はColumbia Group³⁾の(pp'γ)の角相関の実験結果E2/M1=-0.18とは大きく違いますが、上の値はsingle proton transitionに基づく計算であるから、そのまま断定するわけには勿論いかない。ただ言えることはM1のpartが相当大きいと言うことであり、この核は非常にshell model natureを有していると言える。

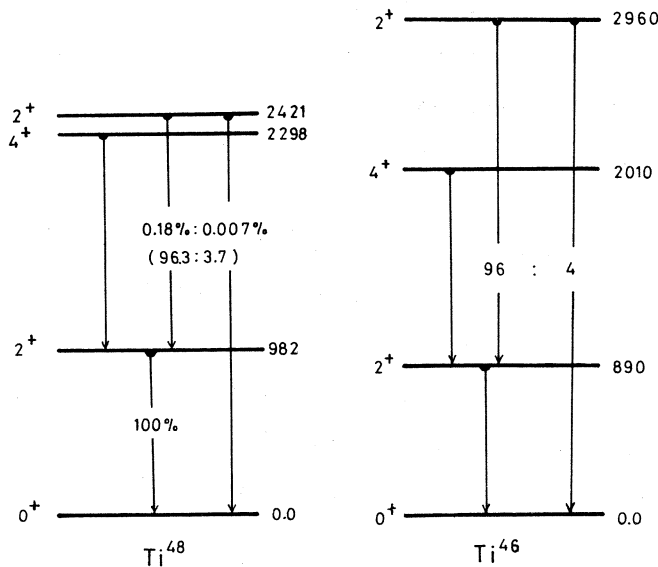


Fig. 5

次に、 Ti^{48} より中性子2ヶ少ない Ti^{46} についてのBartol Research groupの Ti^{46} ($pp'r$)の実験結果⁹⁾と比較してみる。これがFig. 5である。second 2^+ stateからの r -transitionは、これらの2つの核について、非常によく似た値を示している。このことは、中性子2個だけ異なる Ti^{48} , Ti^{46} のLow-lying statesは比較的似た性質を有していると考えられ、非常に興味のあることである。

§ 4 Acknowledgements

化学分離について、加藤豊明助教授はじめ佐藤允美及び伊沢郡蔵両氏に負うところが多く、心から感謝すると同時に、長時間照射に当って、核理研Linac Operation Crewの協力御礼申上げる次第です。

REFERENCE

- 1) J. J. Mucullen, B. F. Bayman and L. Zamick: Phys. Rev., **134**
(1964) B515
- 2) P. D. Barnes, C. K. Bockelman, O. Hansen and A. Sperduto: Phys. Rev., **138**(1965) B597
- 3) S. M. Matin, D. J. Church and G. E. Mitchell: Phys. Rev., **150**
(1966) 905 and D. J. Church, R. N. Horoshko and G. E. Mitchell: Phys. Rev., **160**(1967) 894
- 4) G. Brown, J. G. B. Haigh and A. E. MacGregor: Nucl. Phys. **A97**
(1967) 353
- 5) J. L. Yntema and G. R. Satchler: Phys. Rev., **161**(1967) 1137
- 6) A. M. Bernstein, E. P. Lippincott: G. T. Sample and C. B. Thorn: Nucl. Phys., **A115**(1968) 79
- 7) C. M. Laderer, J. M. Hollander and I. Perlman: "Table of Isotopes" Si th edition 1968(Wiley)
- 8) J. Konijn, E. W. A. Lingeman and S. A. Dewit: Nucl. Phys., **A90**(1967) 558
- 9) M. Soga, R. N. Horoshko and D. M. Van Patter: Phys. Letters., **26B**(1968) 727

II. 物性物理学部門

II-1 電子リニアックによる中性子回析法の改良

核理研*・工学部**・金研***・東大物性研⁺
 木村一治*・菅原真澄*・小山田正幸*
 山田幸男*・渡辺昇**・武田征一**
 早坂秀雄**・渡辺浩***・富吉昇一***
 鈴木隆司***・石川義和⁺・遠藤康夫⁺

要 約

前回に引き続き TOF法による中性子回析法を研究するため、デバイ・シェーラ・カメラとも云うべき装置を試作した。Si, Al, Ni, Ca, Fe₂O₄, α-Fe₂O₃, MnP (いずれも粉末) などのパターンを得た。Al, Ca, Fe₂O₄, α-Fe₂O₃, MnP は液体窒素クライオスタットに試料を入れて回析させた。散乱角 $2\theta = 90^\circ$ の場合は高い分解能とわりあい速い計数率が得られ、ソ連の IBR パルス炉 (1 KW 運転) による結果と遜色のない回析像がえられた。又デンマークの Risø 原子炉 (10 MW) にチョッパーをつけた場合と比較しても同程度の分解能で数倍以上のデータ集積速度が得られた。磁気散乱や超格子構造などの場合しばしば見られる、わりあい大きい面間隔に起因するパターンをしらべる目的で作られた $2\theta = 30^\circ$ の場合は、 $2\theta = 90^\circ$ の場合ほど高い分解能がえられず、更に改良の余地のあることを知った。

§ 1 緒 言

電子リニアックによるパルスの発生する熱中性子を利用し、TOF法により中性子回析のパターンを得ることは前回報告した通りであるが、中性子回析も多岐に渉ることであり、それぞれ適不適があることが想像される。今回の実験は単結晶及び多結晶 (粉末法) に対し、どの程度の分解能と計数速度がえられるかソ連の IBR パルス炉やデンマークの Risø 原子炉 (10 MW) における TOF法による結果との比較しながら実験した。

§ 2 実験装置

2.1 中性子源、飛行管などは前回報告とあまり変っていない。中性子源は厚さ 2mm~9mm、大きさ 30mm × 35mm 角のタングステン板を 9 枚 (合計 34mm) 重ねたものと交換した。これを

できるだけ小容積の水層により強制冷却した。この中性子準用ターゲットを50mm×58mm×38mm(内法)のステンレス製箱におさめ、さらにそれを100mmφ×120mmのステンレス製円筒の中央に置いた。この円筒には電子入射用のくぼみ窓があり、僅かな水層を通してターゲットをたたく様になっている(次の報告参照)。

この水筒には、純水を入れることもあり、10g/lの硼酸でポイズンして熱中性子の寿命を短縮した場合もある。

円筒は大地と絶縁され、電子電流を計ってモニターした。

飛行管(POF)は約9mあり、IBRのもの(16m)を除けば他にあまり例を見ない位長いものである。POFの長さはパルスの繰返し、角度の精度、熱中性子検出器の深さなどと密接に関係し、研究のねらい、試料の大きさなどに応じて最適の長さがある。しかしこの長さ(L_1)をいちいち変えることは容易ではなく、本実験においては遮蔽壁の厚さ(405cm)、クレーンの稼動域などの都合から約9mとなった。

POFパイプ内に設置された一連のスリットはほとんどすべて50mm×50mmの孔を有し、中性子ビームの拡がり角は半値巾は約7ミリラジアンである。この値は実験目的により、平行性がよすぎる場合もあり尚不足の場合もある。

r バーストを少しでも押える為、POF入口には約10mmの鉛板を置いた。POFは1/10mmHg程度に真空中に保つ為、入口出口は0.2mmのアルミ板でふさぎ、ポンプで排気した。

中性子ターゲット水槽とPOF入口の間には約30cmの空けきがあり、各種減速材の試料をおきうる余地を残してある。

2.2 計測系

中性子の計数にはすべて三菱製BF₃比例計数管ND-5884-90S又はND-5887-90Sを使用した。前者は34cm長、後者は64cm長でいずれも50mmφ、900mmHgの96%濃縮B¹⁰F₃がつめてあり、バックグラウンド計数の特に少ないものである。単結晶を用いる場合は短い計数管を4本以内使用し、各々に1系列の増幅器を附随させてパルスをND Interfaceに送る。増幅器は4系統用意した。

粉末法の場合にはあらゆるアデムス方向の反射ビームをできるだけ収量多く受ける為、合計16本のND5887-90Sを図2に示す如く8角形に配置し、8本ずつまとめて各1系統の増幅器を通してND Interfaceに入れる。これは $2\theta = 90^\circ$ 系であるが、 $2\theta = 30^\circ$ 系に対しては別にND-5884-90S 16本を同様に配置し、別の2系統の増幅器を通してND Interfaceに入れる。

ND Interfaceはまず1Mcの水晶発振器よりのパルスを処理して4 μ S, 8 μ S, 又は16

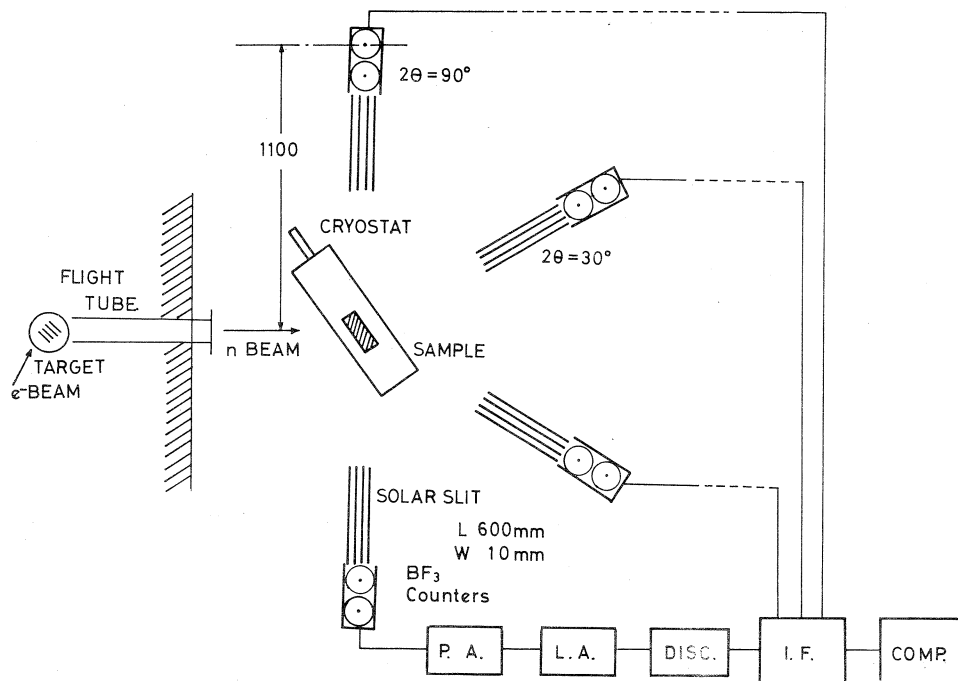


図1 中性子デバイ装置

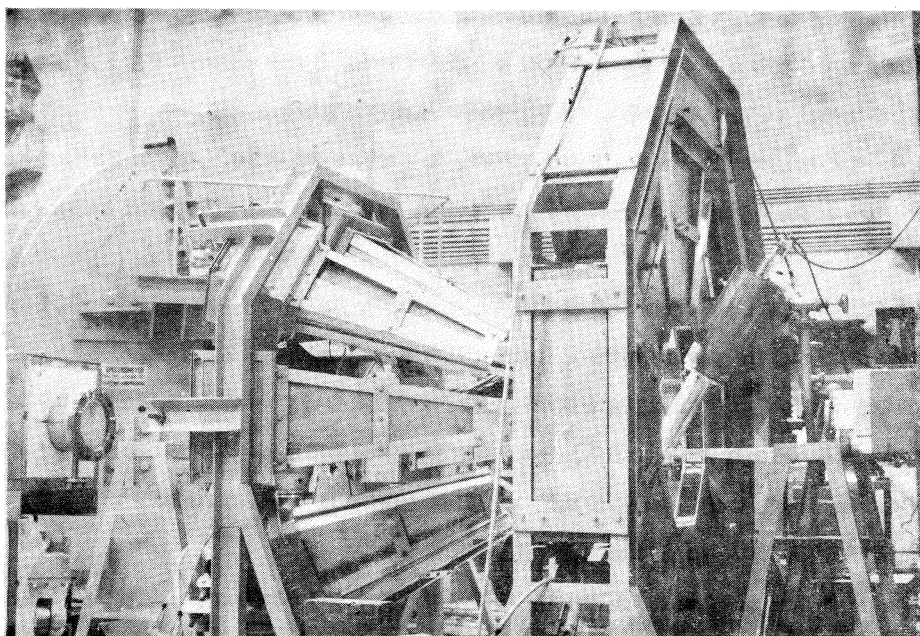


図2 中性子デバイ装置

中性子ビームは右より、傾いた円筒はクライオスタット。その先端に散乱試料をおく。
 $2\theta=90^\circ$ 及び 30° の2系はボロンパラフィン箱及ソーラスリットを具えた各8組の BF_3 管
 計数よりなる。

μs のクロックパルスを発生させる。このクロックパルスはリアックのトリガーによってスタートし、 2^{10} 計数すると停止し、次のトリガーを待つ。

4, 8, 及び $16\mu\text{sec}$ のクロックはそれぞれ 200, 100, 50PPSのリアック運転に対応するのが普通である。ただし4, 8, $16\mu\text{sec}$ のクロックに対し100, 50, 25PPSで運転し、初めの 2^{10} 個のクロックの間は増副器からのパルスをチョークし、次の 2^{10} 個のクロックの間だけに来たパルスをデータ処理装置に送る様にすることもできる。

データ処理装置には24ビットの4Kのメモリーコアが用意され、ND Interfaceからの4系統のシグナルを 4×1024 チャンネルとしてストアすることができる。もしチョーク装置を使用すれば、2回のRUNによって、2048チャンネルのタイムスペクトルを4組同時に取ることができる。

4系統の増幅器には優先順位がつけられている。最初の r 及び高速中性子によるバースト時以外はパルスのパイルアップは完全に無視できる。

2.3 中性子デバイシェーラ法

装置の図1, 図2に示す様に、粉末試料から入射中性子ビームに対しあらゆる方位角に散乱される中性子を検出するための8角形の BF_3 計数管容器群を2組具へている。

$2\theta = 90^\circ$ すなわちビームに直角な面内に8角形をなして配置される場合、散乱試料から BF_3 計数管の中心位置まで(L_2)は110cmである。この系のソーラー・スリットは間隔10mm, 長さ600mmで5枚のカドミウムメッキ鉄板よりなっている。このソーラー・スリットがきめる角度拡がりの半値巾は 16.7mrad であって入射中性子の拡がりに比較して劣る。

もう一つの組はソーラー・スリットがラップ状となっている $2\theta = 30^\circ$ (実際は 28°)のものでこのソーラー・スリットはいくらか円弧状をなしている。角度拡がりの半値巾はほぼ 14.3mrad である。

この第2組の検出器群は短い計数管を使用したため、全方位角のうち有効な範囲は21.6%にすぎない。第1組の方は長い計数管が使用できて死角が比較的少く、62%が有効である。この様に $2\theta = 90^\circ$ 及び約 30° と2種の値を採用した意図はほぼ次の様であった。まず $2\theta = 90^\circ$ 系は特別な値でいろいろの点で有利である。幾何学的に構造が簡単になるのみでなく分解能等、総合的に有利である。実験室の構造及びこの装置の大きさからPOFは全長は約10.2mとなり各クロック巾に対して分析範囲に入る最大の面間隔は次の様になる。

くりかえしをなるべく高くする方が同じ時間内で統計を上げられることはもちろんである。 3\AA より少し上にもっとも低次のピークがでる場合がかなり多い(たとえばA1の(111)が 3.3\AA)。このため少しの所で100PPS運転ができず50PPSにせざるをえないケースがしばしばおこる。

表 1

クロック巾	使用くりかえし	分析可能な 最低中性子速度	その波長	最大面間隔
4 μ sec/ch	200 pps	2.56 km/sec	1.5 \AA	1.06 \AA
8 μ sec/ch	100 pps	1.28 km/sec	3.0 \AA	2.12 \AA
16 μ sec/ch	50 pps	0.64 km/sec	6.0 \AA	4.24 \AA

これを救うにはPOFを今少し短縮するか、クロックパルスをおクターブの中間(今の場合6, 12, 24 μ sec)にも設定できるような666.7kcの発振器を用意することが望ましい。尚リニアックのくりかえしは連続的にいかなる値もとれる。

$2\theta = 30^\circ$ 系は磁気散乱によるパターンを分析するのが第1の目的であった。磁氣的構造因子は核散乱の場合と異り前方に大きく $k = \frac{4\pi \sin \theta}{\lambda}$ が2 (λ は \AA で)あたりですでに $|F_{\text{mag}}|^2$ が1/2以下になる。源よりの入射中性子はほぼMaxwell分布をしており1~2 \AA の所に強度の高い範囲がある*。しかしTOF方式での計数率は(Maxwell分布) $X\lambda^4$ に比例するので更に大きい波長まで使用することはできる。

一方、本装置の場合、表1に示す如く200 ppsで1.5 \AA 、100 ppsで3 \AA まで分析できる。

また磁気構造、超格子構造または、有機化合物の複雑な結晶など、問題になる面間隔が5~8 \AA とかなり大きい場合が多い。

この様な観点から散乱角は小さくとり、 $2\theta = 30^\circ$ を採用した。分析できる波長範囲、面間隔、くりかえしを表2に示す。

分、磁気散乱で2, 3の興味ある実例をあたってみると、次表のようになる。

この表によると、面間隔5.78 \AA までのものは $2\theta = 30^\circ$ 系を用いて3 \AA 即ち100 ppsのくりかえしで処理できることがわかる。この面間隔の反射を $2\theta = 90^\circ$ 系で分析するには25 pps程度にまでくりかえしを落す必要があり、時間分析能力のみが不必要なまでに精度が上る一方、計率度が低下することとなり、有利とは言えない。

表2 $2\theta = 30^\circ$ 系の測定範囲

くりかえし	波長範囲	最大面間隔
50 pps	6 \AA まで	11.5 \AA まで
100 pps	3 \AA "	5.8 \AA "
200 pps	1.5 \AA まで	2.8 \AA "

* §2.5 及図3参照。

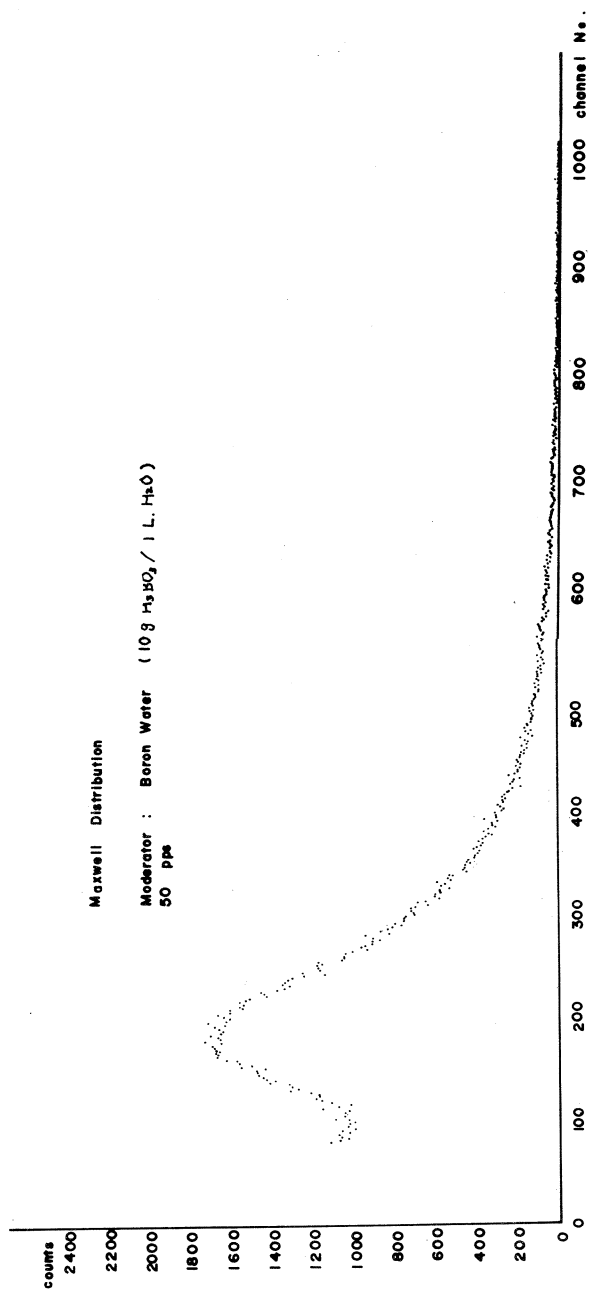


図3 入射中性子のスペクトル近似的Maxwell分布

表 3

試料	興味ある反射のインデックス(もっとも若いもの)	その面間隔	中性子波長	
			$2\theta = 30^\circ$	$2\theta = 90^\circ$
MnP(100°K)	200	3Å	1.43Å	4.2Å
MnO(4.2°K)	111	5.2	2.7	7.3
CrF ₃ (4.2°K)	111	4.5	2.34	6.25
CaF ₂ O ₄ (100°K)	200, 120	4.8	2.5	6.75
?		5.78	3.0	

2.4 分解能

$2\theta = 30^\circ$ 系における一つの欠点は分解能である。角度の拡がりによる分解能($\Delta\lambda/\lambda$) θ は

$$(\Delta\lambda/\lambda)\theta = \cot\theta\Delta\theta$$

であたえられ、 30° 系は 90° 系に比較して、同じソーラースリットを用いた場合、約1/3に分解能が低下する。本装置の 30° 系は主にソーラースリットの工作精度が原因で十分な分解能がえられていない(CaFe₂O₄, 30° 系の例, 図4参照)。

分解能に寄与するいろいろの要素を以下に列記しその数値をかかげておく。

(A) $\Delta L/L$ (POFのゆらぎ)

モデレーター表面から、どの深さの場所を原点ととるか及びそのゆらぎ、これは一応無視する。BF₃計数管が8角形に配置してあるための円形配置との差の半値巾(1.6cm)、(ただし平均距離 L_2 は111.6cmである)、BF₃計数管の厚さによる中性子捕捉点までの深さ(L_D)及びそのゆらぎ(ΔL_D)などを表4にかかげる。BF₃計数管は直径50mmでこれらを2本づつ重ね、40mmのスリットを通して横から中性子が入射するので L_D 及び ΔL_D はそれぞれ中性子エネルギー(E_n)の函数として変化する。散乱試料が有限の大きさをもつためのゆらぎは λ には無関係とし、 $2\theta=90^\circ$ 系で半値巾4cmと仮定した。

(B) $\Delta t/t$ (時間分析のゆらぎ)

モデレーターによる熱化の為、速中性子バーストの発生から E_n なる熱中性子バーストの放出されるまでの時間遅れ、その巾はかなり大きな量に達する。ことに硼素でPoisonしない大きな水体系では容易に数100 μ secに達する。できるだけ巾のせまい熱中性子バーストを高い強度で得るためにはモデレーター体系の研究が必要であるが、水及びPoisonした水の小さな体系の場合には次の報告*に述べる如く、いくらか実験を行って決めた。

