

RESEARCH REPORT
OF
LABORATORY OF NUCLEAR SCIENCE
TOHOKU UNIVERSITY

核 理 研 研 究 報 告

第 32 卷 第 1 号

1999 年 12 月

東北大学大学院理学研究科

原 子 核 理 学 研 究 施 設

刊 行 規 定

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

投 稿 規 定

1. 邦文の原稿はA4判400字詰原稿用紙を使用して下さい。用語は可能な限り文部省編さん「学術用語集」によって下さい。
2. 引用文献、記号、単位、数式、文字指定等は Journal of the Physical Society of Japan の「投稿の手引」に従って下さい。
特に次の点について御注意下さい。
原稿には添字、ギリシャ文字、イタリック、ゴシック、立体、まぎらわしい大文字及び小文字を赤鉛筆で指定して下さい。但し、文中の文字記号及び数式は原則としてイタリックで組みますので、単位及び元素記号、数式中特に立体とすべき文字記号は必ず立体の指定をして下さい。英文の原稿の場合は、イタリックの方を指定して下さい。
3. 図及び表には1枚毎に「第1図」、「第2表」のように番号を付けて下さい。図は全て墨入れし、縮尺又は刷り上がり寸法を記入して下さい。但し、1/3以下の縮尺はご遠慮下さい。
4. 図及び表の挿入個所を原稿に指定して下さい。
5. 図及び表の説明をそれぞれ別紙にまとめて原稿の末尾につけて下さい。
6. 原稿締切日は4月30日と10月31日です。原稿は下記あて提出して下さい。

仙台市太白区三神峯1-2-1 郵便番号 982-0826

東北大学理学部原子核理学研究施設

「核理研研究報告」編集委員長

核理研研究報告 第32巻 第1号 目次

I. 原子核物理

- I - 1 Direct Separation of the Structure Functions of the Giant Resonance in the $^{12}\text{C}(e,e'n)^{11}\text{C}$ Reaction 1

(核理研, 理学研究科物理*, 工学研究科量子エネルギー工学**, 山形大理
学部***)

及川 正道, 齋藤悌二郎, 高久 圭二, 須賀 洋介
木野 幸一, 中川 武美*, 藤平 力*, 阿部 健**
上野 博昭***

- I - 2 Measurements of the Angular Correlations of the $^{16}\text{O}(e,e'n)^{15}\text{O}$ Reaction in
the GDR Region 12

(核理研, 理学研究科物理*, 工学研究科量子エネルギー工学**, 山形大理
学部***)

木野 幸一, 齋藤悌二郎, 須賀 洋介, 及川 正道
中川武美*, 藤平 力*, 阿部 健**, 上野 博昭***

- I - 3 $(e,e'p)$ 反応による ^{139}Pr , ^{141}La の IAS の研究 (テスト実験) 25

(理学研究科物理, 核理研*)

坪田 博明, 木村 竜介, 田中 英二, 宮瀬 晴久
前田 和茂, 須田 利美, 玉江 忠明*, 中川 格*
横川 民雄*, 西川 至*, 庄田 勝房*, 川端 正徳*
松井 宏憲*, 木下 忠*, 山崎 寛仁*, 大槻 勤*
寺沢 辰生*, 笠木治郎太*

II. 放射化学

- II - 1 陰イオン交換クロマトグラフィーによるグラム量ネプツニウムの高純度精製システ
ム..... 31

(金研)

山村 朝雄, 塩川 佳伸, 三頭 聡明

II-2 隕石・岩石中のハロゲン元素の放射化学的光量子放射化分析法…………… 42

(都立大理学研究科, 核理研^{*})

大浦 泰嗣, Sk. A. Latif, 瀬戸口美奈, 仲本 朝嗣

海老原 充, 中原 弘道, 大槻 勤^{*}

III. 加速器・測定装置

III-1 Beam Commissioning of the Stretcher-Booster Ring in Tohoku University … 51

(核理研)

日出富士雄, 濱 広幸, 笠木治郎太, 川端 正徳

今野 収, 栗原 亮, 宮本 篤, 武藤 正勝

七尾 晶士, 小山田正幸, 柴崎 義信, 高橋 重伸

玉江 忠明, 寺沢 辰生, 山崎 寛仁

III-2 核理研ライナックのビーム安定性…………… 59

(核理研)

宮本 篤, 小山田正幸, 笠木治郎太, 栗原 亮

今野 収, 柴崎 義信, 玉江 忠明, 寺沢 辰生

七尾 晶士, 日出富士雄, 武藤 正勝, 山崎 寛仁

III-3 コヒーレント放射によるバンチ形状の計測 (II) …………… 71

(核理研, 科研^{*}, 工学研究科応用物理^{**})

渡辺 勝美, 小山田正幸, 日出富士雄, 松山 正佳

池澤 幹彦^{*}, 大坂 俊明^{*}, 柴田 行男^{*}, 伊師 君弘^{*}

蔦谷 勉^{*}, 佐々木理志^{*}, 杉山 陽一^{*}, 近藤 泰洋^{**},

吉松 俊英^{**}

III-4 マイクロバンチ FEL の研究 …………… 80

(科研, 工学研究科応用物理^{*}, 核理研^{**})

柴田 行男, 佐々木理志, 杉山 陽一, 伊師 君弘

蔦谷 勉, 大坂 俊明, 池澤 幹彦, 近藤 泰洋^{*}

日出富士雄^{**}, 渡辺 勝美^{**}, 小山田正幸^{**}

III-5 粒子音響検出器の開発研究..... 94

(核理研, 東北学院大工学部*, 政策研究院**, 埼玉大理学部***,
東大 CNS****, 京大理学研究科*****, 本多電子株式会社*****)

松山 正佳, 日出富士雄, 今野 収, 小山田正幸
渡辺 勝美, 中鉢 賢憲*, 樋口 正人*, 菅原 敏勝*
岬 暁夫**, 中村 市郎***, 宮地 孝***
菊地柳三郎*****, 田澤 雄二*****, 後藤 繁文*****,
本多 洋介*****, 宮本 年昭*****, 佐藤 正典*****

III-6 ストレッチャー・ブースタリングによる (e,e'n) 実験のバックグラウンドの評価
..... 110

(核理研, 理学研究科物理*, 山形大理学部**)

中川 哲郎, 齋藤悌二郎, 木野 幸一, 中川 武美*
上野 博昭**

IV. 加速器稼働状況

IV-1 平成10年度マシン報告..... 121

(マシングループ)

栗原 亮, 浦澤 茂一, 小山田正幸, 柴崎 義信
高橋 重伸

V. 論文リスト..... 127

Research Report of Laboratory of Nuclear Science
Volume 32, Number 1 December 1999
Contents

I. Nuclear Physics

- I – 1 Direct Separation of the Structure Functions of the Giant Resonance in the $^{12}\text{C}(e,e'n)^{11}\text{C}$ Reaction 1
Masamichi Oikawa, Tejiro Saito, Keiji Takahisa, Yosuke Suga,
Kouichi Kino, Takemi Nakagawa, Tsutomu Tohei, Ken Abe and
Hiroaki Ueno
- II – 2 Measurements of the Angular Correlations of the $^{16}\text{O}(e,e'n)^{15}\text{O}$ Reaction in the GDR Region 12
Kouichi Kino, Tejiro Saito, Yosuke Suga, Masamichi Oikawa,
Takemi Nakagawa, Tsutomu Tohei, Ken Abe and Hiroaki Ueno
- II – 3 Study of INS in ^{139}Pr and ^{141}La via the $(e,e'p)$ Reaction 25
Hiroaki Tsubota, Ryusuke Kimura, Eiji Tanaka, Haruhisa Miyase,
Kazushige Maeda, Toshimi Suda, Tadaaki Tamae, Itaru Nakagawa,
Tamio Yokokawa, Itaru Nishikawa, Katsufusa Shoda,
Masanori Kawabata, Hironori Matsui, Tadashi Kinoshita,
Hirohito Yamazaki, Tsutomu Ohtsuki, Tatsuo Terasawa and
Jirohta Kasagi

II. Radiochemistry

- II – 1 Purification System of Gram-Amount Neptunium Using Anion Exchange Chromatography 31
Tomoo Yamamura, Yoshinobu Shiokawa and Toshiaki Mitsugashira
- II – 2 Radiochemical Photon Activation Analysis of Halogens in Meteorites 42
Yasuji Oura, Shaikh Abdul Latif, Mina Setoguchi, Tomoshi Nakamoto,
Mitsuru Ebihara, Hiromichi Nakahara and Tsutomu Ohtsuki

III. Accelerator and Instrumentation

- III – 1 Beam Commissioning of the Stretcher-Booster Ring in Tohoku University ... 51
Fujio Hinode, Masayuki Oyamada, Jirohta Kasagi,
Masanori Kawabata, Akira Kurihara, Osamu Konno,
Yoshinobu Shibasaki, Shigenobu Takahashi, Tadaaki Tamae,
Tatsuo Terasawa, Masashi Nanao, Hiroyuki Hama,
Atsushi Miyamoto, Masakatsu Mutoh and Hirohito Yamazaki
- III – 2 Beam Stabilization at LNS Linac 59
Atsushi Miyamoto, Masayuki Oyamada, Jirohta Kasagi,
Akira Kurihara, Osamu Konno, Yoshinobu Shibasaki,
Tadaaki Tamae, Tatsuo Terasawa, Masashi Nanao,
Fujio Hinode, Masakatsu Mutoh and Hirohito Yamazaki
- III – 3 Measurement of an Electron Bunch Shape Using Coherent Radiation (II)
..... 71
Katsumi Watanabe, Masayuki Oyamada, Fujio Hinode,
Tadayoshi Matsuyama, Mikihiko Ikezawa, Toshiaki Ohsaka,
Yukio Shibata, Kimihiro Ishi, Tsutomu Tsutaya, Satoshi Sasaki,
Youichi Sugiyama, Yasuhiro Kondo and Toshihide Yoshimatsu
- III – 4 Microbunch FEL 80
Yukio Shibata, Satoshi Sasaki, Youichi Sugiyama, Kimihiro Ishi,
Tsutomu Tsutaya, Toshiaki Ohsaka, Mikihiko Ikezawa, Yasuhiro Kondo,
Fujio Hinode, Katsumi Watanabe and Masayuki Oyamada
- III – 5 Development of Acoustic Particle Detector..... 94
Tadayoshi Matsuyama, Fujio Hinode, Osamu Konno,
Masayuki Oyamada, Katsumi Watanabe, Noriyoshi Chubachi,
Masato Higuchi, Toshikatsu Sugawara, Akeo Misaki,
Ichiro Nakamura, Takashi Miyachi, Ryusaburo Kikuchi,
Yuji Tazawa, Shigefumi Goto, Yousuke Honda, Toshiaki Miyamoto
and Masanori Sato

III - 6	Evaluation of Background in the (e,e' n) Experiment Using Stretcher-Booster Ring	110
	Tetsuro Nakagawa, Tejiro Saito, Kouichi Kino, Takemi Nakagawa and Hiroaki Ueno	
IV.	Status Report on the Accelerator	
IV - 1	Status of the Electron Linac	121
	Akira Kurihara, Shigekazu Urasawa, Masayuki Oyamada, Yoshinobu Shibasaki and Shigenobu Takahashi	
V.	List of Publications	127

I. 原 子 核 物 理

Direct Separation of the Structure Functions of the Giant Resonance in the $^{12}\text{C}(e, e' n)^{11}\text{C}$ Reaction

M. Oikawa^{*}, T. Saito, K. Takahisa[†], Y. Suga[‡], K. Kino,
T. Nakagawa¹, T. Tohei^{1,§}, K. Abe² and H. Ueno³

*Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University,
Mikamine, Taihakuku, Sendai 982-0826, Japan*

¹*Department of Physics, Tohoku University,
Aramaki, Aobaku, Sendai 980-8578, Japan*

²*Department of Nuclear Engineering, Tohoku University,
Aramaki, Aobaku, Sendai 980-8579, Japan*

³*Department of Physics, Yamagata University,
Kojirakawa, Yamagata 990-8560, Japan*

Out of plane measurements of the angular correlations for the $^{12}\text{C}(e, e' n)$ reaction have been performed for the first time in the giant resonance region. The cross sections were directly separated into the longitudinal and transverse, longitudinal-transverse, and transverse-transverse components. The cross section at the peak of the giant resonance ($\omega = 22.5\text{MeV}$) has been found to be almost all longitudinal. It was reproduced by the multipole expansion with E0 and E2 components besides E1. The longitudinal-transverse might have a maximum around 24 MeV. The transverse-transverse is very small over the giant resonance.

§1. Introduction

The giant resonances in ^{12}C have been studied by photoreactions, inclusive electron

^{*}Present address : 5th Research Center, Technical Research & Development Institute, Japan Defense Agency, Nagase, Yokosuka 239-0826, Japan

[†]Present address : Research Center for Nuclear Physics, Osaka University, Ibaraki 567-0047, Japan

[‡]Present address : Hitachi Software Engineering Co., Nakase, Mihamaku, Chiba 261-0023, Japan

[§]Present address : Tohoku Institute of Technology, Kasumicho, Taihakuku, Sendai 982-8577, Japan

scattering, and inelastic hadron scattering. Recently, coincidence electron-scattering experiments such as $(e, e' p)$ and $(e, e' n)$ have become possible by using high duty factor electron beams. Such experiments can provide new insights into the decay mechanisms. The coincidence cross section consists of four structure functions described below. Separation of each structure function is of crucial importance to study a reaction mechanism in detail by comparing with a theory. Out of plane measurements provide a direct separation of the structure function. However, out of plane measurements in the $(e, e' n)$ reaction have not been carried out yet because of the difficulty in detecting low energy neutrons in an environment with a huge γ -ray and neutron backgrounds. In this paper we report the first out of plane measurements for the angular correlations of the $^{12}\text{C} (e, e' n)^{11}\text{C}$ reaction in the giant resonance at a similar kinematics to the previous in-plane measurements¹⁾. In addition, we will discuss the separated structure functions.

The coincidence $(e, e' x)$ cross section can be expressed as^{2, 3)}.

$$d^3\sigma/d\Omega_e \cdot d\omega \cdot d\Omega_n = \sigma_M \{ V_L W_L + V_T W_T + V_{LT} W_{LT} \cos \phi_n + V_{TT} W_{TT} \cos 2\phi_n \}, \quad (1)$$

where σ_M is the Mott cross section for scattering on a point nucleus and V_i are the leptonic kinematic factors. The structure functions have four components : pure longitudinal (W_L) pure transverse (W_T), longitudinal-transverse interference (W_{LT}), and transverse-transverse interference (W_{TT}) terms. The terms $V_L W_L$ and $V_T W_T$ do not depend on the azimuthal angle ϕ , but the interference terms $V_{LT} W_{LT}$ and $V_{TT} W_{TT}$ depend on $\cos \phi$ and $\cos 2\phi$, respectively. From the measurements of at least three different values of ϕ , the non-interference, longitudinal-transverse, and transverse-transverse terms can be separated. The kinematics of the coincidence $(e, e' x)$ reaction is shown in Fig.1.

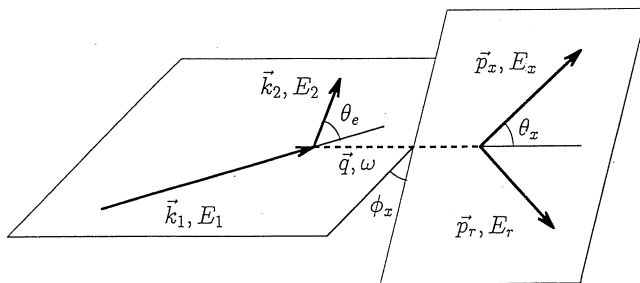


Fig. 1. Out of plane kinematics for the coincidence $(e, e' x)$ reaction.

§ 2. Experiment

The experiment was performed using the continuous electron beam from the 150-MeV Tohoku University pulse stretcher ring⁴⁾. A natural carbon target of thickness 105 mg/cm² was bombarded with electrons of energy 126 MeV. The scattered electrons were detected at $\theta_e = 40^\circ$ by a magnetic spectrometer which has a solid angle of 5 msr and a momentum resolution of 0.05% within an accepted momentum bite of 5.3%. The emitted neutrons were detected using ten NE213 liquid scintillator neutron detectors.

Six detectors were placed in the electron scattering plane ($\phi = 180^\circ$) at $\theta_n = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 150^\circ,$ and 180° , three detectors were placed out of the scattering plane ($\phi = 135^\circ$) at $\theta_n = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$, and one detector was placed out of plane ($\phi = 90^\circ$) at $\theta_n = 30^\circ$, where θ_n is measured from the momentum-transfer vector. Each detector was placed at 1.0 m from the center of the scattering chamber allowing the neutron energy to be determined by a time-of-flight method. The neutron detectors were shielded with lead, paraffin, and concrete, and lead collimators were placed in front of 4-cm-thick bismuth plates to absorb scattered electrons and soft γ -rays from the target. The neutron detectors were calibrated using γ -rays from $^{22}\text{Na}, ^{137}\text{Cs}, ^{60}\text{Co}$, and Am-Be sources. The Compton edge of the ^{137}Cs γ -rays was utilized to set the detection threshold. The neutron efficiency for the detectors was determined using a ^{252}Cf source and a Monte Carlo code. The details of electronics, data acquisition, and detection

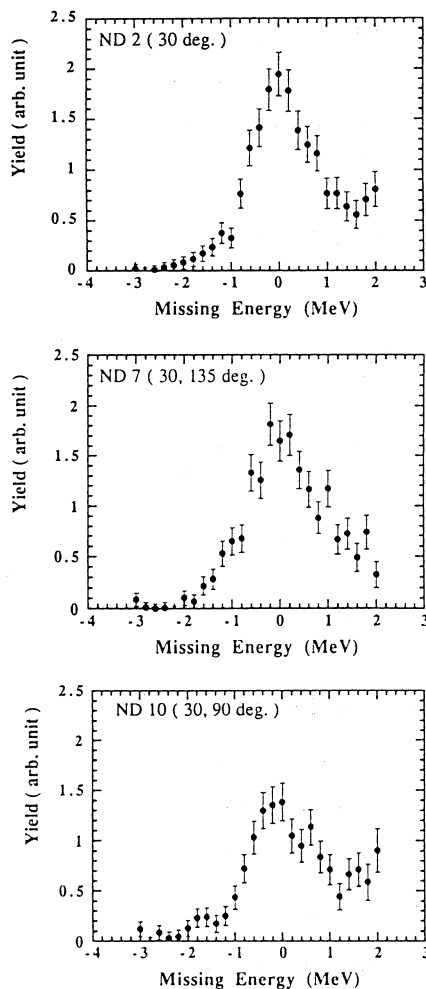


Fig. 2. Missing energy spectra. up : $\theta_n, \phi_n = 30^\circ, 180^\circ$, middle : $\theta_n, \phi_n = 30^\circ, 150^\circ$, down : $\theta_n, \phi_n = 30^\circ, 90^\circ$.

efficiency are described elsewhere⁵⁾.

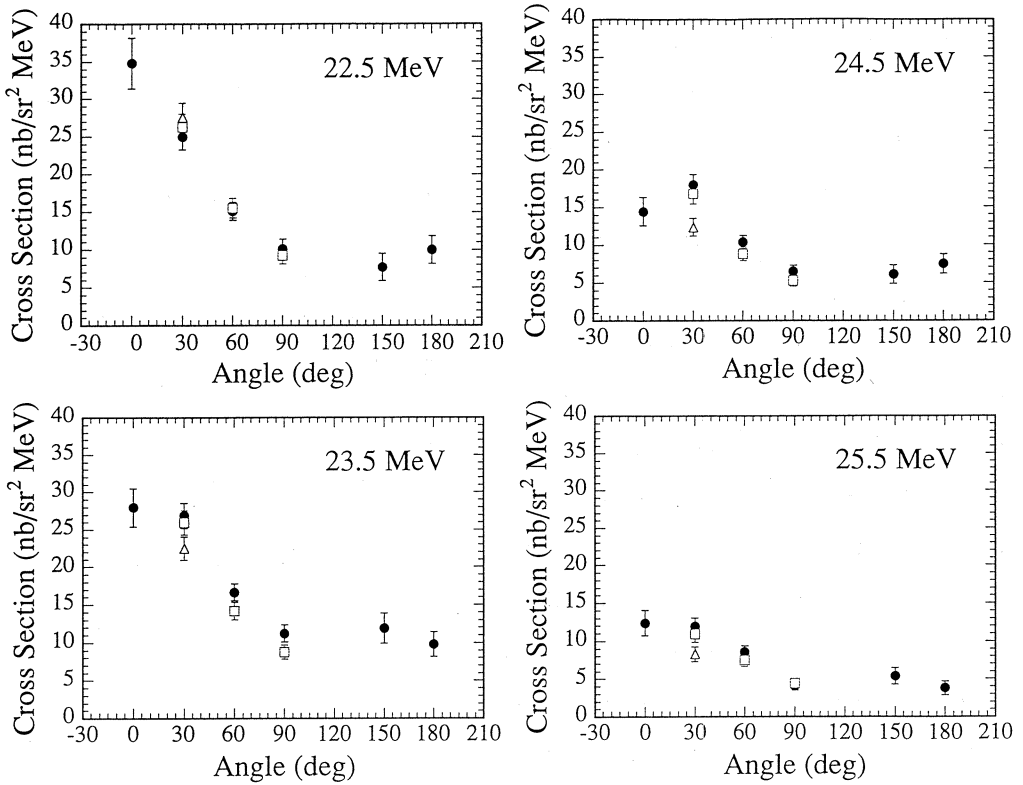


Fig. 3. Angular correlations for the $^{12}\text{C}(e, e'n)\text{C}^{11}$ reaction at $\theta_e = 40^\circ$, $\epsilon_i = 126$ MeV, and $\omega = 22.5, 23.5, 24.5,$ and 25.5 MeV. The solid circles, open squares, and open triangles represent in plane ($\phi = 180^\circ$), out of plane ($\phi = 135^\circ$), and out of plane ($\phi = 90^\circ$) measurements, respectively.

§ 3. Results and Discussion

3.1 Structure Function

The angular correlations have been measured in the energy-transfer range 22-26 MeV at an effective momentum transfer of 0.41 fm^{-1} (for $\omega = 22.5$ MeV). The missing energy spectra for the $^{12}\text{C}(e, e'n)\text{C}^{11}$ reaction at $\theta_n = 30^\circ$ and $\phi = 180^\circ, 135^\circ,$ and 90° are shown in Fig.2. They indicate that the neutrons from the giant resonance decay primarily to the ground state. The angular correlations at 22.5, 23.5, 24.5, and 25.5 MeV are shown in Fig.3. The angular correlation changes from a strong forward-backward asymmetry at 22.5 MeV to a weak forward-backward one at 25.5 MeV. This was also seen in the previous experiment.

A large difference has been observed between the cross sections at $\phi = 180^\circ$ and $\phi = 90^\circ$ in the excitation energies of 23.5, 24.5, and 25.5 MeV, which indicates an existence of the longitudinal-transverse interference component.

Separation of the interference and non-interference terms has been done by a following method. If we express the non-interference, longitudinal-transverse, and transverse-transverse components with A, B, and C, respectively, the cross section can be written as

$$\sigma(\phi) = A + B \cos \phi + C \cos 2\phi. \quad (2)$$

From the measurements at $\phi = 180^\circ$, 135° , and 90° , A, B, and C are obtained as

$$\begin{aligned} A &= [\sigma(180^\circ) - \sqrt{2}\sigma(135^\circ) + \sigma(90^\circ)] / (2 - \sqrt{2}) \\ B &= [\sigma(180^\circ) - 2\sigma(135^\circ) + \sigma(90^\circ)] / (\sqrt{2} - 1) \\ C &= [\sigma(180^\circ) - \sqrt{2}\sigma(135^\circ) + (\sqrt{2} - 1)\sigma(90^\circ)] / (2 - \sqrt{2}). \end{aligned} \quad (3)$$

The separated structure functions obtained from the measurements at $\theta_n = 30^\circ$ are shown in Fig. 4. The non-interference component is seen to decrease with increasing the excitation energy. The longitudinal-transverse component is nearly zero at 22.5 MeV, and its maximum might be suggested to be around 24 MeV although the data are low statistics. The transverse-transverse component is very small in the giant resonance region as predicted²⁾

3.2 Angular Correlations

Because the transverse-transverse was found to be very small, the separation of the non-interference and interference

components was done by neglecting the transverse-transverse. In Fig. 5, the angular correlations of the separated non-interference and longitudinal-transverse components at 22.5 MeV are compared with the predictions that have been calculated using a self-consistent

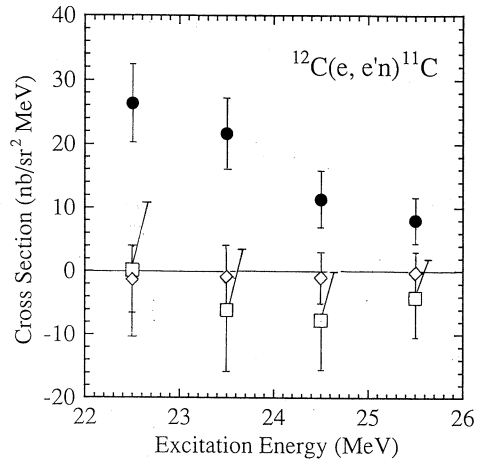


Fig. 4. Separated cross sections for the $^{12}\text{C}(e, e'n)^{11}\text{C}$ reaction at $\theta_e = 40^\circ$, $\epsilon_i = 126$ MeV, and $\theta_n = 30^\circ$. The solid circles, open squares, and open diamonds represent non-interference, longitudinal-transverse, and transverse-transverse components, respectively.

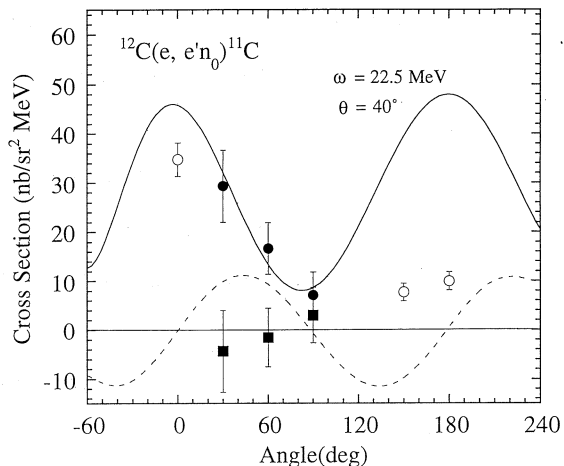


Fig. 5. Angular correlations for the separated components for the $^{12}\text{C}(e, e'n)^{11}\text{C}$ reaction at $\theta_e = 40^\circ$, $\epsilon_i = 126$ MeV, and $\omega = 22.5$ MeV. The solid circles and solid squares are non-interference and longitudinal-transverse components deduced from two measurements at $\phi = 180^\circ$ and $\phi = 135^\circ$. The open circles are in plane data. The solid and dashed lines are the non-interference and longitudinal-transverse predictions in RPA-SK3²⁾

random-phase approximation with a Skyrme interaction by Cavinato et al.²⁾. The kinematical condition is the same between the experiment and calculations. In the figure, the solid circles represent the separated non-interference components. The open circles at $\theta_n = 0^\circ, 150^\circ$, and 180° represent in plane data, but the data at $\theta_n = 0^\circ$ and 180° are only the non-interference components. The interference structure functions are zero for parallel kinematics in which $\theta = 0^\circ$ and $\theta = 180^\circ$ because of a $\sin \theta$ dependence. Then five data values at $\theta_n = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$, and 90° , and 180° are used as the non-interference component to compare with the calculations. The theoretical angular correlation for the non-interference component agrees with both the shape and absolute values of the present data at the forward angles. However it shows remarkable difference between the calculation and experiment at the backward angles. The separated longitudinal-transverse component indicates nearly zero. The calculation for this predicts cross sections larger than the data.

The present structure functions are approximated by Legendre polynomials up to third order :

$$\begin{aligned}
V_L W_L + V_T W_T &= A_0 [1 + b_1 P_1(x_n) + b_2 P_2(x_n) + b_3 P_3(x_n)], \\
V_{LT} W_{LT} &= C_2 [c_1 P_1^1(x_n) + P_2^1(x_n) + c_3 P_3^1(x_n)], \\
V_{TT} W_{TT} &= D_2 P_2^2(x_n), \\
x_n &= \cos \theta_n.
\end{aligned} \tag{4}$$

The $V_{TT}W_{TT}$ term was neglected in this analysis, since $V_{TT}W_{TT}$ is smaller than V_TW_T in general^{13,14}. The interference terms $c_1P_1^1(x_n)$ and $c_3P_3^1(x_n)$ were also neglected. These terms are assumed to be less than the main longitudinal-transverse interference term $C_2P_2^1(x_n)$, because they involve interference between E1 and E2 in the longitudinal and transverse excitation modes. Five parameters, A_0 , b_1 , b_2 , b_3 , and C_2 were used in the fitting, and the parameters obtained are shown in Fig. 6.

A strong asymmetry of the $(e, e' n_0)$ angular correlation at 22.5 MeV is remarkably different from a nearly symmetry of the $(e, e' p_0)$ data measured by Calarco *et al.*⁶). The different experimental behavior of the angular correlations for protons and neutrons may be a result of the isospin of the decay particles as suggested by Saruis⁷). This asymmetry is considered due to an interference of a transition with the opposite parity to E1. This angular correlation has been analyzed based on a channel spin formalism⁸). The multipole states of $J^\pi = 0^+$, 1^- , and 2^+ could be excited under the present conditions of forward scattering ($\theta_e = 40^\circ$, $q_{eff} = 0.41 \text{ fm}^{-1}$). The decay channel from these states are classified as shown in Table I.

Table I Decay channels from the 0^+ , 1^- , and 2^+ states are classified on the basis of the channel spin formalism.

J^π	Channel spin	
	$S=1$	$S=2$
0^+	3P_0	
1^-	${}^3S_1, {}^3D_1$	5D_1
2^+	${}^3P_2, {}^3F_2$	${}^5P_2, {}^5F_2$

The decay from the 0^+ state is allowed only through the 3P_0 decay channel as is evident in Table I. For the 1^- state, the 3S_1 or 3D_1 and 3D_1 , decay channels are possible for the channel spins $S=1$ and 2, respectively. As the strong asymmetry of the angular correlation

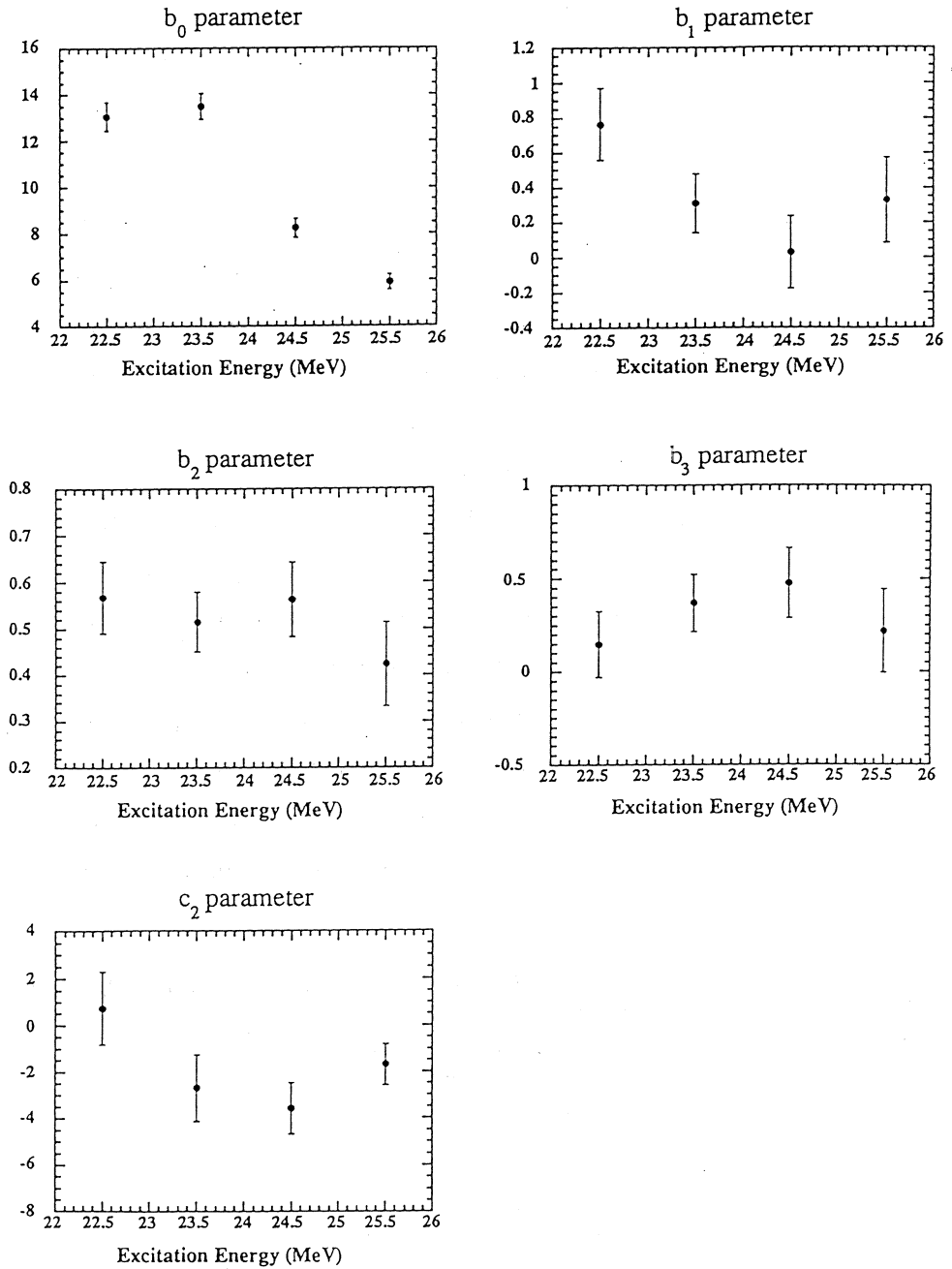


Fig. 6. Legendre fit parameters.

is brought about by an interference of E1 with E0, the channel spin $S=1$ is suggested. Also the angular distribution coefficient a_2 has a value of 0 (isotropic), -0.5 , and $+0.5$ for the 3S_1 , 3D_1 and 5D_1 decay channels, respectively. As the experimental a_2 value in the (γ, n) reaction is -0.2 ⁹⁾, it favors the 3D_1 decay channel. Similarly from the comparison between the experimental a_1/a_3 ratio and theoretical one, the 3F_2 channel is favored¹⁰⁾. As a result, we assume that the cross section at 22.5 MeV has only longitudinal component and the decay channels from the resonance are 3P_0 , 3D_1 , and 3F_2 .

Following Kleppinger and Walecka¹¹⁾, the cross section can be expanded by multipoles as follows :

$$d^3\sigma/d\Omega_e \cdot d\omega \cdot d\Omega_n = \sigma_M V_L W_L, \quad (5)$$

where

$$W_L = \sum_I A_I P_I(\cos \theta_n) \quad (6)$$

and

$$A_I = \sum_{J'L'S} \alpha A_I(S; LJ; L'J')^* C(L'S; J'). \quad (7)$$

Here, α and $A_I(S; LJ; L'J')$ are kinematical factor and products of $3j$ symbols, respectively. The Coulomb transition amplitude $C(LS; J)$ is defined as

$$C(LS; J) = \frac{(-i)^J}{\sqrt{(2J+1)}} \frac{\sqrt{\Gamma_J/2\pi}}{\omega - \omega_J + i\Gamma_J/2} (LS|J) (J \| \hat{M}_J \| 0). \quad (8)$$

The angular correlation was fitted with the parameters $C(11:0)$, $C(21:1)$, and $C(31:2)$ which are the transition amplitudes of the 3P_0 , 3D_1 , and 3F_2 channels. The result is shown in Fig.7. Relative intensity ratio of E0, E1, and E2 components were obtained to be 0.34 ± 0.46 , 1.0 ± 0.46 , and 0.24 ± 0.44 , respectively. This result is consistent with the calculated cross section around 22.5 MeV which is composed of the E0, E1, and E2 cross sections with the strength ration of 0.13, 1.0, and 0.2, respectively¹²⁾.

3.3 Longitudinal-transverse Component

As described before, the transverse-transverse of the interference components is nearly zero in the giant resonance region. Therefore, the other longitudinal-transverse component obtained by neglecting the transverse-transverse is compared in Fig.8 with that obtained by a Legendre expansion neglecting the transverse-transverse of the in plane angular correlations taken at a close momentum transfer ($q_{eff} = 0.33 \text{ fm}^{-1}$)¹³⁾. Both data are expressed

in the ratio of the longitudinal-transverse to non-interference component. Both results agree well. This indicates that the Legendre expansion is a reliable method for the separation of the structure functions. The transverse component estimated from the G-T model¹³⁾ is shown by dashed line. A maximum might be suggested to be around 24 MeV although the data are low statistics, but the data are not inconsistent with the G-T model estimate.

§ 4. Summary

We have performed the first out of plane measurements of the angular correlations for the $^{12}\text{C}(e, e' n)^{11}\text{C}$ reaction in the giant resonance region at an effective momentum transfer of 0.41 fm^{-1} . The angular correlations were separated into the longitudinal plus transverse, longitudinal-transverse, and transverse-transverse components. The prediction for the longitudinal plus transverse component agrees well with the separated data at the forward angles, but it shows a remarkable difference at the backward angles. The cross section at the peak of the giant resonance is found to be almost all longitudinal, which was reproduced by multipole expansion with E0 and E2 components besides E1. The longitudinal-transverse might have a maximum around 24 MeV although the data are low statistics. The transverse-transverse is very small over the giant resonance

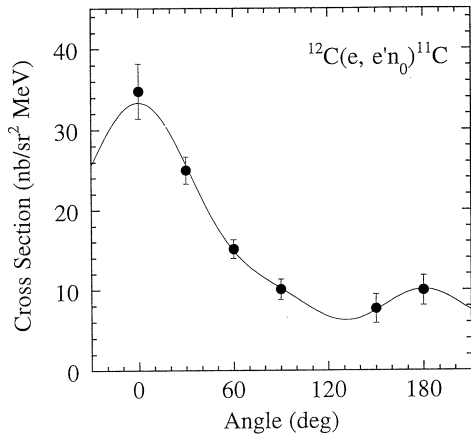


Fig. 7. Angular correlation in plane for the $^{12}\text{C}(e, e' n)^{11}\text{C}$ reaction at $\theta_e = 40^\circ$, $\epsilon_i = 126 \text{ MeV}$, and $\omega = 22.5 \text{ MeV}$. The solid line represents a multipole expansion fit with E0, E1, and E2 components.

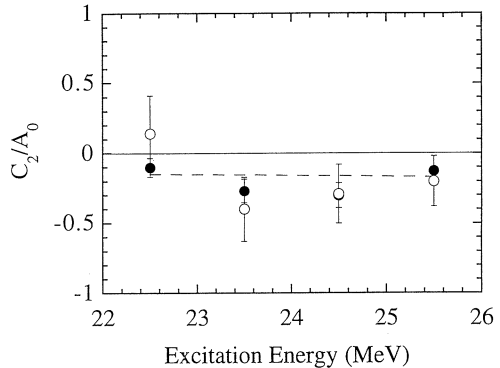


Fig. 8. Comparison of the longitudinal-transverse cross sections (open circles) obtained directly from out of plane measurements with those (solid circles) obtained from a Legendre polynomial fit of in plane data¹⁾. The dashed line shows the prediction of the G-T model¹³⁾

region.

We would like to thank the linac crew of the Laboratory of Nuclear Science for providing the high quality beam.

Refernces

- 1) T. Saito *et al.*; Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 1018.
- 2) M. Cavinato, D. Drechsel, E. Fein, M. Marangoni, and A. M. Saruis : Nucl. Phys. A **444** (1985) 13.
- 3) T. de Forest : Ann. Phys. **45** (1967) 365.
- 4) T. Tamae *et al.* : Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **264** (1988) 173.
- 5) S. Suzuki *et al.* : Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **314** (1992) 547.
- 6) J. R. Calarco : Nucl. Phys. **A569** (1994) 363c.
- 7) A. M. Saruis : Phys. Rep. **235** (1993) 57.
- 8) H. Feshbach, *Nuclear Spectroscopy, Part B*, ed. by F. Ajzenberg-Selove (Academic Press, New York, 1960), p.625 ; E. Hayward : *Photonuclear Reactions*, NBS Monograph 118, 1970.
- 9) J. A. Rawlins, C. Glavina, S. H. Ku and Y. M. Shin : Nucl. Phys. **A122** (1968) 128.
- 10) M. Oikawa *et al.* : Research Report of Nuclear Science, Tohoku Univ. **26** (1993) 12.
- 11) W. E. Kleppinger and J. D. Walecka : Ann. Phys. (N. Y.) **146** (1983) 349.
- 12) Y. Kawazoe and T. Tsukamoto, Phys : Rev. C **13** (1976) 1759.
- 13) M. Goldhaber and E. Teller : Phys. Rev. **74** (1948) 1046.

Measurements of the Angular Correlations of the $^{16}\text{O}(e, e' n)^{15}\text{O}$ Reaction in the GDR Region

K. Kino, T. Saito, Y. Suga^{*}, M. Oikawa[†]
T. Nakagawa¹, T. Tohei^{1‡}, K. Abe² and H. Ueno³

*Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University,
Mikamine, Taihaku-ku, Sendai 982-0826, Japan*

¹*Department of Physics, Tohoku University,
Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980-8578, Japan*

²*Department of Nuclear Engineering, Tohoku University,
Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan*

³*Department of Physics, Yamagata University,
Kojirakawa, Yamagata 990-8560, Japan*

Angular correlations for $^{16}\text{O}(e, e' n)^{15}\text{O}$ have been measured in the energy region of $\omega = 20\text{-}30$ MeV at a momentum transfer of 0.33 fm^{-1} . The measured $^{16}\text{O}(e, e' n_0)$ and $^{16}\text{O}(e, e' n_3)$ angular correlations indicate GDR dominance. Legendre polynomial coefficients obtained from fitting the data are compared with those from $(e, e' p)$ and photoreactions. The coefficient b_1 for $(e, e' p_0)$ increases from around 23 MeV than that for $(e, e' n_0)$, which might be due to the direct knockout process in $(e, e' p_0)$. The non-zero values of b_3 for $(e, e' n_0)$ and $(e, e' n_3)$ support an existence of a broad 2^+ resonance over the GDR region. The isoscalar nature of this resonance is suggested by the opposite sign of the b_1 and b_3 coefficients between the $(e, e' n_0)$ and $(e, e' p_0)$ reactions. The good agreement between the (γ, n_0) and $(e, e' n_0)$ cross sections also means GDR dominance in this energy region. The b_1 and b_2 coefficients agree well, but b_3 shows large difference in both reactions.

^{*}Present address : Hitachi Software Engineering Co., Nakase, Mihamaku, Chiba 261-0023, Japan

[†]Present address : 5th Research Center, Technical Research & Development Institute, Japan Defense Agency, Nagase, Yokosuka 239-0826, Japan

[‡]Present address : Tohoku Institute of Technology, Kasumicho, Taihakuku, Sendai 982-8577, Japan

§ 1. Introduction

The ^{16}O nucleus is one of the nuclei most studied in the giant dipole resonance (GDR) region and many efforts to investigate other multipole resonances besides the dipole one have been done so far with various probes. The isoscalar giant quadrupole resonance (GQR) which centroids around 21 MeV has been observed in the $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha' \alpha)^{1)}$ and the $^{16}\text{O}(e, e' \alpha)^{2)}$ reactions. On the other hand, E2 contributions in the higher excitation energy region than the GDR have also been shown in the $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{3)}$ and $^{15}\text{N}(\vec{p}, \gamma_0)^{4)}$ reactions which are sensitive to both of isoscalar (IS) and isovector (IV) excitations. Therefore, it seems that the isovector E2 strength could be distributed in the higher excitation energy region.

The angular correlations of decay neutrons from the ^{16}O nucleus excited by electron scattering have been studied. It has some advantages compared to the other probes. The probe which uses real photon is limited only to excite the dipole resonance due to its low momentum transfer. On the other hand, electron scattering can choose independently the momentum transfer against the excitation energy. Then measurements in a more favorable condition for E2 excitation can be performed. In addition, it can excite equally the isoscalar and isovector components while the α -probe experiments can not excite the isovector one. Angular correlations could provide the information about the multipolarity of the main resonance, and the existence of other multipole resonances could be also suggested from an interference of these correlations. Isospin nature of these resonances may appear as differences in the angular shape between the neutron and proton measurements, if both particles decay directly from states with 1p-1h configurations like the giant resonances. This is understood by the reason that the spatial wave functions of the $\Delta T = 0$ excited state is in phase each other for protons and neutrons and they are out of phase in the $\Delta T = 1$ case⁵⁾.

§ 2. Experiment

The experiment has been done at Laboratory of Nuclear Science of Tohoku University. The 129 MeV continuous electron beam from the SSTR⁶⁾ was used. The duty factor and beam current were $\sim 80\%$ and $\sim 100\text{nA}$, respectively. A disk of 100.6 mg/cm^2 natural Li_2O

(92.5% ^7Li and 99.8% ^{16}O) was used as a target. In order to take into account contamination from the Li nuclei, several measurements using a natural Li target ($90\text{mg}/\text{cm}^2$) were done at the same beam condition.

The scattered electrons were detected and momentum-analyzed by a double-focusing magnetic spectrometer at a scattering angle of 30° . The solid angle was 2.9 msr and the momentum acceptance was 5%. The electrons passed through the magnetic field were detected by a VDC (Vertical Drift Chamber) on the focal plane to provide the information of position and momentum for each electron. Three layers of plastic scintillators with 5, 5 and 8 mm thicknesses located behind the VDC produce fast signals and their coincident signals were used as a trigger of the electron-arm.

Neutrons were detected by 10 liquid scintillation counters placed surrounding the target at the distance of 1.05 m on the scattering plane. The angles of these detectors were 49.4° , 69.5° , 89.7° , 112.2° , 133.1° , 155.6° , 208.6° , 228.9° , 249.5° and 269.8° from the beam direction. Each detector consists of 2.54 liter NE213 and a HAMAMATSU R1250 photomultiplier. The detectors were shielded by lead, paraffin and concrete blocks for huge γ -ray and neutron backgrounds in the experimental room. The scattered electrons and γ -rays from the target direction were absorbed by the 4 or 6 cm thick Bi plates which were settled in front of the each detector. Absorber Bi is a superior material because of high reduction ability for electron and γ -ray and low absorption rate with less energy dependence for neutron. In order to remove γ -ray events we used the PSD (Pulse Shape Discriminator)

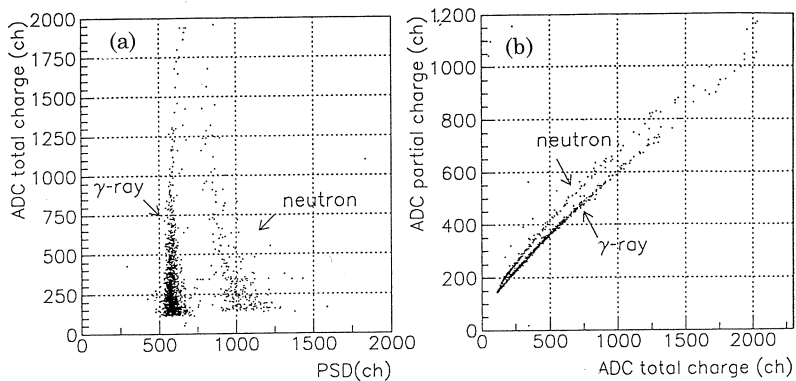


Fig. 1. The n/γ discrimination. (a) PSD module, (b) charge comparison method.

modules and charge comparison method. Figure 1 shows how they worked well. The energy of neutrons was determined by a TOF method between the target and counters.

The experiment has been done in the excitation energy range from 20 to 30 MeV with a momentum transfer of 0.33 fm^{-1} , which covers whole the GDR region in ^{16}O .

§ 3. Missing energy spectra

Figure 2 shows a typical missing energy spectrum for the $^{16}\text{O}(e, e' n)^{15}\text{O}$ reaction. The contribution from Li was subtracted using missing energy spectra obtained by Li $(e, e' n)$ data taken at the same experimental condition. There are two peaks at 15.7 and 21.8 MeV. The former corresponds to the neutron decay to the ground state of the ^{15}O residual nucleus. The latter is considered to correspond to the neutron decay to the 3rd excited state which is known to be $J^\pi = 3/2^-$ with a $(1 p_{1/2}, 1 p_{3/2}^-)$ configuration. These dominance of two decay channels may show that giant resonances of light nuclei tend to decay directly from coherent 1p-1h excitation. There are no obvious peaks corresponding to the 1st, 2nd or 4th excited states which have plus parity. This feature is very similar to the $^{16}\text{O}(e, e' p)$ results⁷⁾ which have also shown main decays to the ground and 3rd excited states. The decays through these channels have been reported in the $^{16}\text{O}(\gamma, p\gamma)$ and $^{16}\text{O}(\gamma, n\gamma)$ reactions⁸⁾.

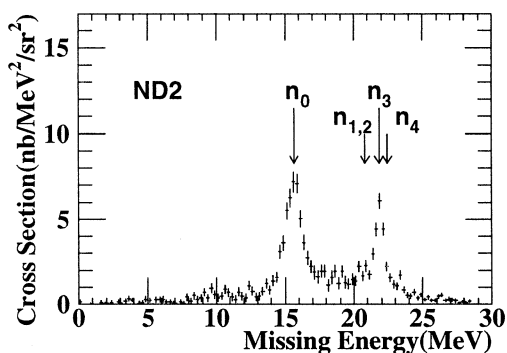


Fig. 2. The missing energy distribution. The peak at 15.66 MeV corresponds to the $^{16}\text{O}(e, e' n_0)$ reaction and the another one at 21.84 MeV does to the $^{16}\text{O}(e, e' n_3)$ reaction. The levels at 20.85 MeV (n_1), 20.90 MeV (n_2) and 22.45 MeV (n_4) were not seen obviously. The neutron of which energy is lower than 2.5 MeV is excluded in this histogram.

§ 4. Angular correlations

The measured angular correlations for the $^{16}\text{O}(e, e' n_0)$ reaction are shown in Fig. 3. The shapes of the angular correlations mean that the excitation would be $\Delta L = 1 \hbar$ transition. It agrees with a low multipole excitation under the present experimental condition with a low momentum transfer. The forward and backward peaks in the figure are shifted toward larger angle than the momentum transfer direction and anti-direction, respectively. If it is excited purely by the longitudinally polarized virtual photon, these peaks would locate exactly at the momentum transfer direction and anti-direction⁹⁾. The excitation by the absorption of the transversally polarized virtual photon is considered to have the same dipole shape distribution, but the peaks would be perpendicular to the momentum transfer direction. The shapes of the present angular correlations may suggest that both excitations are mixed. Under the present experimental condition, the largest contribution seems to be the longitudinal component and the second to be the interference one between the longitudinal and transverse. This interference term has an effect to shift the angular correlation toward larger angle.

In the figure, a forward-backward asymmetry is seen at all the excitation energy bins. This would be due to an interference between the GDR and other excitation with even parity. Under the present low momentum transfer ($\sim 0.33 \text{ fm}^{-1}$), there are possibilities of the E0, M1 and E2 excitations. In Fig. 3, no drastic change of these angular correlations is seen against the excitation energy. It indicates an existence of a broad excitation structure which may consist of one or two of the multipoles mentioned above.

The dotted lines in Fig. 3 represent the results of the theoretical calculations¹⁰⁾ by a self-consistent RPA. The calculation at 21 MeV does not so well predict the experimental angular correlation and the predicted backward peak is different from the observed forward peaking correlation. The predicted large asymmetry would be due to an interference between the GDR and IS-GQR. The experimental result suggests an over-estimation of the IS-GQR at 21 MeV. One of reasons might be that this RPA calculation does not take account of the spreading width of the GQR based on more complicated particle-hole configurations than the 1p-1h configuration. Some RPA calculations including 2p-2h configurations^{11, 12)} have been performed for the spreading of the IS-GQR in ^{16}O . The other possibility might be

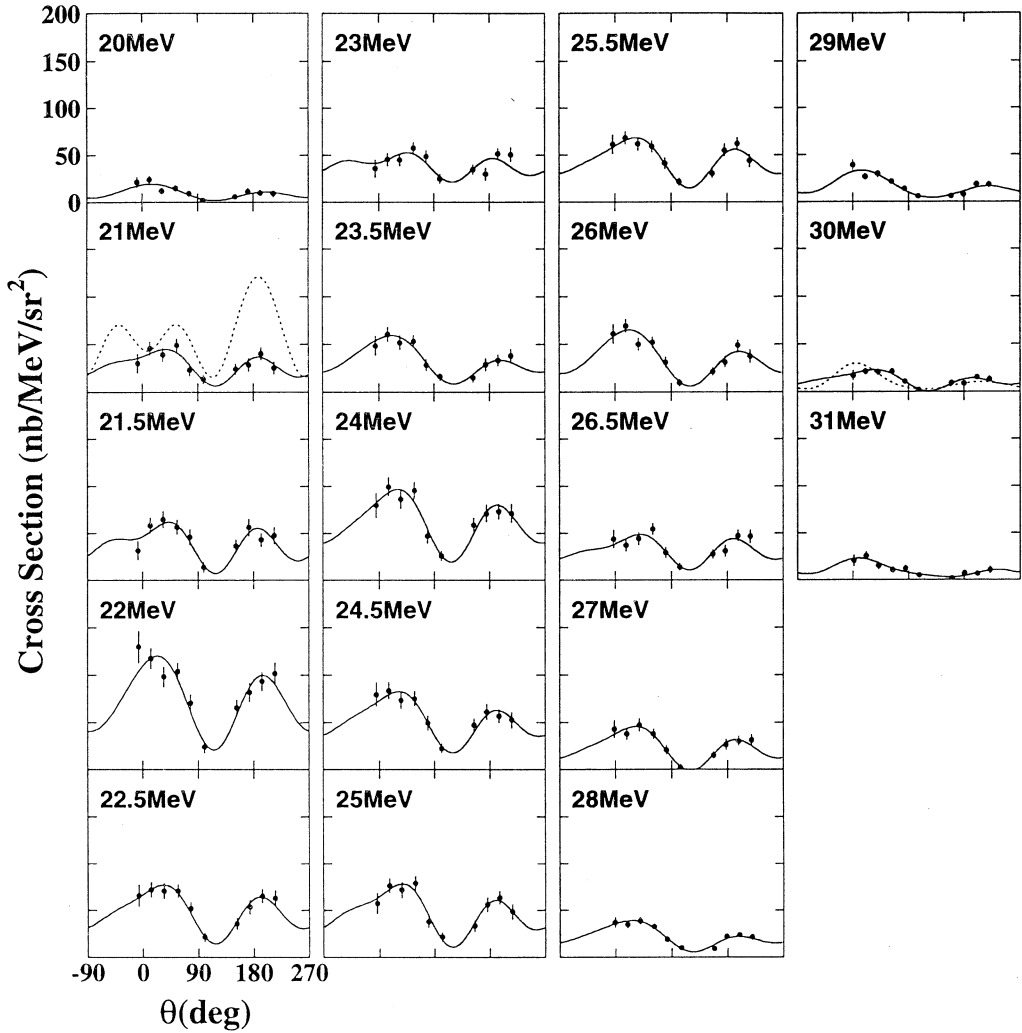


Fig. 3. The $^{16}\text{O}(e, e' n_0)$ angular correlations. The horizontal axis is taken with respect to the momentum transfer direction. The solid lines are the χ^2 -fit by the function (eq. (5) in the text). The dotted lines at 21MeV and 30MeV are the theoretical prediction by the self-consistent RPA. They are normalized to the experimental value at 12° and 39° , respectively.

due to the effect that the decay mode via alpha particle emission is not included in this RPA calculation. According to Faessler *et al*¹³⁾, the decay via alpha particle seems to be favorable because of the large overlapping between the GQR in ^{16}O and the $^{12}\text{C} + \alpha$ channel. The fraction through the proton emission was experimentally found to be small by the $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha' p)$ measurement¹⁾. It suggests to be the same situation for the neutron decay. The calculation at 30MeV, which is affected by an interference between the GDR and IV-GQR, agrees

with the experimental result fairly well.

Figure 4 shows the angular correlations for the $^{16}\text{O} (e, e' n_3)$ reaction. They look quite similar to the $^{16}\text{O} (e, e' n_0)$ reaction. The mechanism of the excitation and decay of this channel seems to be almost the same as in the $(e, e' n_0)$ channel.

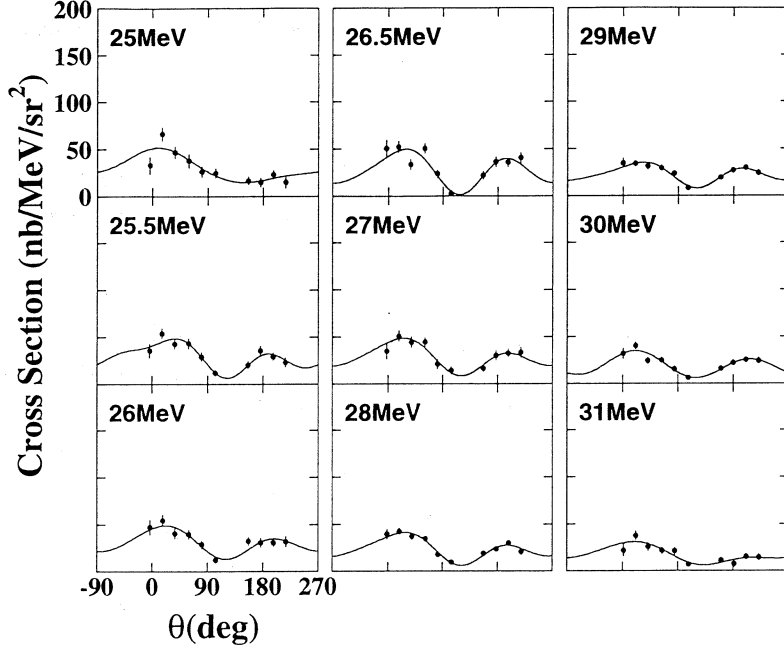


Fig. 4. The $^{16}\text{O} (e, e' n_0)$ angular correlations. The solid lines were drawn by the same procedure as in Fig. 3.

The angular correlations were fit with Legendre polynomials as described below in order to compare with the $^{16}\text{O} (e, e' p)$ and $^{16}\text{O} (\gamma, n)$ results. The $(e, e' x)$ cross section is represented as follows :

$$\frac{d^3\sigma}{d\omega\Omega_e\Omega_n} = \sigma_{Mott} \{ V_L W_L + V_T W_T + V_{LT} W_{LT} \cos \phi + V_{TT} W_{TT} \cos 2\phi \}, \quad (1)$$

where L and T represent the polarization direction of virtual photons. Here V s are the kinematical factors defined by the incident and scattered electrons and ϕ is the angle between the scattering and reaction planes. W s are the nuclear structure functions. We assumed that W_T and W_{TT} are negligible because the transverse transition probability is smaller than the longitudinal one from Siegert's theorem¹⁴⁾ under this experimental condition. Using Legendre function and its derivative, W_L and W_{LT} can be expanded under the

assumption of the maximum excitation multipolarity up to 2.

$$W_T = \sum_{l=0}^4 b_l P_l(\cos\theta_n), \quad (2)$$

$$W_{LT} = \sum_{l=1}^4 c_l P_l^1(\cos\theta_n). \quad (3)$$

Here, $P_l(x)$ and $P_l^1(x)$ are Legendre polynomial and its associated polynomial, respectively, and b and c are fitting parameters. In order to reduce the number of parameters, we assumed that main contribution to the cross section is 1^- and other multipole excitation is much smaller than it. This is confirmed by the cross sections measured by electron scattering¹⁵⁾. Under this assumption, the parameters b_0 and b_2 are exhausted by 1^- completely. b_1 and b_3 are the additional terms representing interferences between 1^- and 0^+ or 2^+ , and b_4 becomes negligible. Concerned about W_{LT} , only the c_2 term can not be negligible. c_2 can be related to b_2 by Siegert's theorem¹⁴⁾ in the long wave limit approximation as

$$c_2 = -\frac{\omega}{q} b_2. \quad (4)$$

Finally including the kinematical factors V_s in new parameters, we get the following representation for the angular correlations.

$$\frac{d^3\sigma}{d\omega\Omega_e\Omega_n} = A_0 \left\{ 1 + b_1 P_1(x) + b_2 P_2(x) + b_3 P_3(x) + \frac{V_{CT}}{V_C} \frac{\omega}{q} b_2 P_2^1(x) \right\}, \quad (5)$$

$$x = \cos(\theta_n).$$

The solid lines in Figs. 3 and 4 are the results of the least-squared fitting with the above equation for data points.

§ 5. Comparison with the $^{16}\text{O}(e, e' p)$ reaction

Figure 5 shows a comparison between the $^{16}\text{O}(e, e' n)$ and $^{16}\text{O}(e, e' p)$ ⁷⁾ reactions. The main two peaks at ~ 22 and ~ 24 MeV in the cross section are observed in both reactions. They are well known GDR structures in ^{16}O which have mainly the $(d_{5/2}, p_{3/2}^-)$ and $(d_{3/2}, p_{3/2}^-)$ configurations, respectively. The $^{16}\text{O}(e, e' p)$ measurements have been performed with a larger momentum transfer ($q \sim 105 \text{ MeV}/c$) than our measurements ($q \sim 65 \text{ MeV}/c$), however both measurements excite mainly the E1 resonance.

The b_1 and b_3 parameters reflect the interferences between the 1^- and 0^+ , 1^+ or 2^+ excitations. The b_1 parameter for $(e, e' n_0)$ and $(e, e' n_3)$ are almost flat, whereas it for

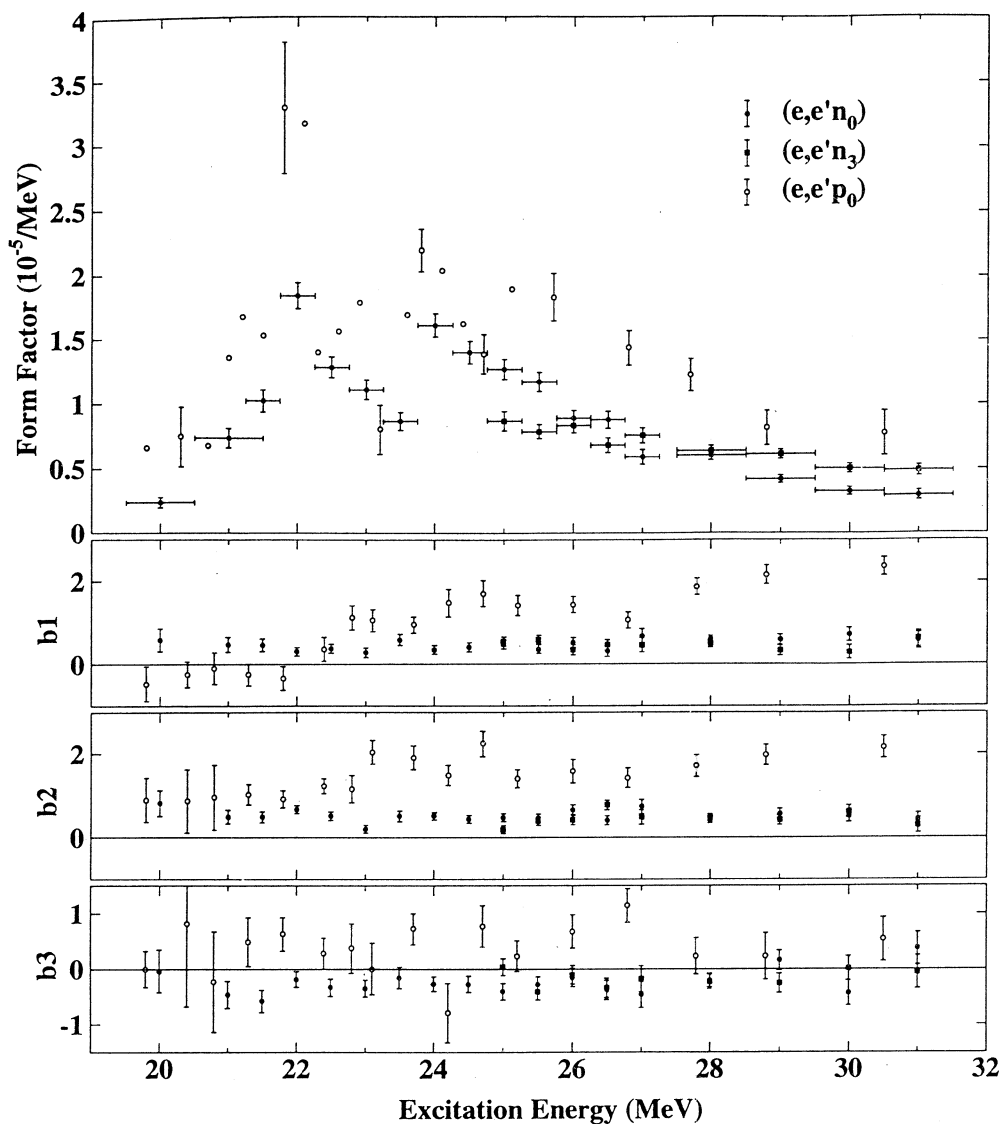


Fig. 5. Comparison between the ^{16}O $(e, e' n)$ and ^{16}O $(e, e' p)$ reactions for the form factor and the angular correlations coefficients b_1 , b_2 and b_3 .