* T-O-F法による炉物理実験(次の報告)。

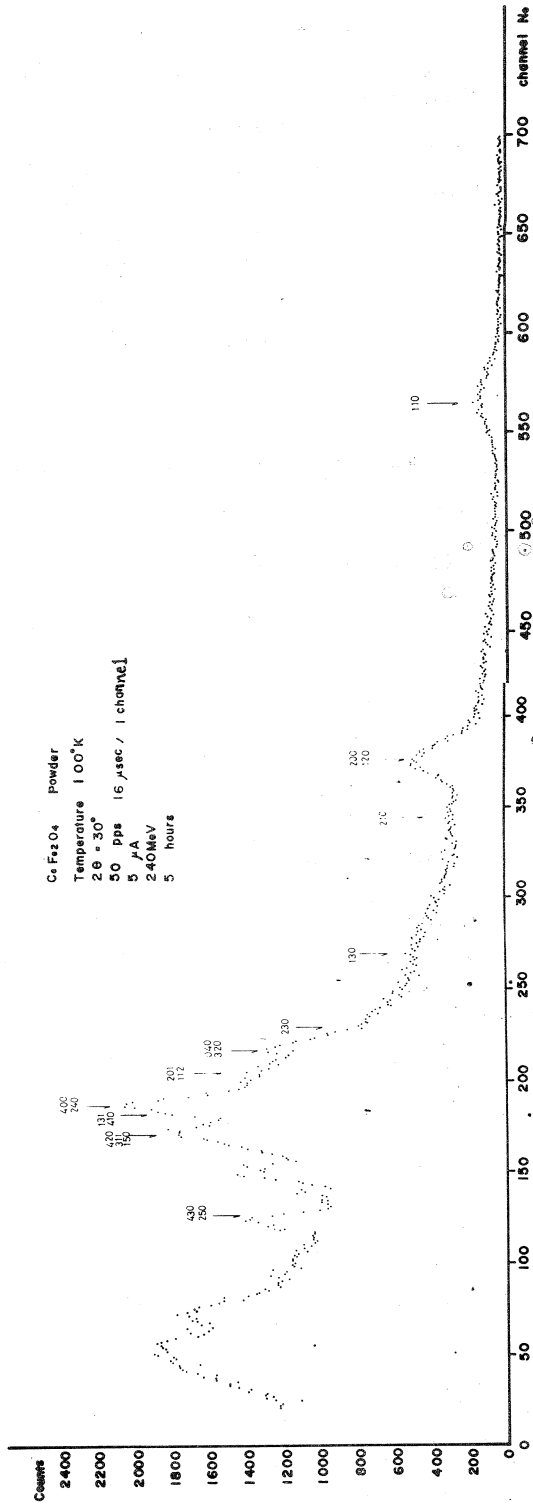


図4 CaFe₂O₄(粉末)の30°系パターン

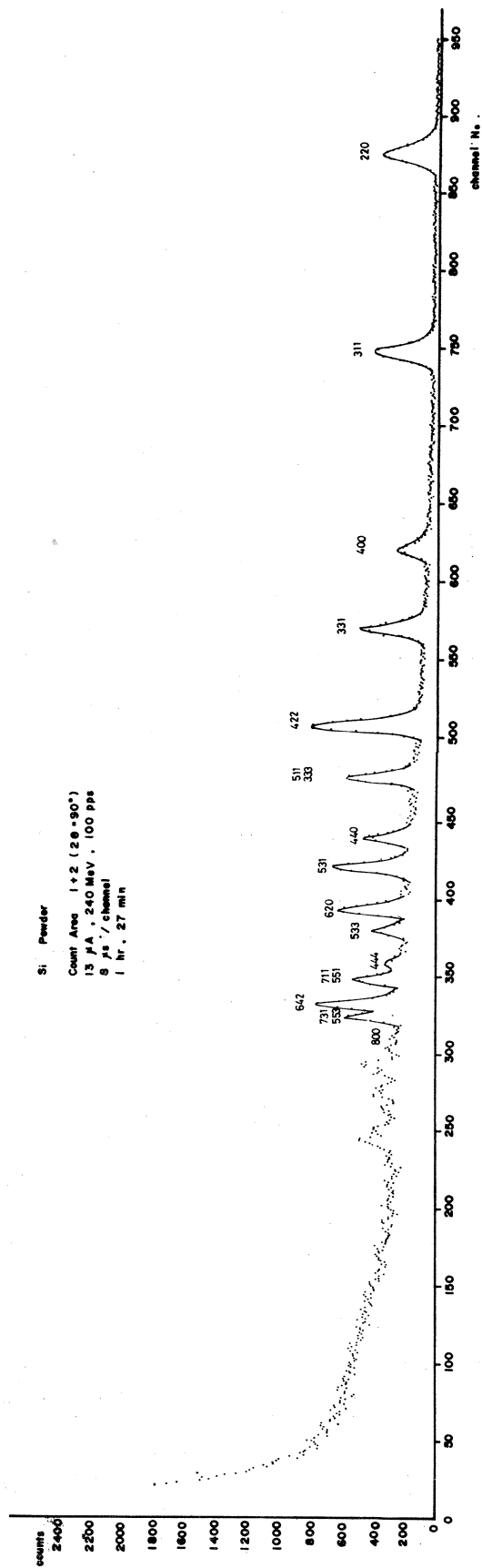


図5 Si (粉末) の常温でのパターン

測定時間約1.5時間。111ピークは更に右の方にあるがカットした。

回折パターンは図6のように現われるがこの形は、中性子の熱化過程だけでなく、結晶のモザイク、入射及び反射ビームの拡がり等にも依存する。アルミニウム単結晶を用いて、中性子の熱化過程を分析した次の報告から、結晶のモザイク、ビームの拡がり等の影響を除去した、純粹に中性子ピークの立ち上り、立ち下がり(減衰時定数)、半値巾を中性子エネルギー E_n の函数として表4に示すごとく取り決めた。これは実測値ではなく、モデレーターが純水の場合及び、30g/lの硼酸でPoisonされた場合のデータ、レンセラー大学のデータなどから推定したものである。デバ

表4 熱中性子回折ピークの立ち上り、立ち下り及び半値巾の見積り

中性子エネルギー meV	波長	検出点 の深さ L_D	そのゆらぎ ΔL_D (半値巾)	ピークの立ち 上り(Rise time)	立ち上り (Decay time)	半値巾
80meV	1Å	3.9cm	3.9cm	~10μsec	30μsec	~35μsec
45meV	1.35Å	3.8cm	3.8cm	~15μsec	"	~37μsec
20meV	2.0Å	3.6cm	3.6cm	~20μsec	"	~40μsec
5meV	4.0Å	2.9cm	2.9cm		"	~50μsec

イシューラの実験に使用したモデレーターは10cmφ×12cmHの円筒に10g/lの硼酸でPoisonした水を満たしたものを使用した。この場合の時定数は今後もっと実測し、更によい条件を探す必要がある。

チャンネル巾は当然 Δt に加えられる。しかし重要なピークが非常に若いチャンネル番号に来ない限りこの為のゆらぎは少ない。リアクトリガーとクロックスタートとのジター時間は無視できる。

(c) $\Delta\theta$ (角度のゆらぎ)

$$\Delta\lambda/\lambda = \cot\theta\Delta\theta$$

であたえられ、 30° 系は $\cot\theta$ が大きくなるため分解能が低下する。これを総合した分解能を表5に示した。粉末法以外の場合の分解能については特にふれないことにする。図6に波長の函数として分解能を図示した。この図によると、1Å以下の短波長中性子に対しては分解能が再び良くなる。これは源からの中性子パルス巾が短波長中性子で小さくなるのが主な原因である。チ

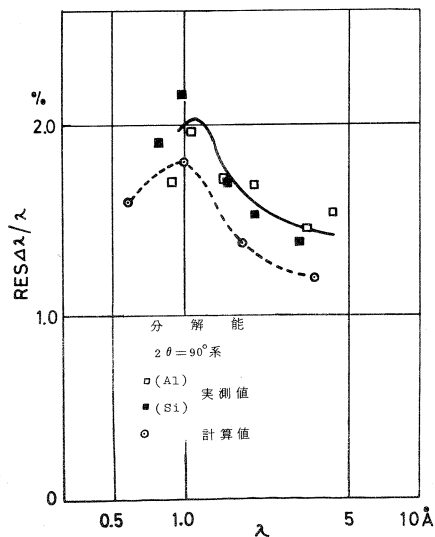


図6

表5 分解能計算値

項目 \ 波長	0.6Å, 0.23eV	1.0Å, 0.08eV	1.8Å, 0.025eV	3.6Å, 0.0064eV
τ_{FWHM}	18 μ s	35 μ s	39 μ s	(50 μ s)
t	1500 μ s	2500 μ s	4500 μ s	9000 μ s
τ/t	12.0 $\times 10^{-3}$	14 $\times 10^{-3}$	8.7 $\times 10^{-3}$	5.6 $\times 10^{-3}$
$(\tau/t)^2$	144 $\times 10^{-6}$	196 $\times 10^{-6}$	76 $\times 10^{-6}$	31 $\times 10^{-6}$
ΔL_D (BF ₃ 計数管, 中性子捕捉点)	3.94 cm	3.90 cm	3.70 cm	3.0 cm
ΔL_S (試料の大きさ)	4.0 cm	4.0 cm	4.0 cm	4.0 cm
ΔL_P (BF ₃ 計数管位置)	1.6 cm	1.6 cm	1.6 cm	1.6 cm
$(\Delta L/L)^2$	33 $\times 10^{-6}$	32 $\times 10^{-6}$	31 $\times 10^{-6}$	26 $\times 10^{-6}$
$(\Delta\theta \cot\theta)^2$ 90°系	81 $\times 10^{-6}$	81 $\times 10^{-6}$	81 $\times 10^{-6}$	81 $\times 10^{-6}$
$(\Delta\theta \cot\theta)^2$ 30°系	575 $\times 10^{-6}$	575 $\times 10^{-6}$	575 $\times 10^{-6}$	575 $\times 10^{-6}$
$\sqrt{(\tau/t)^2 + (\Delta L/L)^2 + (\Delta\theta \cot\theta)^2}$ (90°系)	1.6 $\times 10^{-2}$	1.76 $\times 10^{-2}$	1.37 $\times 10^{-2}$	1.18 $\times 10^{-2}$
$\sqrt{(\tau/t)^2 + (\Delta L/L)^2 + (\Delta\theta \cot\theta)^2}$ (30°系)	2.7 $\times 10^{-2}$	2.6 $\times 10^{-2}$	2.6 $\times 10^{-2}$	2.5 $\times 10^{-2}$

ヨーロッパを用いてはこのようなことが起らず、短波長に対して分解能は低下する一方である。この点ヨーロッパを用いない本法の利点である。

2.5 規格化

TOF法では入射中性子スペクトルで規格化する必要がある。入射中性子はほぼ Maxwell 分布をしているが、モデレータの構造や途中の吸収物質により変わるので実測を必要とする。検出器に使用したと同じ BF₃ 計数管を用い、スリット巾、BF₃ ガスの厚さを同じにして、直接中性子ビームにさらした。ビーム強度を 1/100 程度に押えたが、バーストの初めの相当時間はパイルアップの為、デッドタイムとなった。結果の 1 例を図 3 に示した。この函数形を $i(\lambda)$ とかき、 $i(\lambda)$ の正確な形を知ることが重要であり、特に、それがスリット巾などでどの程度影響をうけるか知る必要がある。スリット巾として 4.0 cm の場合（この巾でデバイパターンを測定した）、及び 3.5 cm の場合を試みた。これらはカドミウム板で作り、計数管は散乱中性子を計測したものと別と同じ規格品を使用したのであった。§3 で見られる計算と実測の不一致の原因を解明するため、更に散乱中性子を計測した場合と全く同じソーラスリット及び同じ計数管を用いて $i(\lambda)$ を測定したが、同様な形のものが得られた。

T-O-F 方式においては強度を規格化するべき函数は $i(\lambda)\lambda^4$ であたえられることになっているが、§3 の測定結果において見られるように、規格化函数として $i(\lambda)\lambda^4$ をとることはいくら

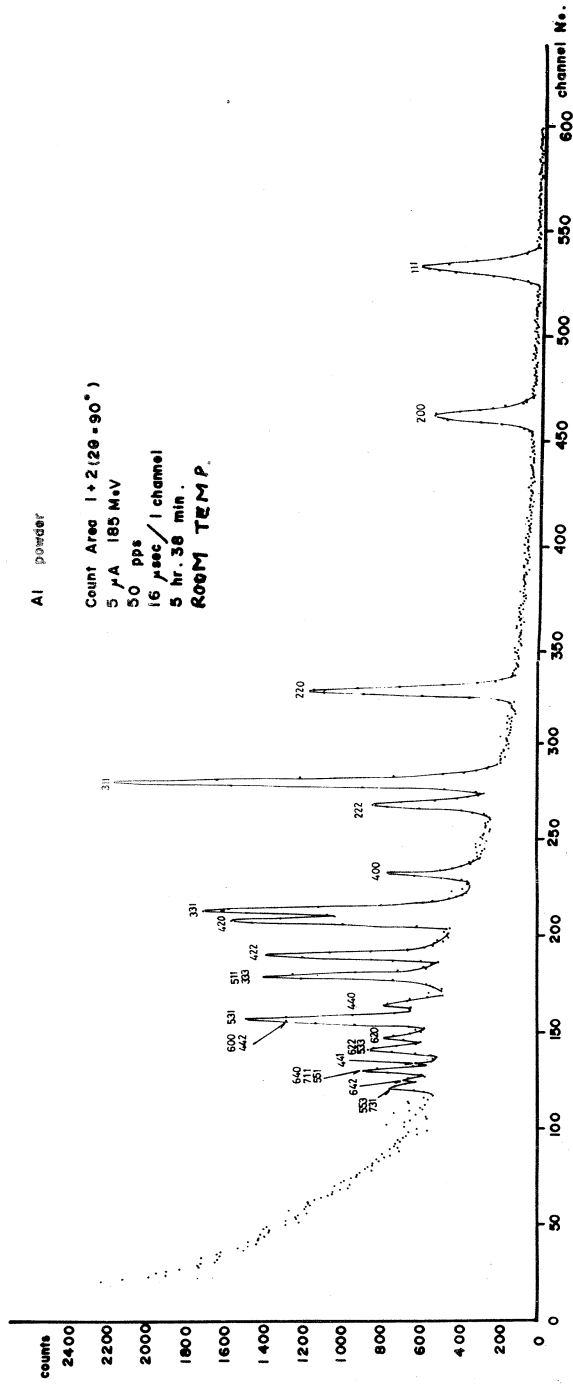


図 7 a 室温 Al 粉末パターン

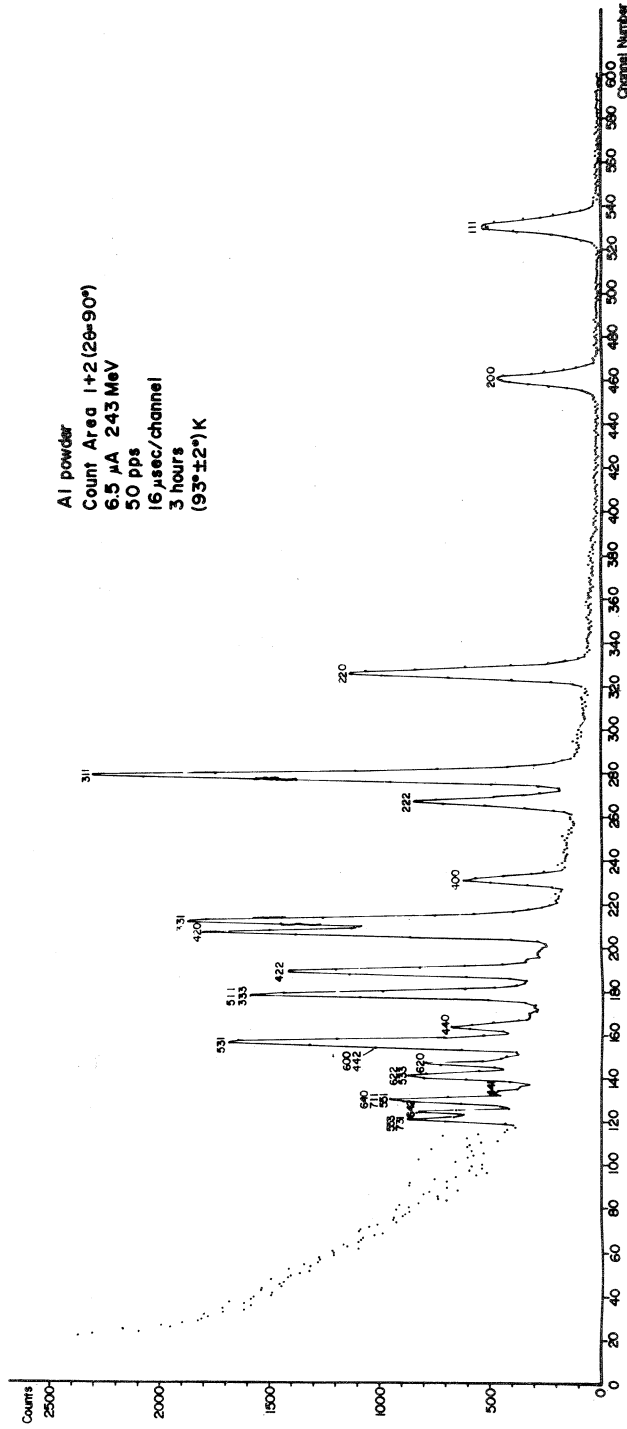


図 7b 冷却 Al 粉末パターン

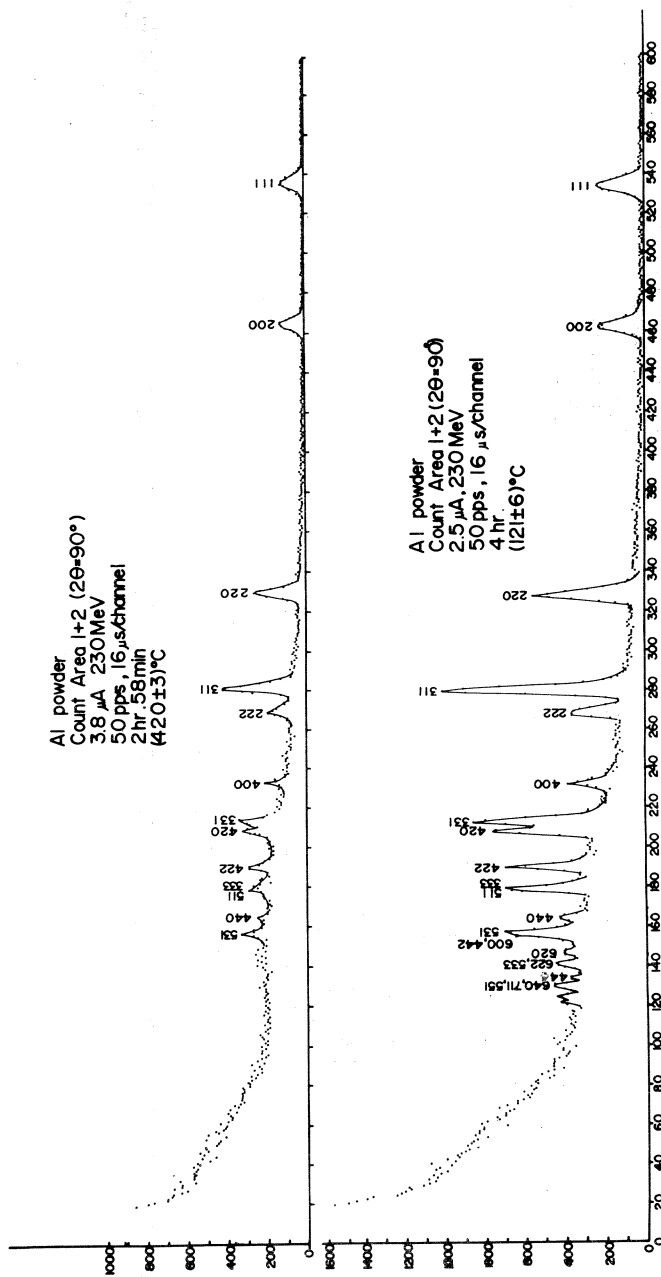


図 7c 加熱 Al 粉末パターン

か不相当と思われる。

§ 3 測定結果

3.1 標準的粉末試料

回折線の強度比が程度までの信頼度で測定できるかを明らかにする目的で Si, Al, Ni, ZnO などの測定を行った。これらは Risö 原子炉 (チョッパー使用) 及び IBR で測定されているので、データ集積速度の比較をも同時に行った。

結果は図 7, a, b に示すごとく極めてきれいなパターンが得られた。全体のパターンは IBR のものとよく一致しており分解能も同程度である (図 8 参照)。データ集積速度は IBR に比較してほぼ同程度である。Risö 原子炉においてはチョッパーを使用しているため、チョッパー回転速度を 2 種～3 種かえてデータを取らないとカットオフのため、全スペクトル領域をサーベイすることが

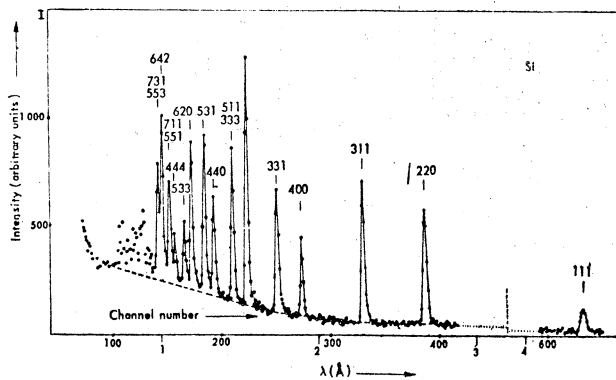


図 8 IBR パルス炉による Si 粉末パターン

できない (図 9 参照)。ただし一つの回転速度 (6000 rpm) でスペクトルの主要部分をカバーできる。6000 rpm の回転速度で 24 時間データを取っているが我々の装置では全スペクトルにわたり、同程度の計数を約 3 時間でとることができるのでほぼ 8 倍のデータ集積速度があると云へる。ただし用いた計数管の数 (散乱中性子を受ける総面積) は我々の方が 4 倍程多いらしい。散乱試料の量は同程度である。Al の粉末の場合には IBR, Risö, Tohoku 共にスペクトルの中央部の込んでいる所で、バックグラウンドの盛り上がりが見られる。Al のデバイ温度は常温よりやや高く、398°K であるので、その影響と見られる。Al を液窒で冷却した場合及び高温にして取ったパターンを図 7b, c に示した。低温では Si と同様にバックグラウンドの低いパターンが得られ高次のピークが上がっている事からデバイ・ワラー項のきいていることを示す。

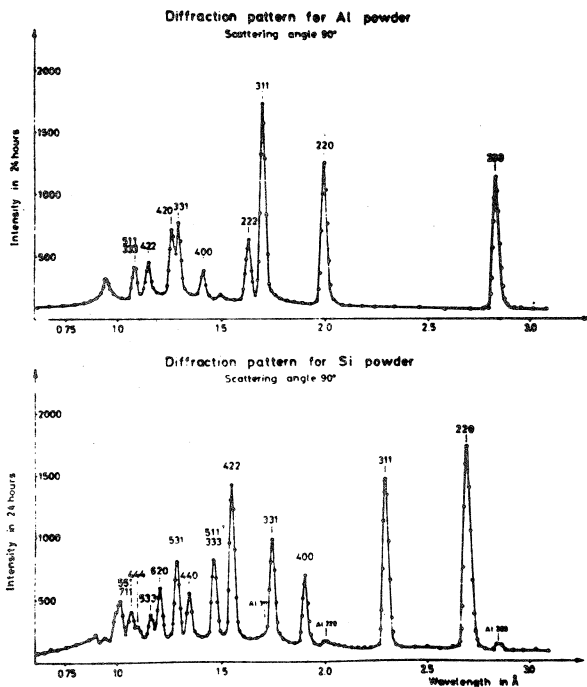


図9 Risö原子炉及チョップを使用したAl, Siの粉末パターン
(6000RPMで24時間)

デバイワラー項の補正及び Multiplicity の考慮を行い, 入射中性子線スペクトル $i(\lambda)$ に λ^4 をかけたもので規格化して回折線の相対強度を理論値と比較すると, 表6の様になる。

Reliability R を Risö と同様

$$R = \frac{\sum_j |j| |F_{\text{obs}}|^2 - j |F_{hkl}|_{\text{cal}}^2}{\sum_j |F_{\text{obs}}|^2}$$

で定義しその値を求めた。

尚, この場合, hkl の Bragg 反射の積分強度は通常の λ 固定法と異り

$$E_{hkl} = I_g i(\lambda_{hkl}) \lambda_{hkl}^4 \frac{\rho'}{p} \frac{j |F_{hkl}|^2}{V^2 \sin^3 \theta} e^{-2W}$$

であらわされる。ここで

I_g = 装置の幾可学的な形による量 V = 単位胞の体積

j = 多重度

F_{hkl} = 構造因子

e^{-2W} = Debye-Waller factor

TOF法では θ 一定であるから構造因子の相対の大きさは

$$j|F_{hkl}|^2 \propto \frac{E_{hkl}^{\text{obs}}}{i(\lambda)\lambda^4 e^{-2W}}$$

として求めることができる。Alについては111から511+333まで、Siについては111から533までのピークについて R を求めた。

表6 構造因子の実測値及計算値

Al(室温)

hkl	$\lambda(\text{\AA})$	積分強度	e^{-2W} (室温)	$i(\lambda)$	jF_{obs}^2	jF_{cal}^2
111	3.306	3486	0.924	156.8	0.909	1.0
200	2.863	2860	0.902	312.4	0.682	0.75
220	2.024	4786	0.811	111.3	1.425	1.5
311	1.726	8110	0.750	187.5	2.930	3.0
222	1.653	2460	0.731	203.4	1.00	1.0
400	1.431	1392	0.659	244.1	0.777	0.75
311	1.313	4775	0.608	341.3	3.490	3.0
420	1.280	3637	0.593	356.2	2.890	3.0
422	1.168	2936	0.534	383.8	3.460	3.0
511) 333)	1.102	3053	0.494	395.3	4.780	

$$R_{111\sim 333} = 9.71\% (hkl\ 111\sim 511)$$

Si(室温)

hkl	$\lambda(\text{\AA})$	積分強度	e^{-2W} (室温)	$i(\lambda)$	jF_{obs}^2	jF_{cal}^2
111	4.4336	2252	0.984	50.4	0.357	0.333
220	2.7145	6463	0.959	388.4	1.00	1.0
311	2.3153	6423	0.944	768.2	0.936	1.0
400	1.9198	2692	0.919	131.7	0.514	0.5
331	1.7617	5250	0.905	117.0	1.032	1.0
422	1.5675	8717	0.881	237.8	2.090	2.0
511) 333)	1.4778	4929	0.867	275.2	1.314	1.333
440	1.3574	3137	0.845	324.8	1.021	1.00
531	1.2980	5875	0.831	352.5	2.143	2.00
620	1.2141	4646	0.810	384.1	2.084	2.00
533	1.1710	1920	0.797	385.4	1.034	1.00

$$R_{111\sim 533} = 3.88\% (111\sim 533)$$

Al (液窒)

hkl	積分強度	$e^{-2W}(T=90^\circ\text{K})$	$i(\lambda)$	jF_{obs}^2	jF_{cal}^2
111	4343	0.968	166.4	0.913	1.0
200	3350	0.957	315	0.669	0.75
220	6187	0.917	1123	1.447	1.5
311	10852	0.888	1904	2.923	3.0
222	3420	0.878	2111	1.00	1.0
400	1862	0.841	3053	0.698	0.75
331	7696	0.814	3525	3.64	3.0
420	5709	0.806	3563	2.99	3.0
422	4854	0.772	3879	3.26	3.0
511)	1285	0.747	3953	4.51	4.0
333)					

$$R_{111\sim 333} = 8.0\% (111\sim 511)$$

ZnO (室温)

hkl	λ	I_{obs}	e^{-2W}	$i(\lambda)$	jF_{obs}^2	jF_{cal}^2
100	3.9781	220.3	0.979	38	1.414	1.442
002	3.6817	161.7	0.975	54	1.000	1.000
101	3.5007	188.2	0.973	70	1.100	1.182
102	2.7024	244.6	0.955	212	1.355	1.436
110	2.2973	955.2	0.938	395	5.539	5.296
103	2.0890	1047.8	0.924	545	6.535	6.401
004	1.8408	~0			~0	0.003
202	1.7503	207.0	0.895	964	1.526	1.263
104	1.6707	~0			~0	0.005
203	1.5455	693.2	0.867	1330	6.301	5.627
210	1.5038	276.0	0.860	1432	2.621	2.230
211	1.4734	175.0	0.855	1490	1.741	1.828

$$R = 6.8\% (100\sim 211)$$

一般に短波長側で実測値が多少大きく算出される傾向がある。原因として $i(\lambda)$ の測定誤差、回折パターンからの Background の差引などが考えられる。