$(e, e' p_0)$ is flat at lower energy but has a drastic change at $\sim 22\text{MeV}$ and increases to larger value than $(e, e' n)$. In the paper of ^{16}O $(e, e' p)$ ⁷⁾ this drastic change has been interpreted as the effect that the direct-knockout process below 22MeV is prevented by the process of the α -clusterization of the ^{16}O nucleus and the high proton separation energy. The absence of drastic change at 22MeV in the present reaction would be reasonable because the direct knockout process is considered to be much smaller than in the case of proton.

The b_3 parameter reflects an interference between the 1^- and 2^+ excitations under the assumption of the low multipole excitation. The b_3 parameters for the neutron and proton decays have nearly the similar absolute values over all the excitation energy but the sign is opposite. Together with the result that the sign of the b_1 parameter below 22 MeV is opposite between neutron and proton, an existence of a broad isoscalar 2^+ resonance in the GDR region may be suggested.

The b_2 parameter has a tendency similar to the b_1 parameter.

§ 6. Comparison with the $^{16}\text{O}(\gamma, n)$ reaction

In order to compare $^{16}\text{O}(e, e' n)$ with $^{16}\text{O}(\gamma, n)$, the $^{16}\text{O}(\gamma, n_0)$ cross section¹⁶⁾ has been transformed by the following way. We assumed that the $^{16}\text{O}(\gamma, n_0)$ cross sections are exhausted almost by the transverse E1 transition at first. They were transformed to the longitudinal E1 transition strength using the Siegert's theorem at the photon point. Then we got the form factors at $q = 0.33 \text{ fm}^{-1}$ by the q -dependence calculated using the Goldhaber-Teller (G-T) model¹⁸⁾. The result is shown in the top in Fig. 6. Both the $^{16}\text{O}(e, e' n_0)$ and $^{16}\text{O}(\gamma, n_0)$ cross sections agree well in not only strength but also GDR fine structures. It implies that the $(e, e' n_0)$ cross section is almost due to the GDR and it does not contradict the nearly symmetrical angular correlations.

The angular correlation parameters a_1 , a_2 and a_3 which are used commonly in photoreaction analysis can be related to the parameters b_1 , b_2 and b_3 for coincidence electron scattering¹⁷⁾. Using the $j_1(qR)$ and $j_2(qR)$ dependencies of the form factors for the GDR and GQR, respectively, under the assumption of the G-T and Tassie models¹⁹⁾, the relation is given as follows :

$$a_1 = \frac{3}{4} \frac{\omega}{q} b_1, \quad (6)$$

$$a_2 = -\frac{1}{2} b_2, \quad (7)$$

$$a_3 = -\frac{1}{2} \frac{\omega}{q} b_3. \quad (8)$$

The b_1 parameters for electron scattering and photoreaction agree well in the absolute value and their monotonous shapes. However, the $(e, e' n)$ behavior of the b_3 parameter

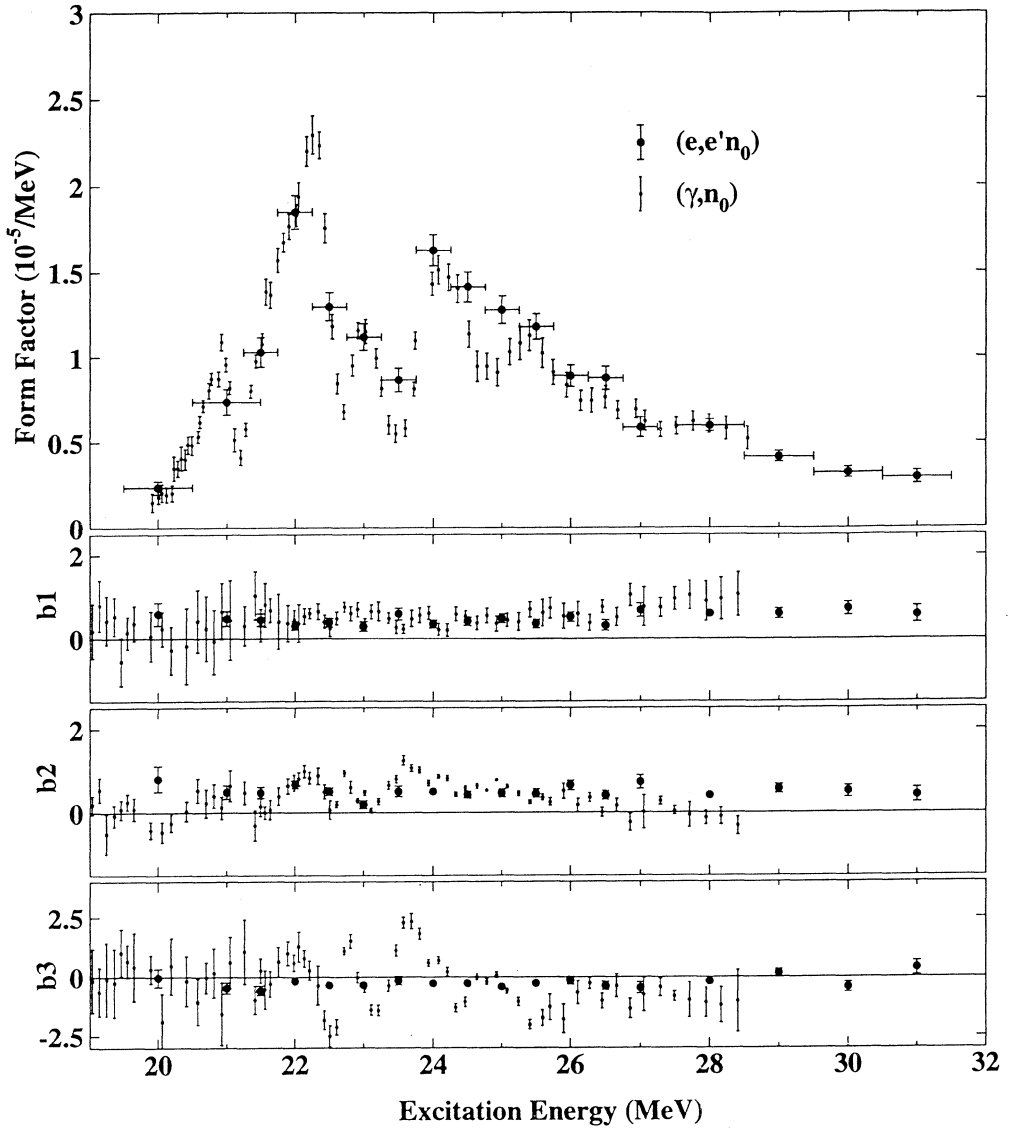


Fig. 6. Comparison between the $^{16}\text{O} (e, e' n_0)$ and $^{16}\text{O} (\gamma, n_0)$ reaction about the same quantities as in Fig. 5.

which describes the interference between 1^- and 2^+ is different from the photoreaction data. No drastic fluctuations like the photoreaction are seen in $(e, e' n)$ although the energy resolution is not enough. The less structure of $(e, e' n)$ is rather similar to the $^{16}\text{O} (p, \gamma_0)$ data²⁰⁾, although the sign of the b_3 parameter is opposite.

§ 7. Summary

The $^{16}\text{O}(e, e' n)$ reaction has been studied in the excitation energy range of 20~31 MeV at a momentum transfer of 0.33 fm^{-1} . The $^{16}\text{O}(e, e' n_0)$ and $^{16}\text{O}(e, e' n_3)$ angular correlations were obtained, which indicates a dominance of the GDR component. Legendre polynomial coefficients obtained from fitting the data are compared with those from the $(e, e' p)$ and photoreactions. The coefficient b_1 for $(e, e' p_0)$ increases with the excitation energy from around 23 MeV than that for $(e, e' n_0)$, which might be due to the direct knockout process in $(e, e' p_0)$. The non-zero values of b_3 for $^{16}\text{O}(e, e' n_0)$ and $^{16}\text{O}(e, e' n_3)$ support an existence of a broad 2^+ resonance over the GDR region. The isoscalar nature of this resonance was suggested by the opposite signs of the b_1 and b_3 between the $(e, e' n_0)$ and $(e, e' p_0)$ reactions. The good agreement between the (γ, n_0) and $(e, e' n_0)$ cross sections also means GDR dominance in this energy region. The b_1 and b_2 coefficients agree well, but b_3 shows quite difference in the both reactions.

References

- 1) K. T. Knöpfle, G. J. Wagner, P. Paul, H. Breuer, C. Mayer-Börick, M. Rogge and P. Turek : Phys. Lett. **74B** (1978) 191.
- 2) J. P. Fritsch *et al.*: Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 1667.
- 3) T. W. Phillips and R. G. Johnson : Phys. Rev. C **20** (1979) 1689.
- 4) S. W. Wissink, S. S. Hanna, D. G. Mavis and T. R. Wang : Phys. Rev. C **37** (1988) 2289.
- 5) M. Marangoni *et al.*: Report CNEN RT/FI (1976) 10.
- 6) T. Tamae *et al.*: Nucl. Instrum. and Meth. **A264** (1988) 173.
- 7) V. F. Dmitriev *et al.*: Nucl. Phys. **A464** (1987) 237.
- 8) J. T. Caldwell, S. C. Fultz and R. L. Bramblett : Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 447.
- 9) W. E. Kleppinger and J. D. Walecka : Ann. Phys. **146** (1983) 349.
- 10) M. Cavinato, M. Marangoni and A. M. Saruis : Phys. Lett. **163B** (1985) 49.
- 11) T. Hoshino and A. Arima : Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 266.
- 12) J. S. Dehesa, S. Krewald, J. Speth and A. Faessler : Phys. Rev. C **15** (1977) 1858.
- 13) A. Faessler, D. J. Millener, P. Paul and D. Strottman : Nucl. Phys. **A330** (1979) 333.

- 14) A. J. F. Siegert : Phys. Rev. Lett. **52** (1937) 787.
- 15) A. Hotta, K. Itoh and T. Saito : Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 790.
- 16) J. W. Jury, J. S. Hewitt and K. G. McNeill : Can. J. Phys. **48** (1970) 1653.
- 17) A. Tanaka *et al.*, Nucl. Phys. **A489** (1988) 381.
- 18) M. Goldhaber and E. Teller : Phys. Rev. **74** (1948) 1046.
- 19) L. J. Tassie : Aust. J. Phys. **9** (1956) 407.
- 20) W. J. O'Connell and S. S. Hanna : Phys. Rev. C **17** (1978) 892.

(e, e' p) 反応による ^{139}Pr , ^{141}La の IAS の研究 (テスト実験)

理学研究科物理, 核理研*

坪田博明・木村竜介・田中英二

宮瀬晴久・前田和茂・須田利美

玉江忠明*・中川 格*・横川民雄*

西川 至*・庄田勝房*・川端正徳*

松井広憲*・木下 忠*・山崎寛仁*

大槻 勤*・寺沢辰生*・笠木治郎太*

§ 1. 序 論

(e, p) 反応実験の報告によると¹⁾ ^{139}La , ^{141}Pr のアイソバリック・アナログ状態 (IAS) 近傍から崩壊する陽子には2種類のグループが見られ、残留核を基底状態に残すグループはIAS経由の性質を明確に示すが、一方残留核の励起状態に崩壊するグループは、放出機構が不可解な様子を示すという問題が提起されている。また、(p, p') 反応でも、後者のグループに対応するような陽子グループは見られない。このことから、我々は先の (e, p) 反応の実験データを検討してみた。(e, p) 反応では、仮想光子を用いているため、連続スペクトル光子による反応である。従って、放出陽子の残留核準位ごとの放出割合を調べるためには、単色エネルギー γ 線によるものに変換する必要がある。そこで、(e, p) 反応では光子差分法を用いている。しかし、先の (e, p) 反応データは統計精度が悪く、それらの差引きを行った結果は、極めて精度に問題があることが考えられる。第二のグループは $T_{<}$ 巨大共鳴からの寄与による可能性も考えられる。

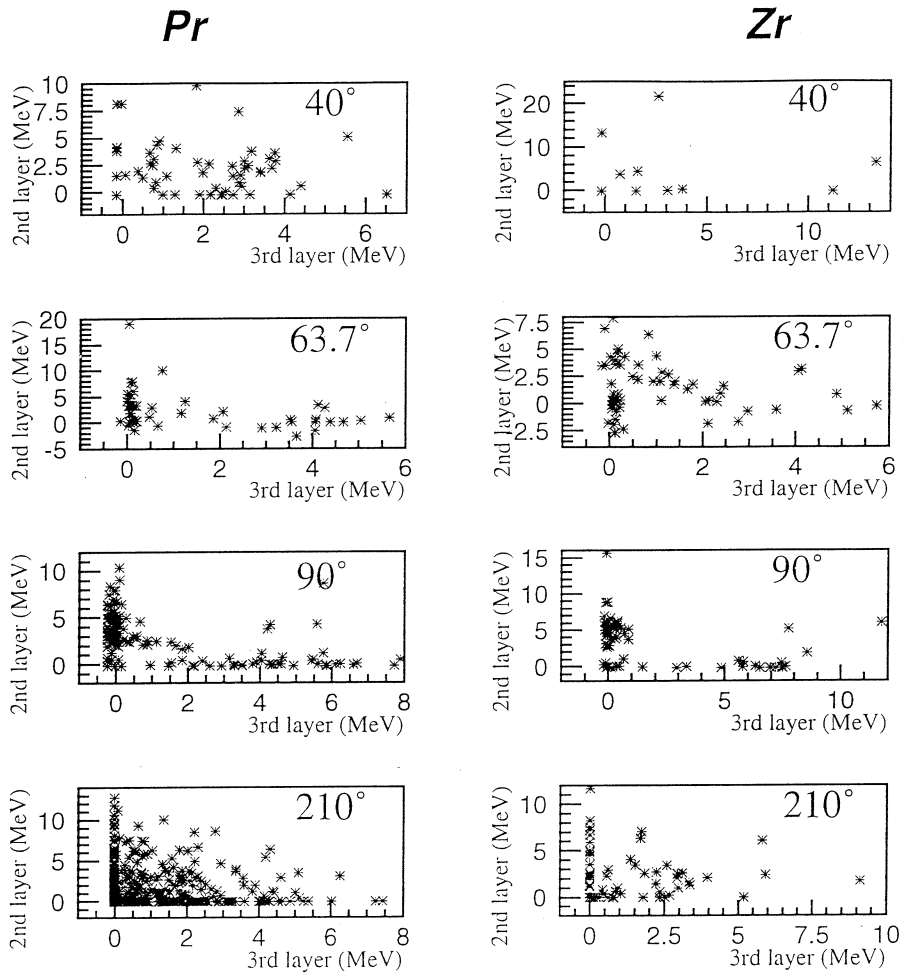
このようなことから、本課題研究では、(e, e' p) 反応を用いて、単色エネルギーに対応する陽子スペクトルを統計精度をあげて測定することにし、またこれらの陽子スペクトルの標的核についての励起エネルギー依存性や、放出陽子の角度相関なども測定し、(p, p') 反応の結果等と比較しながら、これらの2つのグループがIASを経由したものかどうかを判定する。これによって、IASの陽子崩壊機構と $T_{<}$, $T_{<}$ の関係を明らかにすることを試みた。

^{139}La , ^{141}Pr の断面積はかなり小さく、その収量は $3\mu\text{A}$ の電流で約20陽子/MeV/hr/10msr が予想される。したがって初期の目的を達成するためには $3\mu\text{A}$ の電流で18シフト位が必要であった。今回の実験は予想された収量があるかどうかのテスト実験として4シフト認めら

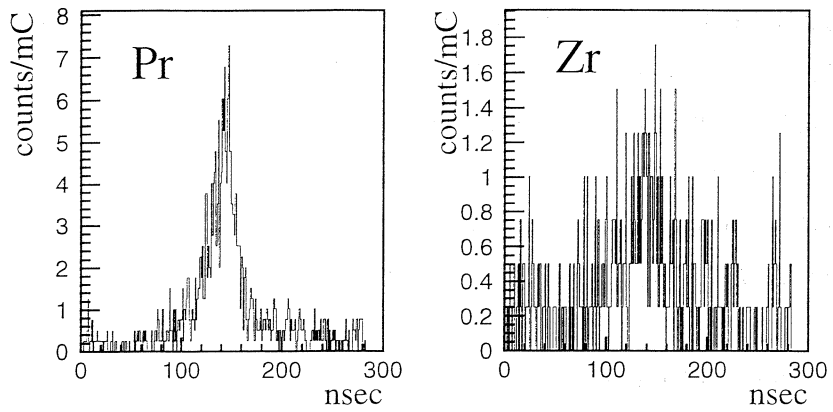
れたマシンタイムである。ここではその結果について報告する。

§ 2. 実験および実験結果

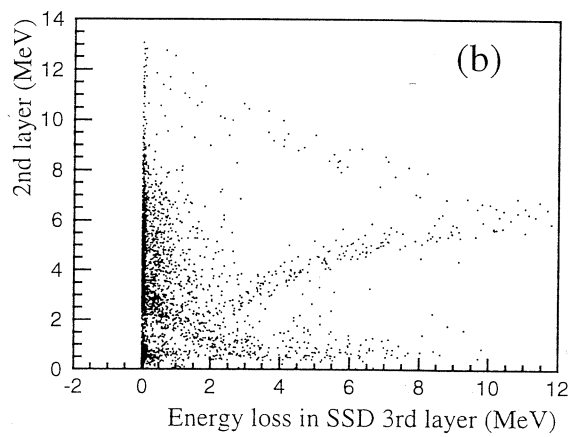
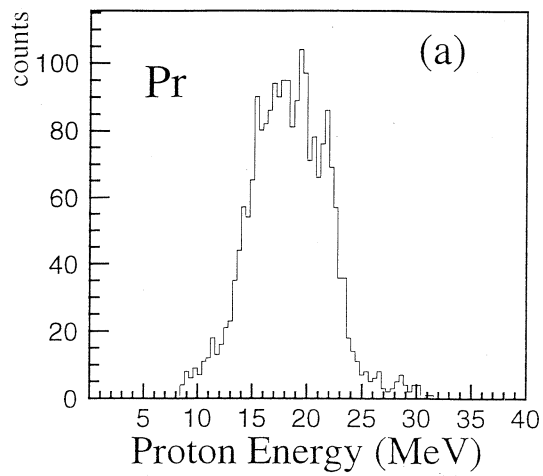
今回の実験では、当初予想した実験条件とは異なり、電子線強度は200~400nA（予想では3 μ A）であった。1時間あたり1個の検出器で20個の収量の予想であったが、ビーム強度が当初予定の約1/10であるので、1時間あたりの陽子は2個程度となる。更に、このテスト実験は、他の課題のテスト実験も含むということで、本研究課題単独のテスト実験ではないため、正確な陽子の収量検査をするには時間が不十分であった。しかし、バックグラウンド等について、次回以降の実験で検討が必要と思われるいくつかの情報が得られた。



第1図 2層目と3層目SSDのエネルギー損失関係 ($\Delta E-E$) の図。



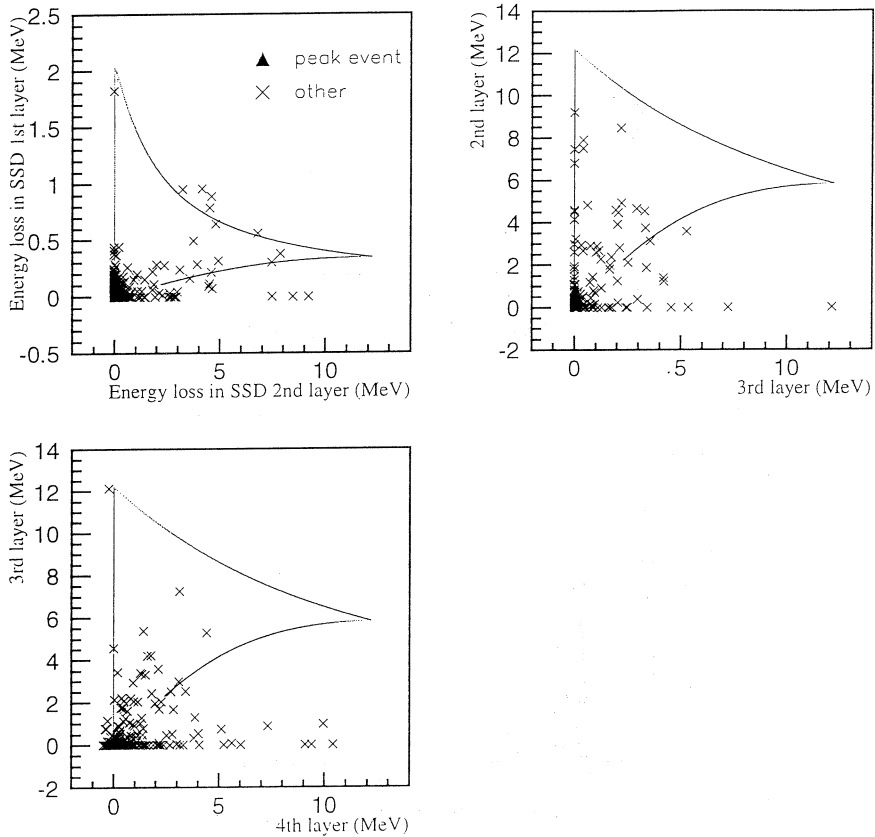
第2図 TDC スペクトル。全ての角度の SSD の和。



第3図 散乱電子と同時計数をとらない Pr の (シングル) 陽子のスペクトル。
 (検出器内で止まった陽子のスペクトル。)(a). 陽子スペクトル。
 (b). (a)の陽子スペクトルの時の $\Delta E-E_0$ 。

測定方法は従来の (e, e'p) 反応実験と同じである^{2,3)}。実験装置の配置は参考文献2)と同じである。今回は5点の角度(ビームに対して40, 63.5, 90, 120, 210度)で陽子を測定した。使用した検出器のSSD配置, 測定回路および遮蔽は参考文献3)と同じであるが, 今回の実験では全てのセットで同じく4枚のSSD(50 μ m, 1mm, 1mm, 1mm)を重ねて使用している。標的はPr(10mg/cm²), と⁹⁰Zr(4.85mg/cm²)を使用した。

得られた ΔE - E (2層目と3層目のSSD)の関係を第1図に示す。角度によってバックグラウンドがかなり異なる。第2図には, 全ての角度についての和をとったTDCスペクトルを示す。これらの図から, 同時事象がかなりあるように見えるが, これは次節で述べられるように, 大部分は陽子ではない。また第3図(a)に, バックグラウンド等処理後の典型的なシングル陽子スペクトルを示す。ただし図ではSSD内で止まった陽子のみを表わす。第3図(b)はこのときの2層目と3層目SSDの ΔE - E の関係を示す。



第4図 バックグラウンド処理後の ΔE - E 図の例。実線は予想される陽子の ΔE - E 。図中の peak event は第2図でのピークの事象を示す。

§ 3. 実験結果についての考察

第2図のTDCスペクトルから、同時事象がかなりあるようにも見える。なお第2図は5点の角度での和をとったものである。この中で、陽子の収量がどれくらいかを見積もってみた。各角度での ΔE - E スペクトルをバックグラウンドと思われる事象を除去処理し、残りの部分の ΔE - E スペクトルを見ると、陽子と思われる曲線の近傍の数はゼロに近い。その例を第4図に示す。この図で実線は予想される陽子の ΔE - E 曲線である。曲線にのっている事象は極めて少ない。このように、陽子の収量は予想されたように少なく、第2図の同時事象の大部分は有意な陽子ではなく、他の原因による偶然同時計数であることが分かった。

第2図で見える偶然同時計数の原因の1つとして考えられるのは、電子ビームがLDMを望む散乱槽近くのどこかに衝突し、その電子との偶然同時計数が生じた可能性である。通常の実験条件のもとでは、後方角度(210度、入射電子ビームに対して)に比べて前方角度(40度)に設置された検出器の方がバックグラウンドが多いと予想される。第1図でわかるように、この実験では後方角度の方がバックグラウンドが多いように見える。これもビーム条件が良くないことを示しているように思われる。しかし今回のテスト実験では、標的なしでの実験をする等してこの原因を更に追及するための時間的余裕がなく、はっきりした原因を探ることは出来なかった。

今回の実験では、ビーム強度が弱く、しかも測定時間が限られていたため、陽子の明確な同時係数スペクトルを得ることは出来なかったが、しかし原因不明の偶然同時計数の問題を解決すれば(多分きれいなビームでは)、申請時に条件としたビーム強度と測定時間で十分目的とした測定が可能であることが分かった。

参 考 文 献

- 1) K. Shoda : Phys. Reports **53** (1979) 341;
J. Uegaki and K. Shoda: Nucl. Phys. **A294** (1978) 141.
- 2) T. Tadokoro *et al.* : Nucl. Phys. **A575** (1994) 333.
- 3) T. Hotta *et al.* : Nucl. Phys. **A645** (1999) 492.

II. 放 射 化 学

陰イオン交換クロマトグラフィーによる グラム量ネプツニウムの高純度精製システム

金研

山村朝雄・塩川佳伸・三頭聰明

§ 1. 序 論

グラム量規模でのウラン、ネプツニウムの金属調製法として、水溶液からの電解による簡便な方法が我々のグループによって最近開発された^{1,2)}。この水溶液からの電解法と組み合わせる高純度精製の方法として、陰イオン交換クロマトグラフィーによるグラム量のネプツニウムの精製システムの開発を進めている。

金属の分離および精製には一般には塩酸溶媒からの陰イオン交換が用いられるが、これはハロゲン陰イオン錯体の安定度が金属イオンにより少しずつ異なることを利用している。アクチニド(IV)の場合、極めて安定な硝酸陰イオン錯体 $An(NO_3)_6^{2-}$ (An:アクチニド)を形成するという特徴を考慮すると、硝酸溶媒を用いる方が有利である。トレーサー量のアクチニド(IV)の硝酸水溶液からの陰イオン交換樹脂に対する分配係数 K_d は、Th(IV)に対してそれぞれ $K_d = 5 \times 10^1$ ($[HNO_3] = 4 M$), 2.2×10^2 (6 M), U(IV)に対して $K_d = 10^2$ (4 M), Np(IV)に対して $K_d > 10^3$ (4 M および 6 M) と報告されている³⁾。実際、²²⁷Thトレーサーの精製にはこの方法が用いられる³⁻⁵⁾。

着点量がトレーサー量からグラム量にスケールアップされると、イオン交換カラムの各段で理想的な熱力学的平衡はもはや達成されない。一般に、イオン交換樹脂に対する吸着物質の吸着等温線は曲線状に湾曲する^{6,7)}ことが知られており、このような過負荷状態では、分配係数の減少、理論段あたり高さの増大など、カラム効率の減少として知られる現象が生じる。しかしながら、カラムに沿った高濃度帯の移動についての理論は確立していないため⁷⁾、グラム量の高純度精製に必要なカラム条件を実験から推定することは困難である。このことが、物質の精製に液体クロマトグラフィーを使うことを難しくさせている。

我々は、この精製システム開発に必要な検討を行うために、小規模カラムを用いたアクチニド(IV)陰イオン錯体の溶離過程について定量的検討を行っている。本稿ではトレーサー量における理想的熱力学的平衡を出発点として、カラム負荷量をパラメーターとした過負荷状態に関する検討について報告する。

§ 2. 実 験

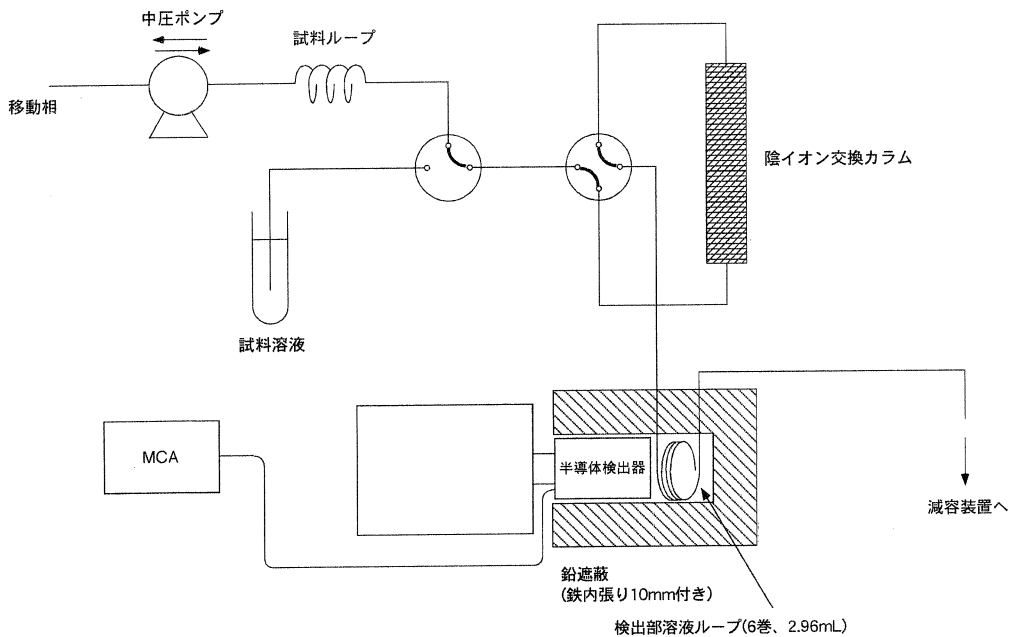
2.1 トレーサーの製造

東北大学金属材料研究所材料試験炉利用施設が保有する ^{227}Ac からのミルキングにより ^{227}Th 保存溶液を調製した。また、東北大学理学部附属核理学研究施設の LINAC により制動放射照射することにより各種トレーサーを製造した。天然ウラン酸化物の制動放射照射により、 (γ, n) 反応生成物である ^{237}U と、 ^{238}U の核分裂生成物である各種トレーサー (^{57}Co , ^{95}Zr , ^{143}Ce , ^{105}Rh , ^{140}Ba) を製造した。また、酸化ニッケルの制動放射照射により ^{57}Co を製造した。

濃度測定に用いられた γ 線エネルギーは、以下の通りである。 ^{227}Th ($t_{1/2} = 18.7\text{d}$) : 256.2 keV (abundance = 6.7%) ; ^{223}Ra (11.4d) : 154.18 keV (5.6%) ; ^{237}U (6.75d) : 59.5 keV (32.8%) ; ^{57}Co (271d) : 122.1 keV (85.6%) ; ^{143}Ce (1.38d) : 293.3 keV (42.0%) ; ^{105}Rh (1.47d) : 319.2 keV (19.0%) ; ^{95}Zr (64.0d) : 756.7 keV (54.5%) ; ^{140}Ba (12.8d) : 537.3 keV (24.4%)。

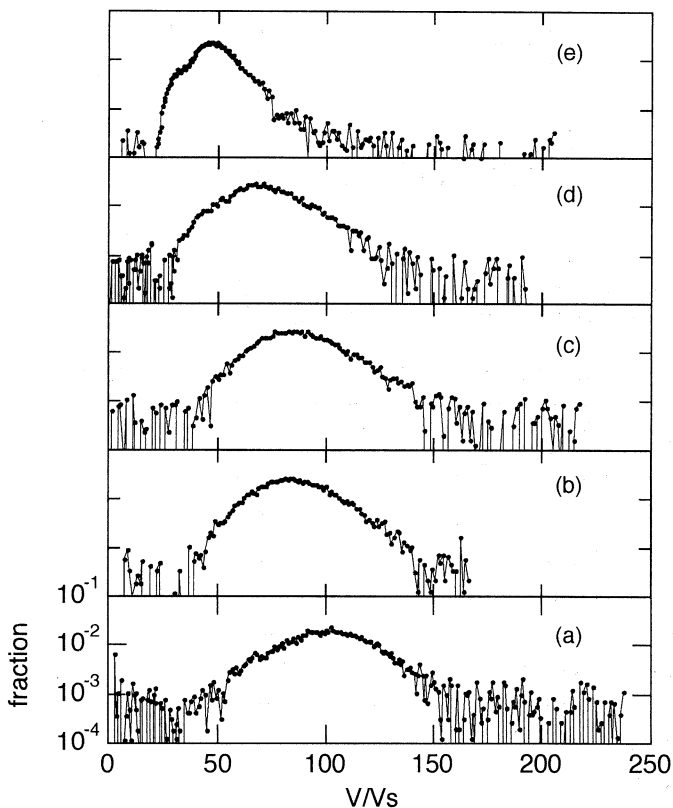
2.2 実験装置

イオン交換カラムとして、陰イオン交換樹脂 Dowex MSA-1 (ポーラス型) をガラスカラムに詰めたものを用いた。カラム出口につながる内径 2 mm (断面積 $S=3.1 \times 10^{-2} \text{cm}^2$) のテフ



第1図 実験装置の概略図。

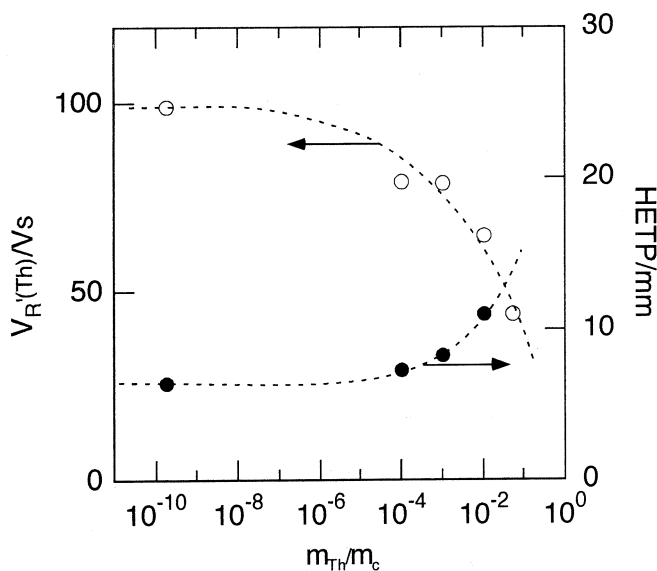
ロンチューブを直径約50mmでコイル状に6回巻き（検出部溶液ループの長さ $D=94.2\text{cm}$ ），鉄により内張りされた鉛により遮蔽された半導体検出器の検出部に取り付けた。MCAを一定の測定時間（ $\Delta T=10\text{min}$ ）に設定して， γ 線スペクトルを繰り返し測定した。移動相の流速を v [ml min^{-1}]とすれば， ΔT の間に検出部を通過する溶液部分は $v\Delta T$ [ml]であり，この溶液部分中の各点は DS/v [min]の間だけ検出部の中に滞在する。この溶液部分における当該イオンの平均の濃度を \bar{c} とし，検出部溶液ループ中にある平均濃度 $\bar{c}=1$ の当該イオンから発せられる γ 線の計数を η とすれば，測定される計数は $\eta\bar{c}\Delta TDS$ となり移動相の流速 v に依存しない。これは，フラクシオンコレクターを用いて，採取した平均濃度 \bar{c} の体積 $v\Delta T$ [ml]の溶液を DS/v [min]の測定時間で計数したことに等価である。



第2図 カラムイオン交換容量(m_c)に対するTh着点量(m_{Th})の比を変化させた場合の溶離曲線の変化。(a) $m_{Th}/m_c=1.7\times 10^{-10}$ (tracer scale), (b) 1×10^{-4} , (c) 1×10^{-3} , (d) 1×10^{-2} , (e) 5×10^{-2} 。カラム：Dowex MSA-1 (ポーラス型), 100-200mesh, $\phi 10\times 157$ mm, 移動相：6 M HNO_3 , 流速 $1-2\text{ ml min}^{-1}\text{ cm}^{-2}$ 。

2.3 トリウム(IV)の陰イオン交換クロマトグラフィー

^{227}Th 保存溶液に適当量の ^{232}Th を加えて調製した 5 ml の 6 M 硝酸水溶液を着点溶液とした。着点したトリウム量は、カラム交換容量に対する負荷、すなわちカラムの II 価イオンに対



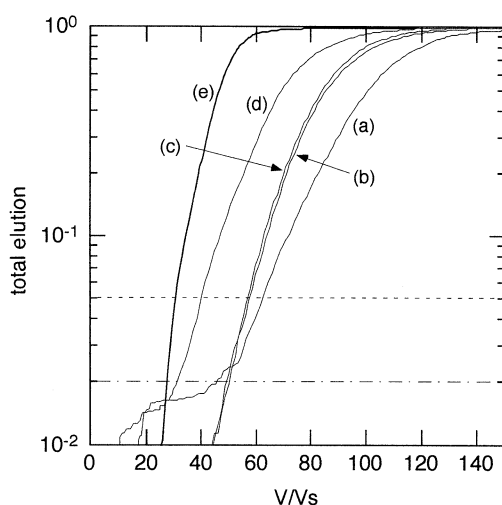
第3図 カラムイオン交換容量(m_c)に対する Th 着点量(m_{Th})の比を変化させた場合の実保持体積 $V_R'(Th)$ と理論段あたり高さ ($HETP$) の変化。

第1表 ナトリウム(IV), ウラン(IV)の硝酸溶液における陰イオン交換クロマトグラフィー実験。

RUN	着点物質	$\frac{m_{An(IV)}}{m_c}$	カラム ^{a)}	移動相 ^{b)}	$\frac{V_R'(An)}{ml}$	K_d	σ/ml	N	$\frac{HETP}{mm}$
Th1	Th(IV)	1.7×10^{-10}	c1	m1	1222	99.1	248.7	24.1	6.5
Th2	Th(IV)	1×10^{-4}	c1	m1	977.2	79.3	211.3	21.4	7.3
Th3	Th(IV)	1×10^{-3}	c1	m1	973.9	79.0	223.3	19.0	8.3
Th4	Th(IV)	1×10^{-2}	c1	m1	798.2	64.7	211.2	14.3	11.0
Th5	Th(IV)	5×10^{-2}	c1	m1	542.1	44.0	— ^{d)}	24.8	— ^{d)}
Th6	Th(IV)	1×10^{-3}	c2	m1	267.6	92.1	45.8	34.2	1.1
U1	U(IV)	1×10^{-3}	c2	m2	810.5	278.9	101.3	64.0	0.6
U2	U(IV), ^{57}Co , ^{140}Ba , ^{143}Ce , ^{105}Rh , ^{98}Zr	1×10^{-3}	c1	m2	— ^{c)}	— ^{c)}	— ^{c)}	— ^{c)}	— ^{c)}

- a) c1: Dowex MSA-1(ポーラス型), 100-200mesh, $\phi 10 \times 157\text{mm}$, $V_s = 12.3\text{ml}$, $V_m = 26.5\text{ml}$;
c2: Dowex MSA-1(ポーラス型), 200-400mesh, $\phi 10 \times 37\text{mm}$, $V_s = 2.91\text{ml}$, $V_m = 10.1\text{ml}$
b) m1: 6M HNO_3 , 流速 $1-2\text{ml min}^{-1} \text{cm}^{-2}$; m2: 6M $\text{HNO}_3 + 0.2\text{M}$ ヒドラジン + 0.1M ロング
リット, 流速 $0.5\text{ml min}^{-1} \text{cm}^{-2}$
c) U(IV) と共存するトレーサーのみ測定
d) 溶離曲線の歪みが大きいので評価不能

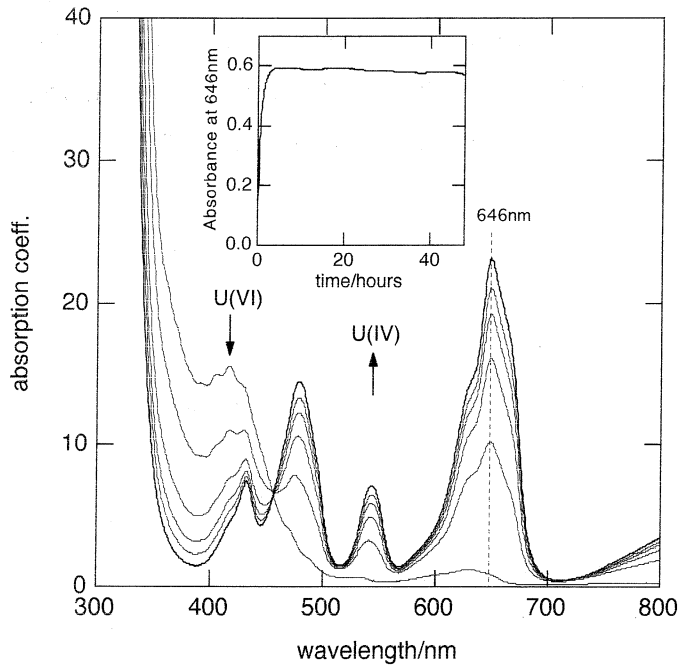
するイオン交換容量 m_c [mol] に対するトリウム量 m_{Th} [mol] の比 m_{Th}/m_c で表される。カラム交換容量に対する負荷として、トレーサー量から $m_{Th}/m_c = 5 \times 10^{-2}$ (5%) まで変化した (第1表)。100-200mesh, $\phi 10 \times 157$ mm のカラムを用い、試料溶液 5 ml を着点し、移動相 (6 M HNO_3) により $V=3000$ ml 程度まで溶離した。その後、2 M HCl で完全な溶離を確認することにより、全溶出量を決定した。



第4図 Th イオンの溶出曲線。(a) $m_{Th}/m_c = 1.7 \times 10^{-10}$ (tracer scale), (b) 1×10^{-4} , (c) 1×10^{-3} , (d) 1×10^{-2} , (e) 5×10^{-2} 。点線は回収率95%, 鎖点線は回収率98%の水準を示す。

2.4 ウラン(IV)の陰イオン交換クロマトグラフィー

制動放射照射を行った天然ウラン酸化物を6 M 硝酸で溶解し保存溶液を調製した。この ^{237}U 保存溶液に適当な量の ^{238}U を加えた6 M 硝酸水溶液を着点溶液とした。ウラン(VI)の6 M 硝酸水溶液に対して、ヒドラジンを0.2M, ロングリットを0.1M となるように加えてウラン(IV)の着点溶液を調製した。200-400mesh, $\phi 10 \times 37$ mm のカラムを用い、試料溶液 5 ml を着点し、移動相 (6 M HNO_3 + 0.2M ヒドラジン + 0.1M ロングリット) により $V=2000$ ml 程度まで溶離した。その後、2 M HCl で完全な溶離を確認することにより、全溶出量を決定した。比



第5図 6 M HNO₃, 0.2M ヒドラジン, 0.1M ロンガリット溶液中における U(VI) から U(IV) への還元反応。10分ごとのスペクトル変化を示す。差込図は、646nm における吸光度の時間変化を示す。

較の目的で、同じカラムを用い、同じ負荷量のトリウム(IV)を着点し、クロマトグラフィー実験を行った。

§ 3. 結果と考察

3.1 トリウム(IV)のカラム効率の負荷量依存性

トリウム(IV)の負荷量を変化させた実験の条件と主な結果について第1表に示す。第1図には負荷量による溶離曲線の変化を示す。

樹脂カラムの縦軸 z の位置におけるカラム断面において、溶質イオンに関する物質収支は次式で表される⁷⁾。

$$\frac{dC}{dt} + \frac{u}{\varepsilon} \frac{dC}{dz} + \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \frac{d\bar{q}}{dt} = D \frac{d^2C}{dz^2} \quad (1)$$

ここで、 C は移動相における溶質イオンの濃度、 u [cm min⁻¹] は移動相速度、 \bar{q} [mol ml⁻¹]

は樹脂相の平均交換量, ε はカラム充填相の空隙率, D は縦軸方向の拡散係数である。

検討の出発点として, 物質拡散の影響を無視し, 分配係数 $K_d = \frac{dq}{dC}$ が常に成り立つような理想状態を仮定する。カラム断面積を考慮することにより, トレーサー量における基本式が得られる。

$$V_R = V_m + V_s K_d \quad (2)$$

V_R は保持体積, V_m はカラム溶液体積, V_s は固定相の体積である。 V_m の評価は, 陰イオン交換樹脂に吸着されない ^{223}Ra の保持体積から, カラム出口から検出器入り口までのチューブ内の溶液体積による死体積を差し引くことにより行った。カラムに全く吸着されないイオンが検出される V_m から, Th 溶離曲線のピーク V_R までの移動相体積は実保持体積 ($V'_R = V_R - V_m = V_s K_d$) と呼ばれ, その大きさは各イオンのイオン交換樹脂に対する分配係数に比例する。

カラム交換容量に対する Th 負荷量が増大するに従い, 実保持体積 (V'_R) が小さくなるとともに, 溶離曲線の対称性が崩れる, という2つの特徴が見られる。溶離曲線がテイリングを示すことは, Th (NO_3) $_6^{2-}$ の移動相に対する固定相への分布の等温線が凸型であることを意味している⁶⁾。

トレーサー量 (RUN : Th 1) における溶離曲線から計算される分配係数は 1.0×10^2 であり, 文献値³⁾ の $1/2$ 程度の値である。このように小さな分配係数が得られた理由としては, $u = 1.2 \text{ ml min}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ という移動相速度がやや速すぎ, 熱力学的平衡が不十分であることが理由として考えられる。次項で述べる RUN : Th 6 では, $u = 0.5 \text{ ml min}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ というより小さな移動相速度で実験を行い, より大きな K_d が得られていることから裏付けられる。しかし, 同じ移動相速度に設定された系統的実験 (RUN : Th 1 - Th 5) の範囲内では, 問題なく比較できると考えられる。

クロマトグラフィーの効率の解析には, 理論段数 $N = \left(\frac{V_R}{\sigma} \right)^2$ あるいは理論段あたり高さ $HETP = \frac{L}{N}$ (L : カラム長さ) が指標として用いられる。実保持体積 (V'_R) と $HETP$ の変化を第2図に示す。この図においても, 負荷量の増大とともに $HETP$ が大きくなるというカラム効率の減少が生じている。Guichon らによれば, このような過負荷状態におけるカラム効率の減少は吸着等温線の非直線性に帰着できるとしている⁷⁾。従って, 溶離曲線の予測には吸着等温線の精密な測定が必要となる。

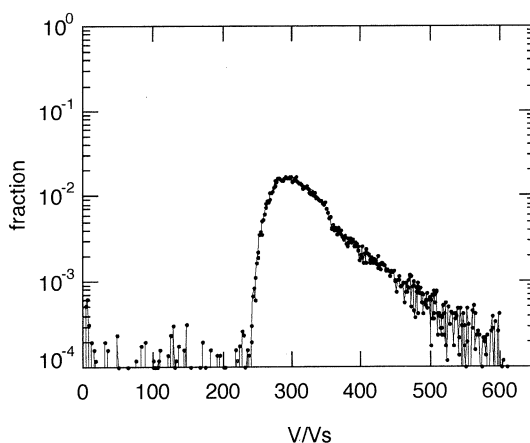
3.2 ウラン(IV)の溶離曲線

高濃度の硝酸水溶液ではウラン(IV)は容易に酸化されるため, 硝酸系におけるウラン(IV)のイオン交換クロマトグラフィー実験の報告は全くない⁸⁾。しかし, ネプツニウムは10M以上の

濃度の硝酸溶液中でもIV価に調整できるので、ウランについても高い硝酸濃度における検討が望まれた。

実験結果によれば、6 M HNO₃においてウラン(IV)の調製と保持の目的でロンガリットを利用できることが分かった(第5図)。ロンガリットをU(VI)硝酸溶液に加えた後40分で、ほぼ完全にU(VI)に還元され、クロマトグラフィー実験に要する約40時間の間、IV価状態が保たれる。この結果を基に、ウラン(IV)のクロマトグラフィー実験を行う際の移動相として、ロンガリット 0.1M, ヒドラジン 0.2M を含む 6 M HNO₃ 溶液を用いることとした。

ウラン(IV)はトリウム(IV)より大きな分配係数を持つことから、溶出が完了するまでにより大きな移動相体積を必要とする。そこで、実験時間を短くし、溶離液体積を小さくする目的で、小さなカラムを用いて実験を行った(RUN: U1)。ウラン(IV)に対して得られた溶離曲線を第6図に示す。 $V/V_s = 300$ 付近の溶離ピークよりも少ない溶離液体積で溶離するウランがほとんどでないことから、カラム中でのウラン(IV)の酸化は無視できる。ウラン(IV)の硝酸系における陰イオン交換クロマトグラフィー実験が可能であることが示された。またウラン(IV)および比較のために行ったトリウム(IV)の実験条件と解析結果を、第1表のRUN: Th 6 に示す。



第6図 着点量 $m_U/m_c = 1 \times 10^{-3}$ における U イオンの溶出曲線。カラム: Dowex MSA-1 200-400mesh, $\phi 10 \times 37$ mm, 移動相: 6 M HNO₃ + 0.2M ヒドラジン + 0.1M ロンガリット, 流速: $0.5 \text{ ml min}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ 。

すでに3.1項で述べている通り、トリウム(IV)イオンの分配係数 K_d については、同じ負荷量の RUN: Th 3 (0.1%) より大きな分配係数 K_d が得られている。吸着バンドの広がり σ [ml] も樹脂粒径が小さい RUN: Th 6 の方がはるかに小さい値となっている。

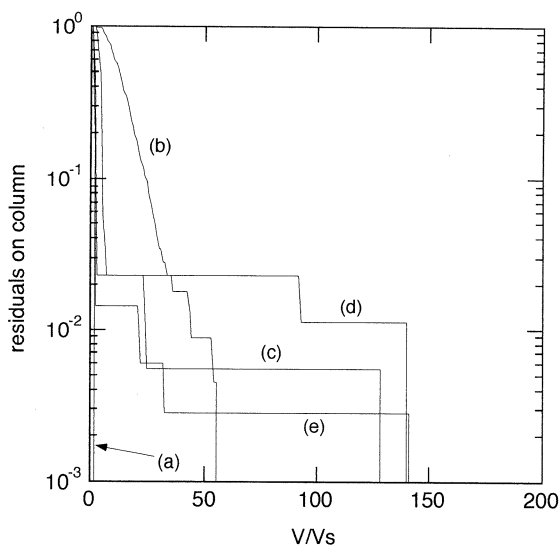
ウラン(IV)イオンの分配係数は、トリウム(IV)に比べて約3倍大きな値となっている。4 M HNO₃に対する文献値 $K_d = 10^2$ と比較しても、6 M HNO₃に対する値としては妥当な値が得られている。しかしながら、溶離曲線は大きな非対称性を示しており、イオン交換樹脂が過負荷状態にあることが理解される。

3.3 不純物の洗浄

Np(IV)の精製では、Np(IV)の分配係数が想定される不純物よりも大きい。従って、目的成分の純度は、目的成分を吸着したままで不純物をどの程度効果的に洗浄できるかに依存する。アクチニド(IV)イオンの分配係数の大小関係を考慮すると、Np(IV)に対する十分な洗浄条件は、Th(IV)に対する条件として検討できる。

Th着点量を変化させた場合の全溶出曲線(第3図)では、負荷量の増大により全溶出曲線がVの小さい方向にシフトを示す。一定の回収率を設定すると、洗浄できる溶離液量は負荷の増大とともに減少する。たとえば、95%のTh回収率を設定すると、負荷量1%に対して30V。しか洗浄できないことが分かる。

3d遷移金属, アルカリ金属・アルカリ土類金属, アルミニウム, 白金族元素, ジルコニウムなど, ウランやネプツニウムの金属に比較的多く含まれる不純物を想定して, 負荷1%の目的物質からの分離を調べる実験を行った(第1表, RUN:U2)。Npの模擬物質として ²³⁷⁺²³⁸U



第7図 不純物として想定されるトレーサーのカラムにおける残存量。(a) ⁵⁷Co, (b) ⁹⁵Zr, (c) ¹⁴³Ce, (d) ¹⁰⁵Rh, (e) ¹⁴⁰Ba。

を含む着点溶液中に、不純物として各種トレーサーを加えた。第7図に不純物と想定されるトレーサーのカラムにおける残存量のグラフを示す。不純物残存量を原料の0.1%以下に除去するために必要な洗浄液量は、3d遷移金属は20V_s程度で、アルカリ金属・アルカリ土類金属などは150V_sであることが分かった。負荷量1%の条件下でU(IV)の溶離は少なくとも230V_s以上であるので、この条件では不純物残存量を原料の0.1%以下できると期待される。

§ 4. ま と め

陰イオン交換クロマトグラフィーによるグラム量のネプツニウムの精製システムの開発を目指している。トリウム、ウランなどのトレーサーを用いて、過負荷量のアクチニド(VI)の吸着溶離を6M HNO₃において検討した。このような高濃度の硝酸溶液におけるウラン(IV)の陰イオン交換クロマトグラフィー実験は、これまでに報告のないものである。

Th(IV)に対する分配係数(K_d)は、トレーサー量に対する $K_d=99.1$ から負荷量5%に対する44.0まで大きく減少した。このように分配係数が小さくなる結果、負荷量1%、95%の回収率という精製条件では、30V_sしか洗浄できない。U(IV)の実保持体積は負荷量0.1%の場合、約300V_sという大きな値が得られた。Np(IV)の分配係数はさらに大きく、洗浄可能な溶離液量を大きくとれると期待される。不純物の洗浄については、3d遷移金属、アクチニド(VI)の洗浄は20V_sまでで容易に行うことができる。アルカリ土類金属、III価金属、白金族元素金属は、150V_sの洗浄で0.1%以下に低減できる。

今後の課題は、トリウム、ウラン、ネプツニウムについて、吸着等温線の精密な測定と、負荷量を変化させた場合の溶離曲線の測定を、硝酸濃度を変えて測定を行うことである。硝酸系溶媒からの陰イオン交換樹脂に対する吸着等温線については、これまでに詳細な報告がない。測定された吸着等温線を用いて、物質収支式(1)に基づく解析を行うことにより、過負荷状態における陰イオン交換クロマトグラフィーの解析を行えると期待している。グラム量の高純度精製において、純度・回収率・廃液量などの条件に対する適当な精製条件を検討することは、このような解析が可能となって初めて容易に行えるようになる。

東北大学大学院理学研究科附属原子核理学研究施設の大槻勤博士、ならびに技術スタッフの皆様方、職員の皆様方には、制動放射照射のためのビーム維持をはじめ共同利用全般において大変にお世話になりましたことを感謝いたします。東北大学金属材料研究所附属材料試験炉利用施設の原光雄助手、鈴木吉光技官、渡部信技官ならびに職員の皆様方にも大変にお世話にな

りましたことを感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) Y.Shiokawa, K.Hasegawa, K.Konashi, M.Takahashi and K.Suzuki : J.Alloys Compd. **255** (1997) 98.
- 2) Y.Shiokawa and K.Hasegawa : Isotope News **525** (1998) 6.
- 3) J.Korkisch : *Handbook of ion exchange resins : their application to inorganic analytical chemistry* (CRC Press, 1989), Vol. **2**.
- 4) J.P.Faris and R.F.Buchanan : Anal. Chem. **36** (1964) 1157.
- 5) J.S.Fritz and B.B.Garralda : Anal. Chem. **34** (1962) 1387.
- 6) C.Horvath and W.R.Melander : Journal of Chromatography **22A** (1983) A27.
- 7) G.Guiochon, S.Golshan-Shirazi and A.Jaulmes : Anal. Chem. **60** (1988) 1856.
- 8) H.O.Haug : *Anion Exchange of Uranium* in Gmelin handbook of inorganic chemistry eds.R.Keim, Y.Marcus and C.Keller, Vol. **U**, Supplement Volume **D3** (Springer-Verlag, Berlin, 1982).

隕石・岩石中のハロゲン元素の 放射化学的光量子放射化分析法

都立大理学研究科, 核理研*

大浦泰嗣・Sk. A. Latif・瀬戸口美奈

仲本朝嗣・海老原 充・中原弘道

大槻 勤*

§ 1. はじめに

ハロゲン元素 (F, Cl, Br, I) は地球化学的にはインコンパティブル (incompatible) 元素として挙動するとともに, その揮発性が存在度に反映される。そのため, 宇宙・地球化学的に興味深い元素の一つである。しかし, 隕石中や地殻岩石中のハロゲン元素存在度は, まだ, 十分に調べられていないのが現状である¹⁾。

隕石や火成岩中の微量ハロゲン元素の定量には放射化分析が適しており, よく利用されている。我々は, これまでに宇宙化学的興味により隕石・岩石中 Cl, Br, I の放射化学的中性子放射化分析 (RNAA) 法を開発してきた²⁾。しかし, RNAA 法ではハロゲン元素のうち F の定

第1表 ハロゲン元素の光量子放射化分析 (RPAA) と中性子放射化分析 (RNAA) で利用する核種とその半減期と γ 線エネルギー (分岐比)。

	RPAA			RNAA		
F	¹⁸ F	110m	511keV	²⁰ F	11s	1634keV (100%)
Cl	^{34m} Cl	32m	146keV (41%)	³⁸ Cl	37m	1643keV (32%)
Br	^{80m} Br	4.4h	616keV * (6.7%)	⁸² Br	1.5d	717keV (84%)
I	¹²⁶ I	13d	389keV (34%)	¹²⁸ I	25m	443keV (17%)

* 娘核種 ^{80g}Br (18m) の γ 線

量が第1表で示すように利用できる核種の半減期が11秒と短いため困難である。また, I も中性子捕獲核種 ¹²⁸I の半減期が25分であり定量は化学分離に要する時間との勝負である。(Cl も半減期が同程度である ³⁸Cl を用いるが, 存在度が一般的に I よりも大きいためあまり問題とはならない。)

一方、放射化学的光量子放射化分析 (RPAA) 法もハロゲン元素の定量に適用可能である。第1表 RPAA で利用する核種を RNAA での場合と比較した。一番大きな特徴は、F の定量に ^{18}F を利用するため、RNAA 法では困難であった F から I までのハロゲン 4 元素がすべて定量可能であることである。また、I の定量に用いる ^{126}I は半減期が長く、化学分離中の減衰を気にしなくてよい。

ここでは、RPAA により隕石・岩石中のハロゲン元素を1回の照射ですべて定量する方法についての検討結果の現状を、途中経過ではあるが問題点も含め報告する。

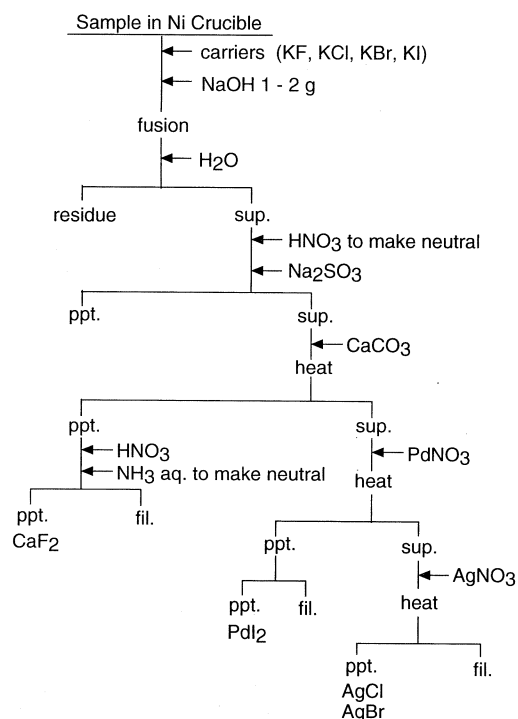
§ 2. 実験方法

2.1 照射

粉末試料約100mgを純度99.5%の Al 箔で二重に包み、直径1cm のペレット状に整形して照射試料とした。これを flux 変動補正用の Au 箔 ($\phi 10\text{mm} \times 0.01\text{mm}$) とともに石英管内に常圧封入し、最大エネルギー (E_0) 20または30MeV の制動放射線を水冷しながら約 2 または 6 時間照射した。平均電流は約 $110\mu\text{A}$ であった。

2.2 化学分離

2時間照射したものはただちにハロゲン元素の放射化学分離 (第1図) を行った。粉末試料を Al 箔から取り出し、あらかじめ F, Cl, Br, ならびに I 担体溶液を一定量乾固させた Ni りつばに移し、NaOH 1~2g でアルカリ融解した。融解物を純水で溶解し、上澄み液を中和後炭酸カルシウム溶液を加え、F を CaF_2 として分離した。硝酸に溶解後、再沈殿により精製した。 CaF_2 を分離した上澄み液には、 PdNO_3 溶液を加え I を PdI_2 として分離した。さらに、その上澄み液に AgNO_3 溶液を加え、Cl と Br を $\text{AgCl} + \text{AgBr}$ として同時に分離した。 CaF_2 はメンブレンフィルター、その他は5Cろ紙で捕集し、赤外線ランプ



第1図 岩石試料からのハロゲン元素の化学分離操作法。

下で乾燥後、ブックテープで密封して測定用試料とした。各元素の化学収率は、立教大学原子炉において再放射化法により求めた。

6時間照射試料は、東京都立大学RI研究施設へ持ち帰った後、Iのみ放射化学分離を行った。同様にアルカリ融解後、上澄み液にPdNO₃溶液を加えIをPdI₂として分離した。

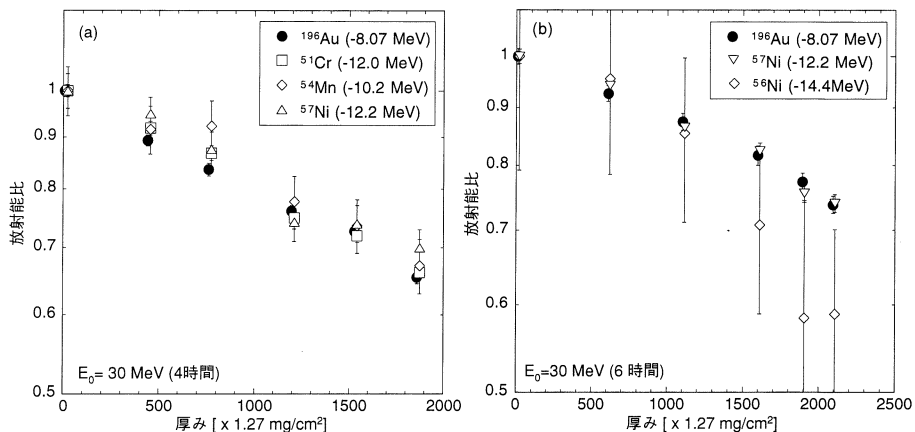
2.3 γ 線スペクトロメトリー

γ 線測定は高純度Ge半導体検出器により行った。Cl-Br試料は、化学分離後ただちに^{34m}Cl定量のために600秒間測定を数回繰り返す、数時間後、^{80m}Br定量のためにさらに3000秒間測定を行った。消滅 γ 線を測定するF試料は厚さ1mmの銅板ではさんだ後、600秒間測定を約半日繰り返す、壊変曲線より放射化学的純度を確認した。I試料は東京都立大学RI研究施設にて半日から1日間測定した。

§ 3. 結果と考察

3.1 Flux の補正

試料が多くなると制動放射線のエネルギー分布が進行方向に対してだんだん変化する可能性があり、理想的には既知量の定量対象元素によりfluxをモニターすることが望ましい。しかし、現実的には困難であり、本法では金属箔を利用することにした。そこで、まず、Ni箔、ステンレス箔、金箔をもちいて誘導放射能の試料厚に対する減衰の様子を調べた。第2図(a)



第2図 Flux モニターの誘導放射能比。試料の先頭から各モニターまでの総試料厚みに対して放射能比をプロットした。

に金箔とステンレス箔、第2図(b)に金箔とNi箔の $E_0 = 30$ MeVでの誘導放射能の試料の

積算厚みに対する減衰の様子を示す。 ^{56}Ni をのぞき、 Q 値が $-8.07\sim-12.2\text{MeV}$ である核反応生成物の放射能比は統計誤差範囲内でよく一致している。 Q 値が -14.4MeV である ^{56}Ni は総試料厚が 1.3 g/cm^2 を越えると急激に誘導放射能が減少する。これは、制動放射線のエネルギー分布が変化していることを示していると考えられる。ハロゲン元素定量に用いる (γ, n) 反応の Q 値は $-7.24\sim-12.8\text{MeV}$ であり、 ^{196}Au , ^{57}Ni , ^{54}Mn , ^{51}Cr のどれを用いても flux の補正は可能であると考えられるが、実用上の都合（半減期、放射能量）から Au 箔を用いた。

従来、flux の補正は Pt コンバーターから試料までの距離に対して行われている。試料厚に対する補正と距離に対する補正を比較したが、実用上ほとんど同じであったので、本実験では試料厚に対する補正を採用した。