ZnO については Risö の原子炉において 0 の位置パラメーターの決定が精度よく行われた。我々のデータも Risö のものと比較して優るとも決して劣らないので同様に構造決定ができるはずである。しかし、これには相当な計算を必要とするので、未だ行っていない。

因みにRisöにおいてはZnOのOの位置パラメーターの値として次の様なものをえた。

$$\begin{aligned} \text{ZnO hexagonal Zn}(0, 0, 0) \text{ 及 } \left(\frac{1}{3}, \frac{1}{3}, \frac{1}{3}\right) \\ \text{O}(0, 0, u) \text{ 及 } \left(\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, \frac{1}{2} + u\right) \\ u = 0.379 \pm 0.003 \\ \text{従来}の\text{値} \quad 0.360 < u < 0.390 \quad (\text{Wyckoff}) \\ u = 0.374 \quad (\text{IBR, 1964}) \end{aligned}$$

この種の構造決定はTOF法の特徴を生かしたものと見えよう。

温度による相対強度の変化からデバイ温度が決定できることはAlの例でも想像される。渡辺(伝)研ではTiOのデバイ温度を測定する予定であったが試料が間に合わず、実測できなかった。Alについては目下計算中である。

3.2 磁気散乱線の解析

渡辺(浩)研の CaFe_2O_4 (約25cc)はKURやJRR-3(TOG)でパターンをとったことのある試料であるので、その低温でのパターンをとった。図4に示す様に、 $2\theta = 30^\circ$ 系ではあまり分解能がよくないが一応問題にしている(210), (120)(120), (110)あたりのパターンは得られた。バックグラウンドが多いが、これが非干渉性散乱による本質的なものか、迷走中性子が未だ決定できない。30°系の分解能を上げ、100cc程度の試料を用意して再測定の必要がある。 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ はこの方面に有名な物質であり、そのパターンも取ったが、かんたんに解析できるようなものではない。

平原研で用意したMnP(約30cc)については図10に示す。同様な理由からあまり満足できない。磁気散乱線の分析は従来特定の線だけに着目した測定が行われたが、これをそのままTOF法に使用することは有利ではない。今後更に研究を行う必要がある。

3.3 単結晶の測定

デバイチューラー装置を使用せず1個ないし4個のBF₃計算を単結晶の周囲に配置し、特定の反射をねらって計数するやり方で、Cu単結晶における消衰効果の測定とMnFeの磁気散乱線を確認する測定を行った。

3.3.1 Cu単結晶

図11はCu単結晶(110)円板(厚さ2mm, 直径20mm)を図の右上に示すように計数管を配置して測定した回折像である。この配列では、1の計数管には(1, 0, 0)反射が、2の計数管には(1, 1, 0)反射が測定されるが、この図はその両者を重ねてかいたものである。この結晶の他に厚さ5mm, 直径20mmの別のCu単結晶(110)円板を後方に置き、3及び4の計数管で同

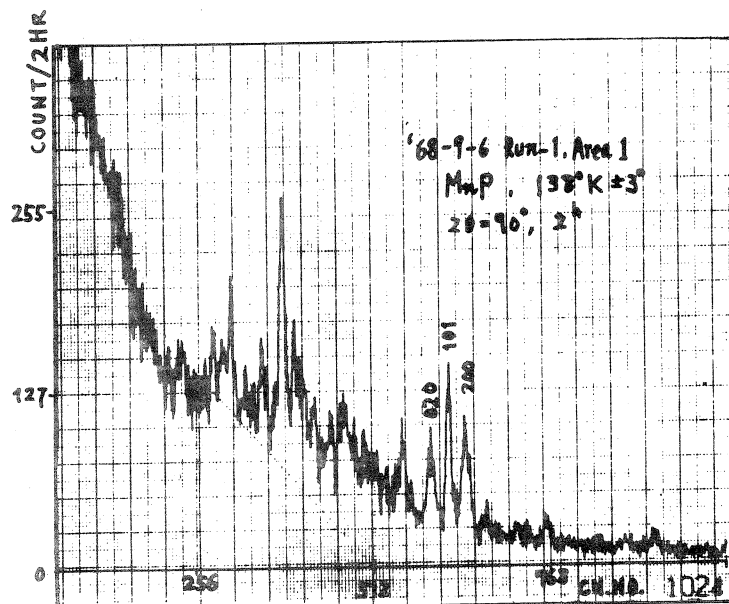


図10 冷却MnP粉末パターン

時測定を試したが、結晶の設定が正しくなかったため期待するデータが得られなかった。2mm 単結晶の各反射に対する積分強度化は表7に示した。

この表からわかるように積分強度は理論値からかなり大きく系統的にずれている。このようなずれの1つの原因は、消衰効果であると考えられるのであり、厚さの異なる結晶で測定を行い、その補

表7 Cu単結晶の反射強度

hkl	λ (Å)	積分強度	理論値 ($\alpha \lambda^4 i(\lambda) e^{-2W}$)
200	2.554	53.2	118.1
220	1.806	100.0	100.0
400	1.277	93.8	52.7
440	0.904	28.5	10.4
600	0.851	20.2	6.98
800	0.639	3.1	1.23
660	0.610	3.5	0.97

正法を確立する必要がある、現在その研究を計画している。

3.3.2 Fe₇₀Mn₃₀単結晶

常温で反強磁性体であるFe₇₀Mn₃₀単結晶を〔111〕を回転軸にして立て3つの反強磁性磁区を

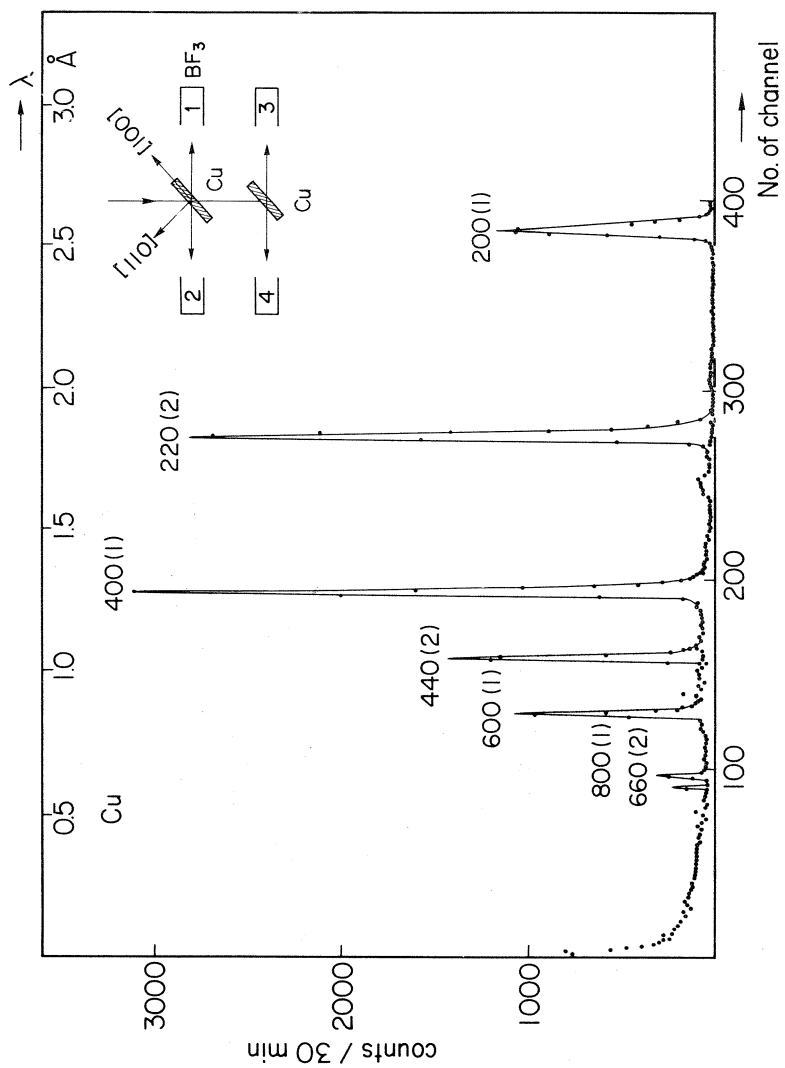


図11 Cu単結晶のパターン

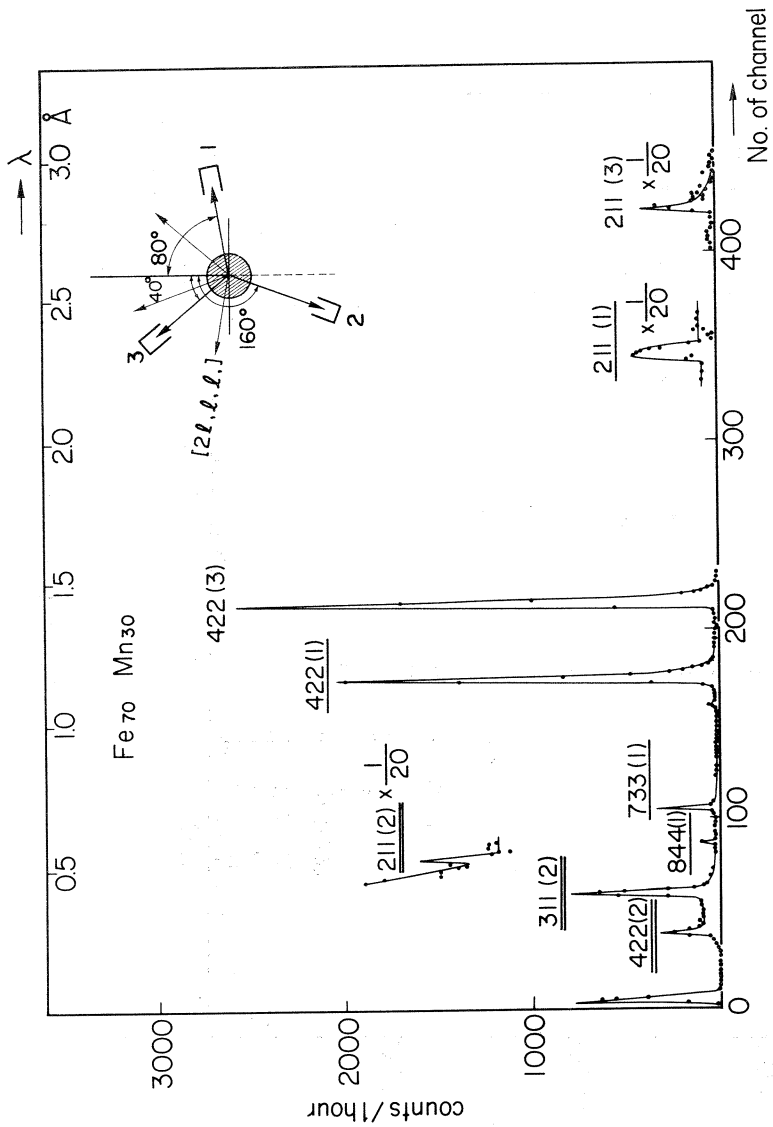


図 12 $MnFe$ 単結晶パターン

同時に測定してその分布をしらべる目的で図12右上に示した配置で3個の計数管を用いて測定を行った。最初<110>反射をとるつもりであったが結晶のsettingをあやまり<211>反射を観測した。3個の計数管で測定された結果を1つのグラフにかいたものが図12である。この図から核散乱線422に対し弱い磁気散乱線211が観測されている。3つの磁区に対する観測積分強度はほぼ同等で磁区は均一に分布していると考えてよいであろう。

この種の測定には本格的なゴニオメーターが必要であることを痛感したので今後更にそれを検討したい。

§ 4 論 議

TOF法による中性子回折は結晶法と比較してその特徴と欠点がますますはっきりして来た。粉末によるパターンを全部使って構造決定する様な場合には有利であるが、何か特定の一つのピークだけを特に測定したいような場合はあまり有利とは云えない。

定常炉にチョッパーを使ったTOFより本装置の方が有利であるのは単に測定時間だけの問題でなく、高価な機械装置をなしにすませる点にある。しかもチョッパーは多かれ少かれバンドパスフィルターであるので全波長領域を一度の測定でサーベイできない。

チョッパーをつかったTOF方式でのRisö原子炉、パルス炉IBRとの比較については、一応 Figure of Merit (FOM) すなわち

$$FOM = \Phi / \tau^2$$

Φ = 中性子源 (モデレータ表面) でのフラックス

τ = そのパルス時間巾

で言い表わすとごく大ざっぱに言って

$$\text{東北ライナック : IBR (1kW) : Risö} = 1 : 2 : 0.2$$

くらいの割合ではないかと思われる。Risöのチョッパーがどういう構造と性能をもっているか、また原子炉の中性子ビームをどの程度有効につかっているか明らかでないので上の比較はあまり信頼できない。

使用した試料の量は東北でもRisöでも大体100cc程度である。これは従来の実例に比較してかなり多いと思われる。粉末ならそれ程でないにしても、単結晶ではこのように大きな試料は得がたい (単結晶の場合はそれ程大きな試料は必要ないが)。

東北リニアックによる中性子源は決して強いものではない。それにもかかわらず相当よいFOMを示すのは中性子を有効に利用しているにすぎない。図1においてPOFは中性子発生ターゲットを見る線上にあり、速い中性子やガンマ線もPOFに入射している。これは原子炉からの熱中性子ビ

ームにおける混入よりはるかに多いものと思われる。しかし、TOF法のおかげで、回析線の計測には全然入ってこない。

第2にモデレーターが比較的小さく、熱中性子のパルス巾を大きくせず、フラックスの低下を来たさないようにしたことである。中性子増倍系を附加した場合、増倍率に比例してFOMが上ると考えるといささか危険であろう。最後にリアックを運転して下さった方々に深く感謝する。また、データ処理については窪田健雄氏に夜おそくまで協力していただき、恐縮に耐えない。

II-2 TOF・中性子回折法による炉物理実験

核理研・工学部*・金研**・理学部***

木村一治・菅原真澄・小山田正幸

窪田健雄・渡辺昇*・武田征一*

早坂秀雄*・富吉昇一**・山田幸男***

鈴木隆司***

§ 1 序 論

各種の基本的な減速材の熱化中性子スペクトルを知ることは、これら減速材物質の熱中性子に対する散乱モデルの妥当性を議論する上で極めて重要である。

時間依存熱化スペクトルの測定は、従来、リニアックパルス中性子源とTOFチョップスペクトロメータとを用いてなされて来た。

一年前、木村はTOF中性子回折法におけるDiffraction peakのdecayが指数関数的に減衰していることより、これが減速材中のその中性子エネルギーにおける中性子束の時間的減衰を表していることを指摘し、TOF中性子回折法により時間依存熱化スペクトルが得られることの可能性を示した。

本研究は東北大電子リニアックをパルス中性子源として、TOF中性子回折法による時間依存熱化スペクトルの測定が実用的に可能か否かを実験的に検討するとともに、方法論の確立をめざしている。

本実験では特に軽水および酸化ベリリウム体系の時間依存熱化スペクトルを測定した。

§ 2 実験方法

2.1 中性子源

Ⅲ系に水冷の厚いタングステンターゲットを置き、リニアックをビームエネルギー240~250MeV、ピークビーム電流約75mA、パルス巾2.0~2.5 μ sec、くり返し周波数50~100ppsで運転した。

2.2 減速材体系

i) 酸化ベリリウム体系

体系の大きさは20×20×20cm³で、1mmtのAl板および0.5mmtのCd板で覆われている。

体系からの中性子ビーム引出孔は $5 \times 5 \text{ cm}^2$ の断面で深さ 10 cm 、体系中心のスペクトルを見るようにしている。

ii) 軽水体系

体系の大きさは $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$ 、 $25 \times 25 \times 7 \text{ cm}^3$ 、 $20 \times 20 \times 2 \text{ cm}^3$ 、Cd板で覆われたAlタンクに入っている。ビーム引出孔は前二者の場合 $5 \text{ cm} \phi \times 10 \text{ cm}$ および $5 \text{ cm} \phi \times 3.5 \text{ cm}$ であった。

2.3 Flight path

第1図に示す通り。

中性子の全飛行距離は 9.45 m 、減速材の単結晶を見こむ角 $18'$ 、単結晶検出器間の角度の広がりは 2° である。

2.4 単結晶

TOF中性子回折法においては、一つの反射面に対して高次のピークまで同時に得られることが特徴である。スペクトル測

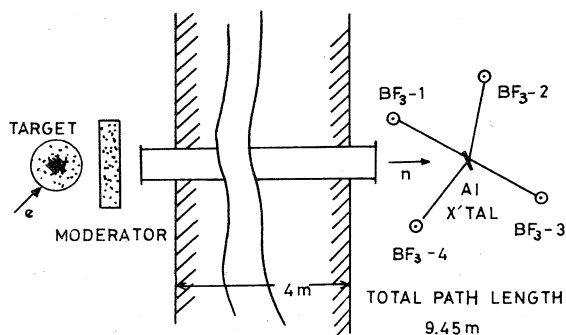


図 1

定のためには出来るだけ多くのエネルギー点についての情報を得ることが望ましいので、同時に可能な限り多くの面からの反射をとらえるように単結晶をセットしている。

本実験に用いる単結晶としては次の条件を具えていることが望ましい。

i) 中性子強度の観点より単結晶の大きさは出来るだけ大きく、中性子ビームの断面 ($5 \times 5 \text{ cm}^2$) を覆うくらいであること。

ii) なるべく一個の結晶で広範囲のエネルギー領域が包含できること。

iii) Bragg angle θ が $2\theta > 90^\circ$ を満す面を同時に多数使用できること。

iv) モザイクの広がり大きさが適当であること。

以上の諸点を考慮し、さらに入手が容易であったため、今回は、 $5 \times 3 \times 0.5 \text{ cm}$ のAl単結晶を使用した。実際に用いた反射面とピークの波長の分布との関係を第2図に示す。

2.5 検出器系

中性子検出器は三菱製 BF_3 比例計数管 ND-8554-90S で、直径 $50 \text{ mm} \phi$ 、有効長 240 mm 、 BF_3 ガス圧 900 mmHg 、 B^{10} 濃縮度 96% である。前述の如く多くの Bragg angle について同時に情報を得るため、4系統独立な角に検出器を配置した。一系統は飛行時間のゆらぎに対する考

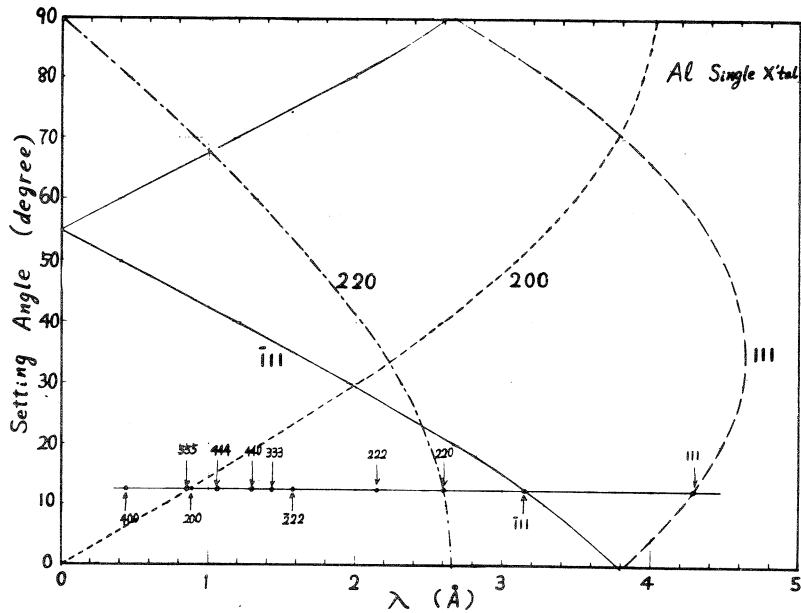


図 2

慮から一本の BF_3 カウンタで構成し、カウンタ軸はビームに対して垂直に置かれた。各系それぞれ電圧入力型前置増巾器、主増巾器、ディスクリミネータを経由した後、1024チャンネル×4タイムアナライザに伝送される。タイムアナライザはインターフェイス回路を経てTOSBAC-3400型デジタル計算機をオンラインで用いている。

§ 3 測定結果

3.1 BeO ($20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$) 体系

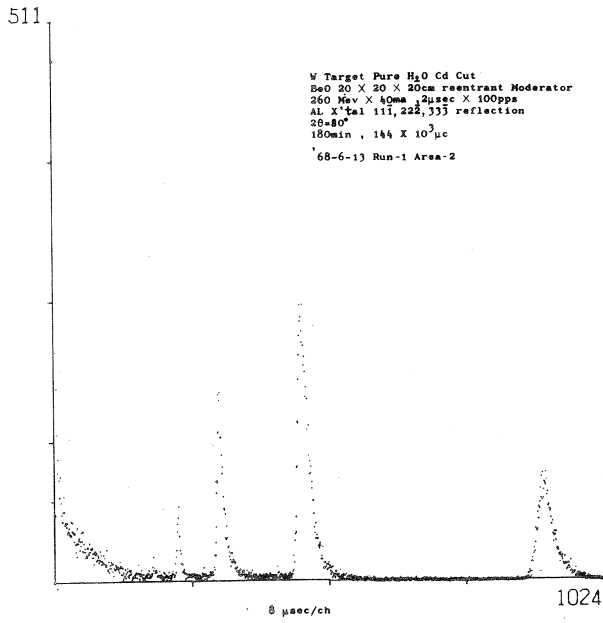
TOFスペクトルの測定結果の一例を第3図、第4図に示す。第4図では100pps運転のため111ピーク (4.36 \AA) は折返し位置に現れている。

真のエネルギー依存時間分布を得るため次の補正を行った。

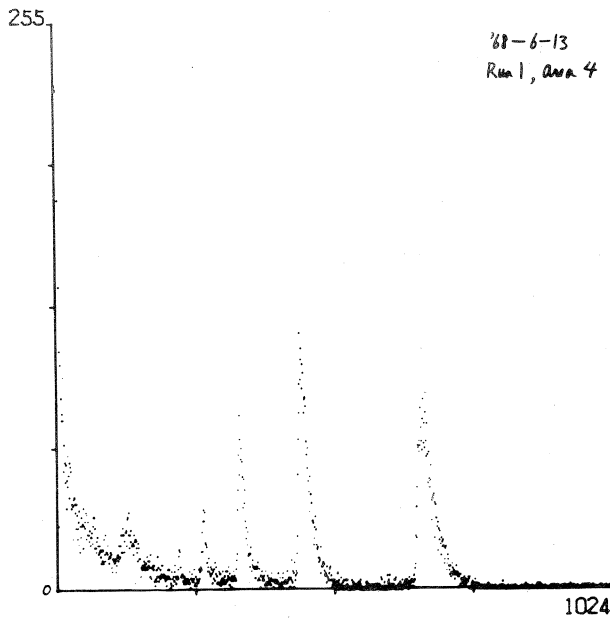
- i) バックグラウンド補正
- ii) 隣接するピークの重なり補正
- iii) TOFスペクトルよりTOFの差引き
- iv) Time resolution functionによるresolutionの補正

得られたエネルギー依存時間スペクトル(時間分布)を第5図に示す。

エネルギー依存時間スペクトルに全測定系のエネルギー依存測定効率を補正し、時間をパラメトリッ



第3図 BeO(20×20×20cm³)のTOFスペクトル 2θ=80°



第4図 BeO(20×20×20cm³)のTOFスペクトル 2θ=140°

クコンスタントにしてエネルギーにつき表現すると時間依存エネルギースペクトルが得られる。全測定系のエネルギー依存測定効率は既知のエネルギースペクトルの測定より得た。既知のスペクトルとしては $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$ の軽水体系の漸近スペクトルを用いた。得られた $\text{BeO } 20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$ 体系の中心における時間依存エネルギースペクトルを第6図に輸送断面積とともに示す。

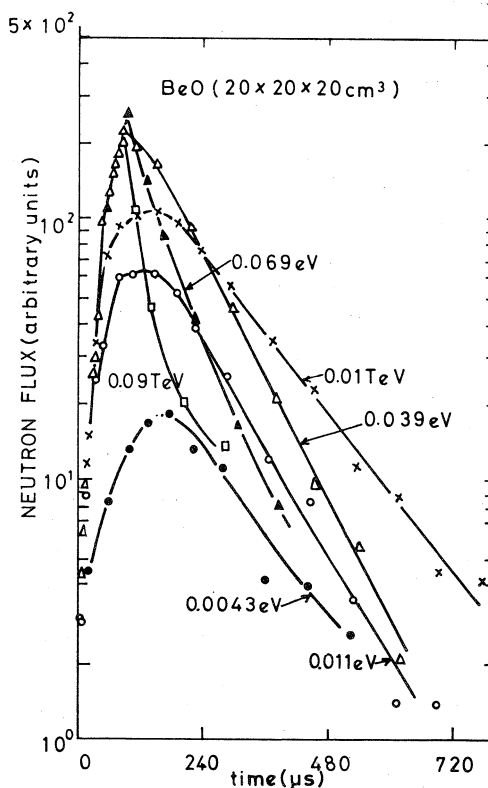
3.2 H_2O 体系

9.45m path による TOF スペクトルの測定結果の一例を $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$ の場合について第7図に示す。第8図は $2\theta = 80^\circ$ 系についてログプロットしたもので、各エネルギーでの指数関数的減衰の格子が明らかである。時間分解能をさらに向上させるため新たに第1実験室に設けられた 4.4m path を用いて得られた軽水の build up and decay を第9図に示す。

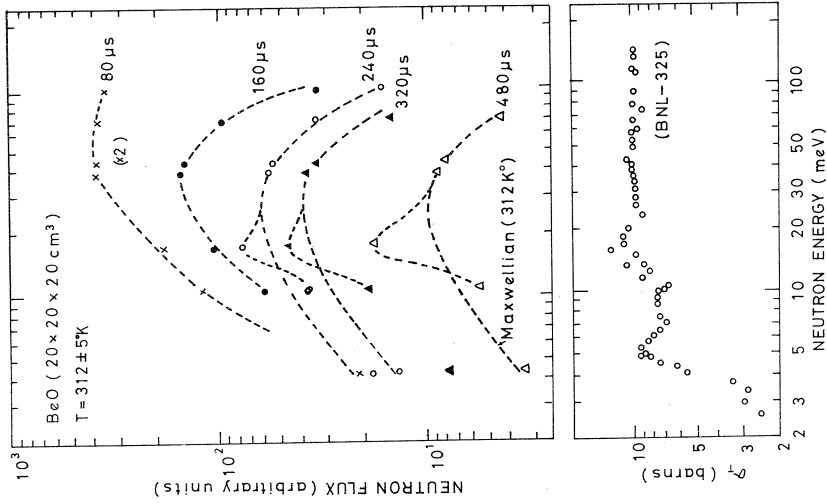
4 検 討

4.1 $\text{BeO } 20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$ 体系 ($B^2 = 0.059 \text{ cm}^{-2}$)

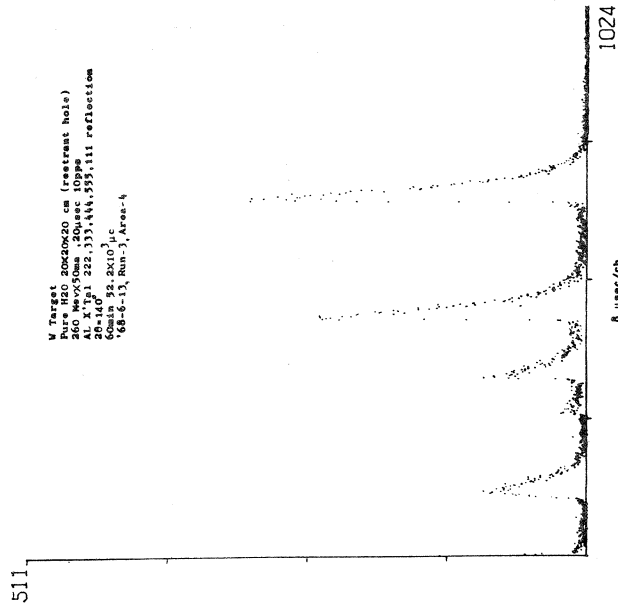
結晶媒質の減速材では体系の大きさがある値(この時の Buckling を $(B^2)^*$ と記す)以下に小さくなるともはや中性子束の時間的減衰のエネルギーに関する個有値は離散的には存在せず、連続的となることが理論的に指摘されている。 BeO では $(B^2)^*$ は約 0.03 cm^{-2} で $B^2 = 0.059 \text{ cm}^{-2}$ は連続個有値領域であるが、パルス中性子実験 (die-away experiment) では平均減衰時間の 2.5~3.0 倍程度待てば単一の指数減衰が存在するとされていた。第5図から明らかなる如く、この程度待っても厳密には漸近スペクトルには到達していないことが判る。また輸送断面積の Bragg peak のところに中性子がトラップされて行く傾向が見られる(第6図参照)。



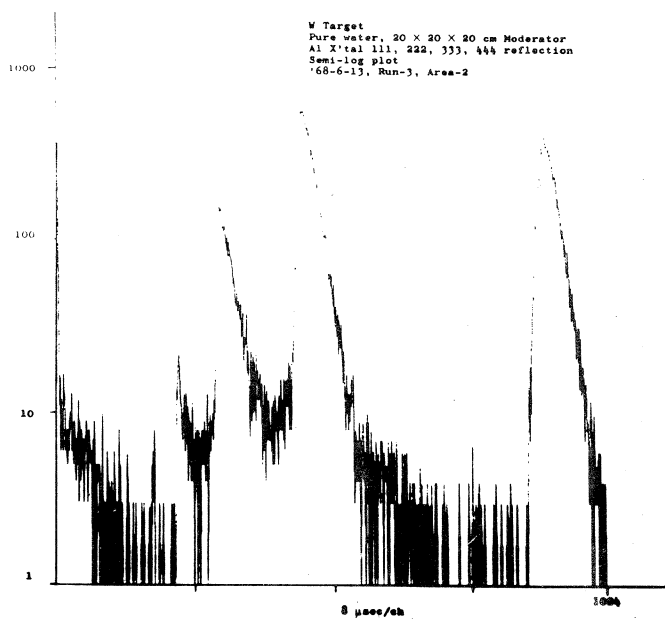
第5図 $\text{BeO } (20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3)$ のエネルギー依存時間分布



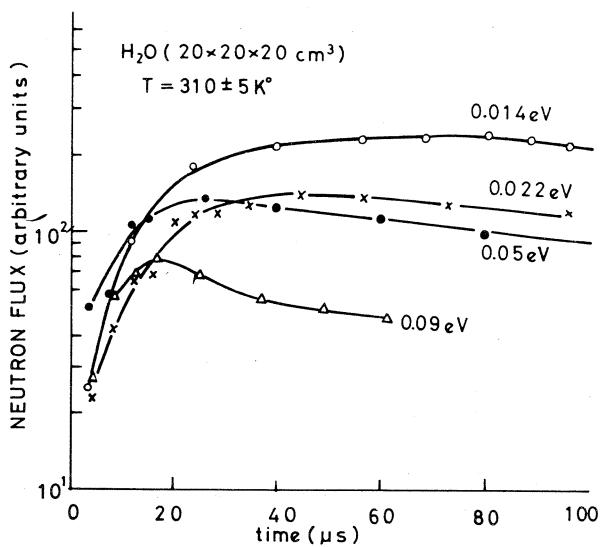
第6図 BeO (20 × 20 × 20 cm³) の時間依存
中性子スペクトル



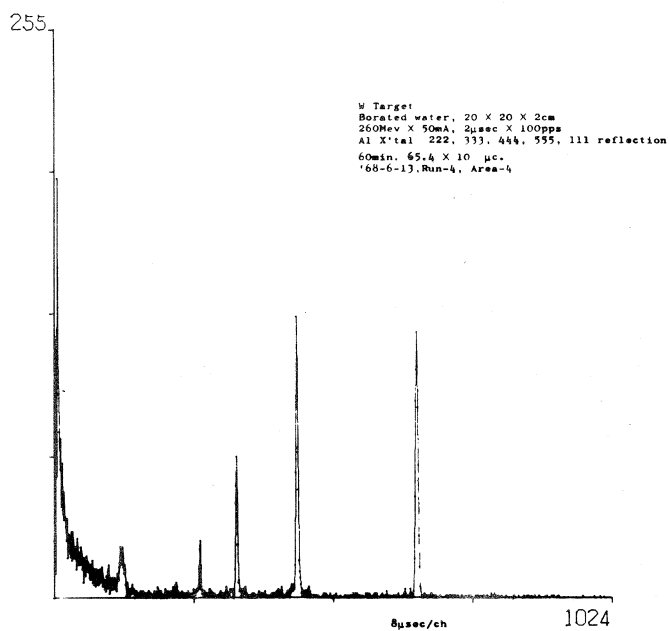
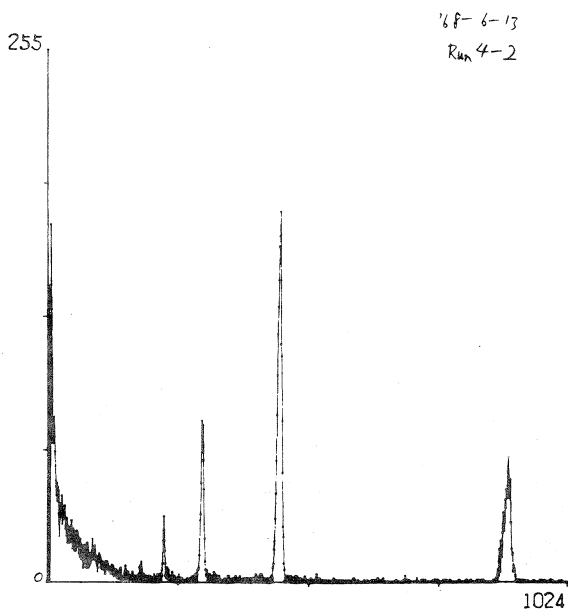
第7図 H₂O (20 × 20 × 20 cm³) の TOF スペク
トル 2θ = 140°



第8図 H_2O ($20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$) の TOF スペクトル
 $2\theta = 180^\circ$ ログプロット



第9図 軽水中の熱中性子の build-up and decay



第10図 Borated H_2O ($20 \times 20 \times 2cm^3$) の TOF スペクトル
上は 80° , 下は $2\theta = 140^\circ$ 。 450ch のところの
peak より分解能を求めた。

そしてマックスウェル分布からは著しく歪んでいる。さらにパルス中性子実験で得られる減衰定数は第5図においてBragg peak にトラップされた中性子束のdecayにほぼ等しいことが判明した。

4.2 軽水体系

軽水の熱化は非常に速いため、TOFチョップスペクトロメータによる時間依存スペクトルの測定は困難であり、実験データも極めてとぼしい。TOF中性子回折による方法は時間分解能の向上がさらに可能である点、熱化時間の正確な把握が期待できる。本実験の結果は大體C. H. NUHMAEB等のチョップスペクトロメータによる結果と一致している。

軽水の実験ではスペクトロメータの時間分解能が極めて重要である。9.45m path の時間分解能を実測するため硼酸水溶液(硼酸30g/l)の20×20×2cm体系の中性子を測定した。 θ を異にし、かつ殆んどエネルギーの変わらない二つのピークより中性子の巾を消去し、角度に依存する部分のみを求めた結果 $\Delta\theta = 1.5\%$ であった。したがって $2\theta = 150^\circ$ 系では0.01 eVおよび0.1 eV中性子に対し時間分解能は約34 μ sおよび11 μ sであった。従って軽水系の測定ではさらに分解能を向上させることが必要である。第10図は分解能を求めるための測定結果である。

第1実験室に新設の4.4m path による実験を開始しつつあるが時間分解能は0.01 eVおよび0.1 eVで約17 μ sおよび6.2 μ sが、エネルギー分解能は0.01 eVで約1.6 μ s/m、0.1 eVで0.6 μ s/mが得られている。

II-3 パルス電子線によるイオン結晶の光学的研究(2)

理学部物理 上田正康・平井正光
近藤泰洋・吉成武久

序 論

アルカリハライドの結晶に電子線を照射すると、F及びV中心等の色中心が生成される。前回のテスト実験によって、KCl中のF中心は、室温に於て10n sec以下の時間に生成されることが判別した。今回の実験では室温から液体窒素温度までのF中心の生成の様子と、電子線を照射した時に現われる発光(波長分布及び寿命等から考えてF中心の発光と考えられる。)を測定した。

装置及び測定方法は前回の報告(核理研研究報告 Vol. 1 No. 1 1968)を参照されたい。但し試料の温度をLNTまで下げたことと、発光の測定を行なったことが異なる。

発光の測定装置を図1に示す。LINACからのsingle electron pulseを結晶に照射して、その際に出る光をフィルター(IRD-1A: 850m μ 以下の波長の光を通さない。)を通してモノクロメーターに入れ、それを光電増倍管で受ける。そのsignalは同軸ケーブルで第三測定

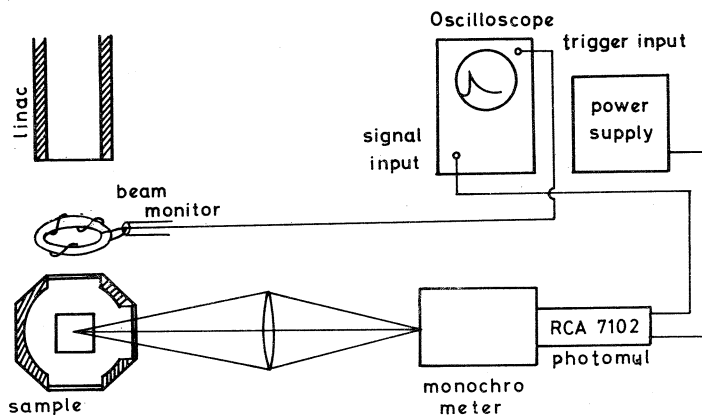


図 1

室まで送られて、オシロスコープで観測される。

結 果

吸収及び発光とも試料はKClを使用した。LNTで電子線を照射した時の540m μ に於ける吸収の時間変化を図2に示す。縦軸はoptical density にとってあるので、F中心の濃度に比例する。曲線(a)はLNTで結晶に始めて電子線を照射した時のものである。(b)はLNTで結晶に約500発の電子線を照射した後、温度を室温まで上げて着色した結晶を白色光を当ててbleachし、その後で再びLNTにもどして測定したものである。これらから次の三つのことが言える。

第1に、結晶が新しい内は、F中心が50n sec (使用した電子線の巾)以内に最大の濃度になる。

第2に、生成したF中心のうちの約半分は約50n secの時定数で消滅する。これは近くにあるH中心(Cl_4^-)と再結合して消滅するものと思われる。

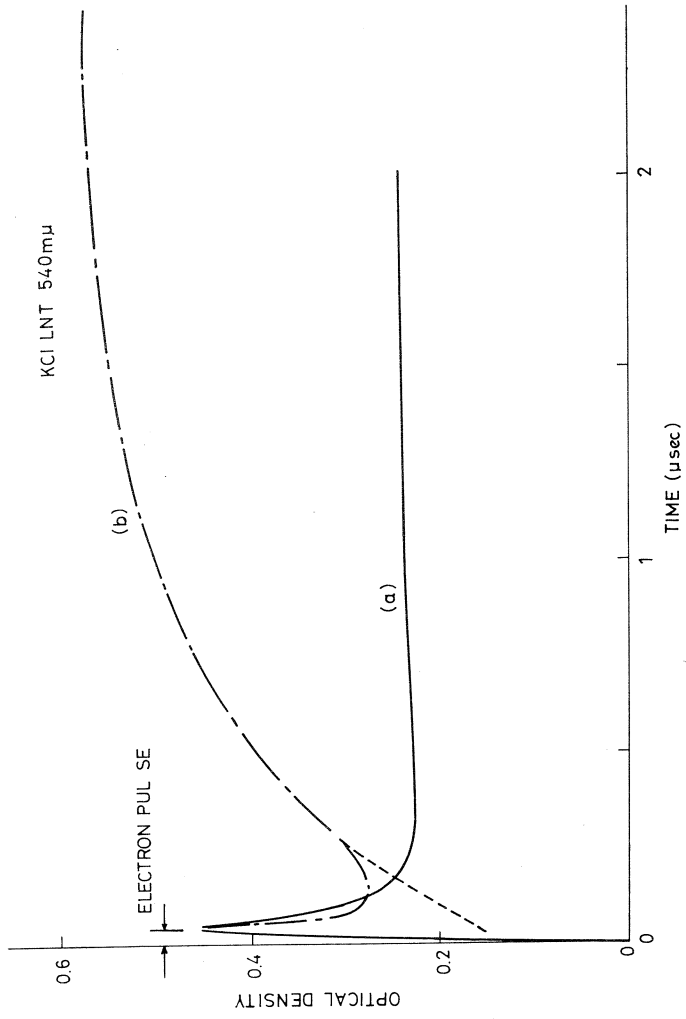
第3に、F中心の励起状態の寿命とされている約0.6 μ secの時定数で増加する部分がある。この部分は照射した回数による影響が大きく、図2の(a)には殆んど現われていないが、(b)には大きく現われている。測定する温度を変えると、この時定数は短くなるが、その様子はF中心の励起状態から電子が基底状態に落ちる際に出す光の寿命の温度変化と大体一致する。また後に述べる発光の寿命の温度変化とも大体一致する。

発光・結晶に電子線を照射した際に現われる900m μ ~1200m μ に於ける発光の時間変化の写真を図3に示す。decay timeは温度の上昇と共に短くなる。その様子を図4に示す。この結果は、今までに報告されているF中心をF光で照射した際の励起状態の寿命の温度変化とほぼ一致する。また吸収の場合と対応して、結晶が新しい時と電子線を多数照射した後とでは、発光の強度がかなり異なって観測された。

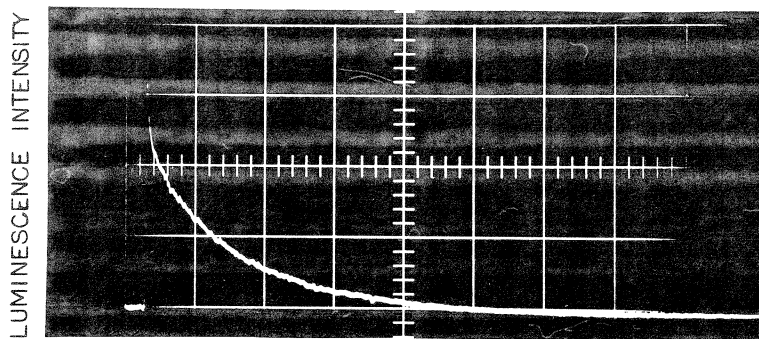
電子線を照射するとF中心は次の二通りの方法で生成されると思われる。

第一の部分は電子線照射と殆んど同時に生成され、その内の一部はH中心と再結合して消滅する。その再結合のtime constantは約50n secと推測される。その場合にF中心が作られる機構は現在のところ不明であるが、一つの可能性として、格子位置の Cl^- が格子点に電子を残して、 Cl^0 が格子間位置に飛び出し、後にF中心が残るとも考えられる。

第二の部分は、電子線照射によってできた陰イオン空格子点に電子が捕えられて、F中心の第一励起状態になり、そこから基底状態に落ちてF中心ができる結果と考えられる。これが0.6 μ secの時定数で生成されている部分に対応していると思われる。

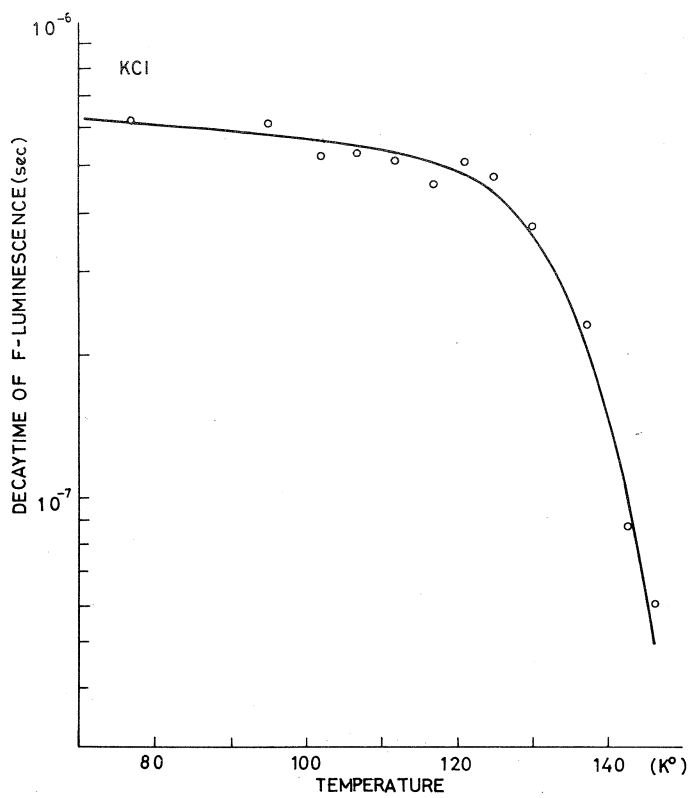


KCl LNT



0.5 μ sec/div

☒ 3



☒ 4

この様な事実は、従来の様な放射線照射後に光吸収を測定して、F 中心の生成機構を観測する方法では到底不明のことである。これらの事実が測定できたのは、50 n sec という短い電子線パルスを用いて現象を測定したからである。

最後になりますが、LINACを運転して下さった方々特に小島，浦沢の諸氏に感謝いたします。

III. 放射化学部門

III-1 ^{47}Ca 等特殊 RI の調整に関する研究

理学部化学*・核理研**

塩川孝信*・大森 巍*・伊沢郡蔵**

1 諸 言

前年度は天然組成カルシウムおよび ^{48}Ca 濃縮カルシウムを用いた ^{47}Ca の製造における諸条件の検討を行ない、 ^{48}Ca 濃縮カルシウムを用いた $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)$ ^{47}Ca 、 $^{48}\text{Ca}(\gamma, p)$ $^{47}\text{K} \rightarrow \beta^-$ ^{47}Ca の反応による ^{47}Ca の製造が可能であることを認めた。今回は東北大医学部へ ^{47}Ca の供給を行なうために ^{47}Ca を製造し、併せて ^{45}Ca による汚染について検討を加え汚染のないことを認めた。

2 製造方法

第1表に示した組成をもつ ^{48}Ca 濃縮炭酸カルシウム約10mgを石英アンプルに封入し、東北大大学 LINAC の制動放射線 45MeV, 50 μA 及び 150 μA において各々6時間の照射を行なった。照射後、需要者の要求により塩化カルシウム中性溶液とするために1規定塩酸約0.5mlに溶解後蒸発乾固した。水で溶解後数回蒸発乾固をくり返し、塩酸を完全に除去した。供給した試料は1mlの水に溶かし、中性溶液であることを確めた。供給試料の放射化学的狀態は第2表に示す。

第1表 ^{48}Ca 濃縮カルシウムの組成

核 種	^{40}Ca	^{42}Ca	^{43}Ca	^{44}Ca	^{46}Ca	^{48}Ca
存在度(%)	20.9	0.15	0.03	0.49	0.02	78.4

第2表 ^{47}Ca 仕様書

供 給 日	9月25日	5月15日
化 学 形	$^{47}\text{CaCl}_2$ 水溶液	同左
放射化学的純度	99.9% 以上	"
化 学 形	CaCl_2 15mg	"
	HCl $\simeq 0$	"
放 射 能 強 度	$\simeq 60\mu\text{Ci}/1\text{ml}$	$\simeq 20\mu\text{Ci}$