3.2 化学分離

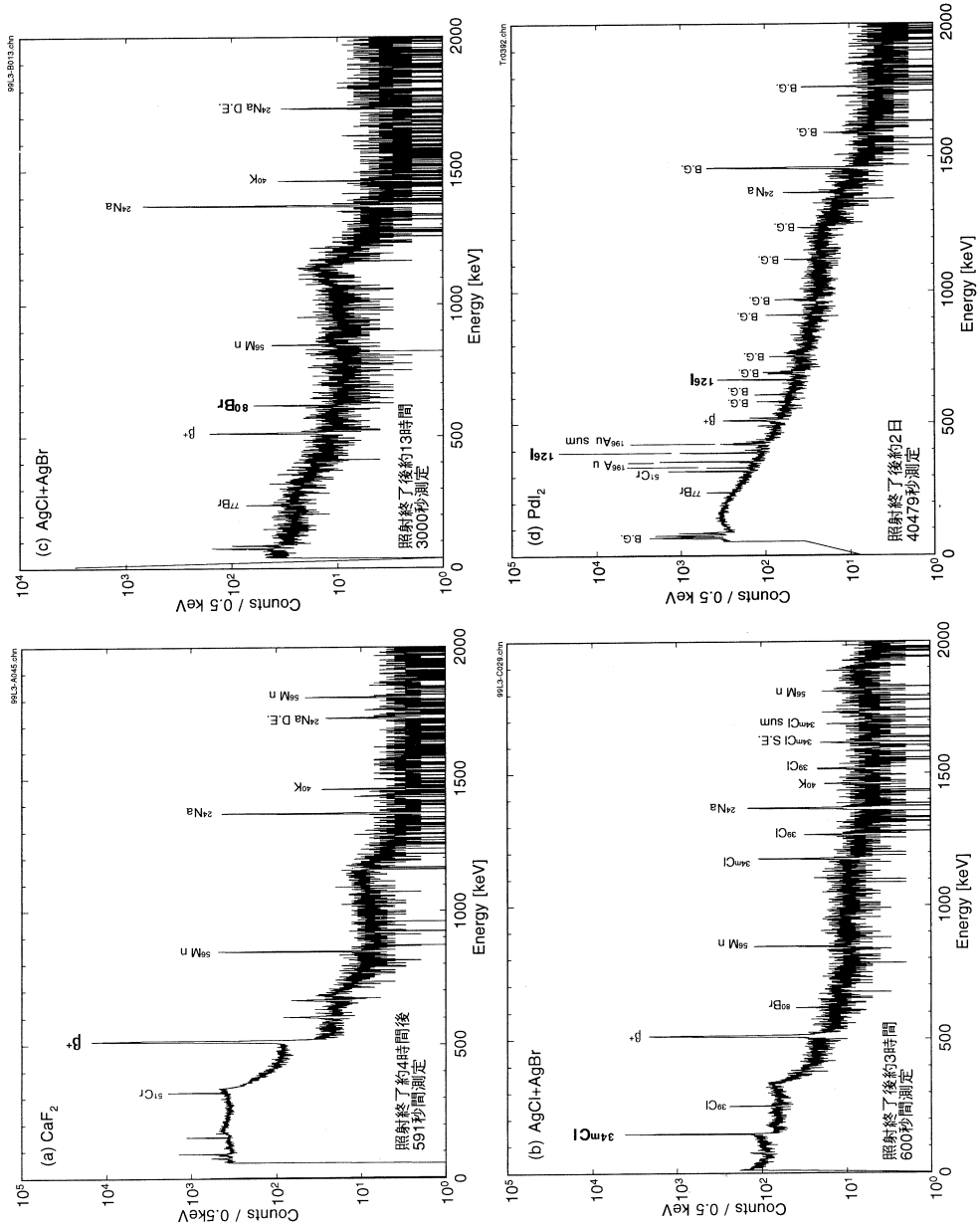
例として Allende 隕石の化学分離によって得たハロゲン測定試料の γ 線スペクトルを図 3 に示した。どの測定試料もほぼ完全にハロゲン元素のみ分離することができたが、少量の ^{56}Mn , ^{51}Cr , ^{24}Na の混入があった。これらは、F 試料をのぞき、ハロゲン核種の測定、定量の妨害にはならない。Cl-Br 試料の一部で、沈殿の洗浄が不十分であったことが原因と考えられる ^{43}K の混入があった。 ^{43}K は 617.5keV の γ 線を放出するため、 $^{80\text{m}}\text{Br}$ の測定を妨害する。この測定試料はろ紙への捕集時によく洗浄することが重要である。

^{18}F の定量は、 511keV 消滅 γ 線への汚染核種の寄与を補正する必要がある。本実験の測定条件での消滅 γ 線と ^{56}Mn の 847keV 光電ピークならびに ^{24}Na の 1369keV 光電ピークとの計数率比はそれぞれ約 2% と 8% であり、初めの数回の測定ではほとんど無視し得た。図 4 に図 3 (a) で示した F 試料の 511keV 消滅線の壊変曲線を示す。消滅 γ 線の計数率を●で、これらを ^{18}F とバックグラウンドの 2 成分として解析した結果を実線で示した。また、点線は ^{18}F の半減期を示す。ほとんどの試料において、この例のように最初の数回の測定では汚染核種の 511keV 消滅 γ 線への寄与は無視し得た。

化学収率は立教大学原子力研究所原子炉にて再放射射化法によりもとめた。F は 5–60%，Cl は 70–90%，Br は 40–60%，I は 30–70% であった。F は放射化学的純度の高い試料を得ることはできたが、化学収率は低収率でさらにばらつきが大きく、常に高収率となるように操作の各段階での条件を検討する必要がある。

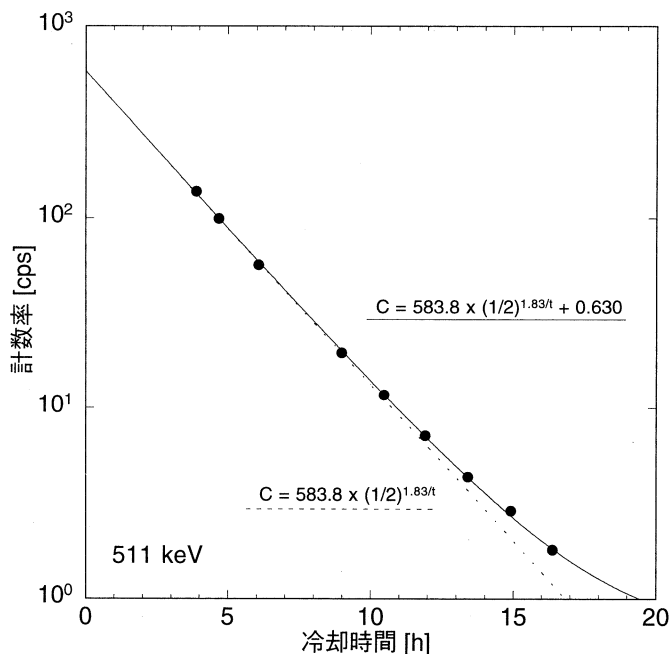
3.3 比較標準試料

実験を始めた初期のころは既知量の標準溶液を滴下・乾燥した Al 箔を比較標準試料とし、検量線の作製を試みていた。しかし、照射中に揮散しているようで直線性のよい検量線が得ら



第3図 Allende 隕石から化学分離したハロゲン元素の γ 線スペクトル。(a) F試料 (CaF_2), (b) (c) Cl-Br 試料 (AgCl+AgBr), (d) I試料 (PdI_2)。

れなかった。中性子束の大きい原子炉を用いた放射化分析では、照射中に標準試料の揮発性元素が揮散することが知られているが、制動放射線（および未転換電子）の照射でも同様のことがおきているようである。常に系統的なずれがあるわけでもなく、なんら規則性も見いだされなかったため、岩石標準試料 JR-1 を F の、堆積岩試料 D-41-7 を Cl, Br, I の比較標準試料として用いた。



第4図 第3図(a)で示した試料の消滅 γ 線の壊変曲線。実線は測定データに $y = a(1/2)^{1.83/x} + b$ を最小自乗法でフィットした結果。点線は ^{18}F のみの壊変曲線。

3.4 妨害核反応

ハロゲン元素定量の妨害核反応として、 ^{23}Na

($\gamma, \alpha n$) ^{18}F ($Q = -20.9\text{MeV}$), ^{39}K ($\gamma, \alpha n$) $^{34\text{m}}\text{Cl}$ ($Q = -20.0\text{MeV}$), ^{85}Rb ($\gamma, \alpha n$) $^{80\text{m}}\text{Br}$ ($Q = -16.9\text{MeV}$)がある。 $E_0 = 30\text{MeV}$ で照射する際は、これらの補正が必要となる。Fに対するNaの妨害は、Sakurai et al.³⁾により検討されており、 $E_0 = 30\text{MeV}$ での照射では、 $9.45\ \mu\text{gF} / 1\ \text{mgNa}$ に相当する補正が必要であることが報告された。そこで、我々も純度99.9%の炭酸塩を試料と同時に照射し、寄与補正係数を求めたところ、約 $7\ \mu\text{gF} / 1\ \text{mgNa}$ 、約 $2\ \mu\text{gCl} / 1\ \text{mgK}$ 、約 $0.1\ \mu\text{gBr} / 1\ \text{mgRb}$ を得た。

3.5 定量結果

$E_0 = 30\text{MeV}$ で2時間照射した場合に得られたAllende隕石、JR-1、D-41-7の定量結果を第2表に示す。Iのみ9時間照射の場合の定量値も含んでいる。これらはNaとKの妨害反応の補正を行った値で、Fで17%から35%、Clで0.2%から23%の寄与があった。Rbからの妨害は今回の試料では無視できた。Allende隕石⁴⁾とJR-1⁵⁾のNa、K、Rbの濃度は文献値を用い、D-41-7での濃度はINAAおよびIPAAにより定量した。

F、Cl、Brは再現性もよく、文献値²⁾とも比較的良くあった。しかし、Iは再現性が悪く、

第2表 RPA法によるハロゲン元素の定量結果。単位はppm。

	Allende	JR-1	D-41-7
F	43.6±4.9		531±46
	[56, 53]	<u>991</u>	549±34
Cl	435±22	1167±55	
	(320±30)	1126±51	<u>200</u>
Br	2.23±0.16	2.64±0.41	
	(1.62±0.29)	2.28±0.19	<u>2.2</u>
I	0.089±0.0009	0.0833±0.0064	
	0.086±0.0007*	0.136±0.008	
	(0.212±0.001)	0.191±0.010*	
		(0.080±0.007)	<u>1.07</u>

[] は文献4より, () は文献2より, 下線は比較標準として用いた値。
* 9時間照射。

文献値とも一致しなかった。

岩石試料中で観測された¹²⁶Iの量はfluxに比例しておらず、D-41-7とAllende隕石ではfluxで規格化した¹²⁶I量はfluxの増加とともに減少傾向にあり、9時間照射では2時間照射での約60-70%であった。一方、JR-1では反対に増加傾向にあった。また、試料と同時に照射したAl箔ブランク試料にも¹²⁶Iが観測され、その量は9時間照射の時でAllende隕石で観測された量の約60%にも達していた。考えにくいことであるが、これらは照射中に岩石試料内からIが揮散していることを示唆しているのかもしれない。I濃度の不確かさはこれが原因のひとつであると考えられる。

§4. まとめ

放射化学的光量子放射化分析法により隕石・岩石中のハロゲン元素：F、Cl、Br、Iを同一試料から一回の照射ですべて定量することを試みた。照射後アルカリ融解して沈殿法によりこれら4元素を相互分離する方法を開発したが、照射中に特にIが揮散している可能性が見いだされ、まだ、正確な定量値を得るところまで至っていない。照射中におこっている現象をあきらかにしつつ、より確度の高い定量値を得られるよう検討を続けていく予定である。

参 考 文 献

- 1) 海老原充 : 火山 **42** (1997) S303.
- 2) M. Ebihara, H. Ozaki, F. Kato, H. Nakahara and J. Radioanal. Nucl. Chem. **216** (1997) 107.
- 3) H. Sakurai, M. Fukuda, Y. Hayashibe, Y. Sayama, K. Masumoto and T. Ohtsuki : J. Radioanal. Nucl. Chem. **217** (1997) 267.
- 4) E. Jarosewich, R. S. Clarke Jr. and J. N. Barrows : *Smithson. Contrib. Earth Sci.* **27** (1977) 1.
- 5) N. Imai, S. Terashima, S. Itoh and A. Ando : *Geochem. J.* **29** (1995) 91.

Ⅲ. 加 速 器 ・ 測 定 装 置

Beam Commissioning of the Stretcher-Booster Ring in Tohoku University

F. Hinode, H. Hama, J. Kasagi, M. Kawabata, O. Konno, A. Kurihara,
A. Miyamoto, M. Mutoh, M. Nanao, M. Oyamada, Y. Shibasaki, S. Takahashi,
T. Tamae, T. Terasawa and H. Yamazaki

*Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University,
Mikamine, Taihaku-ku, Sendai 982-0826, Japan*

The 1.2 GeV Stretcher-Booster Ring was constructed at Laboratory of Nuclear Science (LNS) in Tohoku University. This ring has three operational modes ; the pulse stretcher mode, booster mode and storage mode. Beam commissioning of the ring has been carried out since November, 1997. This report describes the present status of the beam commissioning.

§ 1. Introduction

In 1981, the first pulse stretcher ring (SSTR¹⁾) was constructed in Tohoku University and had been supplying continuous electron beams for nuclear experiments with the beam energy of 150 MeV. To meet the requirement of the higher energy beam, the construction of the 1.2 GeV Stretcher-Booster Ring (STB^{2,3)}) was started in 1995. Since the first beam commissioning of the STB in November, 1997, the beam operation is continued up to now.

The STB has three functions such as the pulse stretcher, booster and storage ring. In the pulse stretcher mode, the STB converts a pulsed beam accelerated by a LINAC to a continuous beam, which is utilized for coincidence experiments in nuclear physics. In the booster mode, the beam is ramped up to 1.2 GeV with RF acceleration in 1 second after the beam injection, and then injected to a proposed synchrotron-light facility. In the storage mode, the accelerated 1.2 GeV beam is utilized for internal target experiments and high energy tagged photon experiments.

A schematic layout of the accelerator in LNS is shown in Fig.1. It consists of a 300

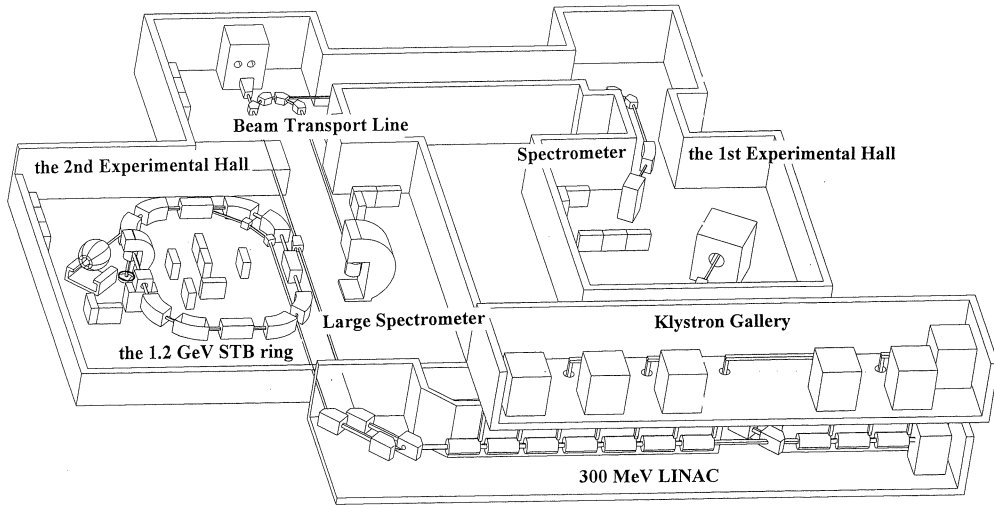


Fig. 1 . A schematic layout of the accelerator at LNS in Tohoku University.

MeV S-band LINAC, an injection line, a 1.2 GeV STB ring and transport lines. In the LINAC, there are 20 accelerating structures, and 5 klystrons to feed power to those structures.

The main parameters of the STB are listed in Table I . The design detail is given by the Ref(3). The STB ring consists of 8 bending magnets and 20 quadrupole magnets, and has four straight sections of 3.125 m for injection, extraction, RF acceleration and internal target experiments. The circumference is 49.751 m. It is desirable to have a large circumference with respect to an intense extracted beam, however, the whole size was restricted by the limited space in the experimental hall. RF acceleration is done by a single-cell cavity which had been originally used at Photon Factory in KEK. The RF frequency is 500.144 MHz, corresponds to a harmonic number of 83. Vacuum chambers are made of stainless steel to suppress eddy currents on the booster operation. The beam monitor system consists of 5 wire monitors, 9 button-type BPMs, a DCCT and an SR monitor port. The read-out electronics of the BPM uses super heterodyne methods. The BPM can measure the closed orbit for the storage mode, but not be used for the stretcher mode. Two wire monitors were temporarily replaced by screen profile monitors. In addition to the above monitors, some loss monitors were placed along the beam lines. The STB control system⁴⁾ was constructed using personal computers with commercially available application softwares. Programmable Logic Controllers, PLCs, are used as the device controller. In the beam injection line, a beam

collimator is installed at the just upstream of injection septum magnets. And also, 3 beam collimators are installed in the transport line, in order to eliminate the beam halo. In both beam lines, the beam positions and the shapes are monitored by screen profile monitors. Vacuum chambers are made of aluminum alloy, whose inner diameters are $\phi 50\sim 80\text{mm}$.

Table I : Main parameters of the STB ring.

Circumference	49.7512 [m]
Revolution Frequency	6.026 [MHz]
Lattice	DBA
Super-periodicity	4
Betatron Frequency	$\nu_x = 3.30$ $\nu_y = 1.20$
Moment. Comp. Factor	$\alpha = 0.03777$
Chromaticity	$\partial\nu_x / \partial\delta = -5.7861$ $\partial\nu_y / \partial\delta = -4.9791$
Circulating Beam Current	300 [mA] (max)
Beam Injection	three-turn injection
Stretcher Mode	
Beam Energy	300 [MeV] (max)
Rep. Rate	300 [pps]
Extracted Beam Current	10 [μ A]
Duty Factor	90%
Beam Extraction	third-integer resonance
Booster-Storage Mode	
Accelerated Beam Energy	1.2 [GeV]
Harmonic Number	83
RF Frequency	500.144 [MHz]
Radiation Loss/turn	61.2 [keV]
Damping Time	$\tau_x = 8.0$ [msec] $\tau_y = 6.5$ [msec] $\tau_z = 3.0$ [msec]

§ 2. Beam Commissioning

2.1 Stretcher Mode

The machine time of the STB has been mainly consumed in the stretcher mode up to now. For the present, it is mostly operated at 200 MeV, where the highest extracted current is expected. In the stretcher mode, the ring is operated with a repetition rate of 300pps.

To match the injection beam parameters to those of the STB ring, six quadrupole magnets are used in the injection line. First, beam profiles observed by CCD cameras are automatically processed by a personal computer in order to get horizontal and vertical beam sizes⁵⁾. Such beam sizes are measured with varying the field strength of an adequate quadrupole magnet, and fitted with a parabola. The emittance and Twiss parameters of the injected beam are determined using three sets of parabola parameters obtained with varying three quadrupole magnets. Then the strength of the quadrupole magnets are optimized to match the injected beam to the ring. Figures 2 and 3 show an example of such a measurement. This procedure is executed manually for the present, however, it will be sophisticated so as to reach to a computer controlled operation. The injected beam orbit is adjusted by two septum magnets and three kicker magnets. The field strength of the kicker magnets are adjusted so that the injected beam has a betatron oscillation amplitude suitable for beam extraction. The magnets are operated with time intervals equal to the transit time of an electron between them. For the horizontal tune measurement, the radiation from a wire monitor inserted in the ring to disturb circulating beam is detected by a beam loss monitor which consists of a plastic scintillator and a photomultiplier. For the vertical tune meas-

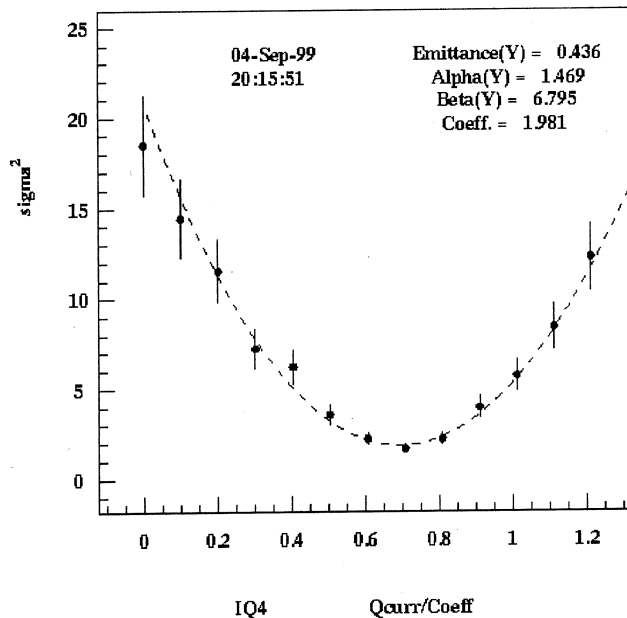


Fig.2. An example of the parabola fitting to determine the beam parameters.

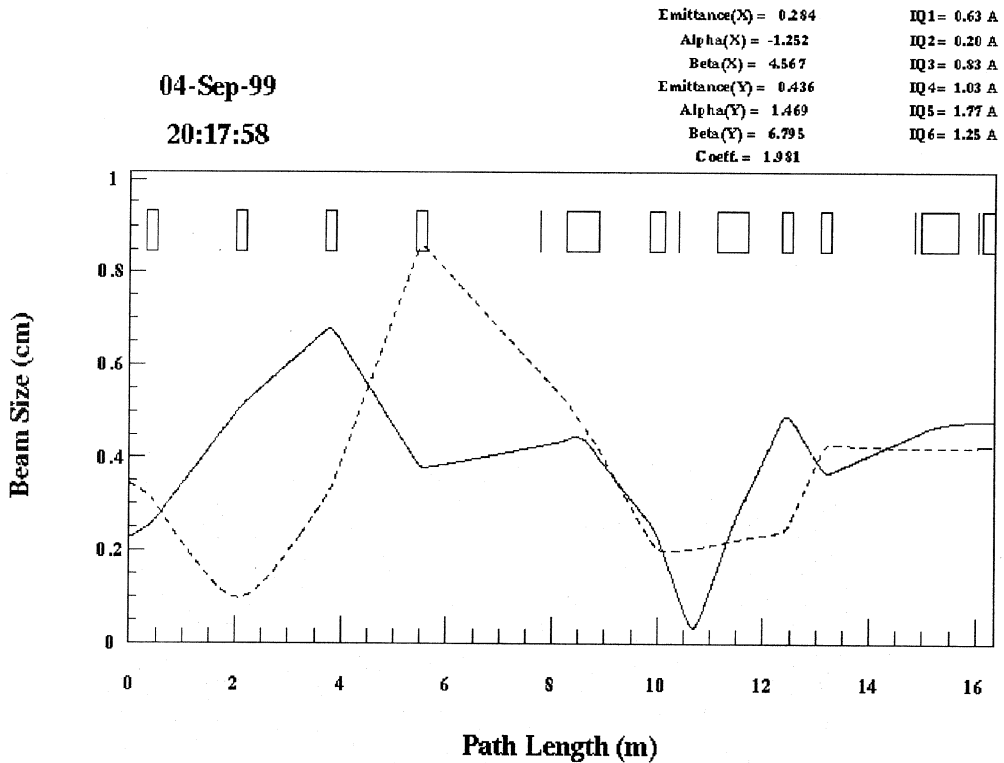


Fig.3. An example of the fitted result after the injection matching.

urement, the synchrotron radiation is monitored by a photomultiplier with a horizontal slit. In the latter case, the beam orbit is distorted in the injection line, so that amplitude of the betatron oscillation is large enough. Both signals are recorded in an oscilloscope, and then their time spectra are transformed into frequencies with FFT analysis by a personal computer. This tentative tune monitor system is not enough to measure the tunes stably and should be improved. At the present, the maximum circulating beam current is about 80 mA at the injection. However, the current is usually reduced to 20~30mA (preliminary), by a process to stabilize the beam condition as described below.

Beam extraction from the ring is accomplished by inducing a third-integer resonance in the horizontal plane. The pulse stretcher must keep the intensity of the extracted current constant during the extraction time. This demand is satisfied by monochromatic extraction under 250MeV. Achromatic extraction will be also used over 250MeV in the next stage. In the monochromatic extraction, the energy spread of the injected beam is chosen to be equal

to the energy loss that occurs between two successive injections, and the betatron tune is adjusted so that the resonance condition occurs at the lowest energy of the injected beam. The amplitude of the third order betatron oscillation is also adjusted by a sextupole magnet, so that the efficiency of beam extraction is optimized. Thus the lowest energy part of the stored beam is extracted first, and then finally the highest part is extracted just before the next injection starts. Figure 4 shows the example of the stored current (DCCT) and the extracted beam observed by a spill monitor placed near the spectrometer. Extracted continuous beam current is around $1.2 \mu A$ with duty factor of 70~80%.

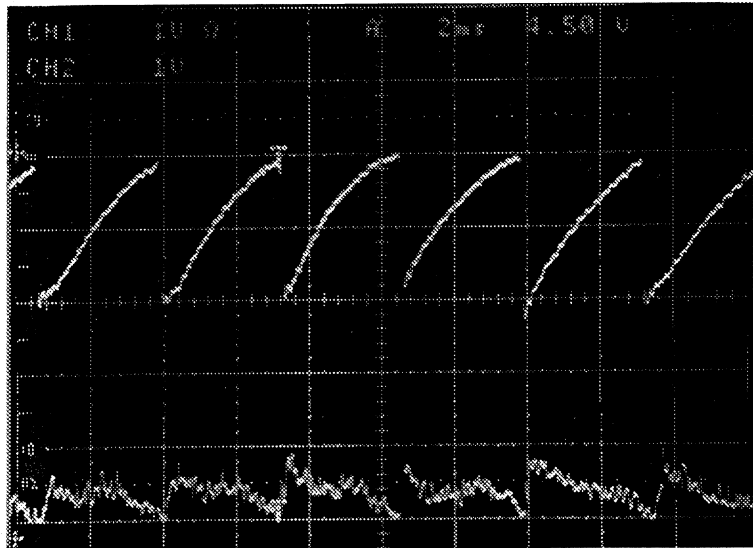


Fig.4. An example of the beam operation in the stretcher mode, upper : the circulating beam current measured by DCCT (10mA/div), lower : the extracted beam observed by a spill monitor placed near the spectrometer.

2.2 Booster Mode

Since it had been succeeded to accelerate the beam up to 1.2GeV in the last year, enough machine time had not been assigned for the booster mode by some reasons. One reason was caused by a tuning work on the power supply for bending magnets. In the past months, the magnetic field was ramped up with a ramping time of 6 seconds. The power supply has been recently remodeled, so that the ramping time has become 1 second as designed. Thus the machine study with the booster mode will be restarted soon. According to the preliminary

results of the machine study, the stored beam current is about 5mA after acceleration up to 1.2GeV.

§ 3. Discussion

There have been a lot of problems in the STB operation up to now. Above all, the problems of radiation shield and beam stabilization are serious. In the early time of the commissioning, many instruments, such as power supplies and those controllers, monitor control system etc., were near the STB ring in the experimental hall. As the circulating beam current increased, magnet power sources and beam monitors were sometimes interrupted from a normal operation due to a heavy radiation. Although a lot of concrete shield blocks were placed, such efforts did not bring critical effect. In the middle of this year, many modules of the control system were moved out from the experimental hall, so that the frequency of the failure in control was reduced. However, many electronics devices are still placed in the experimental hall, therefore we have to cope with the radiation problem.

Another serious problem is an unstable beam feature in the stretcher mode. At the 300 pps operation, six kinds of pulses, which are repeated with 50 pps, are observed in several places. For example, the DCCT signal shows a different time structure and beam current for each of six successive pulses. Such difference is not observed at the 50pps operation. It seems to be caused by the LINAC. When the LINAC is carefully tuned, the difference of six pulses becomes small, as shown in figure 4. But this operation reduces the circulating beam current in general. This phenomenon, the so-called hexacolor beam, is discussed in elsewhere⁶⁾.

§ 4. Conclusion

The beam commissioning of the 1.2GeV Stretcher-Booster Ring has been carried out at LNS in Tohoku University. Up to now, the machine time of the STB has been mainly consumed in the stretcher mode with continuing some remodeling work. An extracted continuous beam current is around $1.2 \mu A$ with a duty factor of 70~80%. The beam commissioning for the booster mode with ramping time of 1 second will be started soon.

References

- 1) T. Tamae *et al.*: Nucl. Instrum. and Meth. A **264**, (1988) 173.
- 2) M. Oyamada *et al.*: *The 10th Sympo. on Accel. Sci. and Tech., Hitachinaka, 1995*, p.463.
- 3) T. Tamae and the STB Construction Group : *The 16th RCNP Osaka Int. Sympo., Osaka, 1997*, p.145.
- 4) M. Mutoh *et al.*: *Proc. in PCaPAC'99, Tsukuba, 1999*.
- 5) Y. Shibasaki *et al.*: *Proc. of the 24th Linear Accel. Meeting in Japan, Sapporo, 1999* p.395, in Japanese.
- 6) A. Miyamoto *et al.*: *The 12th Sympo. on Accel. Sci. and Tech., Wako, 1999* p.40.