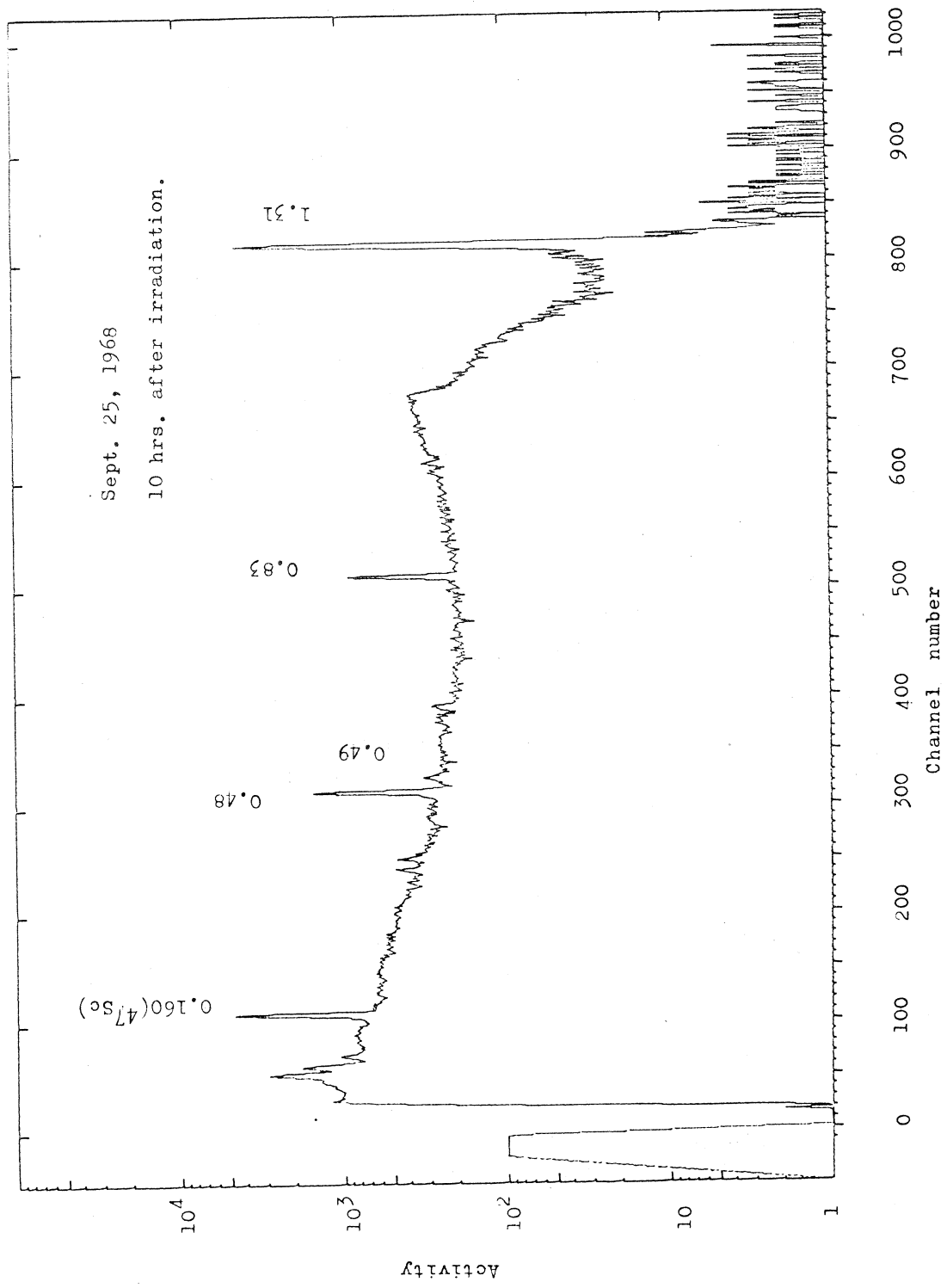


Fig. 1 GAMMA Spectrum from a decay of ⁴⁷Ca

3 ^{45}Ca による汚染

^{47}Ca 中における ^{45}Ca の汚染は ^{45}Ca が β^- 放射体でありまた長半減期のため実験上種々の支障を来たし ^{45}Ca の混入をさけることが望まれている。5月15日供給試料について ^{47}Sc 半減期 (3.43d) が完全に崩壊するまで約100日間放置し、 β^- 線測定を行なった。得られた結果は $1.23 \pm 0.55 \text{ cpm}/2\text{mg } ^{48}\text{CaCO}_3$ であり ^{45}Ca は ^{48}Ca 濃縮カルシウムを45MeV 制動放射線で照射した際には生成しないことを認めた。

^{45}Ca 以外の ^{47}Ca の放射化学的純度を低下させる核種は ^{48}Ca 中に含まれる ^{43}Ca 又は ^{44}Ca の (r, n) (r, pn) 反応による ^{42}K (12h) と ^{43}K (22h) である。照射終了後10時間後の36cc Ge(Li) による r 線測定によるスペクトルを第1図に示した。 ^{42}K , ^{43}K による汚染は微少であり ^{47}Ca の放射化学的純度は99.9%以上であった。

4 結 果

^{47}Ca 調製に際し、 ^{48}Ca 濃縮カルシウムを用い ^{45}MeV 制動放射線による $^{48}\text{Ca} (r, n)$ ^{47}Ca 反応による ^{47}Ca の製造は ^{45}Ca の汚染が無く放射能強度も充分高く有利な製造方法である。なお調整した ^{47}Ca の一部は医学部整形学教室及び歯学部生化学教室の研究用に供給した。

III-2 残留核法による核反応の研究

理学部化学

岡 好良・加藤豊明
佐藤允美・野村紘一
齋藤達弥・山寺 亮
佐藤武雄

前期に引き続き 30~70 MeV のエネルギー領域で化学的立場から多粒子放出反応を検討した。制動輻射線量の空間的あるいは時間的差異と変動は適当な線量監視元素を試料に添付して同時に照射し、その生成放射性核種の量から校正した。コンバーターから種々の位置で照射した場合一例として図 1 に示した結果を得た。ただし、コンバーターの直後に設置した監視元素から生ずる核種の特定の γ 線ピーク面積強度を 1 として示した。

次に今期に行った実験結果の概略を述べると、

i) $Z=12\sim 17$ の Mg, Al, Si, P, S, Cl より Na-24; $Z=30\sim 32$ の Zn, Ga, Ge より Cu-64 の生成量は親核との原子番号の差 ΔZ の増加と共に指数関数的に減少することを知った。

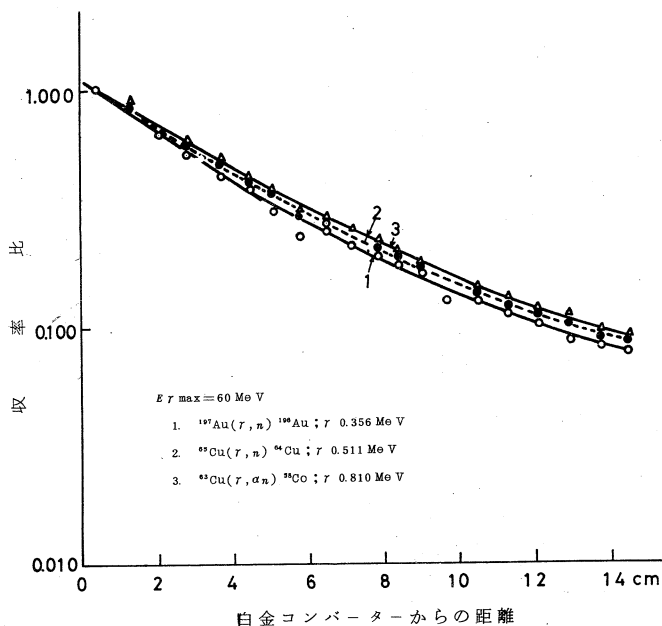


図 1 コンバーターからの距離と収率比

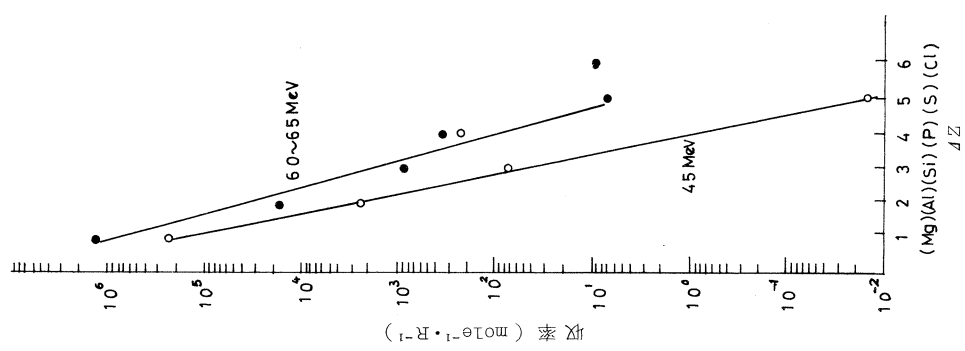


図2 ^{24}Na の生成量と Z との関係

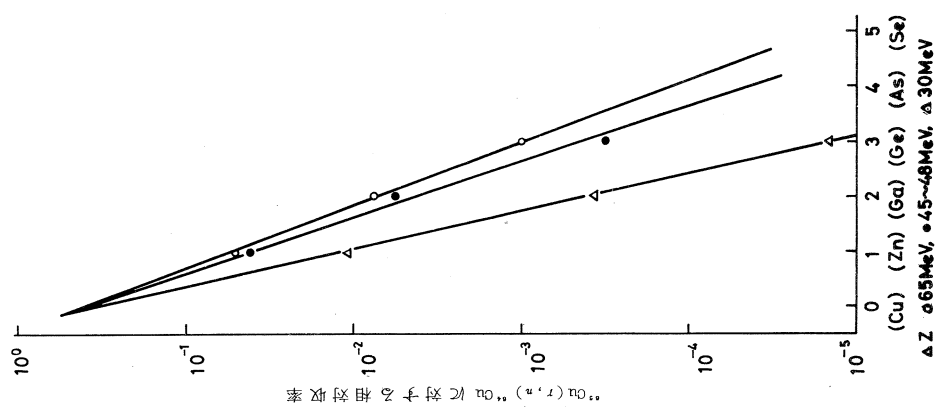


図3 ^{64}Cu の生成量と Z との関係
 ΔZ 0.65MeV, \bullet 0.45~0.6MeV, \triangle 0.30MeV

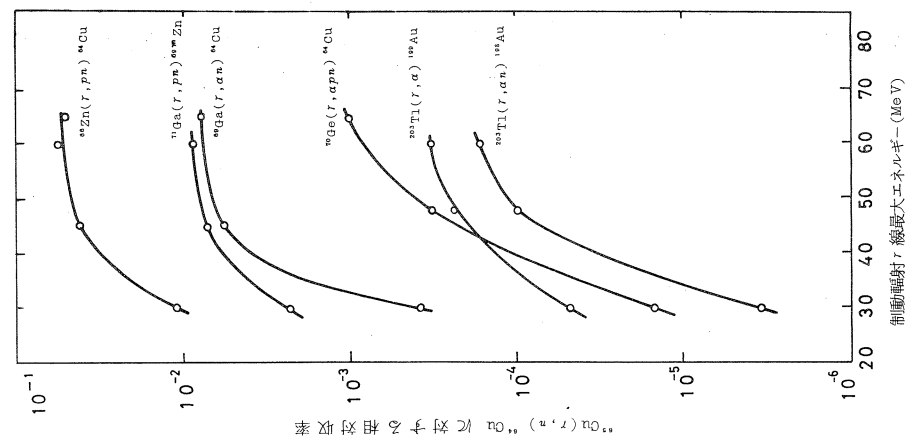


図4 Zn, Ga, Ge, Tlの多粒子放出
 反応の相対収率と制動放射 γ 線の
 最大エネルギーとの関係

(図2, 3) これらの結果は240MeVで衝撃した場合Z=9~16よりF-18の生成あるいは陽子で衝撃した場合Na-22またNa-24の生成に見られるところと同様である。

ii) Zn, Ga, Ge, Tlの (r, pn) , (r, α) , $(r, \alpha n)$, $(r, \alpha pn)$ などの荷電粒子放出反応の収率を求め図4の結果を得た。

iii) TiあるいはVよりSc, Caの生成に関しては表1の結果を得た。

表1 Ti, VよりのCa, Scの相対収率と制動放射線の最大エネルギーとの関係

標的核種	生成核種	$^{12}\text{C}(r, n)^{11}\text{C}$ に対する相対収率			
		30(MeV)	45(MeV)	55(MeV)	59(MeV)
Ti	^{45}Ti	4.6×10^{-1}	4.3×10^{-1}	5.3×10^{-1}	4.1×10^{-1}
"	^{44}Sc		5.4×10^{-3}	9.4×10^{-3}	9.9×10^{-3}
"	^{46}Sc	4.1×10^{-2}	4.3×10^{-2}	4.0×10^{-2}	4.7×10^{-2}
"	^{47}Sc	1.5×10^{-1}	1.8×10^{-1}	2.0×10^{-1}	2.1×10^{-2}
"	^{48}Sc	6.3×10^{-2}	1.1×10^{-2}	1.2×10^{-1}	1.2×10^{-1}
"	^{47}Sc		9.4×10^{-5}		2.2×10^{-4}
V	^{48}V		9.9×10^{-3}	4.3×10^{-2}	4.0×10^{-2}
"	^{46}Sc		9.3×10^{-3}	1.0×10^{-2}	1.2×10^{-1}
"	^{47}Sc	3.0×10^{-2}	6.0×10^{-2}	4.9×10^{-2}	5.8×10^{-2}
"	^{48}Sc		3.7×10^{-4}		2.3×10^{-3}

iv) 二・三の希土類元素の (r, xn) 反応のエネルギー依存性に関しては表2の結果を得た。

なおSc-45の (r, n) 反応に於ける準安定核種の生成比として次の結果を得た。

	30MeV	45MeV	60MeV
$\frac{Y_m}{Y_m + Y_g}$	0.152	0.156	0.160

表2 希土類元素の (r, xn) 反応の収率比

標的核種 (エネルギー)	(r, xn) 反応の収率比			
	(r, n)	$(r, 2n)$	$(r, 3n)$	$(r, 4n)$
Y-89(45MeV)	1	5.2×10^{-2}	2.4×10^{-3}	
"(60MeV)	1	6.1×10^{-2}	7.6×10^{-3}	2.4×10^{-3}
Pr-141(45MeV)	1	1.6×10^{-2}	1.9×10^{-3}	
"(60MeV)	1	3.7×10^{-2}	1.7×10^{-3}	

V) 光分裂反応

Thを最大エネルギー20~45MeVの制動放射線で衝撃した場合Zr-95, 97, Nb-95, I-131, Ba-140, La-140の生成を確認した。

以上は中間報告であるが次期にもこれを継続する予定である。

III-3 光量子放射化分析法の研究

理学部化学 岡 好良・加藤豊明
野村紘一・斎藤達弥
蔡 恵沢・河南良英
彭 通均

放射化分析に光核反応を利用した例は極めて少なく、筆者らがこれを重金属の定量に利用した以前は炭素、窒素、酸素の定量に (r, n) 反応を利用した例を見るに過ぎない。このとり残された分野の開発を図り筆者らは先に Co, Ni, Gd, Zr, Mo, Ru, Rh, Ce, Gd, Tm, Re, Tl などの定量法を検討した。

光核反応を放射化分析に利用する場合、核反応の種類、反応率、鋭敏度などを明らかにしておくことが必要である。それ故先づ最大エネルギー 20~60 MeV で 75 余りの元素を照射し、生成する放射性核種を検討した。残留核法による場合は光中性子または光陽子の測定によっては得られない知見が得られる。図 1 にその一部を示した。 (r, n) 反応の収率は原子番号の増加と共に大になる。これは Price, Montalbetti らの光中性子測定によって得られた結果と一致した傾向を示す。しきい値の大きさと関連し、軽元素では 68 MeV とすれば収率は著しく大きくなるが重元素では特に大きくなる。 $(r, 2n)$ 反応はしきい値が大きいため (r, n) 反応に比べて収率が小さく、0, 0 では 20 MeV では反応が起らない。 (r, p) 反応は $Z=22$ 付近で最大になる。この結果も光陽子測定による Weinstock らの結果と略一致する。 (r, pn) あるいは (r, d) 反応の収率は更に小さい。 (r, α) 反応は Cu 付近で最大の収率を与えた。

以上より見るに光量子放射化分析を実施するには目的微量成分の (r, n) 反応を利用するのが有利である。また線束強度の時間的変動、空間的差異を較正する意味で線束監視元素を添加する必要があり、その目的で内基準法をとった。即ち定量目的元素に由来する放射性核種の適当な r 線のピーク面積を、内基準として添加した元素に由来する同位核のピーク面積を基準として測定する。かかる方法をとれば放射化分析の欠点である照射、分離、測定条件の差異は問題にならない。また全量を取り出す必要もない。ピーク面積比を求めるに充分な量を純粋に取り出せばよい。

1) セレンを内基準元素とするヒ素の定量

As を最大エネルギー 20 MeV の制動放射線で衝撃した場合 0.511, 0.596, 1.11 MeV に顕著な光電ピークが観察された。エネルギー及び減衰曲線より As-74 の生成が確認された。1.11 MeV

のピークは相和ピークである。
照射 γ 線のエネルギーを 45~60MeV とすると新たに 0.835 MeV にピークが現われ As-72 の生成を示している。即ち存在比 100% の As-75 より (r, n), ($r, 3n$) 反応によって As-74, 72 の生成することが確認された。

Se には 6 種の同位核が存在するが、これを同様に照射した場合、20MeV では (r, p) 反応によって As-76 が、45MeV では (r, pn) 及び ($r, 2n, EC, \beta^+$) による As-72 の生成も起ることを認めた。よって Se を基準元素として添加し、反応を単純化するために 20MeV の制動放射線で衝撃することとし、Se から生成する As-76 の 0.559 MeV の γ 線強度を基準として As-74 の 0.511 + 0.596 MeV の γ 線強度を測り

As を定量した。As/Se を R_W , As-74/As-76 の照射直後に於ける放射能比を R_{A_0} とするとき表 1 の結果を得た。

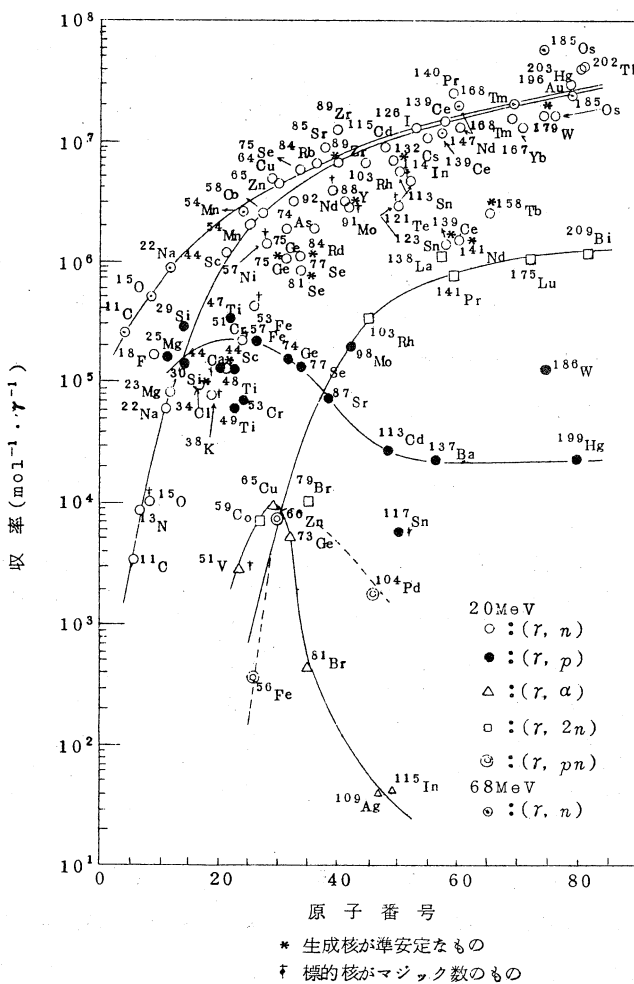


図 1 20~68MeV 制動放射線による反応率

表 1 R_W と R_{A_0} との関係

R_W (As/Se)	R_{A_0} (As-74/As-76)	R_W/R_{A_0}	平均
1.168×10^{-2}	8.08×10^{-1}	1.45×10^{-2}	$(1.47 \pm 0.02) \times 10^{-2}$
5.192×10^{-3}	3.46 "	1.50 "	
1.042×10^{-3}	7.17×10^{-2}	1.45 "	
4.925×10^{-4}	3.35 "	1.47 "	
8.517×10^{-5}	5.73×10^{-3}	1.49 "	

2) ストロンチウムを内基準元素とするルビジウムの定量

Rbを最大エネルギー20MeVの制動放射線で衝撃した場合(γ, n)反応によりRb-84, 86の生成を見た。エネルギーを更に大にすれば($\gamma, 2n$)によりRb-83を生ずるが図1から見ればその寄与はそう大きいものではない。Srでは(γ, p)反応によりRb-83, 86, (γ, pn)反応によりRb-84, 86の生成が見られた。20MeVではRb-84は生成しない。故に20MeVで照射することにし、混合試料の0.511~0.553MeVのピーク面積からRb-84の β^+ 壊変に伴う0.511を差し引き、これを基準としてRb-84に起因する0.88MeVのピーク面積を求めRbを定量した。表2にその結果を挙げる。

表2 R_W と R_{A_0} との関係

R_W (Rb/Sr)	R_{A_0} (Rb-84/Rb-83)	R_W/R_{A_0}	平均
1.299×10^{-1}	21.6	$5.9_9 \times 10^{-3}$	$(6.0_3 \pm 0.13) \times 10^{-3}$
6.230×10^{-2}	10.1	6.1 ₆ "	
1.550×10^{-2}	2.67	5.8 ₂ "	
6.865×10^{-3}	1.14	6.0 ₄ "	
2.399×10^{-4}	3.90	6.2 ₆ "	

3) モリブデンを内基準元素とするニオブの定量

Nb-93は100%存在するが、これを20MeVの制動放射線で衝撃した場合0.934MeVに顕著な光電ピークが観察され、(γ, n)反応によるNb-92mの生成が確認された。Moには7種の同位核が存在し、20MeVではNb-91m, Nb-95m, Nb-95, 96の生成を見た。故にMo-96の(γ, p)反応によって生成するNb-95mの0.235MeVの光電ピーク面積に対し、Nb-92mの0.934MeVのピーク面積を測り後者を定量した。結果を表3に挙げた。

表3 R_W と R_{A_0} との関係

R_W (Nb/Mo)	R_{A_0} (0.934MeV/0.235MeV)	R_W/R_{A_0}	平均
5.071×10^{-2}	4.88	$1.0_4 \times 10^{-2}$	$(1.0_5 \pm 0.02) \times 10^{-2}$
2.811 "	2.75	1.0 ₂ "	
9.326×10^{-3}	8.91×10^{-1}	1.0 ₅ "	
2.112 "	1.95 "	1.0 ₉ "	
4.701×10^{-4}	4.37×10^{-2}	1.0 ₈ "	

III-4 IT, β^+ , EC 壊変等の核変換に伴う化学的效果

理学部化学 大森 巍・佐々木貞吉
 近藤健次郎・呉 紹起
 三塚 哲正・葉 有財
 小林 孝彰

ライナックによって作られる放射性核種のホットアトム化学の研究は、その反応機構を解明するのに効果的であることが、前年度の予備検討により明らかになった。今回は、これらの結果を基に、下記の系について詳細な検討を加えた。

I クロム酸カリウムの (r, n) 反応に伴う化学的效果

クロム酸カリウムを 30~65MeV 制動放射線で 20~3 時間照射し、 $^{52}\text{Cr}(r, n)^{51}\text{Cr}$ 反応により生成した ^{51}Cr の化学的挙動を検討した。

^{51}Cr の initial retention は r 線の照射強度の増加と共に高くなる。この事は r 線のアニーリング効果が強く寄与することを示唆している。なおクロム酸カリウムでは、 $^{50}\text{Cr}(r, n)^{49}\text{Cr}$ 反応による ^{49}Cr の化学的挙動に関しても ^{51}Cr と同様な initial retention が得られた。また 30MeV (50~60 μA) で 40 分照射した試料を小分けして、152 $^{\circ}$ 、185 $^{\circ}$ 、228 $^{\circ}$ および 270 $^{\circ}\text{C}$ でそれぞれ isothermal annealing を行なった。その結果を図 1 に示す。retention は、温度の上昇にともなって高くなっていることがわかる。

II ^{57}Ni 標識ヘキサアンミンニッケル(II)錯体の EC, β^+ 壊変に伴う化学的效果

酸化ニッケルを 60MeV 制動放射線により、2 時間照射した後、 $^{58}\text{Ni}(r, n)^{57}\text{Ni}$ 反応によって生じた ^{57}Ni を ^{57}Co より分離し、 ^{57}Ni 標識錯体を合成した。錯体をドライアイス温度で放置した後、イオン交換樹脂分離法により、 ^{57}Co 標識化学種の分布を求めた。

初期収率表 1 にまとめて示す。また過塩素酸塩について、熱アニーリングを行なった結果を図 2 に示す。この系では、多くのコバルト錯体系でみられるアニーリング反応が反跳原子の再結合反応であるのとは逆に、むしろアニーリングにより分解反応が促進されるという興味ある結果が得られ