核理研ライナックのビーム安定性

核理研

宮本 篤・小山田正幸
笠木治郎太・栗原 亮
今野 収・柴崎義信
玉江忠明・寺沢辰生
七尾晶士・日出富士雄
武藤正勝・山崎寛仁

§ 1. はじめに

東北大学原子核理学研究施設の300MeV 電子ライナックはストレッチャー・ブースタリング¹⁾の入射器も兼ねている。このリングをストレッチャーモードで運転するにあたって、ライナックからのパルスビームが6パルスごとに周期的に変動することが判ってきた。この変動はライナックのビームに6つの「色」が存在することから「6色問題」と呼ばれるようになった。この6色問題は現在ストレッチャー・ブースタリングの運転にとって、周回電流量などの設計値クリアの大きな障害になっていると考えられている。この問題を解決し、ビーム電流などを設計値に近づけ、またビームをより安定にするのが本研究の目的である。

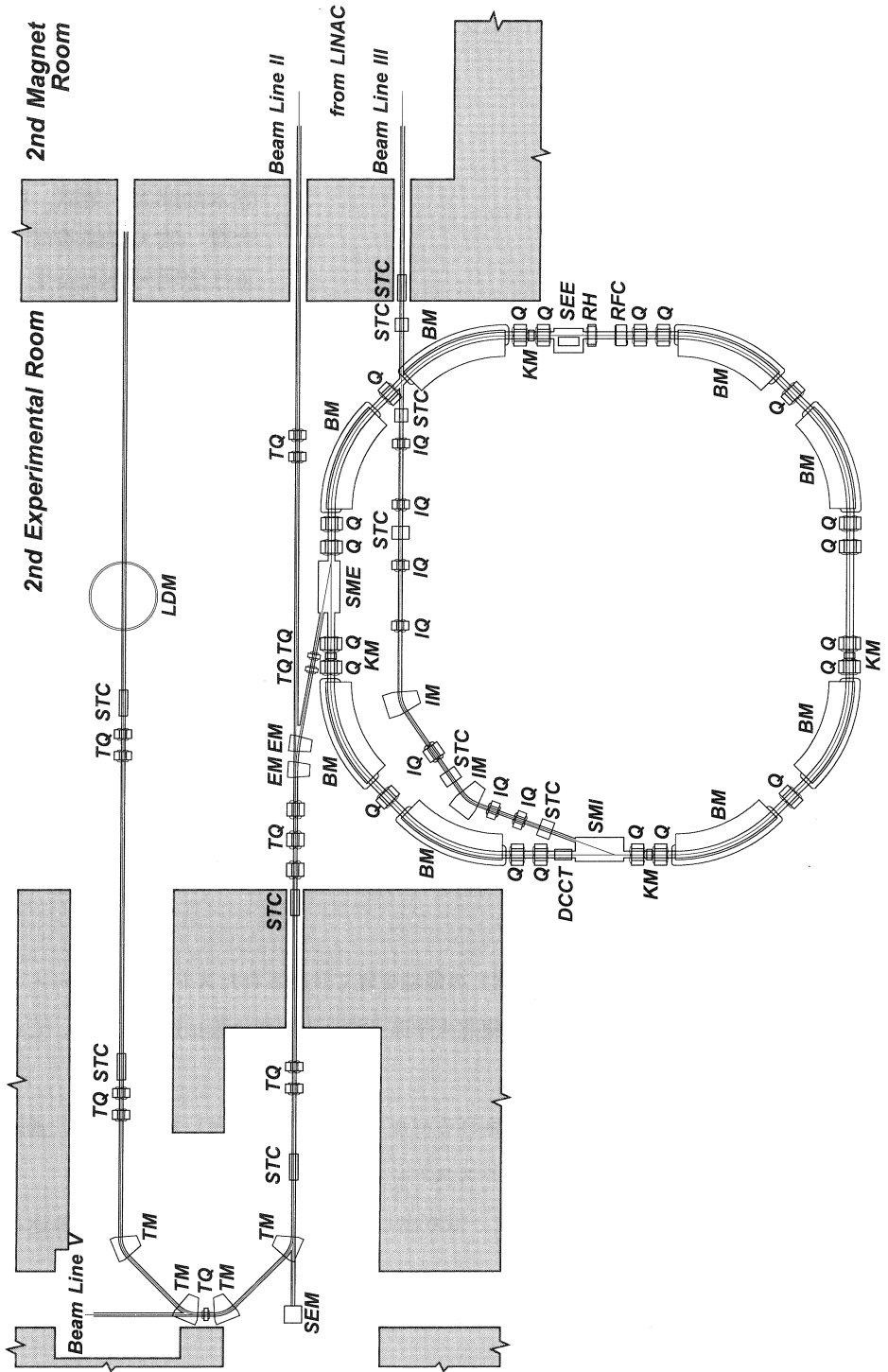
§ 2. 核理研の加速器構成

2.1 ストレッチャー・ブースタリング

150MeV パルスストレッチャー (SSTR) の成功を経て計画されたストレッチャー・ブースタリングは、平成7年度から2年計画で東北大学原子核理学研究施設に建設された。このリングは以下のような特徴を持っている。

- 1) 300MeV 電子ライナックから入射されるパルスビームを直流化して取り出し、連続ビームによる原子核実験を可能にするパルスストレッチャーの機能
- 2) 電子ビームを1.2GeV まで加速して、取り出したビームを放射光リングに打ち込むブースタの機能
- 3) 1.2GeV に加速したビームを保持して標識付光子や内部標的による原子核実験を可能にする蓄積リングの機能

パルスストレッチャーモードで運転する場合には、3.3msecの周期でライナックからビーム



第1図 ストレッチャー・ブースタリング。

の入射・取り出しを繰り返すために、高い入射・取り出し効率が求められる。ストレッチャーリングへの入射エネルギー幅が1%と狭いために、ライナックから入射されるビームのエネルギーが非常に良く揃っている必要がある。

第1図にストレッチャー・ブースタリングの構成図を示す。ライナックのⅢ系ビームコースからストレッチャー・ブースタリングに入射されたパルスビームは、リングで連続ビームにされ、大型電子スペクトロメータ (LDM) まで輸送される。また、Ⅴ系と呼ばれるビームコースには標識化光子の実験ステーションがある。また、Ⅱ系のビームコースを使うことで、ストレッチャー・ブースタリングを使わないパルスビームで実験することができる。

2.2 電子ライナック^{2) 3) 4) 5)}

前に述べたように、ストレッチャー・ブースタリングの入射器として機能しなければならない電子ライナックは、非常に安定したビームをリングに送らなければならない。ところが、現在の核理研のライナックには不安定要素となる箇所が多数存在しているのが現状である。ライナックの主な構成は電子銃、プリバンチャー、バンチャー、加速管、収束電磁石、偏向電磁石となっている。また加速管、プリバンチャー、バンチャーに高周波電力を供給するためにクライストロンが使用されている。第2図に核理研電子ライナックの全体図を示す。

2.2.1 電子銃

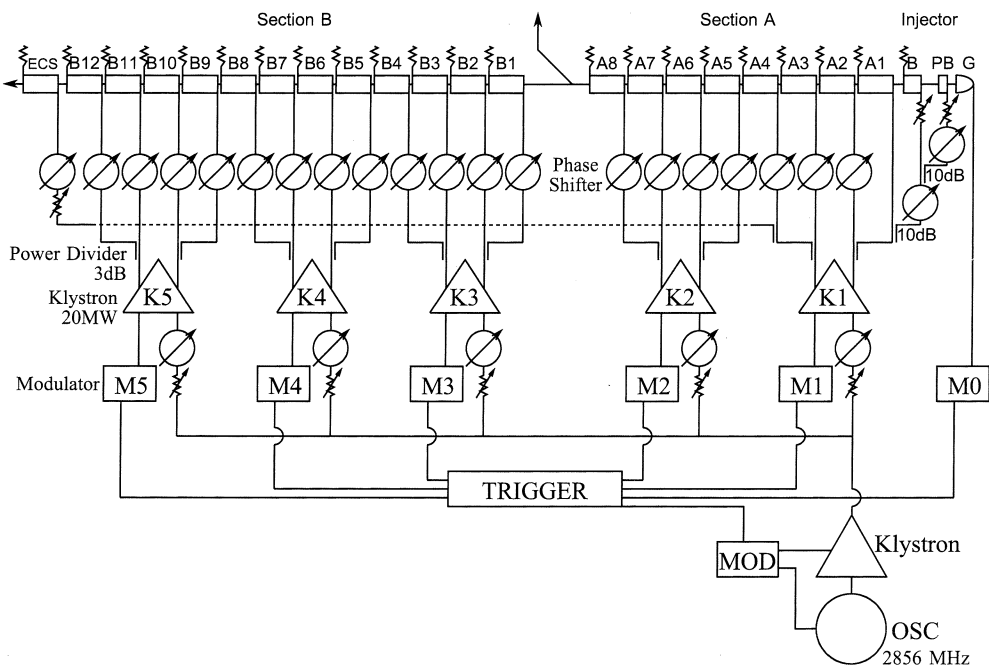
電子銃は電子ビームの発生源である。加速管内にはクライストロンからの高周波エネルギーが蓄積されていて、ビームは加速管内の蓄積エネルギーを得て加速される。そのため、ビーム電流の増減は加速管から持ち出されるエネルギーの増減となり、蓄積されているエネルギーの変動を生み出す。この結果、加速管内の加速電圧が変動し、後続のビームのエネルギーが変動してしまう。実際電子銃からの電流量はパルスごとに変動しているのは確認されているが、周期的には変動しておらず、6色問題への寄与は少ないのではないと思われる。

2.2.2 プリバンチャー・バンチャー・加速管

プリバンチャー、バンチャーは電子銃から発生した電子ビームをバンチする。加速管は電子ビームにエネルギーを与えて加速する。クライストロンからの高周波電力輸送立体回路も含めて、これらの部分に変動(温度変化による伸縮や振動)があってはならないのだが、50Hzで変動するとは考えにくいので、今回の問題に関しては調査対象から外した。

2.2.3 クライストロン

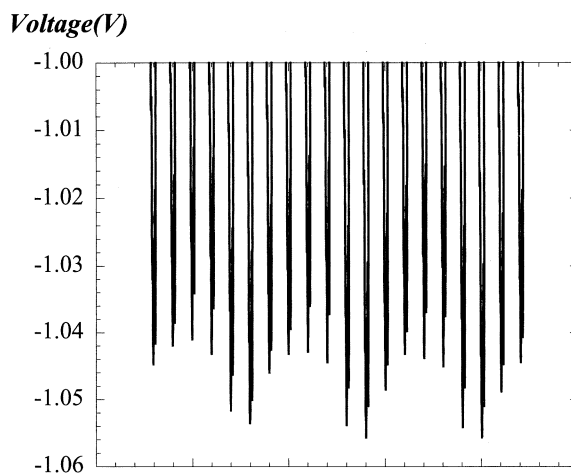
プリバンチャー、バンチャー、加速管に高周波電力を供給するクライストロンは、ビーム加速に直接的に関わってくる重要な部分である。クライストロンから供給される電力に変動があれ



第2図 核理研電子線ライナックの全体図。20本の加速管（A部・B部）から構成される。またクライストロンはそれぞれ加速管4本に高周波を供給する。ビームコースはI系・II系・III系の3つで、III系がストレッチャーブースタリングの入射系になる。

ば、加速されるビームのエネルギーが変動することが考えられる。

第3図はクライストロンから加速管に供給されて、加速管出口から出てくる透過波をダイオードで検波してオシロスコープで測定したものである。1つ1つの負の方向のピークが出力パルスに対応している。ただし、時間軸（横軸）はパルス以外のところは割愛してあるので、パルス幅とパルスの間隔は実際の時間間隔とは対応していない。第3図は加速管B10、クライストロン5号機のものであるが、周期的に6パルスごとに変動しているのがわかる。出力が最大のパルスの電圧は-1.0557V、最小のときは-1.0432Vで0.0125Vの差があり、約1.2%の変動をしていることになる。全てのクライストロン出力にこういった変動がそれぞれ大小はあるが存在している。



第3図 RF出力の透過波を加速管(B10)出口で検波してオシロスコープで測定した。出力が最大のパルスの電圧は-1.0557V, 最小のときは-1.0432Vで0.0125Vの差があり, 約1.2%の変動をしていることになる。

2.2.4 電磁石

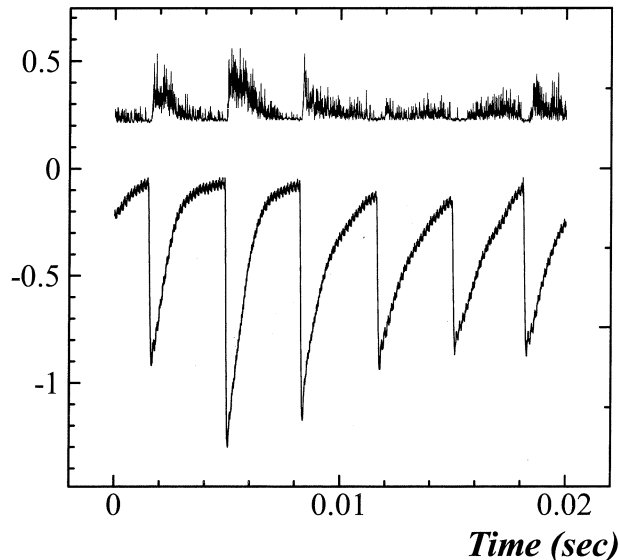
収束電磁石は電子ビームを進行方向に対して垂直方向の発散を抑え, 偏向電磁石は電子ビームの軌道を曲げて方向を修正したり, リングや実験室にビームを輸送するのに用いられている。それぞれの電磁石には直流の安定化電源を使用しているので, 変動は非常に考えにくいので調査対象から外した。

§3.3. 6色問題の測定

3.1 ストレッチャー・ブースタリングでの6色問題

ライナックの6色問題は, ストレッチャー・ブースタリングのさまざまなパラメータとして見ることができる。第4図は, ストレッチャー・ブースタリングに設置されている平均電流モニタ(DCCT)の出力(下)と, LDMターゲット付近に設置したスピルモニタの出力(上)をオシロスコープで測定したものである。

オシロスコープのトリガは50Hzの周期的な変化を見やすくするためにライントリガにしてあり, 実際の出力もこの6パルスの周期が続いている。DCCTはストレッチャー・ブースタリングを周回する電流をモニタするものであり, 負の方向に大きく振れればそれだけ多くの電流が周回していることになる。また, ストレッチャーモードでは「遅い取り出し」によってリン

Voltate (V)

第4図 LDM ターゲット付近のスピルモニタの出力 (上) と、ストレッチャー・ブースタリングの DCCT の出力 (下)。

グから一定量の電流が取り出されて、パルスビームを連続ビームに変換している。このため、ライナックから入射されたビームは次の入射の3.3ms 後までリングを少しずつ電流を減らしながら周回し続ける。理想的には入射後一定の電流が取り出されるため、直線的に周回電流が減ることが望まれる。また、当然ながら、全てのパルスについて DCCT の波形が同じ形をしていることも望まれる。

ところが左側3つの波形と右側3つの比較から、前半3つのパルスは後続の3つのパルスに比べてリングに入射される電流が多いことがわかる。また、取り出される電流も一定でなく、前半のパルスの方が早めにリングから取り出されていることもわかる。ちなみに、後半のパルスに関しては取り出される電流はほぼ一定だと考えられる。

スピルモニタは LDM ターゲット付近に設置されたプラスチックシンチレータの光電子増倍管の出力を、時定数を長くとしたアンプを通して、リングから取り出される電流を電圧として読みとれるようにしたものである。この波形からも前半3つのパルスに関しては電流が一定でなく、時間を経るに従って電流が減っていく様子がわかる。

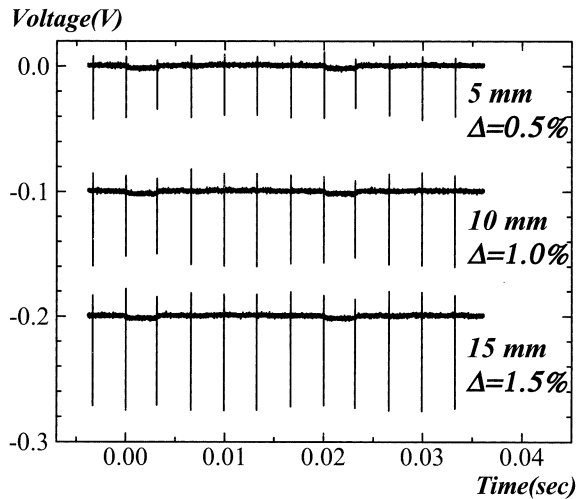
3.2 I系ビームラインでの電流変動

RI ビームコース (I系ビームライン) を用いて、分析電磁石のスリット幅を変化させて電流の変化を測定した。ビームエネルギーは56.94MeV。電流モニタとしてはコアモニタ²⁾を用いて、オシロスコープで見たときの最高電圧を電流とした。この測定の目的は、ビームの電流

が変動しているのか、エネルギーが変動しているのかを見るためのものである。

エネルギーが変化している場合には、分析電磁石を通ってくる位置がそれぞれのパルスで違うはずである。それをスリットで幅を変えながら遮ってやることによってエネルギーの変動幅を見積もる。仮に電流が変化している場合には、スリットの幅とは関係なく常にコアモニタの波高は変動するはずである。

第5図が測定の結果である。エネルギー幅0.5%, 1.0%, 1.5% とスリットを開いていくと、6色変動が小さくなるのがわかる。さらに20mm, 25mm, 30mmと開くと、ほとんど変動が見られなくなった。このことからビーム電流が変化しているというよりも、ビームエネルギーが変化している可能性が強いことがわかった。また、変動幅は1.0%程度と見積もられる。



第5図 I系ビームコースの分析電磁石のスリット幅を変化させて、電流の変化を見たもの。上からスリット幅5mm, 10mm, 15mmは、それぞれビームエネルギー幅 $\Delta E/E=0.5\%$, 1.0% , 1.5% に対応している。

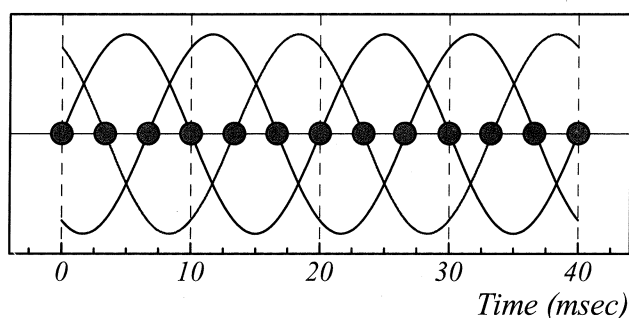
§ 4. RF出力とビームエネルギー

前章で述べたように6色問題とはライナックからのビームエネルギーが6パルス周期で変動しているということが出来る。そこで、ビームエネルギーと最も関係が深いと思われるクライストロンのRF出力とビームエネルギーの位相関係を調べることにした。

4.1 1/6 トリガ回路

6色変動しているパルスのエネルギースペクトルを別々に測定するために、「1/6トリガ

回路」を製作した。3φトリガジェネレータが3相交流200V 50Hzから300ppsのトリガを作り(第6図), そのトリガを1/6トリガ回路のカウンタで数えて1~6番の任意の番号のトリガのみを選択してビームを加速できる回路である。また基準として1番のトリガのときに基準トリガを出力するようになっている。以降, パルスの番号は1/6トリガ回路で行い, 基準トリガとAC 50Hzとの位相関係で絶対番号を付けている。オシロスコープをライントリガにして, トリガポイントから次に来たパルスを「No.1」のパルスだとすることにした。その後のパルスをNo.2, No.3...No.6と番号を付けることにした。



第6図 3φトリガジェネレータの概念図。50Hzの3相交流のそれぞれの相の電圧が0Vになったときにトリガを出力して, 50Hzから300Hzのトリガを得ている。

4.2 ビームエネルギースペクトル

4.2.1 測定方法

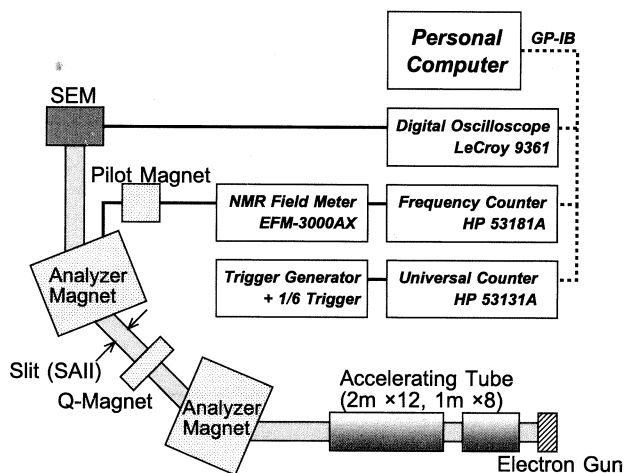
ビームのエネルギースペクトルはII系ビームコースを用い, 次のように測定した。第7図に測定系の概要を示す。ビームのエネルギーは分析電磁石の磁場をNMR Field Meterで測定し, RF OutputをFrequency Counter (Hewlett Packard 53181A)で測定し, 係数をかけてビームエネルギーとした。ビーム電流の測定には二次電子モニタ(SEM)を使用した。ただし, パルスごとの電流を個別にモニタする必要があるため, 直接Digital Oscilloscope (LeCroy 9361)に入力しパルスごとの波形をコンピュータに取り込んだ後, コンピュータ上で波形を積分して電流値とした。

パルスの番号付けは1/6トリガ回路の基準トリガを使った。加速トリガと基準トリガのANDをとったトリガを, スタートトリガとしてここではUniversal Counter (Hewlett Packard 53131A)に入力してある。このカウンタのトリガを受けてから連続して6つのパルスの

データを取り込むことで、番号付けすることとした。

また、オシロスコープ・カウンタはコンピュータと GP-IB インターフェースで結ばれており、データを転送している。オシロスコープのトリガ周期の上限と GP-IB インターフェースのデータ転送レートの問題から、300pps では今のところデータは取れないが、300pps を 1 / 31 程度に間引いた 10pps 程度なら問題なくデータは取れると思われる。実際の測定は間引き回路の関係上、1 / 101 に間引いた 3 pps で測定した。

エネルギースペクトルの分解能は分析電磁石のスリット (SA-II) で決められる。あまり分解能をあげようとする、SEM の出力波高が小さくなるので現実的でない。今回の測定では、10mm ($\Delta E/E=0.5\%$) としたが、実際のスペクトルのピークの位置に関する分解能はもう少しあると考えられる。



第7図 ビームエネルギースペクトルの測定系。ビームエネルギーは分析電磁石の磁場を NMR で測定し、ビーム電流は SEM の波形を積分することで測定する。また、パルスの番号付けは 1 / 6 トリガ回路の基準トリガで行う。

4.2.2 ビームエネルギースペクトル

第8図は測定で得られた6パルス分のライナックからのビームエネルギースペクトルである。測定諸条件は以下の通りである。

ビームコース：II系

ビームエネルギー：200MeV

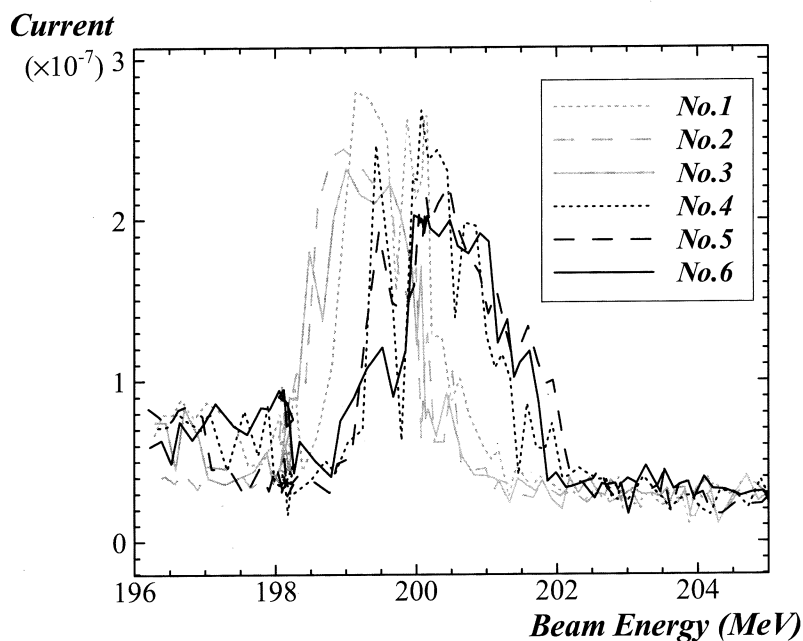
スリット幅：10mm (エネルギー幅 $\Delta E/E=0.5\%$)

繰り返し : 300pps \rightarrow 1/101 (約 3 pps)

測定時間 : 約 4 分間

但し、縦軸のビーム電流に関してはオシロスコープの波形を電圧 (V) \times 時間 (sec) の積分としたために、アンペア (A) 単位ではない。

測定から、No.1, 2, 3 のパルスはエネルギーが No.4, 5, 6 のパルスに比べて低いことがわかる。またそれらの電流がピークの際のエネルギー差は約 1 MeV で、0.5% に相当する。このことは、DCCT やスピルモニタの測定結果と一致する。

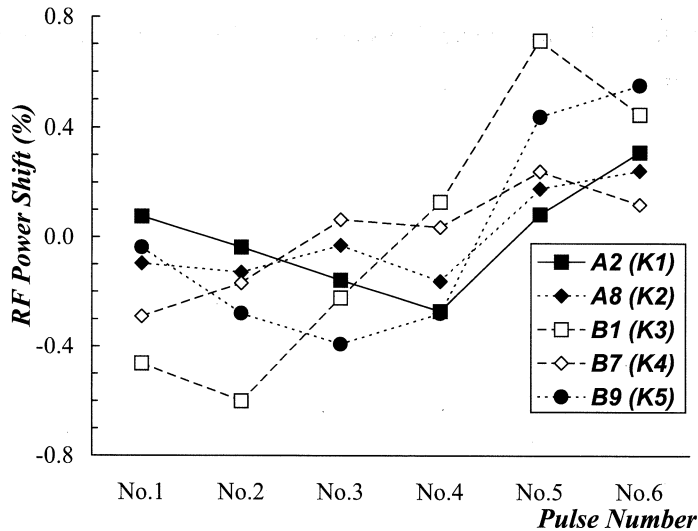


第 8 図 パルスごとのビームエネルギースペクトル。No.1, 2, 3 のパルスは No.4, 5, 6 のそれと比較してエネルギーが低いことがわかる。

4.2.3 RF出力の変動位相

ビームエネルギースペクトルと比較するために、RF出力の変動も番号を付けて測定した。番号付けは 1/6 トリガ回路の基準トリガ出力で行い、RF出力は加速管出口の透過波を検波して振幅をオシロスコープで測定した。第 9 図は 6 パルスの振幅の平均からそれぞれのパルスの振幅がどれくらい変位しているかを 5 本のクライストロンについてプロットしたものである。クライストロンそれぞれに多少の傾向の違いはみられるが、No.5, 6 はそのほかのパルスに比べてどのクライストロンでも振幅が大きいという結果を得た。このことは、No.1, 2, 3 のビー

ムエネルギーが低くて、No.4, 5, 6は高いというスペクトル測定の結果とだいたいこの点で一致していると思われる。



第9図 クライストロンからのRF出力の変動。それぞれの加速管の出口での透過波を検波してオシロスコープで取り込んでから、6パルスの平均電圧からの変位をパルスごとにプロットした。

§ 5. まとめと今後について

核理研ライナックの6色問題は、ビームのエネルギーが6パルスで周期的に変動している。この変動と同じ位相でクライストロンのRF出力も変動していることがわかった。つまり、この変動は主にクライストロンのRF出力の不安定性に原因を発生していると考えられる。RF出力の安定化については、クライストロンパルサのPFN充電電圧やPFN充電電流が周期的に変動していることがわかってきたので、deQ回路に改造を加えることが検討されている。しかし、クライストロンパルサ電源の整流部分の電圧が非常に安定していないような測定結果も得られており、さらに詳しい調査を必要とする。

参 考 文 献

- 1) 玉江忠明, 小山田正幸, 加藤正博, 菅原真澄, 山川達也 : 核理研研究報告 30 (1997) 81.
- 2) 渡辺賢介, 封碧波, 栗原亮, 中里俊晴, 小山田正幸, 柴崎義信, 高橋重信, 浦澤茂一, 雪島正敏, 山川達也 : 核理研報告 28 (1995) 83.

- 3) T. Toda, K. Irie and I. Uetomi : Mitsubishi Denki Laboratory Reports **9** (1968) 117.
- 4) T. Toda, S. Tachikawa, Y. Nemoto and M. Shiota : Mitsubishi Denki Laboratory Reports **9** (1968) 149.
- 5) H. Abe, K. Ikeda, I. Uetomi and Y. Yamamoto : Mitsubishi Denki Laboratory Reports **9** (1968) 165.

コヒーレント放射によるバンチ形状の計測 (II)

核理研, 科研*, 工学研究科応用物理**

渡辺勝美・小山田正幸・日出富士雄

松山正佳・池澤幹彦*・大坂俊明*

柴田行男*・伊師君弘*

蔦谷 勉*・佐々木理志*

杉山陽一*・近藤泰洋**

吉松俊英**

§ 1. 序

1989年, 東北大核理研でコヒーレント放射光が世界で始めて観測されて以来コヒーレント放射に関するさまざまな研究が行われてきたが, 1995年からストレッチャー・ブースタリング(STB)の建設が始まってから本研究施設でのコヒーレント放射に関する実験はとどえていた。1998年にSTBが完成し第二実験室内での実験が可能となり再びコヒーレント放射の実験が再開された。STB建設に伴ないビーム偏向室が整備され, ここでライナックからのパルスビームを使用した実験が可能になった。

前回の報告¹⁾ではマーチン・パレット型干渉分光計を製作し, 高圧水銀灯でのテスト測定までを行った²⁾が, 今回は実際にビームを用いた遷移放射, 回折放射の測定を行ったので, その結果について報告する。

§ 2. コヒーレント放射によるバンチ形状計測の理論

コヒーレント放射のスペクトルは, 次式で与えられる²⁾。

$$I_{\text{tot}}(\omega) = \{N + N(N-1)f(\omega)\} I_0(\omega) \quad (1)$$

ここで $I_0(\omega)$ は素過程の放射スペクトル, $f(\omega)$ はバンチ形状因子

$$f(\omega) = \left| \int S(z) e^{\frac{i\omega z}{c}} dz \right|^2 \quad (2)$$

である。 $S(z)$ は粒子の密度分布関数で,

$$\int S(z) dz = 1 \quad (3)$$

となるように規格化してある。

素過程の放射スペクトルは, 遷移放射と円孔による回折放射の場合, それぞれ

$$I^{\text{TR}} = \frac{\alpha \beta^2 \sin^2 \theta}{\pi^2 \lambda (1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2}, \quad (4)$$

$$I^{\text{DR}} = \left[\frac{\pi D}{\beta \gamma \lambda} \right]^2 J_0^2 \left[\frac{\pi D \sin \theta}{\lambda} \right] K_1^2 \left[\frac{\pi D}{\beta \gamma \lambda} \right] I_0^{\text{TR}} \quad (5)$$

で与えられる^{3,4)}。ここで、 α は微細構造定数、 β は電子の速度と光速の比、 γ はローレンツ因子、 θ はビーム軸から測った放射角、 D は円孔の穴径である。 J_0 と K_1 は、それぞれ0次のベッセル関数と1次の変形ベッセル関数である。

(1)式においてコヒーレントな場合、実際のバンチの粒子数は非常に大きいので N についての1次の項は無視できて

$$I_{\text{tot}}(\omega) = N^2 f(\omega) I_0(\omega) \quad (6)$$

と書ける。 $I_{\text{tot}}(\omega)$ と N はそれぞれスペクトルと電流値の測定より求められ、バンチ形状因子がわかる。しかし、バンチ形状 $S(z)$ のフーリエ変換を $\hat{S}(\omega)$ で定義し、二つの実関数、 $\rho(\omega)$ 、 $\phi(\omega)$ を用いて次式

$$\hat{S}(\omega) = \rho(\omega) e^{i\phi(\omega)} \quad (7)$$

で表したとき、バンチ形状因子は

$$f(\omega) = \hat{S}(\omega) \hat{S}^*(\omega) = \rho^2(\omega) \quad (8)$$

となり、測定したバンチ形状因子は位相の成分が相殺されていることがわかる。すなわち、非対称なバンチ形状を復元するには情報が足りないことになる。しかしKramers-Kronigの関係式を用いることにより、位相を

$$\phi(\omega) = -\frac{2\omega}{\pi} \int_0^\infty dx \frac{\ln[\rho(x)/\rho(\omega)]}{x^2 - \omega^2} \quad (9)$$

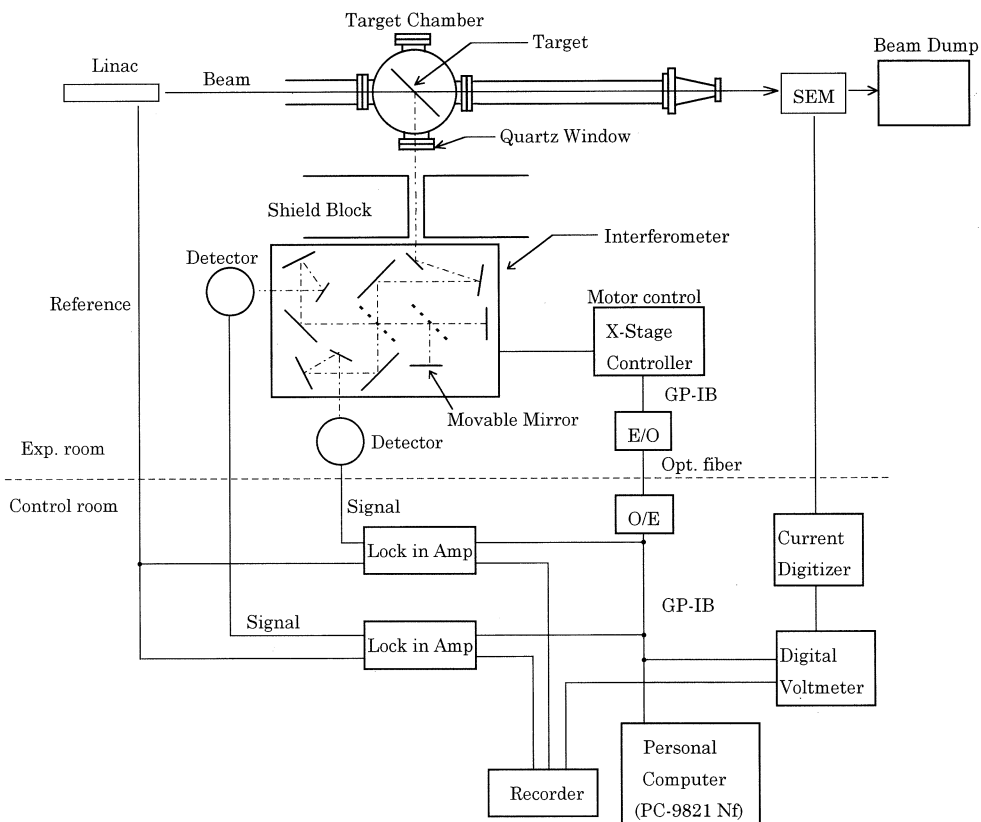
と求めることができる。この $\phi(\omega)$ を用いることにより、 $S(z)$ は

$$S(z) = \int_0^\infty d\omega \rho(\omega) \cos \left[\phi(\omega) - \frac{\omega z}{c} \right] \quad (10)$$

と表される。

§ 3. 実 験

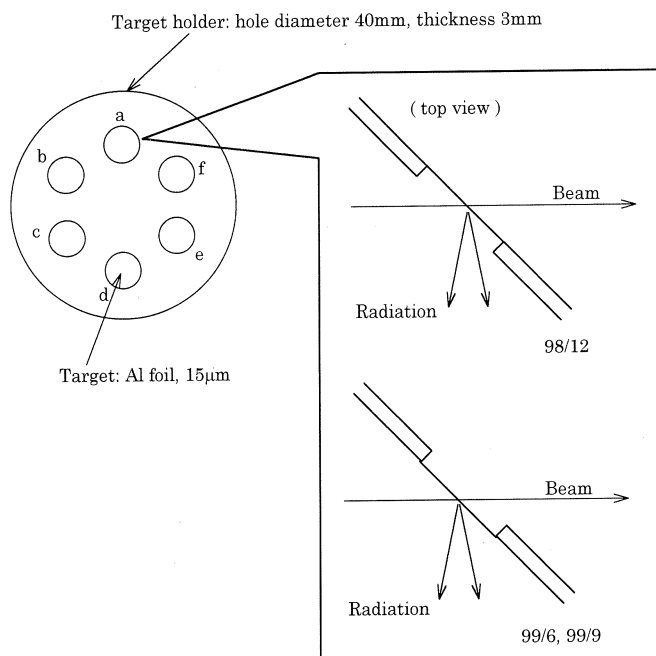
実験系の配置を第1図に示す。電子ビームはチェンバー内のターゲットを通過し遷移放射、あるいは回折放射を発生させ、SEMを通過後ビームダンプに捨てられる。測定ビーム条件は、加速周波数2.856GHz、ビームエネルギー150MeV、パルス幅2 μ s、繰り返し16.67Hz、ビーム



第1図 計測制御系，実験配置図。破線より上側が実験室の配置，下側が測定室における測定制御系。

電流値約80nA（ビーム偏向室でのSEM（Secondary Emission Monitor）による測定値），ビーム径5 mm（ターゲット位置）である。発生した光はマーティン・パプレット型（振動面分割型）干渉分光計によってスペクトル測定が行われる。マーティン・パプレット型はビームスプリッターとしてワイヤーグリッドを用いるものである。そのためワイヤーの間隔（ここでは25 μm ）より長波長側全領域での測定が可能で，波長領域でビームスプリッターを換える必要のあるマイケルソン型より有利である。検出器はヘリウム冷却のSiポロメータを用いている。可動ミラー制御およびデータ収集はGP-IBを介して，パーソナルコンピュータによって行う。

遷移放射，回折放射用のターゲットは厚さ3 mmの回転円盤上の円孔（ $\phi 40 \times 6$ ）に取り付けてあり，リモートで交換できるようになっている。第2図にターゲットの形状を示す。ターゲットは遷移放射用アルミ箔，回折放射用の円孔（ $\phi 5$ ， $\phi 10$ ， $\phi 15$ ， $\phi 20$ ， $\phi 25$ ）の開いた



第2図 ターゲット取り付け円盤の構造。ターゲット位置をa～fで示している。右側，枠内の図で上が1回目の実験時，下が2回目と3回目のターゲットの取り付け方を示している。

アルミ箔，及び幅10mmのスリットが開いたアルミ箔である。いずれも厚さは100μmである。6ヶ所の取り付け位置のうち，1つはビーム位置とスポットサイズを見るための蛍光板 (BeO) を取り付けである。観測する放射はビームに対して90°方向の後方放射である。

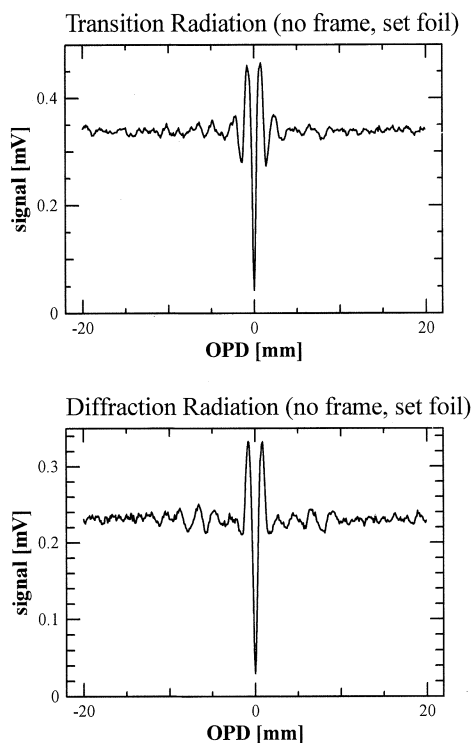
§ 4. 測定結果と考察

4.1 スペクトル測定

実験は1998年12月，1999年6月，同年9月の計3回行った。

測定で直接得られるのは干渉図形である。例として，2回目の実験時に得られた遷移放射と回折放射の干渉図形を第3図に示す。これをフーリエ変換することによってスペクトルが得られる^{1,2)}。

最初の実験で得られたスペクトルを第4図に示す。理論⁴⁾によれば，回折放射のスペクトルは遷移放射のスペクトルに比べて非常に小さいはずなのだが，実験で得られた回折放射のスペクトルは遷移放射のそれと同等の強度を持っている。ビームの裾が回折孔の外側部分に掛かり



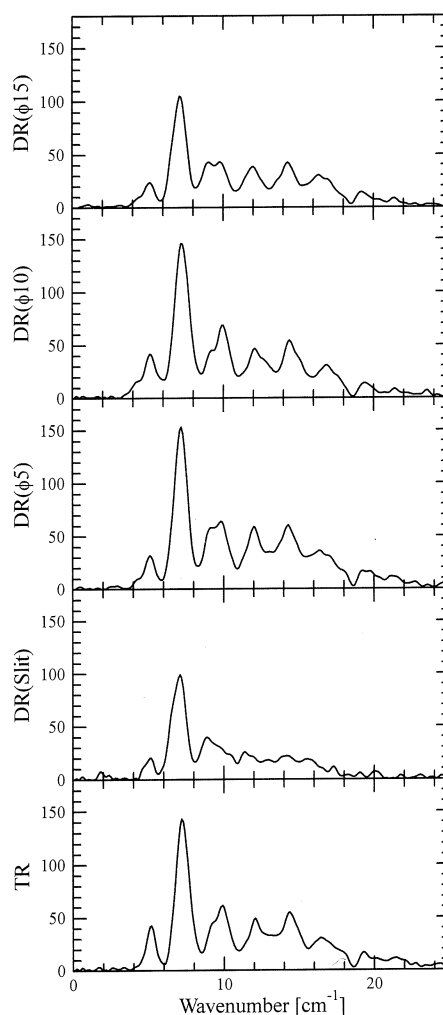
第3図 干渉図形。上が遷移放射，下が回折放射（ $\phi 15$ ）である。共に取り付け枠はつけておらず，前置きアルミ箔をおいて測定したものである。第7図のバンチ形状は，上の遷移放射の干渉図形から計算したものである。

遷移放射を出している可能性も検討してみたが，回折放射においては粒子の大部分は回折孔を素通りするので，遷移放射の強度と同程度の強度をもつということは考えられない。また，すべてのスペクトルにおいて水蒸気の吸収とは異なるディップが見られる。はじめ，光取り出し窓（熔融水晶）での干渉と思われたが高圧水銀灯のスペクトルを窓のある場合とない場合とで計測してみたところ，一様な減衰が見られるのみで取り出し窓が原因でないことがわかった。スペクトルの波打ちの山の間隔が 2.2cm^{-1} であることから干渉を起こしていると思われる平行平板の厚さを計算すると 1.1mm となった。この厚さで光学系内にあるものは，光の入射する一番最初のミラーがあったが，干渉計には正しく取り付けられており，これも原因から除外された。他の原因としてはターゲットの形状や上流の何らかの放射源からの放射等が考えられる。

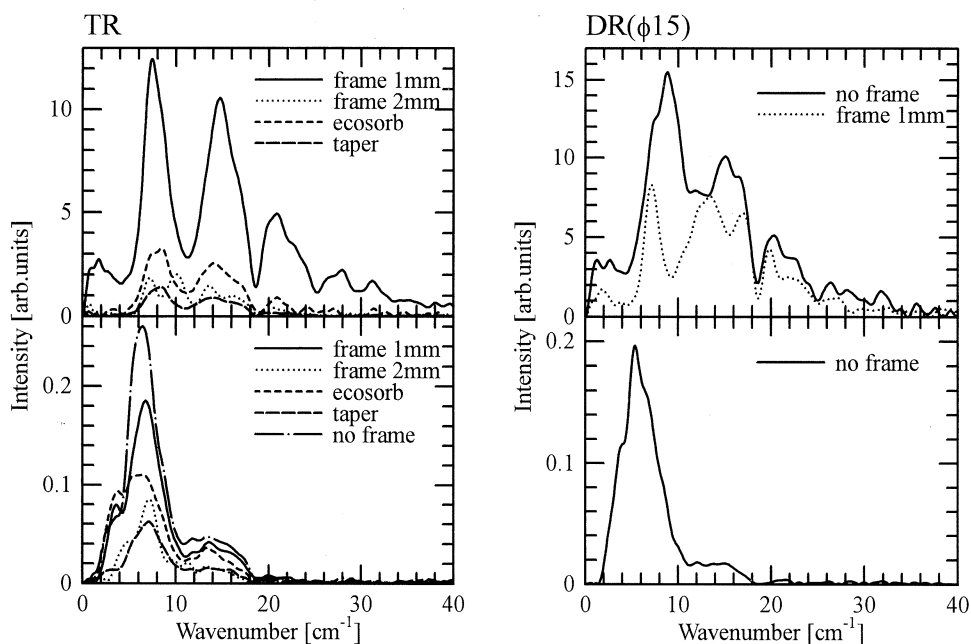
2回目の実験ではターゲットに改良を加えて行った。得られたスペクトルを第5図に示す。前回の実験ではターゲットを円盤の裏側に取り付けており，円盤の厚み（ 3mm ）が影響を及

ぼしている可能性が大きいと思われるので、まず第一に第2図のように、ターゲットをビームから見て表側に取り付けた。第二に、上流からの放射（3 m 上流に真空仕切りのためのアルミ箔が貼ってある。）を吸収、あるいは反射（観測方向とは別方向へ）させるためにエコソープやテーパ付き押さえ枠をターゲットのまわりに取り付けた。しかし、そのようにして得られたスペクトルは全体的に強度が落ちるだけであった。そこで第三に、積極的に上流からの放射を遮断するためにチェンバー内の上流側にアルミ箔を設置した。さらに厚さ 1 mm の取り付け枠も影響を及ぼしている可能性があるため、ターゲットを直接ネジ止めしたものも測定した。すると 10cm^{-1} 以上にあった大きな波打ちはなくなり、直接ネジ止めしたターゲットからは最も大きい強度のスペクトルが得られた。

3 回目の実験においては、前置きのアルミ箔を設置し、ターゲットを表側に直接取り付け実験を行った。得られた回折放射 ($\phi 25$) のスペクトルを第6図に示す。円盤にはモニタ用の BeO と、セットアップを変える前後で再現性を見るための遷移放射用ターゲット以外の 4 ヶ所にすべて穴径が 25mm 回折放射用のターゲットを取り付けた。しかし、同じターゲットであるにもかかわらず、a, d の組と b, c の組で異なるスペクトルが得られた。まだ原因ははっきりしていないが、最も有力な原因と思われるのは円盤の構造である。a, d の組は隣り合うターゲットの一方は遷移放射用のターゲットあるいは蛍光板でふさがっており、もう一方は回折放射用ターゲットで $\phi 25$ の穴があいている。b, c の組は両側が $\phi 25$ の回折放射用ターゲットである。そもそも遷移放射や回



第4図 1回目実験時のスペクトル。上から $\phi 15$, $\phi 10$, $\phi 5$, slit (幅10mm) の回折放射, 及び遷移放射。どのスペクトルも波打ちがあり, 強度も同程度である。

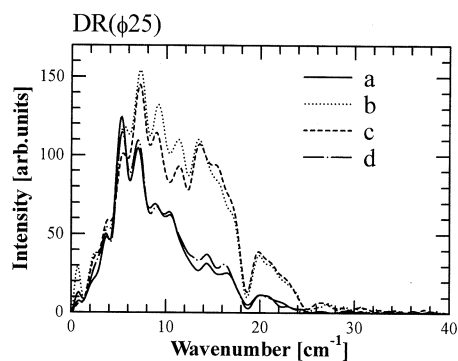


第5図 2回目実験時のスペクトル。左側が遷移放射，右側が回折放射（ $\phi 15$ ）である。ともに上側が前置きアルミ箔無し，下が前置きアルミ箔有り。

折放射の理論式は無限平面を考慮して計算されているので，ターゲット周辺の形状がスペクトルに影響を及ぼしている可能性は大きいと思われる。

4.2 バンチ形状の計算

遷移放射によるバンチ形状測定は，ほぼ同じ時期に科研の rapid scan 干渉計でも行っている。その時得られているスペクトルと比べてあまり変わりが無い（最も妥当と思われる）のは第5図，左下の前置きアルミ箔を置いたスペクトルである。強度が十分とれているという理由から，取り付け枠無しで得られたスペクトル（一点鎖線）を用いてバンチ形状の計算を行った。(6)，(9)，(10)式を用いて得られたバンチ形状因子，位相因子，バンチ形状を第7図に示す。



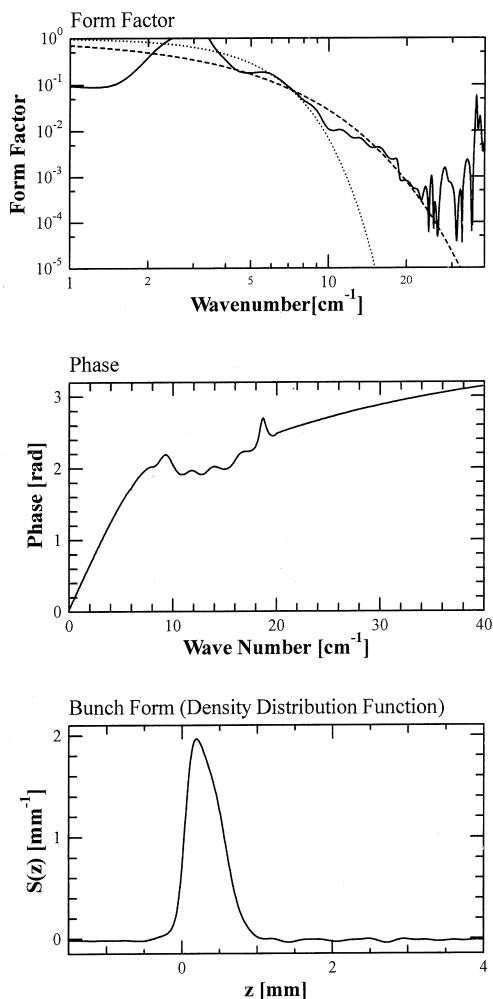
第6図 3回目実験時のスペクトル。ターゲットの取り付け位置によって，スペクトルが2つの組に別れている。a～dはそれぞれ第2図のターゲット位置に対応している。

形状因子から位相因子, バンチ形状を計算するに当たっては, 5.8cm^{-1} 以下でガウシアン, 20cm^{-1} 以上で指数関数で外挿している。図中, 点線がガウシアン, 破線が指数関数である。バンチ形状は規格化した密度分布関数で表している。これよりバンチ長はおよそ 0.6mm (FWHM) と求められた。ただし前節で述べたターゲット周辺の形状の影響は無視しているので正しいバンチ形状が得られているかどうかはわからない。

§ 5. まとめ

コヒーレントな遷移放射, 回折放射のスペクトル測定とバンチ形状の計算を行った。1回目の実験で得られたスペクトルの波打ちは, 約 3m 前方の真空仕切りのためのアルミ箔からの遷移放射, およびその他の放射源によるものであることが分かり, 2回目の実験ではターゲット直前にアルミ箔を置き, 前方からの放射をカットすることによって波打ちを除くことができた。3回目の実験ではターゲットの取り付け位置によってスペクトルが異なるという結果が得られた。ターゲットを取り付けている円盤の構造がスペクトルに影響を及ぼしている可能性が大きいと思われる。

今後の課題としては, 構造を考慮したターゲットの改良等により遷移放射, 回折放射を用いたバンチ形状測定方法の最適化を行っていきたいと考えている。特に非破壊のバンチ計測として, 前方回折放射と後方回折放射の重ねあわせのスペクトル測定がもっとも適していると思われるので, 2つのターゲットの穴径やターゲット間の距離など最適なパラメータを探すことが今後の課題である。また, スリットからの回折



第7図 バンチ形状因子, 位相因子, バンチ形状 (密度分布関数)。バンチ長は半値全幅で 0.6mm である。位相因子とバンチ形状は, 形状因子を, 5.8cm^{-1} 以下はガウシアン, 20cm^{-1} 以上は指数関数で外挿して計算している。点線がガウシアン, 破線が指数関数である。

放射も測定しており，解析を進めているところである。

参 考 文 献

- 1) 渡辺勝美, 小山田正幸, 中里俊晴, 浦澤茂一, 内田智久, 柴田行男, 池澤幹彦, 伊師君弘 :
核理研研究報告 **30** (1997) 140.
- 2) 渡辺勝美 : 修士論文 東北大学 1997.
- 3) Y. Shibata, K. Ishi, T. Takahashi, T. Kanai, F. Arai, S. Kimura, T. Ohsaka, M. Ikezawa,
Y. Kondo, R. Kato, S. Urasawa, T. Nakazato, S. Niwano, M. Yoshioka, and M.
Oyamada : Phys. Rev. E **49** (1994) 785.
- 4) Y. Shibata, S. Hasebe, K. Ishi, T. Takahashi, M. Ikezawa, T. Nakazato, M. Oyamada,
T. Yamakawa and Y. Kondo : Phys. Rev. E **52** (1995) 6787.

マイクロバンチ FEL の研究

科研, 工学研究科応用物理*, 核理研**

柴田行男・佐々木理志・杉山陽一

伊師君弘・蔦谷 勉・大坂俊明

池澤幹彦・近藤泰洋*

日出富士雄**・渡辺勝美**

小山田正幸**

電子ライナックの短バンチ電子ビームを電磁石中においた光共振器に導き、コヒーレントなシンクロトロン放射（放射光）を発生させた。コヒーレント放射光の波束は後続する電子バンチと重ね合わされ誘導放射を生ずる。光共振器の出力は、ミリ波域で広帯域な準連続スペクトルである。共振器は半共焦点型であり、その主モードはTEM₀₀である。実験で得られた同調曲線、光共振器からの出力スペクトル、出力強度の共振器反射率依存性について報告し、次元モデルに基づき議論する。また、共振器中で発生されるコヒーレントな放射強度（放射光と遷移放射の重ね合わせ）と比較することにより共振器出力が増強されていることを確認した。

§ 1. 序

電子ライナックで加速・生成された短バンチな電子ビームからの放射は、遠赤外・ミリ波域では、個々の電子からの放射の位相がそろったコヒーレントな強い放射である¹⁻³⁾。その短バンチ電子ビームを磁場中の光共振器に導き、発生するコヒーレントなシンクロトロン放射（放射光）の波束を後続する電子バンチと重ね合わせるにより誘導放出させると、広帯域で強度の強い放射が観測される^{4, 5)}。この誘導放出をマイクロバンチ FEL（または prebunched FEL）と呼ぶ。このマイクロバンチ FEL は、ライナックであらかじめ短バンチにされたビームによる自由電子レーザーと見なせ、出力が広いスペクトル領域に分布した準連続な光であるということの特徴としている。

このマイクロバンチ FEL に関しては、現在のところ理論・実験ともに未だ極めて限られており⁶⁻¹⁰⁾、その特性等は未だ明らかではない。我々は、これまで京都大学原子炉実験所の L バンドライナックを用いてマイクロバンチ FEL の研究を行ってきた^{4, 5, 10)}。

東北大学原子核理学研究施設の電子ビームは、京都大学原子炉のビームと比較すると、エネルギーが異なるのみならず、ビームのエミッタンスやバンチ長をはじめとして幾つかの点で優

れた性質を備えている。そのようなビームを用いてマイクロバンチ FEL の研究を行えば、マイクロバンチ FEL の特徴を浮き彫りにした実験ができ、マイクロバンチ FEL の特徴および動作特性の解明に役立つと期待される。そこで我々は核理研のライナックを用いてマイクロバンチ FEL の実験を行った。その研究は現在継続中であり、未だ最終的な結果が得られていないが、今後の指針をさぐる上でも必要となるので、以下にこれまでの実験結果を整理して報告する。すなわち、これまでの実験で得られた同調曲線 (tuning curve) とその特徴、出力スペクトル、共振器の鏡の反射率を変えた場合の出力強度の反射率依存性、および光共振器中で発生している放射場すなわちコヒーレントな放射光と遷移放射を重ね合わせた場合の放射強度等について報告する。

§ 2. 実 験

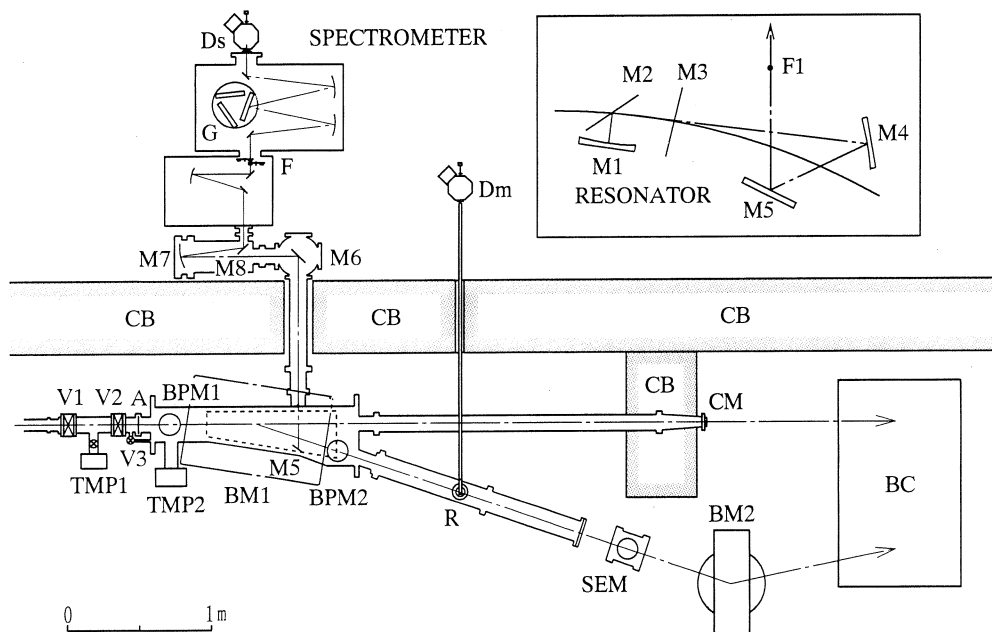
実験は核理研の S バンドライナックを用いてビーム偏向室で行った。実験配置を第 1 図に示す。ライナックの電子ビームは偏向電磁石 BM 1 に導かれ、コヒーレントな放射光 (シンクロトロン放射) を発生する。その電子ビームはアルミ箔 R を通過した後、大気中に出て、ビーム電流計 SEM を経て電磁石 BM 2 で曲げられ水槽 BC にダンプされる。

実験系は、上流のライナック・ビームトランスポート系とゲートバルブ V 1 を介して接続されている。加速管を出てからゲートバルブ V 1 までの距離は約 50m であり、ゲートバルブ V 1 の上流約 5 m のところに 4 極電磁石があり、ビームサイズを絞ることができる。

実験に使用した電子ビームのエネルギーは 150MeV で、エネルギー幅は 0.5%、マクロパルス幅は $1.4\mu\text{s}$ であった。そのマクロパルスの繰り返しは 16.7Hz、平均ビーム電流は $0.6\mu\text{A}$ であった。加速周波数が 2.856GHz なので、バンチ間隔は 105mm であり、マクロパルスは約 4000 個のバンチからなり、バンチ当たり電子数は 5.6×10^7 である。また、ビーム径は共振器に入射する所で約 4 mm であった。

偏向電磁石 BM 1 の磁場中に、光共振器をおき、コヒーレント放射光の波束を共振器中で折り返し、後続する電子バンチと重ね合わせ、誘導放出させた。印可磁場は 0.206T で電子の軌道半径は 2.44m であった。電磁石の直上流と直下流にはビーム位置検出用の蛍光板 BPM 1 と BPM 2 があり、必要に応じて電子軌道の位置が確認出来る。

磁場中の光学系を第 1 図の挿入図に示す。共振器からの光出力は回折格子型遠赤外分光計に導かれ、液体ヘリウム温度のシリコンボロメーター D_s で検出される。電子ビームの通っている共振器・光源部分と分光計等の測定装置が設置されている部分とは高さ 1.5m の放射線遮蔽



第1図 実験配置図。V1, V2 : ゲートバルブ, V3 : バルブ, A : アルミ箔ガスケット, BM1, BM2 : 偏向電磁石, SEM : ビーム電流計, CM : ビーム電流モニター, BC : 水槽, M1 - M8 : 鏡, R : アルミ箔, BPM1, BPM2 : ビームポジションモニター, CB : コンクリートブロック, Ds, Dm : 低温ボロメーター。挿入図は偏向電磁石中の共振器 (M1 - M3) および光学系を示す。

用コンクリートブロックで分けられている。

光共振器は半共焦点型で、3枚の鏡M1 - M3で構成されており、球面鏡M1は焦点距離210mmで有効径100mm、平面鏡M2は厚さ $15\mu\text{m}$ 有効径130mmのアルミ箔平面鏡で平面鏡M3は有効径130mm厚さ1mmの熔融水晶平面鏡である。電子ビームは平面鏡M2とM3を貫通しており、M2とM3間の距離は130mmで、共振器軸は鏡M2とM3の midpoint で電子ビームに接するように設置した。平面鏡M3の中心の30mm径は半透明で共振器からの出力を取出す窓となっている。光共振器からの出力は、球面鏡M4で集光され、コンクリートの間隙を通過して回折格子型分光計に導かれた。共振器長 L (鏡M1とM3間の距離) は、バンチ間隔の2倍(210mm)を中心として、パルスモーター駆動により25mmの範囲で変えることができる。また、球面鏡M3のあおり角はDCモーターにより遠隔制御でき、測定時に光出力を見ながら最適となるよう調整した。

種々の原因により、電子ビーム軌道やバンチ構造は変動し、その変動の時間スケールも多様である。それをビーム電流計の出力のみで補正することは出来ない。そこで共振器の下流にアルミ箔Rを置き、電子ビームが通過するときに発せられるコヒーレントな遷移放射をシリコン

ボロメーター D_m で受光し、変動補正用モニターとして使用した。

この測定装置により(1)分光計の波長を固定し、共振器長を変えることにより、その波長に対する放射強度の共振器長依存性（同調曲線；tuning curve）の測定、と(2)共振器長を固定し出力スペクトルの測定とが行える。

我々の実験においては、マシンタイム途中で光学系の配置や、共振器の鏡の交換を行う必要があった。そのため、電磁石 BM 1 の上流 A の位置で厚さ $15\mu\text{m}$ のアルミ箔により、ライナック側の上流部と実験光学系の配置されている下流部とは真空的に分離した。また、真空のリークと排気が効率良く短時間でいえるようゲートバルブや真空排気ポンプを配置した。それにより、約 2 時間半で光学系の組み替えを行い実験を再開出来る。実験を通じて、アルミ箔より上流部は常に 10^{-8} Torr 程度の高真空を保持しているが、下流の実験系はもっと低真空、典型的には 10^{-6} Torr であった。

§ 3. 実験結果と考察

3.1 同調曲線 (tuning curve)

波長 $\lambda = 1.3\text{mm}$ と 1.6mm に対し、共振器長を変えて出力強度の共振器長依存性（tuning curve）を測定した。その結果を第 2 図の実線で示す。横軸は共振器長を示し、得られた tuning curve は周期 $\lambda/2$ の周期構造を示した。ピーク強度は電子軌道面に偏光しており、その偏光度 $P = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp})$ は $\lambda = 1.3\text{mm}$ と 1.6mm に対しそれぞれ 0.33 および 0.51 であった。ここで I_{\parallel} および I_{\perp} は軌道面に偏向した成分の光強度および垂直な成分の強度を表す。ピーク強度は電子軌道面に偏光しており、放射光の寄与が大きいことを示している。放射光の対称性から、このピークは TEM_{00} モードと考えられる。

共振器出力を取り出す平面鏡 M 3 の中心部の直径 30mm は半透明にアルミが蒸着されているが、その鏡を中心部分をまったく蒸着してない平面鏡に交換した場合に得られる同調曲線を第 2 図の点線で示す。やはり明瞭に $\lambda/2$ の周期構造が見られるが、この場合には共振器中で発生したコヒーレント放射光は大部分透明窓を透過するため、あまり有効に共振器に蓄えられていず、そのため出力強度が弱いことが分かる。換言すれば、共振器により光強度が増大したことを示している。

また、波長 $\lambda = 2.6\text{mm}$ に対する同調曲線を第 3 図に示す。図中の実線と点線は第 2 図と同じで光取り出し窓の透過率の違う共振器による同調曲線を示す。この場合にもやはり $\lambda/2$ の周期構造を示すが、全体としてみると、平坦な出力が $\lambda/2$ の周期で鋭く減少しており、第 2

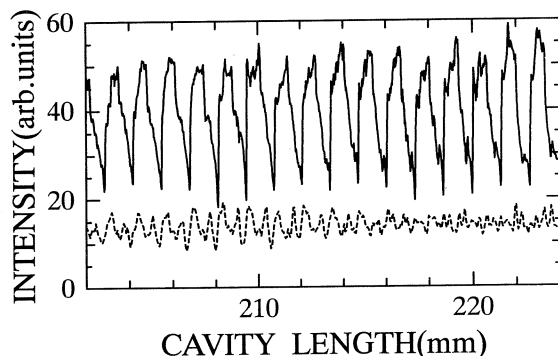
図の同調曲線とは少し性質が異なっているように見える。しかしこの傾向は、波長1.3mmの点線で示された同調曲線で共振器長が215mmより長い場合にも認められるので、興味ある振る舞いである。

第1図の測定系を見れば明らかに分かるように、共振器下流でも、電子ビームは磁場中において円軌道上を加速運動しており、それゆえコヒーレント放射光を発生している。また、鏡M3を通過する際にはコヒーレントな前方遷移放射を発生している。それらの放射の一部は集光鏡M4で測定系に導かれ検出される。その放射強度は共振器長を変えても変化しない。測定されたいずれの波長の同調曲線の場合も、 $\lambda/2$ 周期の最少値（谷）が一定の出力レベルを保持しているが、

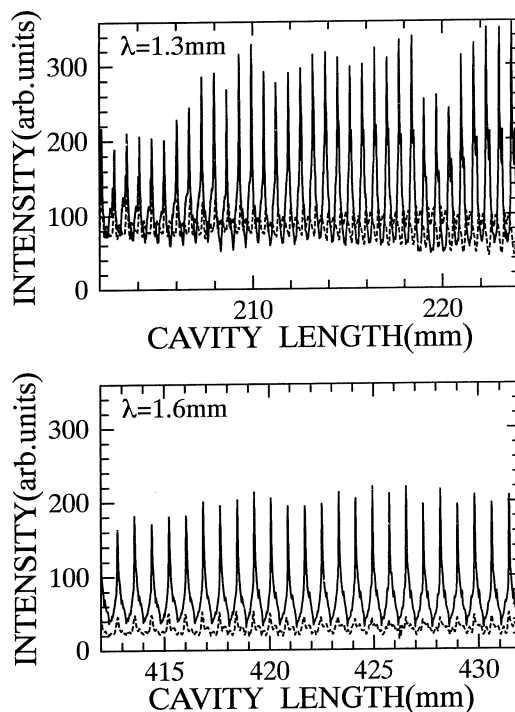
これはその共振器下流で発生した放射強度によるものと思われる。

3.2 スペクトル

共振器長を第2図の波長 $\lambda = 1.3\text{mm}$ の同調曲線の210mm近傍の最大ピークに固定し、出力スペクトルを測定した。分光計の分解能($\lambda/\Delta\lambda$)は波長2mmで40であった。その結果を



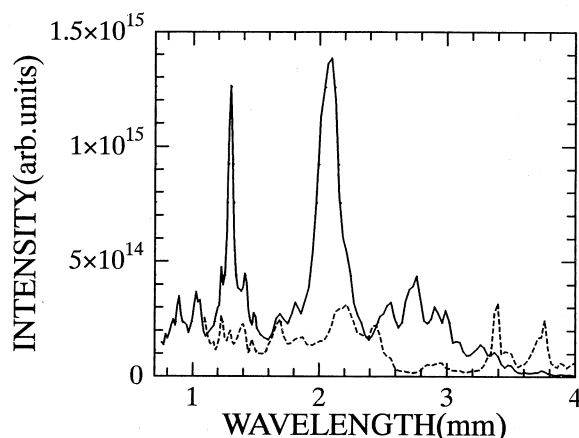
第3図 波長2.6mmに対する同調曲線。点線は共振器の光取り出し窓が蒸着されていない場合の測定結果を示す。