た。

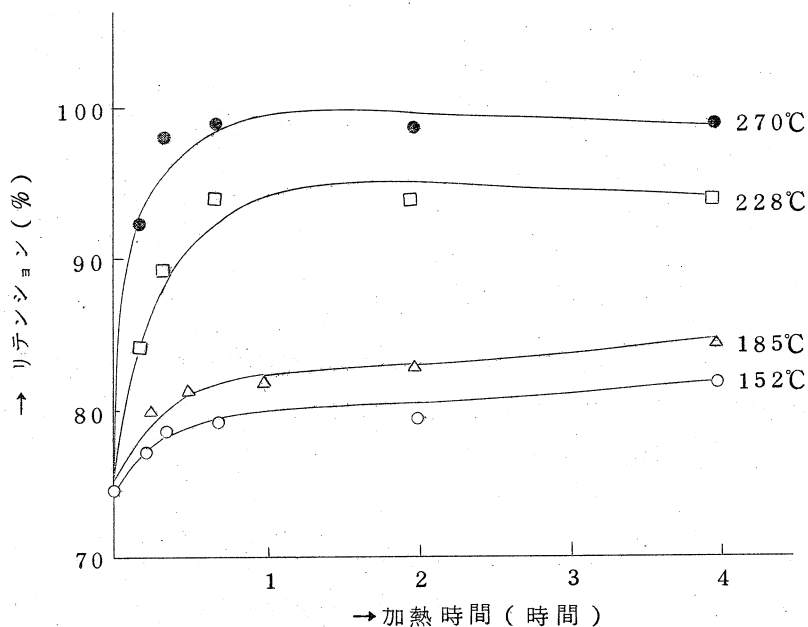


図1 K_2CrO_4 等温アニーリング曲線

表1 ^{57}Co 標識化学種の初期収率

錯 体	収 率 (%)		
	Co^{2+}	$[Co(NH_3)_5Cl]^{2+}$	$[Co(NH_3)_6]^{3+}$
$[Ni(NH_3)_6](ClO_4)_2$	62.8 ± 1.3	5.3 ± 0.5	31.3 ± 1.3
$[Ni(NH_3)_6]Cl_2$	72.6 ± 1.5	2.3 ± 0.5	24.7 ± 0.8

III 臭素酸塩の核異性体転移に伴う化学的効果

$^{81}Br(\gamma, n)^{80m}Br$ 反応によって得られる ^{80m}Br を利用して、五種の ^{80m}Br 標識アルカリ金属臭素酸塩を合成し、固相における核異性体転移に伴う化学的効果について検討した。

$^{80g}BrO_3^-$ の収率は結晶放置時の温度に依存し、高温では収率の増加が著しい。また表 2 に示すように陽イオンの効果も認められ、アルカリ金属イオンの原子番号が大きくなる程、アニーリングされる割合 (ΔY) が小さくなり、結晶の熱分解温度と密接な関係があることが明らかになった。

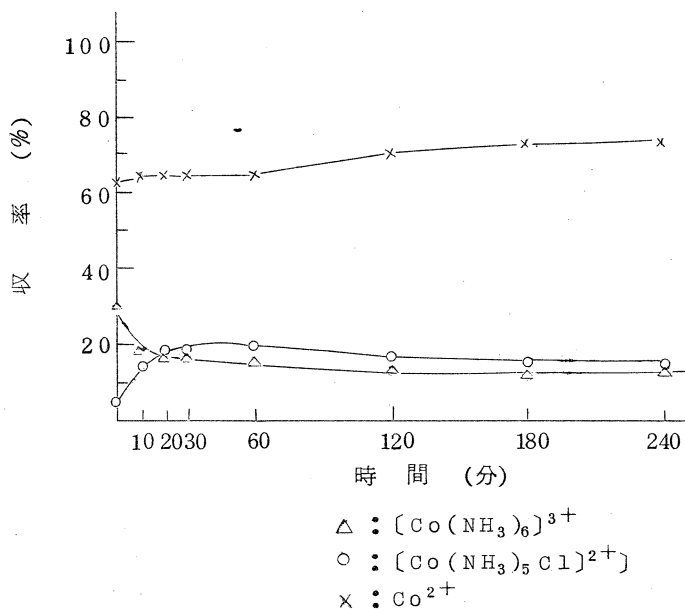


図2 $[\text{}^{57}\text{Ni}(\text{NH}_3)_6](\text{ClO}_4)_2$ における ^{57}Co のアニーリング曲線

表2 77°K および 457°K における $^{80g}\text{BrO}_3^-$ の収率

化合物	収率 (%)		ΔY (%)
	77°K	457°K	
Li^*BrO_3	25.7	40.5	14.8
Na^*BrO_3	31.4	47.2	15.8
K^*BrO_3	32.5	43.6	11.1
Rb^*BrO_3	24.5	34.8	10.3
Cs^*BrO_3	32.2	35.5	3.3

IV 臭化エチル—臭素系における ^{80m}Br の核異性体転移の化学的効果

^{80m}Br 標識臭化エチルは、ライナックで照射後、真空蒸留およびガスクロマトグラフ法で調製した。試料に臭素を加え、褐色ガラスアンプルに封入し、 20° 、 -78° および -196°C で放射平衡に達するまで放置した後、常法により全有機収率を求めた。また ^{80g}Br 標識有機生成物の分析は、ガスクロマトグラフ法により行なった。

各温度における全有機収率の臭素スカベンジャー曲線を図3に示す。いずれの温度においても

臭化エチル標識系の方が臭素標識系と較べて高い収率を示している。また $^{80}\text{g Br}$ 標識有機生成物の分析では、8種類の生成物が認められた。

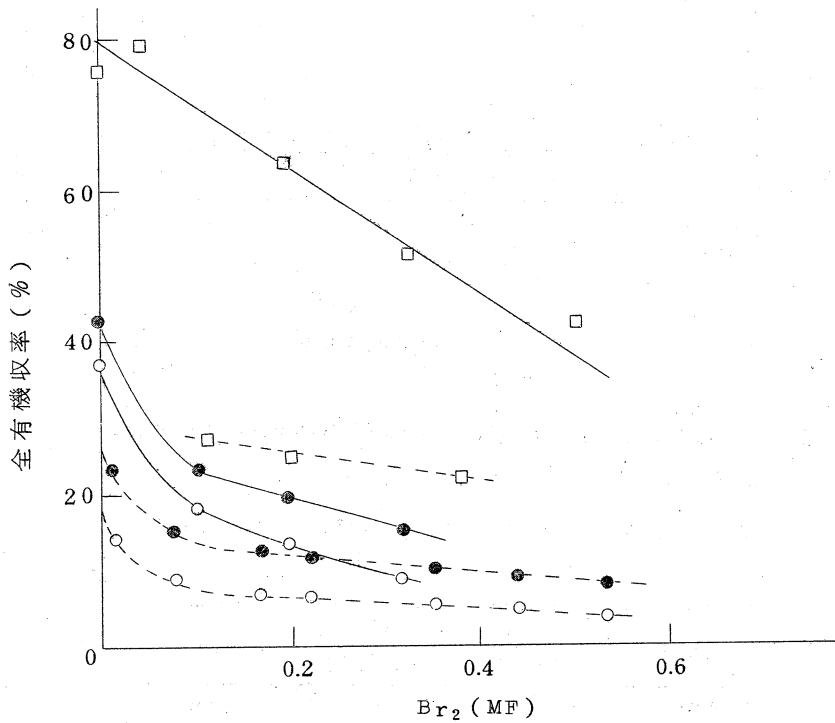


図3 全有機収率の臭素スカベンジャー曲線

—— C₂H₅Br(^{80m}Br) + Br₂
 - - - C₂H₅Br + Br₂(^{80m}Br)
 ○ : 20°C ; ● : -78°C ; □ : -196°C

III-5 ウラニル- TTA キレート の分配と 付加錯体生成定数

選研 菅野卓治・鈴木信男・秋葉健一
浅野宏子

前回の実験の結果、TTA (thenoyltrifluoroacetone) の分配係数 (P_{HA}) とウラニルキレートの分配係数 (P_M) の間には、多くの不活性溶媒について一定の相関関係の成り立つことが示され、二、三の溶媒の場合には相関関係からのずれが認められた*。今回は比放射能の高いトレーサーを用いて、特にウラニルキレートの低濃度での分配を調べ、異常性の原因を明らかにする。また有機相に中性化合物が共存して、キレートへの付加反応が起る際の平衡定数を求め、その規則性を検討する。

1 ウラニルキレートの低濃度における分配

ウランの分配比 (D_M) に対するウラニル濃度の影響をみると、通常の溶媒では、Fig. 1 の benzene について例示するようにウラニル濃度に関係なく、 D_M は一定値を示すが、相関関係からずれの認められた CCl_4 、n-hexane、n-heptane、cyclohexane 等の溶媒の場合に限って、ウラニル濃度の減少につれ D_M は増大し、やがて一定値に達する。したがって前回のウラニル濃度 $10^{-5}M$ の実験条件は、これらの溶媒の場合には不適當である。

いま、n-heptane の場合について、有機相と水相のウラニル濃度の関係をみると Fig. 2 に示すように、ウラニルの高濃度では水相と有機相の濃度は比例しないが、有機相のウラニル濃度が $10^{-7}M$ 以下では、水相の濃度に比例し、ウラニルキレートは化学量論的に正常な分配挙動を示す。他の溶媒の場合も同様の検討を行い、正常な分配を示す低濃度で分配比を測定した。

このようにして、 $pA=6.0$ における D_M を求め、前回の相関図に補充すると Fig. 3 に示すようにもはやずれは認められず、予想されるような規則性の成り立つことが明らかとなった。

2 TBP のキレートへの付加錯体生成定数

有機相に TBP (tributylphosphate) が共存する場合には次式のようなキレートへの TBP の付加反応が起ることを確かめ、種々の溶媒中での生成定数 (K_S) を分配法により求めた。

*菅原卓治, 核理研究報告, 1 (No. 1), 82 (1968)

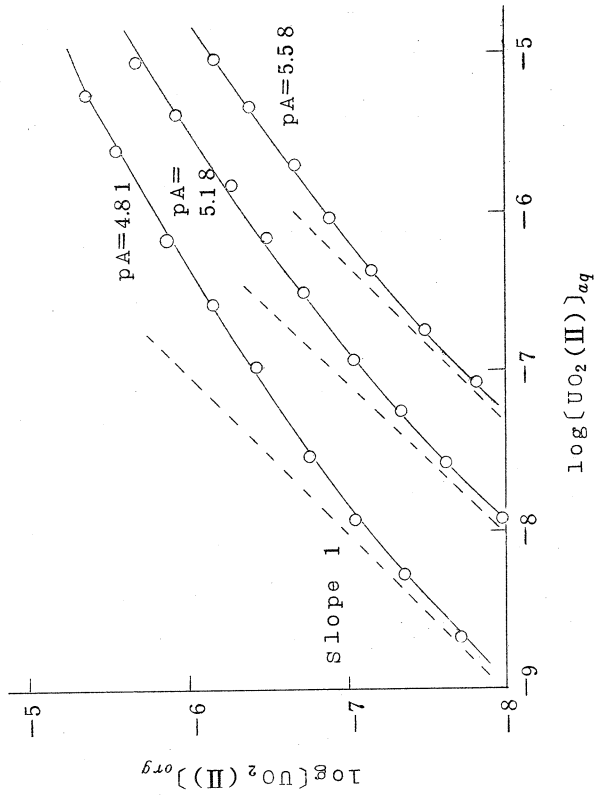


Fig. 2 Relation between the uranyl concentration in aqueous and organic phase. Organic phase: 0.1M TTA in n-heptane

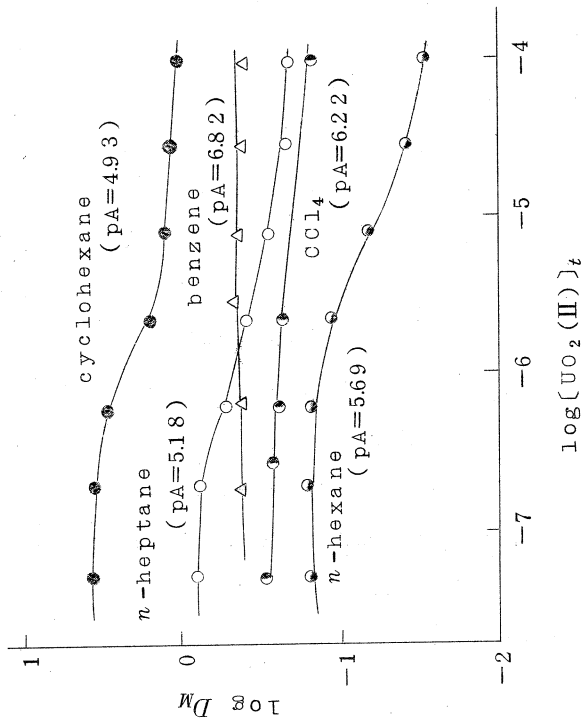


Fig. 1 Effect of the uranyl concentration on D_M

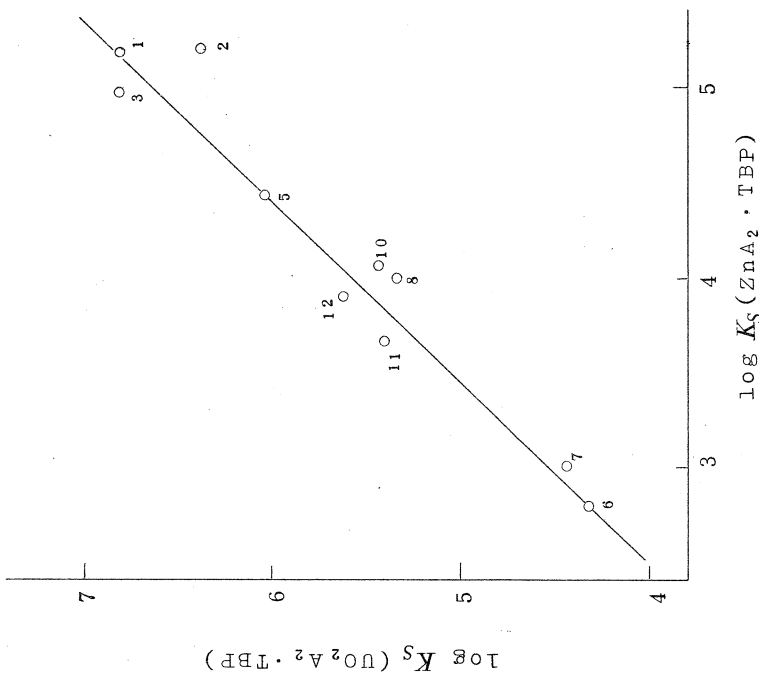


Fig. 3 Correlation between the distribution coefficient of TTA and its uranyl chelate.

- | | |
|-----------------------|-------------------------------|
| 1. <i>n</i> -hexane | 2. <i>n</i> -heptane |
| 3. cyclohexane | 4. mesitylene |
| 5. CCl ₄ | 6. CHCl ₃ |
| 7. methylene chloride | 8. benzene |
| 9. toluene | 10. isopropylbenzene |
| 11. chlorobenzene | 12. <i>o</i> -dichlorobenzene |
| 13. trichlorobenzene | |

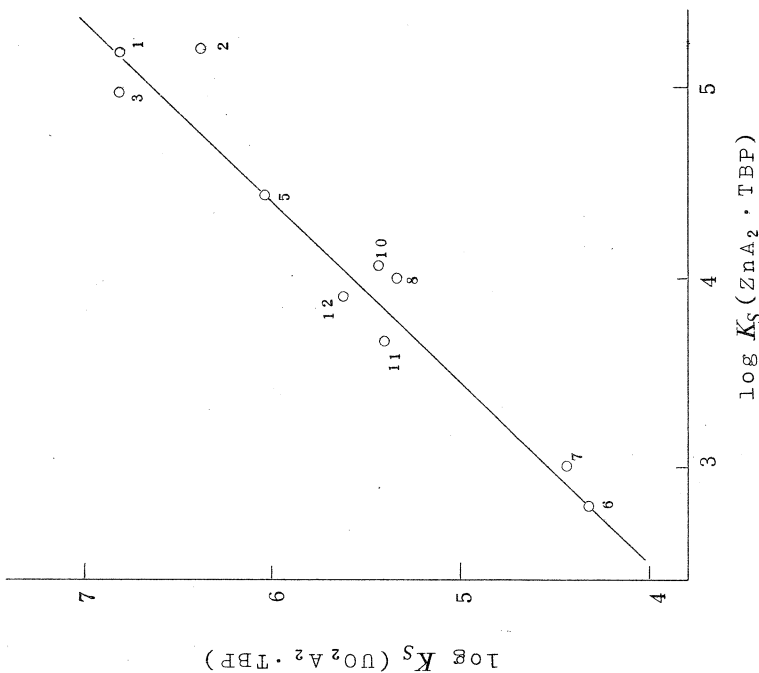
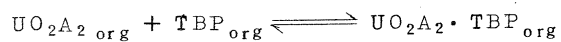


Fig. 4 Correlation between the adduct formation constants of zinc and uranyl complex. The numbers in Fig. 4 correspond to those in Fig. 3



この反応の機構が他の金属キレートの場合と同様ならば、ウラニルキレートと他の金属キレートの K_S とは比例関係にあると考えられる。たとえば、ウラニルキレートと亜鉛キレートの K_S^{**} を比較すると、Fig. 4に示すような規則性が成り立つ。また、これらの各溶媒中での K_S の値は、有機相中の各化学種の活量から予想される傾向と一致することが確かめられた。

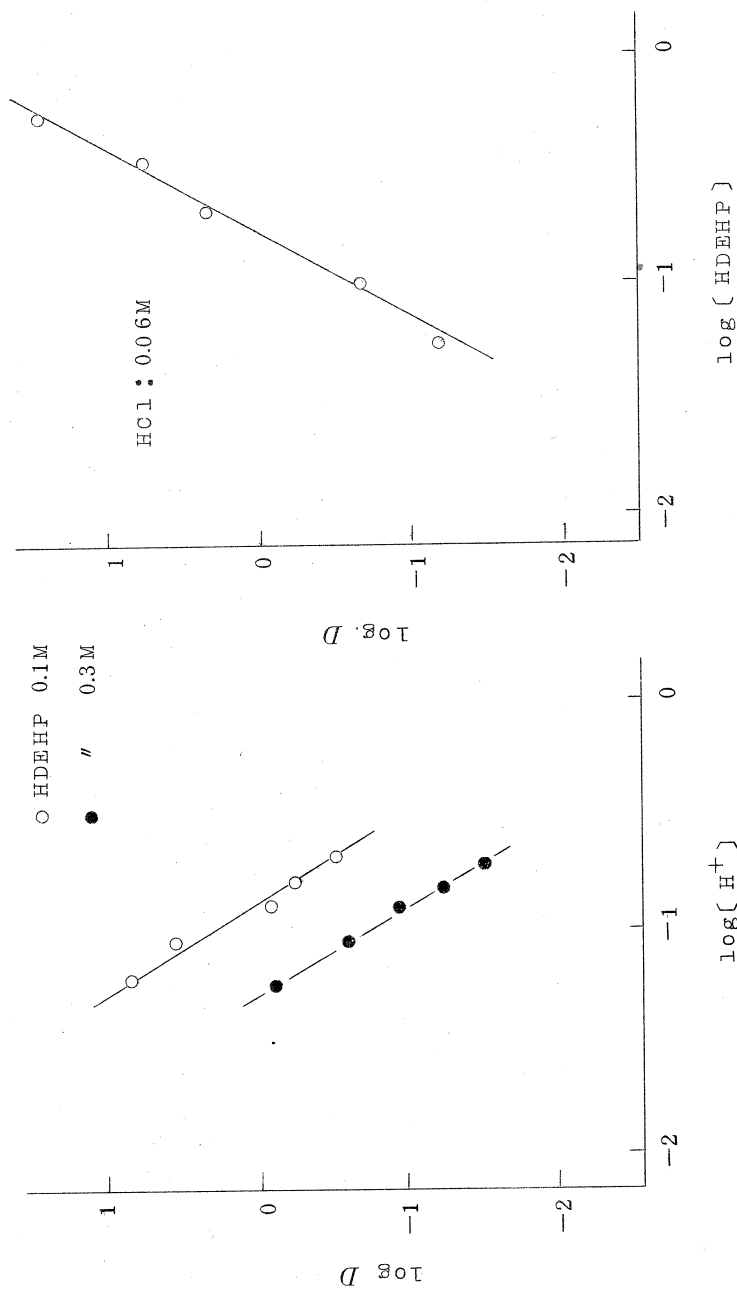
** 秋葉健一，菅野卓治，鈴木信男，日化21年会講演予稿集，2，953(1968)

III-6 U(III)の化学的挙動に関する研究

金研 鈴木 進・佐藤明子

目的：3価ウラニウムは従来、溶液中ではきわめて不安定であるとされ、これに関する研究はほとんど行なわれていなかった。われわれは不活性ガス雰囲気中に保つかぎり、3価ウラニウムは水溶液中において相当に安定であることを知り、その還元方法、安定性、吸収スペクトル、¹⁾イオン交換挙動²⁾などについて報告してきた。3価ウラニウムは各種鉍酸溶液の中で塩酸溶液中においては還元も容易である上に、きわめて安定である。このことから前回は、塩酸溶液を用いて di-n-butyl phosphate (DBP) のベンゼン溶液による抽出について検討した結果を報告した。³⁾今回はこれに引続いて di(2-ethyl hexyl) phosphoric acid (HDEHP) による抽出について報告する。

実験：UO₂ を 40~60 MeV 制動放射線で照射し、²³⁸U(γ , n) ²³⁷U により生成した ²³⁷U をトレーサとして用いた。使用に先立って、TBP 抽出法により、同時に生成する核分裂生成物を分離し精製した。この ²³⁷U の放射化学的純度は γ 線スペクトルおよび半減期により十分であることを確かめた。⁴⁾ また HDEHP、シクロヘキサンの試薬も必要に応じて十分に精製したのち使用した。あらかじめ各種塩酸濃度に調製しておいた ²³⁷U を含む塩化ウラニル溶液 5 ml をとり、これに塩化リチウム溶液をイオン強度 0.2 となるように加え、さらに水を加えて全量を 10 ml とする。液状亜鉛アマルガム約 10 ml を加え、よく振盪してウラニウムを 3 価に還元し、亜鉛アマルガムを注意して除いたのち、HDEHP 溶液 10 ml を加え、十分に振盪して抽出を行なった。両相が平衡になったのち、それぞれ 1 ml ずつをピペットでとり、それぞれの放射能強度を井戸型シンチレーションカウンタで測定し、ウラニウムの両相への分配比を求めた。このときのウラニウムの濃度は約 $2 \times 10^{-3} M$ であり、以上の実験操作中、放射能測定以外はすべて不活性ガス雰囲気中で実験を行なった。両相への分配比を計算するにあたって問題となるのは、本実験で使用した範囲の塩酸濃度では、ウラニウムは完全に 3 価まで還元されず、一部は 4 価として共存していることである。液状亜鉛アマルガムによる 6 価ウラニウムの 3 価への還元率は塩酸濃度により異なり、その値は、0.2 M のときに 96%、0.1 M のときに 90%、0.05 M のときに 81% である。一方 3 価ウラニウムは低濃度

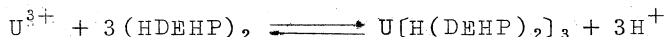


第1図 U (III) の分配比の水素イオン濃度
依存度

第2図 U (III) の分配比のHDEHP濃度
依存度

の塩酸溶液中では酸化性のものが共存しないかぎり、きわめて安定で、再酸化は普通の実験では考慮する必要はない。したがって最初に還元されずに残っている4価ウラニウムの抽出挙動を検討し、これを補正する必要がある。すなわち本実験の条件では、4価ウラニウムは100%HDEHP相に抽出された。

結果：0.05M塩酸溶液から3価ウラニウムをDBPによる実験のときのように、希釈剤としてベンゼンを用い、0.2M HDEHPにより抽出を試みたところ、ほとんど抽出されなかった。そのため他の希釈剤について検討を加えた。その結果、この条件の下ではトルエンを用いたとき抽出率は3%、イソプロピルエーテルを用いたとき26%、シクロヘキサンを用いたとき72%であった。以上の予備実験の結果からシクロヘキサンをHDEHPの希釈剤として使用して以下の実験を行なった。第1図はHDEHP濃度を0.1Mおよび0.3Mと一定に保ち、水相中の塩酸濃度を0.05~0.2Mに変化させたときの分配比の変化を検討した結果で、その勾配は-3である。つぎに第2図は塩酸濃度を0.06Mと一定に保ち、HDEHPの濃度を0.05~0.5Mの範囲で変化させたときの分配比の変化を検討した結果で、その勾配は3である。以上の実験結果から、3価ウラニウムは次式のような錯塩生成反応により、塩酸溶液からHDEHP-シクロヘキサン相中に抽出されるものと推定される。



これは、他の3価のアクチノイド元素および希土類元素のHDEHPによる抽出⁵⁾のときと全く同じである。

文 献

- 1) A. Sato, Bull. Chem. Soc. Japan, **40**, 2107(1967)
- 2) A. Sato, S. Suzuki, *ibid.*, in press.
- 3) 佐藤・鈴木, 日本化学会第21年会 (1968年4月), 核理研究報告, Vol. 1, No. 1, 85(1968)
- 4) E. Akatsu, T. Kuroyanagi, T. Ishimori, Radiochimica Acta, **2**, 1(1963)
核理研究報告, Vol. 1, No. 1, 85(1968)
- 5) D. F. Peppard, et al., J. Inorg. Nucl. Chem., **4**, 5, 334(1957); **7**, 276(1958); **26**, 2271(1964)

III-7 高低両エネルギー領域における光核 反応の核化学的研究

理学部化学 鍛冶東海・長谷敏夫
滝田祐二・玉木洋一
塩川孝信

序 論

Biの高エネルギーのガンマ線による核分裂の放射化学的実験は1950年にSugarman*によって報告された。その質量収率曲線を図1に示した。図1からも判るように更に詳細な実験をする必要がある。そこで我々は次の2点から実験を行った。

1. 質量収率曲線を特に遮蔽核を中心に検討し微細構造をできるだけあきらかにする。
2. 核分裂生成核が遮蔽核であって、かつisomeric pairとして測定できる核種におけるisomeric pairの収率の励起状態の変化より、励起核のスピン分布をあきらかにする。

実験および結果

10gの金属ビスマスをAl箔でつつみ、最大250MeVのBremsstrahlungで3時間照射した。同様な照射を183MeVでも行った。

目的1に関しては目下測定を継続中でまだ最終結果を得ていないが、ガンマ線の強度が充分でなく、照射時間を長くするか、もっとガンマ線強度の強い位置で照射する必要がある。

目的2に関しては、まず最初にSugarmanの報告では未検出の ^{134m}Cs ($T_{1/2}: 2.90\text{h}$)と ^{134g}Cs ($T_{1/2}: 2.05\text{y}$)を対象とした。図2に ^{134}Cs の崩壊図を示した。 ^{134}Cs は遮蔽核のため収率が他核種より小さいところに、ガンマ線の強度が充分得られなかったのと重なり、満足すべき結果は得られなかった。図3に36ccのGe(Li)検出器を1024区分波高分析器に接続して得られたスペクトルを示した。図3から判る様に今回1回のみの実験では収率が低かったので結論を出すことは出来なかったが、ガンマ線の強度と照射時間を長くすることによって ^{209}Bi の高エネルギーのガンマ線による核分裂の生成物として ^{134}Cs が存在すること、および ^{134}Cs のisomeric pairの励起状態の変化から励起核のスピン分布をあきらかにする事が充分期待できる。

* Nathaw Sugarman Phys. Rev., 79, 532 (1950)

最後に、今回の実験の世話をして下さい下さった齊藤二郎氏およびリニアックを運転して下さい下さった方々に厚く感謝の意を表わします。

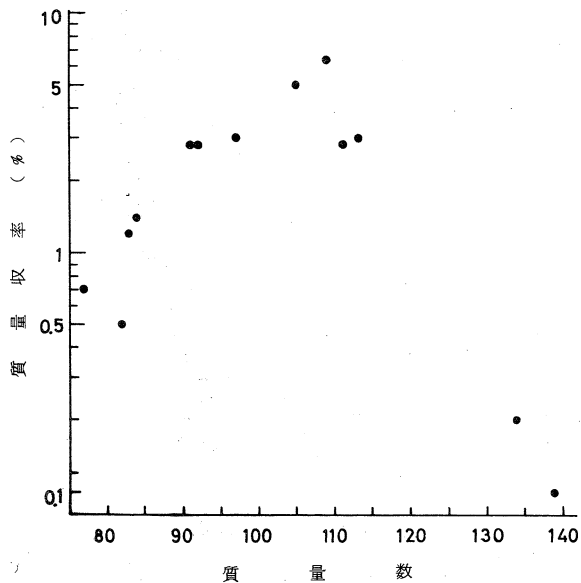


図 1

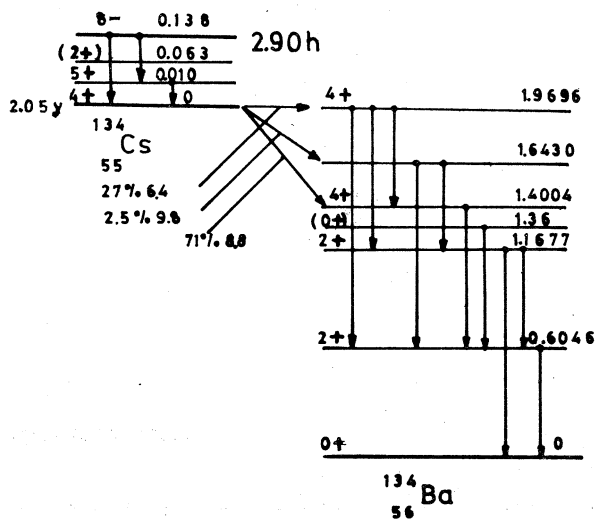


図 2

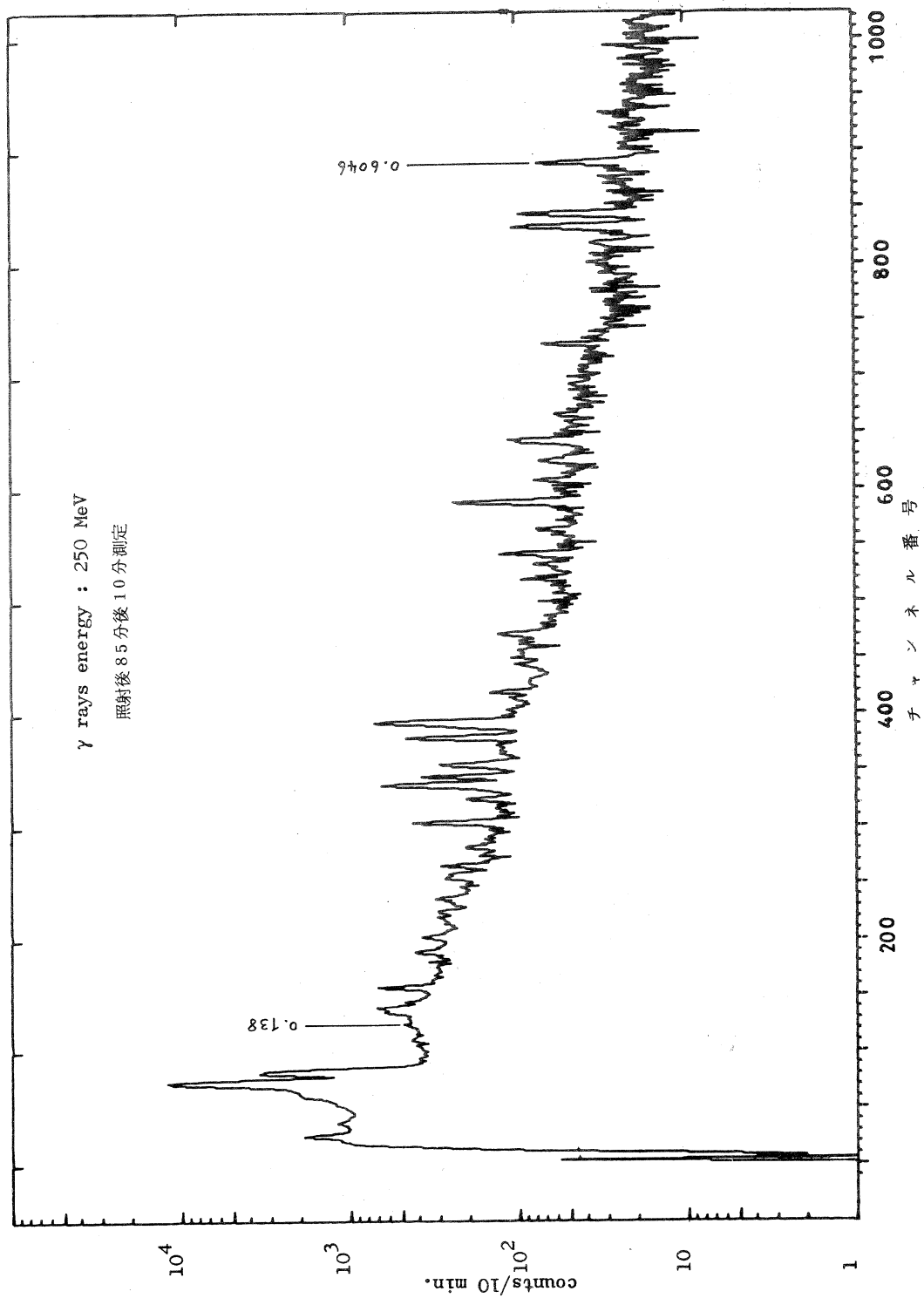


図 3

IV. 生物医学部門

Ⅳ-1 小動物に対する電子線照射の生物学的影響Ⅱ

60MeVの電子線によるイモリの消化器管の変化

理学部生物 山本穆彦・元村 勲*

電子線による生物照射実験は古くは β 粒子の利用に始まるが、次いで電子速度が均等でしかも平行線束に加束された線源が考案され、最近では20MeV以上のベータトロンを用いて深在性腫瘍の治療も可能になりつつある。然しながら高エネルギー電子線照射の実験は、設備の複雑さをはじめとして種々の問題点があり、その実験的基礎の確立が望まれる。

材料及び方法

材料は照射の前日愛子で採集したイモリ (*Triturus pyrrhogaster*) を用いた。照射に際して、雌雄1対のイモリを1.5mm厚のプラスチック製容器(24×40×107mm)に入れ、電子線射出窓より、材料(Ex-Uと記す)―水槽(74×40×107mmプラスチック)―材料(Ex-M)―水槽(上と同様)―材料(Ex-L)の順に照射台上に積み、前報(元村, 山本1968)と同様な方法で照射した。本報告には主として60MeV, 0.5 μ Coulombの照射時の消化器管の組織学的変化について述べる。Ex-Uの実験個体は雌雄共照射後2~4時間で死亡したが死後直ちに固定、Ex-Mでは2個体とも5日後の夜間に死亡したので翌朝固定、Ex-L♂は照射後10日後に頻死の状態、Ex-L♀は他と比較の為照射後5日生存中のものを固定した。固定はBouin氏液、通常通りパラフィン切片後AZAN染色を施して検鏡した。

消化器管は一般に3層構造を呈し消化管内腔より順に粘膜、筋層、漿膜よりなる。粘膜は主として腸内腔を覆う上皮細胞epithelium(EP)と細網細胞や腺細胞と結織線維からなる粘膜固有層Lamina propria mucosae(Muc)からなり、筋層は輪走筋circular muscle layer(rM)と縦走筋longitudinal m. l. (lM)とからなる。粘膜全面には多くの葉形、円錐形の絨毛villi(v)があり、絨毛の間の粘膜陥入部の陰窩crypt(Crp)を作る。絨毛と陰窩の表面は主として線条のある単層柱形上皮よりなり、それらの所々に、AZANで青染する分泌物を有する杯細胞Goblet cell(GC)が混在する。

*東北大学名誉教授

結 果

1 12指腸 Duodenum 胃の幽門部に続いて12指腸があるが、その背部に淡黄色の細長い膵臓が付着しているのですぐわかる。

Ex-U♂ 粘膜上皮細胞の崩壊が散見され、しかもそれらは固有層から剝離する傾向がある。固有層は対照より幾分低く、収縮しているのではないかと思われる。腺細胞群の核には異常凝縮がみられ、それらの胞形質は殆ど崩壊しているものと思われる (Fig. 2)。

Ex-M♂ 粘膜上皮細胞の崩壊と固有層からの剝離が見られる。前掲の Ex-U♂ より被害は軽度である (Fig. 3)。

Ex-L♀ 粘膜上皮細胞が絨毛の先端部で固有層から剝離し始める。しかもそれらの細胞内には AZAN で赤染する小点を有する顕著な液胞がみられる。核は必ずしも基底部に存せず、液胞の外面に附着する例が多い。杯細胞は正常である (Fig. 4)。

2 小腸 small intestine 12指腸とほぼ同様な構造を有するが、杯細胞がやや多い (Fig. 5)。

Ex-U♂ 粘膜上皮が固有層から遊離し始め、それらの細胞の胞形質の境界が曖昧で細胞個々を識別する事が不可能である。粘膜上皮細胞の遊離縁は比較的明瞭であるが、基底側は崩壊している。腺細胞群と剝離した上皮細胞の間に連絡が見られる。杯細胞の分泌物が屢々、基底側に認められる (Fig. 6)。

Ex-M♂ 粘膜上皮細胞は殆ど完全に固有層から遊離して崩壊して来る。杯細胞は識別不能となる (Fig. 7)。

Ex-L♀ 粘膜上皮細胞がわずかに固有層から剝離する。しかも細胞内に顕著な液胞が観察される (Fig. 8)。

Ex-L♂ 前項に述べた液胞様構造 (Vc) が、粘膜上皮の遊離縁に開口し、全体として柵状構造を示す (Fig. 9)。

3 大腸 large intestine 大腸は結腸 Colon と直腸 Rectum よりなるが観察は主として肛門に続く直腸部でなされた。絨毛は大腸を下行するにしたがって低くなり直腸部では殆ど消失して、深い陰窩を有するのみである。粘膜上皮は単層で杯細胞が著るしく増加する。筋層も明確である (Fig. 10)。

Ex-U♂ 粘膜上皮の崩壊が著るしく、遊離した胚細胞が腸内腔に拡散しているのが観察される (Fig. 11)。

Ex-M♂ 粘膜上皮が固有層から剝離し、細胞内に多数の液胞の形成が認められる。杯細胞の分泌物は空胞状で青染しない (Fig. 12)。

Ex-L♀ 対照と較べて組織学上著るしい差異は認められないが、ただ粘膜上皮細胞中に液胞状の構造が見られる。AZAN 染色により赤染するやや大きい顆粒と青染する網状構造が認められる。これらは核の位置や染色性からみて杯細胞の変形であろう (Fig. 13)。

4 胃 胃の粘膜の表面は AZAN で青染する粘液で被れ、粘膜は単層柱形上皮、粘液を有し胞形質と核は細胞の基底部に存す。粘膜上皮細胞の輪廓は腸に較べて明確である。粘膜中に多数の胃腺 (Gg) がある。粘膜下組織には多数の血管が見られる。筋層の発達も著るしい (Fig. 14)。

Ex-U♂ 粘膜上皮細胞の崩壊が著るしく、その配列にかなりの乱れを生じる。胞形質が殆ど消失して核のみ残っている部分もあるが、核は異常凝縮を示す。粘膜下組織、筋層にもかなりの被害が見られる (Fig. 15)。

Ex-M♂ 前項の変化とほぼ同様である。腹腔内に多数の遊離核が認められ、粘膜上皮の崩壊の著るしさが窺える。粘液もかなり荒れた像を示す。

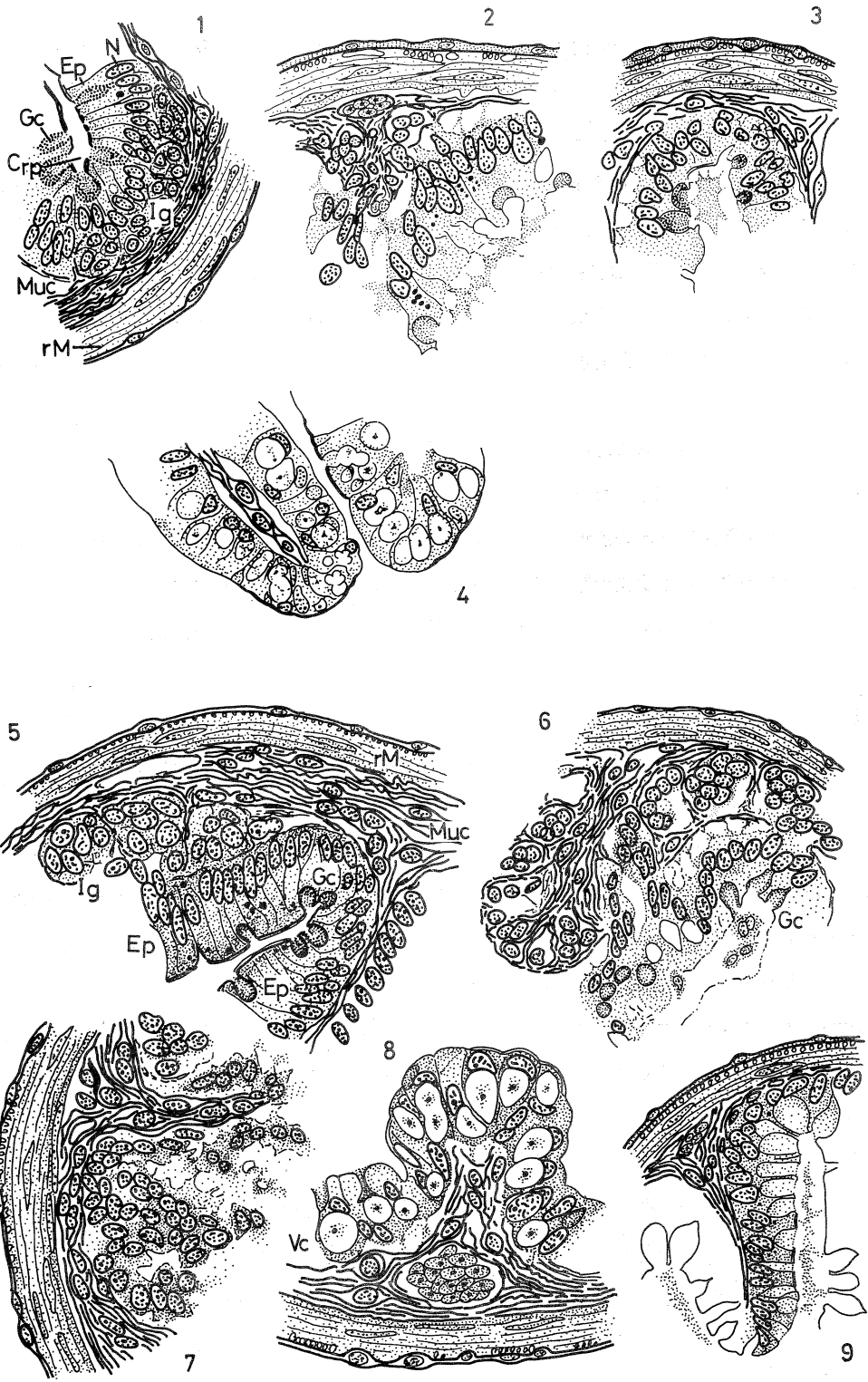
Ex-L♀ 粘膜上皮細胞の胞形質の輪廓が不明瞭となり、互に融合するものもあれば、個々に分離する細胞もあり、粘膜上皮の諸所に隙間が生じる。核質のまわりに隙間が見られる。粘液部の染色性が減少し、網状構造を示すが、これは粘液質の消失を思わせる (Fig. 16)。

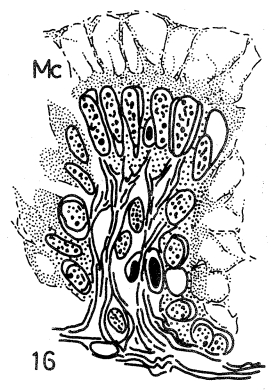
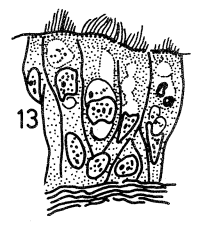
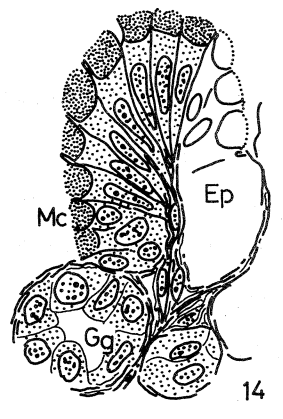
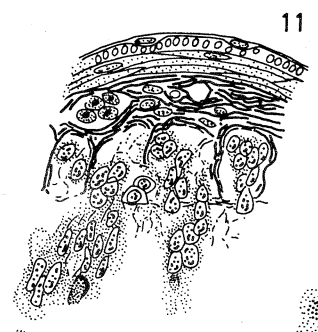
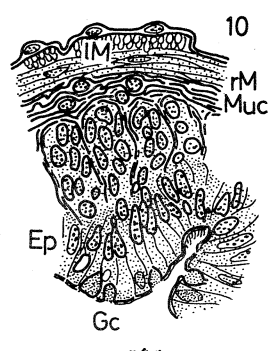
総括

電子線をもろに被爆した個体は 0.5μ Coulomb の照射後数時間で死亡するがこの間かなりの程度に涉って消化器官に組織変化を生じる事が明らかになった。筆者の行った電子線下の behavior 記録実験 (未発表) では 400μ Coulomb の電子線を照射したが、被爆固体は 2~5 分以内に死亡する。これらの個体を、照射後実験室に持ち帰って解剖した結果 8 匹中 2 匹の胃体が崩壊消失していた事は注目に値する。消化液による自己消化とも思われるが、この様な激裂な変化は筆者の知る限り見当たらない。

72mm の水柱を介して被爆した個体は照射後 5 日間生存したが、消化管の粘膜上皮細胞に著るしい崩壊と液胞形成を導く。しかしながら、折悪しく夜間に死亡し固定まで 5~10 時間を経過している事は再考を要する。

144mm の水柱を介して被爆した個体の線量は、介さない個体のほぼ $1/2$ 強と計算されるが照後 10 日間生存し、前 2 者に較べると組織学的変化は著るしく少い。然し粘膜上皮細胞内に AZAN と染まらない大きな液胞が形成された。照射後 5 日、生存中に固定した個体はよくこの経過を示している。





IV-2 中枢神経障害による放射線死の誘発

医学部放射線基礎医学

栗冠正利・その外

実験の目的

急性放射線障害には三つの態が有る。第一の造血系障害は周知のもの、第二の腸障害は典型的な増殖系障害に基く割合簡単なもので研究者の好む模型を提供している。第三のもの、即ち 10^4 ラド（1ラドは任意の物質、生体も含めて、1グラム当り100エルグのエネルギー吸収に相当）以上に続いておこるいわゆる中枢神経死は第一、二に比すると遙かに研究が進んでいない。それは放射線源を得難い点にあった。東北大学の電子ライナクはその出力に関してはこの研究に適しているのでいろいろな動物（哺乳類以外にも適用範囲を広げる予定）の急性変化を研究したい。

実験材料及び方法

- 1 生物照射室に20cm×20cmの電子ビームを導き金網籠に動物を納めITVで監視し乍らテレビジョンの画面を5秒に1コマ、又は10秒に1コマのステル写真を撮影した。
- 2 プラスチックの箱に動物を自由に動ける様に入れ、照射下の挙動を16mm映画に撮影した。ボレックス、150mmエクターレンズ、遠隔操作、距離は4.5mでしゃへいは1mのコンクリートを用いた。イーストマンマクック黒白3Xフィルム使用。
- 3 動物は次の通り、dd廿日鼠（白）、C57 BL廿日鼠（黒）、ドンリュウ大黒鼠（白）、モルモット（白）、シリアハムスタ（褐）、うさぎ（白）、および犬（雑種）で、このうちうさぎと犬は小供だが他のものは何れも成獣である。
- 4 照射条件 特別の場合を除いて60MeVに一定し電流積算値は100秒間に300マイクロクーロンになる様に調節した。

実験成績

以上の照射条件で行った実験は何れも予期通り（又は以上）の成功を納めた。即ち

- 1 動物はすべて100秒以内に神経症状を発して死んだ。死ぬ迄の挙動は余す所なく映画に収

められた。

2 従来我国で知られている実験成績は1万キュリーコバルト60線源による廿日鼠の神経障害死でその死亡時間は丸めて10分である。その挙動は記録されていない。我々の様な広範囲な動物を用いた短期の勝負は未だ発表されていない。

3 中枢神経死はもし廿日鼠を用いるならば動物は興奮状態に陥り「クルクル廻ってパタット死ぬ」と表現されて居り、多くの哺乳動物も又同じだろうと想像していた。併しこの状態に陥るのは廿日鼠だけである。他のどんな動物も決して狂騒状態には入らないことが映画にまざまざと示された。

4 死亡迄の時間はほとんど同じである。哺乳動物は放射線即死に関してはほとんど同じ感受性を持っているように見える。

5 全身照射も頭部照射も放射線即死に関しては同能率である。頭部を含まぬ大ビーム照射も動物を殺すけれども死亡までに数時間が関与していることが明らかである。

6 即死に要する照射量は我々の照射条件下では数十マイクロクロンあればよい。従って照射強度を大きくするとそれに対応して死亡時間は短くなる。100秒間に900マイクロクロンの強さの照射でうさぎは数秒で死亡した。

7 急性の障害に照射部分の温度上昇が関与しているかどうかは判らないが、少く共照射後体温上昇や水槽温度が著しく上昇しているという印象は受けない。

考 察

頭部のどこに放射線即死のクリチカルな点がありそこに吸収されるエネルギーの大きさを実測又は推定し発現する諸症状を明らかにするため今後の実験を継続したいと希望する。

中枢神経系障害による放射線死の誘発

その2 両生類に関する観察

医学部放射線基礎医学 栗冠正利
理学部生物学 山本穆彦

実験の目的

さきに記した一連の哺乳動物の実験の途中、両生類の急性障害を記録することはそれ自体に意味

があるばかりでなく哺乳類との比較においても興味有る事に気付き実験を追加した。

材料と方法

山本が仙台市近郊で採集したいもり及びとのさまかえるを用いた。いもりは水中におき、かえるは空気中においたもの及び水中においたものについて照射観察を行った。

照射は60MeV 400 μ C/181秒(かえる)および400 μ C/97秒であった。

記録方法は前のものと同じで16mm映画である。

実験成績

同じ様な興奮状態をへて死亡する。興奮状態に陥る点では哺乳類の中で廿日鼠に以ている。死に致る迄の時間は長く、恐らく哺乳動物よりも感受性は低いものと見られる。

考 察

以前センチクハエ成虫を照射したときには放射線即死は観察できなかつた。いわゆる中枢神経系急性死が動物の神経系の発達に応じて感受性を異にする事は有りうる事でこれは比較生理学上興味のある話題である。

総 括

16mmフィルムは目下編集集中であるが将来多数の動物について記録を伸したいと考えている。

V. 加速器部門

V-1 30MeV リニアックによる陽電子加速

核理研 中田芳明・斎藤悌二郎
小島融三

今年の四月以降、30MeV リニアック(テストマシン)の buncher の新設、励振系、真空系等の整備を行ってきたが九月に入って定期的に電子加速をすることが可能となった。現在リニアックは2m加速管の耐圧の関係上、R. F. Power が total で10MW以下で運転されているが電子線のエネルギー及び電流に関して次の様な結果が得られた。

最大エネルギー 27MeV
電 流 $0.1\mu\text{A}$ ($\Delta P/P \sim 3\%$)
加速管出口の直進部での全電流 約 $1\mu\text{A}$
但し R. F. は frequency 2856Mc
pulse width $2\mu\text{sec}$
rep. frequency ... 50p. p. s.

尚、25MeV以上で電流値を増やすことは困難であるが、20MeV以下ではR. F. pulse width が $2\mu\text{sec}$ 、rep. frequency が 50p. p. s. でも加速管出口の直進部で約 $30\mu\text{A}$ の電流を得ることは容易である。

電子加速に引き続き、10日間程陽電子加速を行ったのでこの結果を以下に報告する。

30MeV リニアックは1m加速管1本と2m加速管1本とから成るが、陽電子の加速方法はこれらの加速管の間に陽電子発生用の target を置き最初の1m加速管で加速した電子線をこれに当て、pair creation によって生ずる陽電子を2m加速管でR. F. の phase 等を変えて加速する方法をとった。この方式ではエネルギーが可変で background が少ない陽電子線が得られる。target は厚さ1mmの Ta を真空中に設置し、その直後に最大磁束密度が 2600gauss で図6に示されている様な磁場分布を有する陽電子収束コイルを設置した。今回の実験はR. F. はすべて pulse width が $2\mu\text{sec}$ 、rep. frequency が 50p. p. s. で行った。一方分析系 ($\Delta P/P \sim 3\%$) を通った陽電子を第二ピットで ionization chamber で測定した。ionization chamber の較正には Faraday cup を用いその結果、感度は150であ

Positron max energy vs. RF. power

f = 2856 Mc 50pps

 $R_0 F = 60A$

Injection 200mA

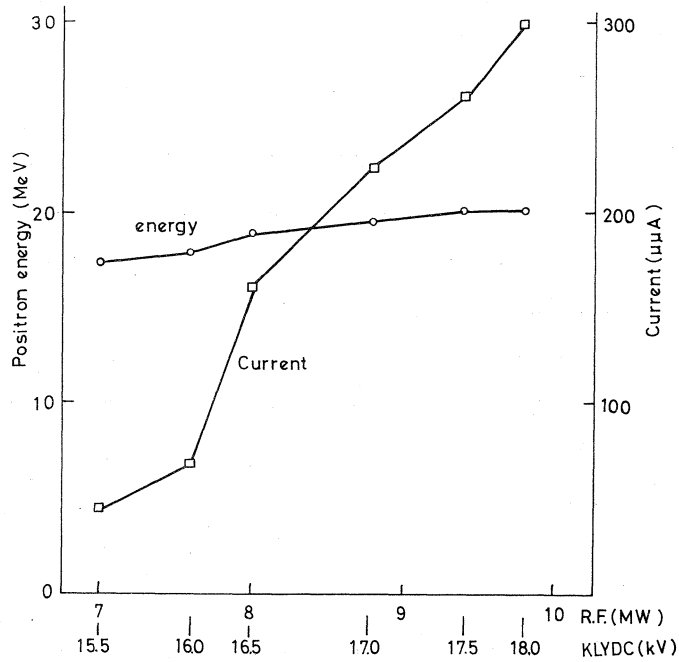


図 1

った。以後に示すグラフ中の電流値は全てこの ionization chamber を用いて得られたもので実際の電流値に直すにはそれらの値を 150 で割る必要がある。

図 1 は R. F. power と陽電子の max energy 及びその時の current との関係を示すものである。すなわち injection current を 200mA (peak 値) 及び陽電子収束コイルの電流は 60A と一定に保ちながら R. F. power を 7MW, 7.6MW, ... 9.9MW と変えて、これらの各点で陽電子のエネルギーが最大となる様に phase 等を調整した時の電流との関係である。

この図から R. F. power が 7MW~10MW 迄の変化に対して陽電子のエネルギーは 17MeV~20MeV と変化しその電流は $50\mu A$ ~ $300\mu A$ と約 6 倍の変化がみられる。

図 2 は 図 1 に於ける実験で得られた陽電子線の spectrum を示す。R. F. power が増すと

spectrum が良くなること
が顕著に現われている。尚図の
横軸の値は分析マグネットの電
流値でこの値を2.3倍したのが
その時のエネルギーに対応する。
このことは後の図4に於いても
同様である。

図3は電子加速に關与する1
m加速管などのparameter
を一定にし、陽電子加速
の2m加速管のphaseに対す
るエネルギー及び電流の關係を
示す。

図4は 図3に於ける実験で
得られた陽電子線の spectrum
の様子を示す。これらの
spectrum からわかるよう
に陽電子線はある phase (図
4の(c))でエネルギーに対
して2つのpeakをもち、しか
もそれらに対応する電流値が殆
んど等しくなり、更にそれより
遅れた phase (図4の(a),(b))
ではエネルギーの高い方の陽電

子が加速され、進んだ phase (図4の(d), (e))ではエネルギーの低い方が加速されるという現象
が現われている。図3に於いてもこれらの現象が示されている。

2m加速管に於けるR. F. phase の変化によるエネルギーの可変範囲が17~20MeV と電子
加速に比して狭いのは入射陽電子のエネルギーが小さく、phase bunching が十分ではない
からであると考えられる。

図5は 陽電子エネルギーが16.4MeV の時の、陽電子収束コイルの磁場による陽電子電流の変
化を示す。

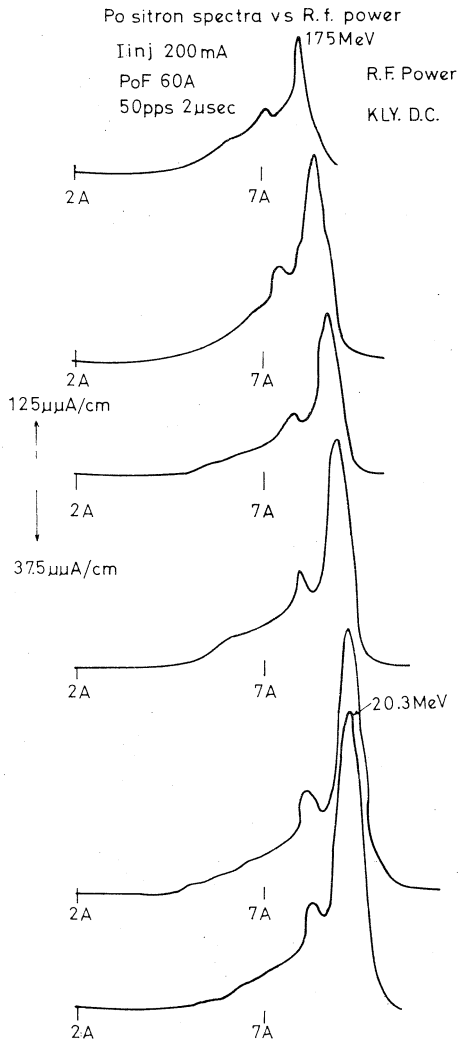
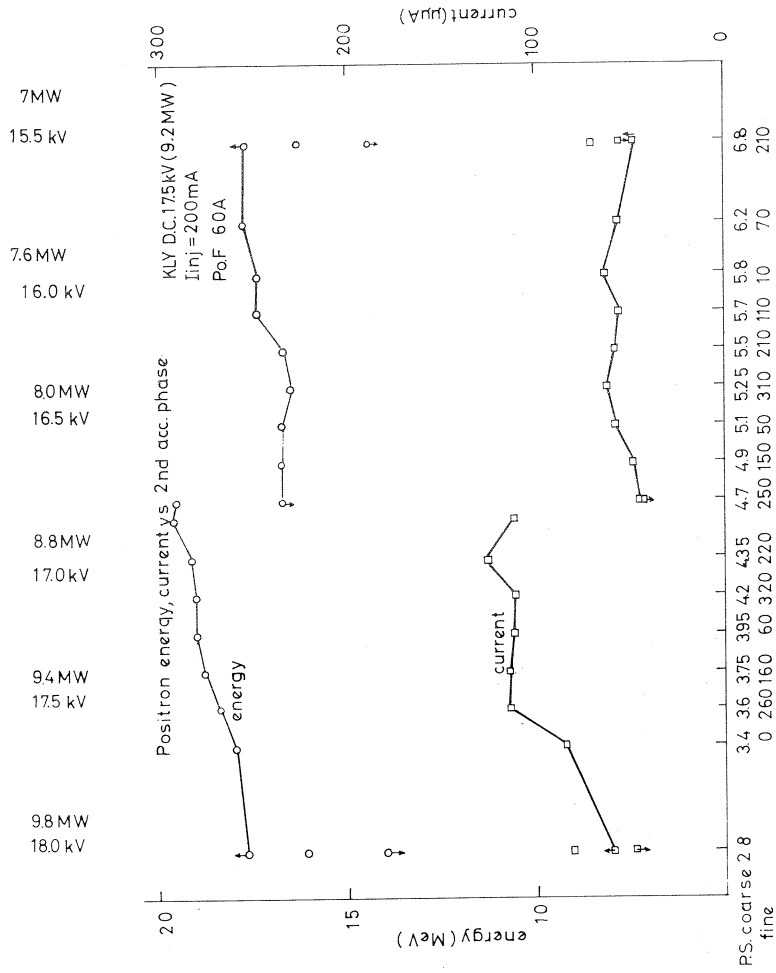
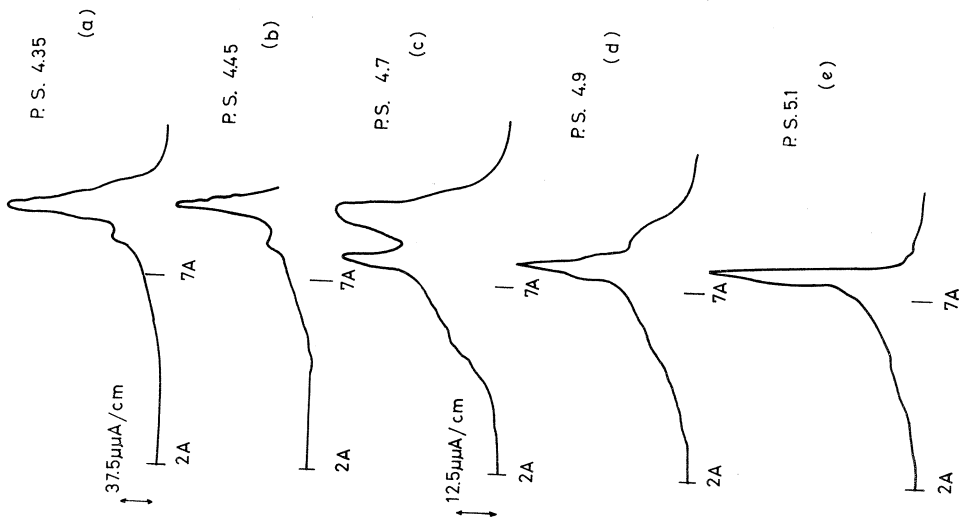
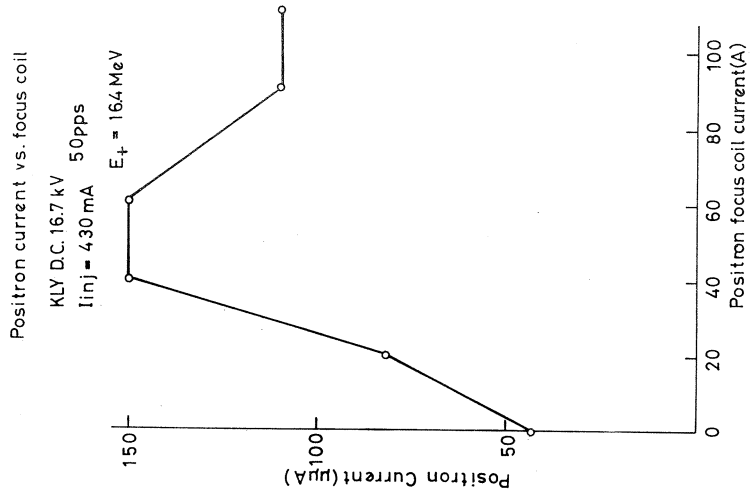


図 2

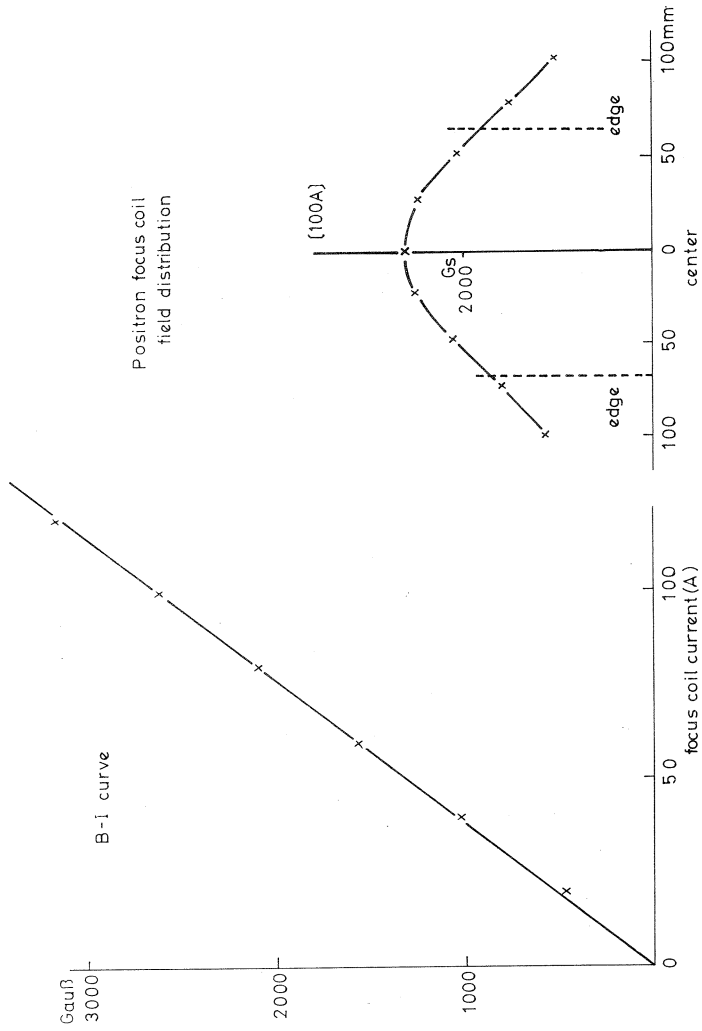


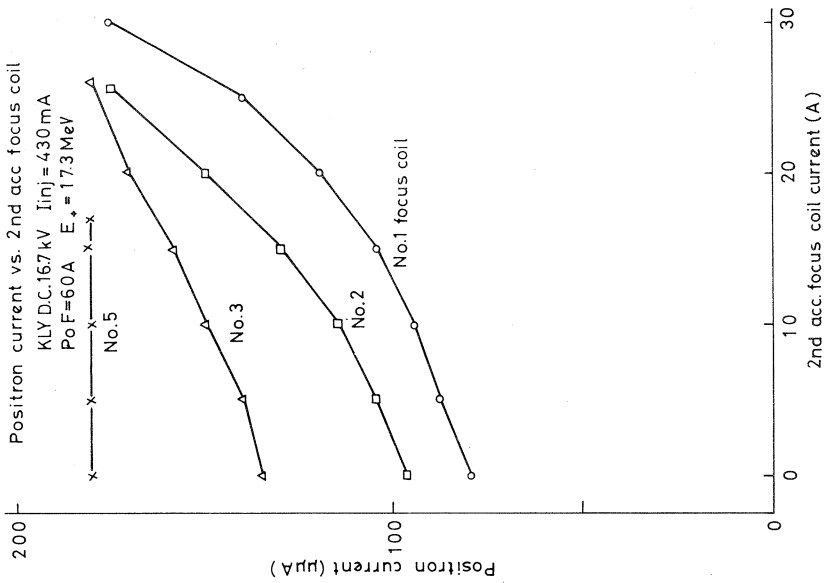


☒ 4

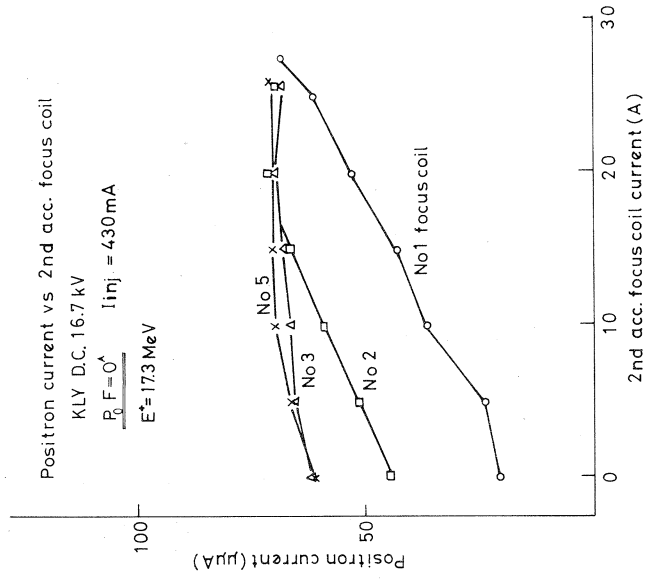


☒ 5





☒ 7



☒ 8

この図から陽電子収束コイルを使用した方がしない場合に比して約3倍の intensity の変化がみられる。

図6は陽電子収束コイルの B-I 特性, 及び磁場の分布を示す。

図7, 8は陽電子収束コイルを使用した場合とそうでない場合の, 陽電子電流と2m加速管の収束コイル (Acc focus coil) との関係を示すものである。

すなわち図7では陽電子エネルギー17.3MeVに対して, 陽電子収束コイルの電流が60Aの時に, 2m加速管の収束コイルが陽電子電流に対してどのような影響を与えるかを示すものである。

この実験では2m加速管の収束コイルが5分割されていることから, そのうちのひとつを parameter とし残り4つのコイルには最大の電流を流すという方法がとられた。この図から加速管収束コイルの1番目と2番目の効き方は著しく0Aと30Aでは intensity に約2倍の変化がみられ, 5番目になると殆んど影響しないことがわかる。このことから1, 2番目の field を更に増すことが望ましい。

図8の方は陽電子収束コイルの電流を0Aとしたこと以外, 図7と全く同じ方法で得られたものである。明らかに早くも2番目の加速管収束コイルで陽電子電流の intensity に saturation が起きていることがわかる。

今回の実験では陽電子エネルギーを9MeV~20MeV迄変えることが出来, 電流はエネルギー幅が約3%で最大 $2\mu\text{A}$ (絶対値 $\dots N_+ \sim 1.2 \times 10^7$ 個/sec \dots) が得られた。しかし電流に関しては rep. frequency や R. F. power の増大, 及び図7でも述べた如く2m加速管収束コイルの補強により今回の約30倍の intensity が得られるものと期待される。今後30MeV リニアックでは以上の如くして得られた陽電子線を用いて annihilation photon に関する実験を試みたいと考えている。

V - 2 マシンの整備運転状況

核理研 小島融三・浦沢茂一

2期にわたる共同利用の間、マシンの故障や整備不十分の為に利用者に迷惑をおかけした点もあったが、施設側としては不十分な人員構成の下で、少なくとも採択委員会で決められたマシンタイムの維持には努力を尽した。又、マシンの整備、改造も逐次行なわれ、ビーム性能の向上、安定化に寄与した。以下に開所式以降現在迄の主な整備事項と併せて運転状況を報告する。

整備状況

- 42年 9月 加速管B8~B9間にQ-magnet 設置¹⁾
- 42年10月 加速管A4~A5間にQ-magnet 設置¹⁾
入射系改造²⁾
- 42年11月 加速管B4にQ-magnet 設置¹⁾
- 43年 1月 加速管B1~B2間にQ-magnet 設置¹⁾
- 43年 1月 加速管用steering coil 電源(CAVR)設置³⁾
- 43年 2月 電子銃用n-sec pulser 整備⁴⁾
- 43年 4月 Klystron pulser用三芯同軸管改造⁵⁾
- 43年 4月 III系 Collimator 改造⁵⁾
- 43年 4月 BDM-I系間にTi window 設置⁷⁾
- 43年 6月 I系偏向部ビームダクトフランジ改造⁸⁾
- 43年 6月 II系-LDM間真空的に直結⁹⁾
- 43年 8月 Mastor oscillator 改造¹⁰⁾
- 43年 8月 Klystron pulser 50kV cable 改造¹¹⁾
- 43年 8月 Positron 用 Target 設置¹²⁾
- 43年 8月 II, III系偏向部ビームダクトフランジ改造⁸⁾
- 43年 8月 LDM用Target 駆動装置改造¹³⁾

43年10月 加速管A2にQ-magnet設置¹⁾

43年10月 I系TOF用延長ダクト設置¹⁴⁾

- 1) 加速途上に於いてビームを収束し, Beam blow up を防止する等の為に, 加速ライン上に逐次Q-magnetを増設した結果ビーム強度が向上した。
- 2) 従来入射系のアライメントが不十分だったので一部を新しく製作し, 充分なアライメントを行って入射ビームの性質を良くした。
- 3) Steering Coil の電流を安定化することにより出力ビームの安定性が向上した。
- 4) n-sec pulserを整備した結果25~75MeVでI系末端で巾7n-sec, 1.5A のビームを得られる様になった。
- 5) Klystron pulser と pulse trans を結ぶ三芯同軸ケーブルをrigidな構造とし絶縁耐圧を向上させ, この部分の原因によるShut down は皆無となった。
- 6) III系Collimatorを鉛から銅製に改造し, 溶融事故が起きない様にした。
- 7) BDMとI系とを真真空的に分離した。
- 8) 各系にビームを偏向した直後のフランジに従来真空リークが発生したが, 溶接構造として事故は皆無となった。
- 9) II系とLDM散乱槽の間に古い加速管を入れDiffusion Pumpの増設と合せて真真空的に直結可能となり, 散乱槽内Target部でのビームスポットが改善された。
- 10) 従来水晶発振, てい倍方式は出力不足等の不具合の為に安定化空洞つきの板極管発振方式に改造した。
- 11) 端末部などを改造した新しい材質のcableと交換し, 耐圧が上った為この部分のShut down はなくなった。
- 12) A, B部中間にRotary target を新設した。
- 13) 駆動装置を改造し, 駆動した時のTarget 位置のズレを少なくした。
- 14) 延長ダクト(Steering coil, Q-magnet, 排気装置附属)を設置し, TOF Tunnel での実験が可能となった。

運転状況

Fig. 1に各月の運転状況を示す。縦軸はその月のビーム運転時間を運転日数+故障日数で割ったもので, 故障が多ければ低くなる値である。9月, 4月, 8月にやや下がっているのはその直前の改修工事の余波と思われる。(図中の矢印は改修工事の期間に比例する。)現状のman powerではこのgraphで8~9時間ラインがlimitではないかと思う。

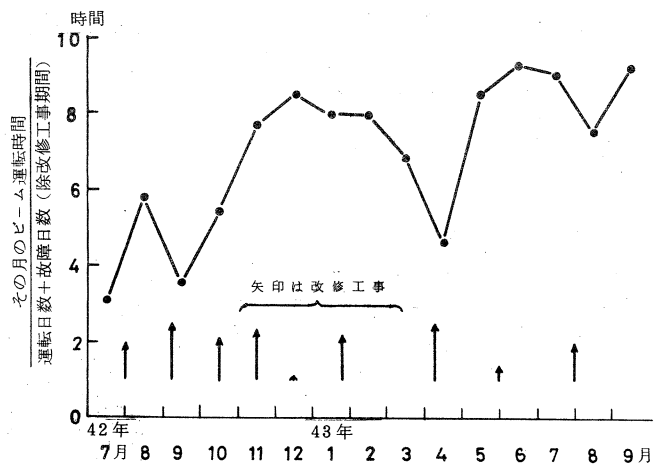


Fig. 1

山忠モノ・オフセット納
電 仙台 25-0320