第2図 同調曲線。上図は波長1.3mm、下図は1.6mmの測定結果を示し、点線は共振器の光取り出し窓が蒸着されていない場合の測定結果を示す。

第4図の実線に示す。測定結果は波長1.3mmを中心としたピーク構造と2.1mm付近のやや幅の広いピーク構造、および2.7mm付近の、前二者と比較すると弱いが幅の広い構造を示した。

図中の点線は、共振器の光取り出し窓を透明にしたときの、第2図点線で示す同調曲線に対応するスペクトルを示す。共振器が有効か否かでスペクトル構造に顕著な差が認められ、上述した二つのピーク近傍では共振器中での光強度の増大が顕著であることを示している。



第4図 測定スペクトル。実線は共振器の光取り出し窓が半透明鏡の場合のスペクトルを示し、点線は共振器の光取り出し窓が蒸着されていない場合の測定結果を示す。

3.3 出力強度の共振器鏡反射率への依存性

光共振器からの出力は、共振器の性能すなわちQ値によって大きく変

化する。共振器のQ値は共振器1往復当たりの損失で定義される。いま、鏡M3の共振器出力窓の直径は30mmなので、短ミリ波のTEM₀₀モードの広がりより大きい。従って、光取り出し窓を半透明にすれば、その球面鏡全体を半透明にしたときの様子をほぼ近似できる。そこで、窓の反射率を変えた鏡を用意し、その鏡の交換によりピーク強度の反射率依存性を測定した。

波長1.3mm、1.6mmおよび2.6mmに対して得られた出力強度の反射率依存性を第5図に示す。図に示す反射率は、半透明窓の反射率ではなく、同調曲線の解析から得られた共振器1往復当たりの反射率を示す。測定結果はいずれの波長に対しても、その反射率が低い場合は出力強度は反射率が高くなるとともに増大した。しかし、その出力強度は70%付近でピークを示し、それより反射率が高くなると逆に強度が減少した。

理論的には、実験に使用した共振器の範囲では、反射率が高くなるほど得られる強度は増大するはずである。したがって、反射率が低いときの実験結果は理論の示す傾向と一致しているが、反射率が高くなると理論とは合わない。この点については後で考察する。

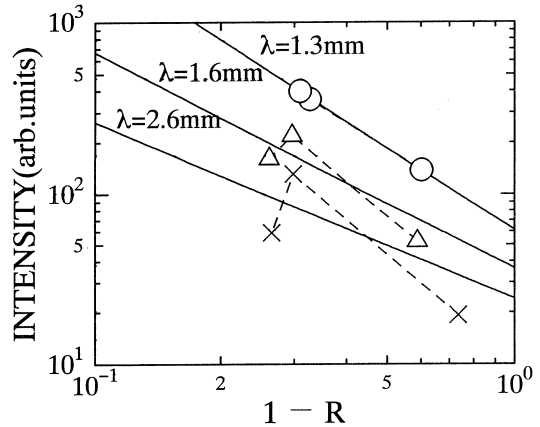
3.4 共振器中で発生しているコヒーレントな放射：放射光と遷移放射の重合せ

共振器中で放射されるコヒーレント放射光は、共振器中のTEM₀₀モードを始めとして、より高次のモードに属するものであり、それらが各モード毎に重ね合わされるとみなせる。我々の実験では、放射場はTEM₀₀モードであると想定して共振器パラメーターが設定されている。

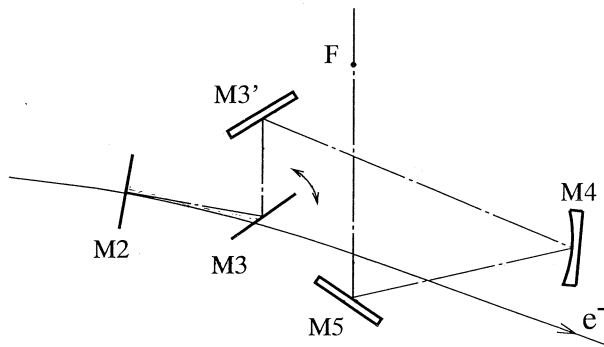
それゆえ、コヒーレント放射光の大部分がTEM₀₀モードで放射されることが望ましい。

そこで、コヒーレントな放射強度の角度分布を測定した。測定の実験配置図を第6図に示す。アルミ箔平面鏡M2と熔融水晶平面鏡M3間の距離は130mmであり、第1図の挿入図の鏡間距離と同じである。電子軌道上、鏡M2とM3の間で放射された光は平面鏡M3'で反射され、球面鏡M4で集光され、平面鏡M5により測定系へと導かれる。平面鏡M3は、共振器を構成する場合とは異なり、光取り出し窓の無い完全な鏡であり、その中心を通る垂直軸のまわりにパルスモーター制御で回転することができる。それゆえ、放射スペクトルのみならず、放射の角分布も測定できる。

鏡M3を回転して得られた波長 $\lambda = 1.3, 1.6, 2.6\text{mm}$ に対する放射の角分布を第7図の実線で示す。図中の破線および点線は、電子軌道面に偏光した成分および軌道面に垂直方向に偏光した成分を表す。測定結果は、約50mradの方向に主ピークがあり、ほぼ対称ではあるが複雑な構造を示す。電子軌道面に偏光した成分では副ピークも明瞭であるが、軌道に垂直な成分では副ピークはそれほど明瞭ではない。また、主ピークでは軌道面に偏光した成分の強度が強いが、特定の方向例えば、 -50mrad では逆転しており、電子軌道面に垂直な成分の方が強度が強い。



第5図 出力強度の共振器反射率依存性。



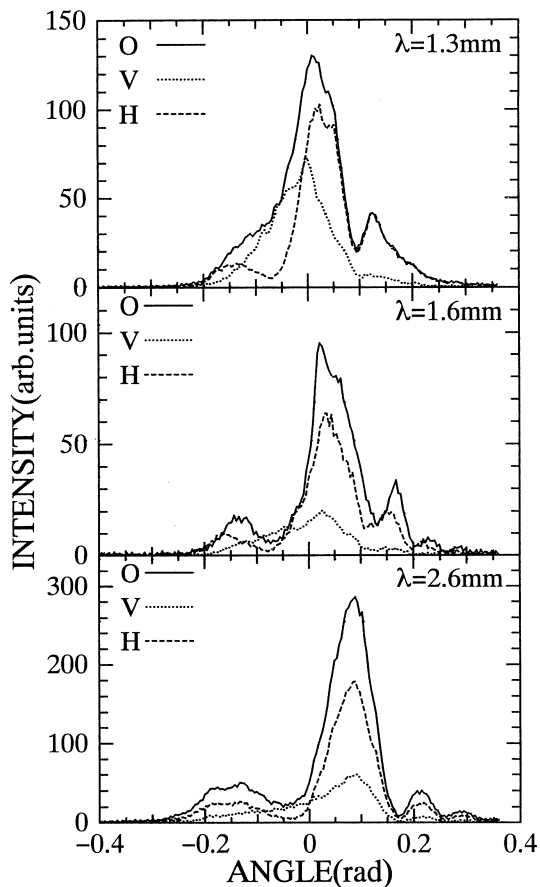
第6図 共振器中の放射場測定光学系。M2：アルミ箔平面鏡，M3：熔融水晶平面鏡，M3'，M5：平面鏡，M4：集光鏡。

この放射が、 TEM_{00} モードに効率良く変換されるためには、共振器の光軸を注意深くピーク位置に設定しなければならない。現在使用している共振器にはその遠隔調整機能が備わっていないので、今後は改良してゆく必要がある。

波長1.6mmの角分布のピーク位置(20mrad)に鏡M3を固定し、スペクトルを測定した。その結果を第8図の実線で示す。サブミリからミリ波にかけて広い範囲の連続スペクトルである。なお、図中の破線は、比較のため第4図に示す光共振器からの出力スペクトルをこの図の対数座標で表示したものである。

第8図中の実線と破線を比較することにより以下のことが分かる。(1)第4図中の二つのピーク、特に長波長の2.1mmのピークの裾が、ほぼ共振器が無い場合の光強度スペクトルと一致している。このことから、この二つのピークが共振器による光強度の増強を示しているとみなせる。(2)波長1mm近傍以下では共振器からの出力強度が、共振器無しの場合に比較して約1桁またはそれ以上強くなっている。これがどのように解釈できるか、今の所明らかではない。共振器出力の測定波長が $\lambda = 0.73\text{mm}$ より長波長なので、もっと、短波長までスペクトルを測定する必要がある。

放射の角分布に対する数値計算の結果を第9図に示す。ただし、測定系の受光角(70mrad)に対する積分は行われていない。計算結果は非対称な二山構造を示すが、これは鏡M2とM3の間の電子軌道が有限であることによる。電磁石中の有限の円軌道からの放射光と電子が鏡を通過する際放射される遷移放射の重ね合わせは、電子の運動を次のように扱う場合と等価である。すなわち、電子は観測者にとっては鏡M2を通過する点で静止していた状態から瞬時に150MeVに加速され、円軌道を描き、鏡M3を通過する点で瞬時に150MeVから減速・停止する。



第7図 共振器中で発生している放射の角度分布(放射光と遷移放射の重ね合わせ)。

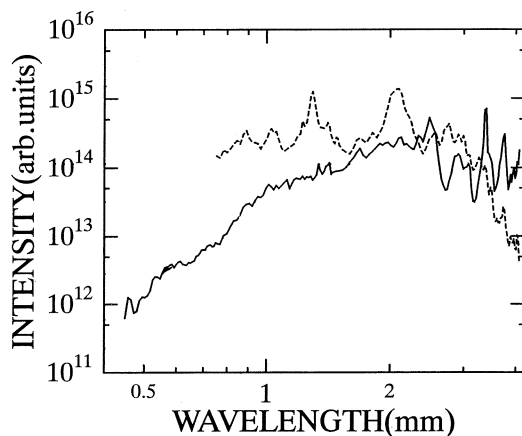
第9図はそのように想定したときの加・減速に伴う放射を示している。瞬時の加速と減速による放射強度は強く、その軌道に接する方向に放射される。鏡間の軌道長が130mmなので、それが円軌道の中心にはる角は53mradであり、それが図中のピーク間の分離角となっている。従ってこのピーク間の分離角は波長によらず一定である。計算結果を詳細にみればそれぞれのピークが非対称な鋭い二山構造を持っていることが分かる。この二山構造は遷移放射の特徴である。

計算では放射は100mrad程度の角度分布を示すが、それに対して、実験結果はもっと広い範囲に分散している。この広がりや、測定系の受光角による積分や電子ビームの広がりだけで説明することは出来ない。また、第7図の実験でみとめられる副ピークの位置は長波長ほど広がっている。この副ピークが何に起因するかは現在のところ分かっていない。しかし、この副ピークは鏡面M3上の発光点の寸法がビームの鏡面での断面積程度(5-6mm径)の大きさであることによる主ピークの回折効果による可能性もある。

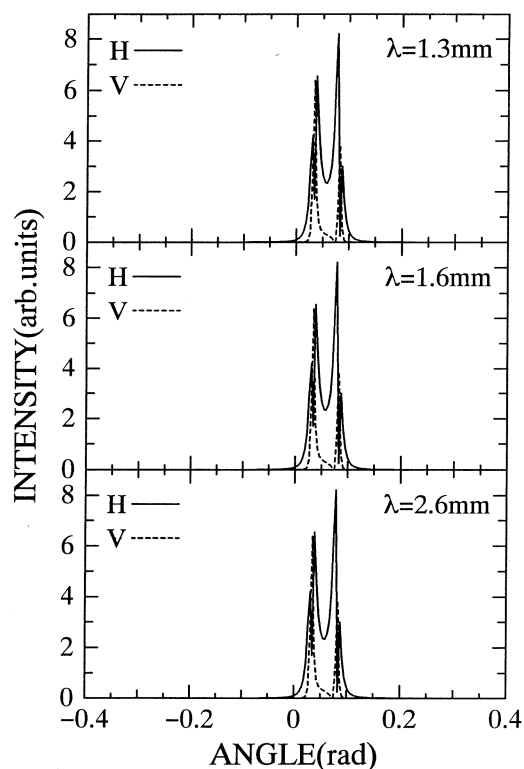
§ 4. 議 論

4.1 一次元モデル

(A) マイクロバンチ FEL を次のよう



第8図 共振器中で発生している放射スペクトル(放射光と遷移放射の重ね合わせ) 測定値(実線)。鏡M3は第7図で20mradとなるよう設定。破線は第4図の実線で示された共振器出力スペクトルを示す。



第9図 共振器中で発生している放射の角度分布(放射光と遷移放射の重ね合わせ)の理論計算値。

な一次元モデルで考察する。すなわち、光共振器は無限に大きな平行平板型であり、片方の鏡は完全反射鏡で他方の鏡は振幅反射率 r とする。また、電子バンチは波長に比較し無視しうる程小さく、それゆえ共振器中に発生するバンチからの放射の波束は時間的に十分短いパルスであり、デルタ関数で表せるとする。そのとき、バンチからの放射スペクトルは、波束のフーリエ変換で与えられるが、全周波数域にわたり一定の振幅、すなわち一定の強度 $I_0(\omega)$ を持つ。ここに ω は角振動数を表す。共振器中で発生した放射の波束インパルスは出力鏡に達すると、振幅透過率 $\sqrt{1-r^2}$ の分だけ出力され、残りは反射され共振器中を往復し、同じ過程を繰り返す。

電子ビームがこのような N 個のバンチからなるパルス列であり、個々のバンチからの放射場は共振器中を逐次往復減衰しながら後続するバンチからのパルス場と重ね合わされる。そのとき、共振器からの出力もパルス列となるが、その出力スペクトル強度 $I(\omega)$ は、 N が十分大きいとき次のようになる。

$$I(\omega) = \frac{1-r^2}{1+r^2-2r \cos(\omega T)} \left\{ \frac{\sin(\omega NT_b)/2}{\sin(\omega T_b/2)} \right\}^2 I_0(\omega). \quad (1)$$

ここで、 T は光が共振器を往復する時間を表し、共振器長を L とすると $T = 2L/c$ である。また、 T_b は時間尺度で表したバンチ間距離で、ライナックの加速周波数を ω_{RF} とすると、 $T_b = 2\pi/\omega_{RF}$ となり、核理研のライナックでは 350ps である。

式(1)の右辺の第1因子は、ファブリペロー共振器の効果を表す。第2因子は、バンチ数 N が大きな数なので、 δ 関数、 $\delta(\omega - j\omega_{RF})$ 、に収束する (j は整数)。それ故、この因子は共振器からの出力はライナックの加速周波数の高調波であるということを表している。

波束が共振器を往復する時間 T が T_b の整数倍となるよう、共振器長が調整されているとき、出力強度は次のようになる。

$$I(\omega) = \frac{1+r}{1-r} \left\{ \sum_{j=0}^{\infty} \frac{2\pi N}{T_b} \delta\left(\omega - \frac{2j\pi}{T_b}\right) \right\} I_0(\omega). \quad (2)$$

第(2)式は、光共振器により放射強度が $G = (1+r)/(1-r)$ 倍増強されることを示している。この場合、反射率が高くなればなるほど得られる出力強度は増大する。

また、この場合、波束の重ね合わせのみを考慮しているので、通常の FEL では重要なキーポイントとなる光と電子の相互作用によるバンチング過程を想定していない。バンチが十分に小さく、それ以上のバンチングの効果が無視できる場合、すなわち出力光の波長に比してバンチ長が短く電荷量が Ne^- の 1 個の粒子とみなせる場合でも、このような重ね合わせによる光

強度の増大が可能であるということを示している。

(B) 第(2)式は光共振器に吸収も損失も無く、共振器から外へ出る放射エネルギーはすべて測定系で観測されることを仮定している。しかし、実際には、光共振器の鏡は有限の大きさで回折損失もあり、鏡面での吸収・散乱もあるので、共振器からのエネルギー減少はこれらの損失と光出力の和となる。そのような場合でも、損失があまり大きくない場合は容易に解析でき、損失エネルギーと光出力が同じとき光出力が最大となる。この場合、光取出し窓の反射率をそれ以上高くしても、逆に出力強度は減少するようになる。

光出力が最大となる場合の、共振器による光強度の増幅度 G は、1 往復当たりのエネルギー損失の割合を y とおいたとき、その逆数で近似できる。

$$G = \frac{1-y}{y} \sim \frac{1}{y}. \quad (3)$$

この場合でも損失の少ない、換言すればQ値の高い光共振器ほど得られる出力強度は高い。

(C) 共振器中で発生するコヒーレントな放射が共振器で折り返され、後続するパッチと重ね合わされ、誘導放射を発生すると想定した場合も、基本的には上記の一次元モデルと同じ定式化が出来る。光が共振器を1往復するのに要する時間は、約1.4nsであり、マクロパルス幅に比較し十分短い。それ故、共振器中の放射場は共振器の損失に見合う一定の定常状態に達していると見なせる。従って、上記の式において、 $I_0(\omega)$ を誘導放射を含んだ定常状態に達したときの放射と解すればよい。共振器の鏡が有限の大きさであることを考慮すれば、一次元モデルを拡張して、共振器中からのマクロパルス当たりの光出力エネルギーは各モードの和として次式で表される。

$$E(\omega) = \sum_{mode} |E_{mn}(\omega)|^2 g(\omega, Q, L) \left\{ \frac{\sin(N\omega T_b/2)}{\sin(\omega T_b/2)} \right\}^2, \quad (4)$$

$$g(\omega, Q, L) = \frac{1-R_{mn}^2}{1-2R_{mn} \cos(\omega T - \phi_{mn}) + R_{mn}^2}, \quad (5)$$

$$R_{mn} = \exp(-2\pi/Q_{mn}), \quad (6)$$

ここで $E_{mn}(\omega)$ は定常状態に達したときの次数 (m, n) を有するモードの電場を表す。また、 Q_{mn} は共振器のQ値、 ϕ_{mn} はモードの位相、変数 R_{mn} は次数 (m, n) のモードの共振器1往復の損失を示す。

第(4)式の因子 g は、余弦関数の位相により極大と極小の間を振動する。共振条件は J を任意の整数として次式 で与えられる。

$$\omega T - \phi_{mn} = \frac{4\pi L}{\lambda} - \phi_{mn} = 2J\pi. \quad (7)$$

この因子 g が、同調曲線 (tuning curve) で周期 $\lambda/2$ の構造をもたらす。

共振器からの出力スペクトルは、加速周波数の高調波でありかつ共振条件を満たす周波数成分からなる。測定されたスペクトル (第4図参照) は、ライナックの加速周波数の高調波からなる準連続なスペクトルであるが、分光計の分解が波長 2 mm で $\lambda/\Delta\lambda = 40$ と低いため高調波は分離できず連続スペクトルとして観測されていると解される。

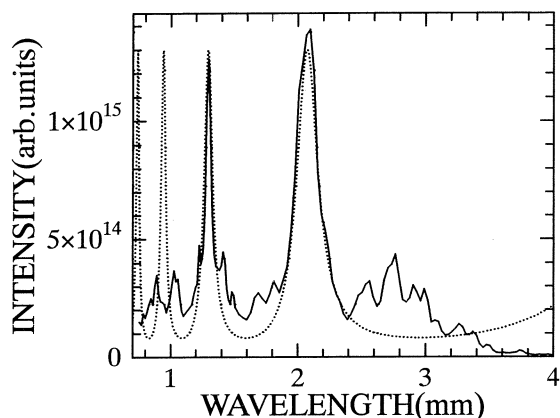
4.2 考察

(A) 前述したように、波長 2 mm で分光計の分解能が40のとき、 2 mm 近傍では、ライナックの高調波3本が分離できずに測定されることになる。その場合、その3高調波のそれぞれについて共振条件の満足のしかたがことなるので、同調極線の包絡線は最大ピーク値から減少する対称的な曲線となり、その減少の割合が共振器のQ値に依存することになる。ところが、第2, 3図に示すように、実験で得られた同調曲線の包絡線はそのような振る舞いを示していない。仮に、分光計の分解が十分あり、高調波が分離され1個の高調波だけが検出される場合には、包絡線は直線となる。波長 2.6 mm の実験 (第3図) では、ほぼその条件に近いので、得られた同調曲線のピークを結ぶ包絡線がほぼ直線となっている可能性はある。しかし、波長 1.3 mm は約80次の高調波に対応し、個々の次数分離ができるほどの分解はないので、同調曲線でどうしても最大ピーク位置がはっきりしないのかその理由は今の所解っていない。

(B) 位相因子 g は、余弦関数を介してスペクトル幅と関係している。すなわち、位相 ϕ_{mn} が小さいほどスペクトル幅が広い。第4図のスペクトル (実線) を測定したとき、同調曲線の最大ピーク位置がはっきりしなかったので共振器長はそれらしい極大位置に合せた。そこで、上の共振器条件を用いて、位相因子 g をパラメーターとして測定スペクトルが再現出来るか計算してみた。その結果を第10図に示す。実線が測定スペクトルを表し、点線が位相を 960 度にしたときの TEM_{00} モードに対する計算値を示す。これは、固有の位相は -120 度であり、測定時の共振器長が最大ピーク位置から3波長ずれていたことを示唆している。そのため TEM_{00} モードのピークが波長 1.3 mm と 2.1 mm の2ヶ所で観測されたと解される。また、それゆえ最大ピーク位置で実験すればもっと幅広いピーク構造が測定されたと思われる。計算によればこの共振器の TEM_{00} モードは約 -90 度の位相を持つ筈なので、何故このような位相でスペクトルのピーク位置と半値幅が計算と合うのかは明らかではない。

(C) ファブリペロー型光共振器については、数値計算により回折損失を求められる。出力強

度の反射率依存性を測定したときの共振器については、計算による回折損失はいずれの測定波長に対しても1%以下であった。実験に使用した半透明鏡の反射率は、その回折損失計算値に見合う最適反射率(約99%)より低い。それゆえ、共振器出力は半透明鏡の反射率が高いほど強くなると予測される。ところが第5図に明らかなように、実験では反射率が



第10図 測定スペクトル(実線)と一次元モデルの位相因子(点線)。

約70%を越えて高くなるとその予測と反する結果が得られた。

この理由は現在のところ明らかではないが次の二つの可能性が考えられる。(1)電子バンチ列に周期性の乱れや、数十ナノ秒程度の時間変動があり、共振器中での波束の重ね合にに必要な整合性が保持されない。(2)光共振器に予測されていない大きな損失がある。ただし、その損失が何に起因するかは明らかではない。例えば、共振器鏡を電子ビームが貫通する際の熱による共振器の変形による可能性も考えられる。または、数値計算においてはアルミ箔平面鏡の反射率は理想的であると仮定していた。しかし、アルミ箔平面鏡の平面度や表面での散乱等、その反射率が理想状態からずれている可能性もある。

§ 5. まとめ

ライナックの短バンチ電子ビームを用いて、光共振器中で誘導放出させ、出力波長の準連続な自由電子レーザーを作成した。また、共振器の反射率が低く、有効に機能していない場合の放射強度と比較することにより、誘導放射による光強度の増大を確認した。得られた実験結果を、一次元モデルに基づき解析した。定性的には一次元モデルではほぼ理解できるが、定量的には同調曲線を始め、実験結果は計算と合わない。モデルを改良し、放射機構を解明することは今後の課題である。また、共振器のQ値を大きくすることが強い放射強度を得るために必要であるが、共振器のQ値が、実効的にはどんな因子によって支配されているか今のところ明らかではない。その点を明らかにし、共振器を改良してゆくことも、今後の重要な課題である。

本研究は、東北大学大学院理学研究科附属原子核理学研究施設のライナックを用いて行われ

た。また、共振器および鏡は東北大学科学計測研究所附属工場で製作された。実験に際し関係各位から多数の支援を戴いた。ここに記して感謝する。本研究は科研費の援助を受けて遂行された。

参 考 文 献

- 1) K. Ishi, Y. Shibata, T. Takahashi, H. Mishiro, T. Ohsaka, M. Ikezawa, Y. Kondo, T. Nakazato, S. Urasawa, N. Niimura, R. Kato, Y. Shibasaki and M. Oyamada : Phys. Rev. A **43** (1991) 5597.
- 2) Y. Shibata, K. Ishi, T. Takahashi, F. Arai, M. Ikezawa, K. Takami, T. Matsuyama, K. Kobayashi and Y. Fujita : Phys. Rev. A **44** (1991) R3449.
- 3) Y. Shibata, K. Ishi, T. Takahashi, T. Kanai, F. Arai, S. Kimura, T. Ohsaka, M. Ikezawa, Y. Kondo, R. Kato, S. Urasawa, T. Nakazato, S. Niwano, M. Yoshioka and M. Oyamada : Phys. Rev. E **49** (1994) 785.
- 4) Y. Shibata, K. Ishi, S. Ono, Y. Inoue, S. Sasaki, M. Ikezawa, T. Takahashi, T. Matsuyama, K. Kobayashi, Y. Fujita and E. Bessonov : Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2740.
- 5) Y. Shibata, K. Ishi, S. Ono, Y. Inoue, S. Sasaki, M. Ikezawa, T. Takahashi, T. Matsuyama, K. Kobayashi, Y. Fujita and E. Bessonov : Nucl. Instrum. Method Phys. Res. **B145** (1998) 49.
- 6) V. I. Alexeev, E. V. Alieva, K. A. Belovintsev, E. G. Bessonov, A. V. Serov and P. A. Cherenkov : Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A282** (1989) 436.
- 7) V. I. Alexeev, E. G. Bessonov and A. V. Serov : Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A282** (1989) 439.
- 8) A. Doria, R. Bartolini, J. Feinstein, G. P. Gallerano and R. Pantell : IEEE J. Quant. Electron. **29** (1993) 1428.
- 9) H. Lihn, P. Kung, C. Settakorn, H. Wiedemann, D. Bocek and M. Hernandez : Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 4163.
- 10) 柴田行男 : KUR Report KURRI-KR-24 (1997) 45.

粒子音響検出器の開発研究

核理研, 東北学院大工学部*, 政策研究院**
 埼玉大理学部***, 東大 CNS****
 京大理学研究科*****
 本多電子株式会社*****

松山正佳・日出富士雄・今野 収
 小山田正幸・渡辺勝美・中鉢賢憲*
 樋口正人*・菅原敏勝*
 岬 暁夫**・中村市郎***
 宮地 孝***・菊地柳三郎*****
 田澤雄二*****・後藤繁文*****
 本多洋介*****・宮本年昭*****
 佐藤正典*****

§ 1. 序論

1.1 序

荷電粒子の検出に従来とは異なる音響を用いる方法の実験を, 核理研の電子ビームを用いて行ってきた。実験はまだ途中段階であるが, 中間的結果を以下に示す。

荷電粒子が媒質である水を通過する際に発生する音響は, いくつかの機構が考えられるが, 有力な機構として粒子の飛跡にそって蓄積されたエネルギーの熱的変換により, 水の瞬間的な断熱膨張によって音響信号が発生することが示唆されている¹⁻³⁾。これに対する実験的検証は, わずかに陽子ビームによるものがあるだけである⁴⁾。

大量の荷電粒子群の生成は, 例えば高エネルギーニュートリノによるシャワー現象があり, これが水中で起った場合にその全貌を知ることは, ニュートリノのエネルギーを知る上でも重要である。現時点では, これをチェレンコフ光の検出によって成し遂げようとしているが, 高エネルギーニュートリノになればなるほど, ターゲットでもあり検出媒体でもある水の体積が大きなものになり, 大きな体積をカバーし得る検出方法が必要であり, この要請においては, 光検出に比べ減衰距離の長い音響検出を用いることは有効である。特に, 高エネルギー・超高エネルギー領域の宇宙線の検出については, 膨大な体積(現実として海または湖)を, カバーし得る検出器が必須であり, 音響検出法は現在のチェレンコフ光を検出するものの2桁以上大

きな検出器を可能とし得る方法の一つである。

音響を用いて荷電粒子を検出する方法は、加速器のモニターにおいても応用が可能である。音波の強さは粒子のエネルギー損失によって決定するため、重イオン粒子のような多価の粒子は、電子に比べ大きな音を発生させると考えられ、新しい重イオンのモニタリング法としての可能性を持つ。

電子ビームによる音響は、電子がシャワーを形成するために、陽子ビームの場合のように単純なものではないが、逆にシャワー検出器としての有用性も議論できる。電子ビームを用いた場合には、シャワーによる広がり方を考慮すると、発生する音響は超音波から可聴域周波にわたって分布すると考えられるのでこの音響の受波素子も、これに対応する周波数感度を持ち、将来ニュートリノ検出に応用するとすれば感度も素子の熱雑音近くまでのものが要求される。

この実験では、電子による音響信号の検出を受波することを第一の目標とし、高エネルギーの電子が発生させる音響放射波の定量化と、それが可能な検出器を開発研究することを目的としている。

1.2 音響放射機構

荷電粒子が媒質中を通過するときに熱に変換されるエネルギー損失が、局所的な媒質の体積の膨張・収縮を引き起こし、圧力粗密波を生じることが考えられる(第1-1図)。

加速器のビームについては、陽子ビームの場合に L.Sulak ら⁴⁾による記述があるが、電子ビームの場合においても電磁カスケードシャワーを無視できる領域においては同様の議論が可能である。音源と検出器が近い場合、受波される音圧は Dolgoshein と Askarian³⁾により以下の式(1)で与えられる。

$$P = \frac{K}{C_p} \frac{E}{\sqrt{LR}} \frac{c^2}{8d^2} \frac{\sin x}{x} \quad (1) \quad (R < \frac{L^2}{\lambda} \text{ の場合})$$

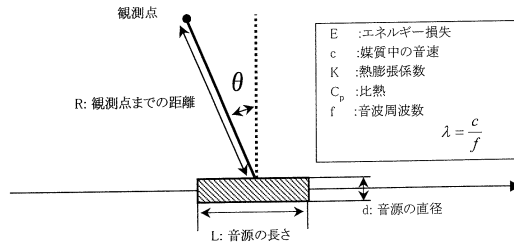
で与えられる。Far field ($R > \frac{L^2}{\lambda}$) では

$$P = \frac{K}{C_p} \frac{E}{R} \frac{c^2}{8d^2} \frac{\sin x}{x} \quad (1')$$

音響信号の周波数は

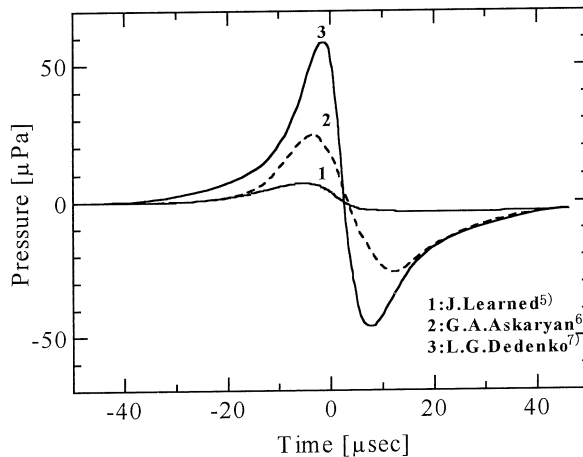
$$f = c/2d \quad (2)$$

となる。15°Cの水では $K=1.5 \times 10^{-4} / ^\circ\text{C}$, $C_p=4.18 \times 10^3 \text{ J/kg}$ である。一様なビームによる音響の場合、音圧はビーム径の二乗に反比例し、この時の音波の周波数はビーム径に反比例する。



第1-1図 ビームによる音響輻射の概念図。

電子のカスケードシャワーが作るエネルギー損失が生成する圧力粗密波は、瞬間的なエネルギー損失によって第1-2図のような圧力波形を生じることが示されている^{5,6,7)}。この図は、海水中で10PeVのエネルギーのカスケードのコアから400m離れた地点での音響波形の予想である(Quark-Gluon String Model⁸⁾による計算例)。すなわちバイポーラ型の圧力波が予想される。この圧力波を受波素子で電圧に換算したときもこのようなバイポーラ出力波形が得られることも予想される。



第1-2図 10PeV カスケードから400mの点での海水中の音響圧力波。

§ 2. 音響素子

2.1 音響素子設計

我々が必要としている音響素子は、高エネルギーニュートリノによるシャワーの計算から特性として最低受波感度 10^{-5} Pa, 10kHz~100kHzで平坦な周波数感度特性を持つものである。検出器の原理・形式は固定しておらず、いくつかの方式の検出器についてテストを行ったが、

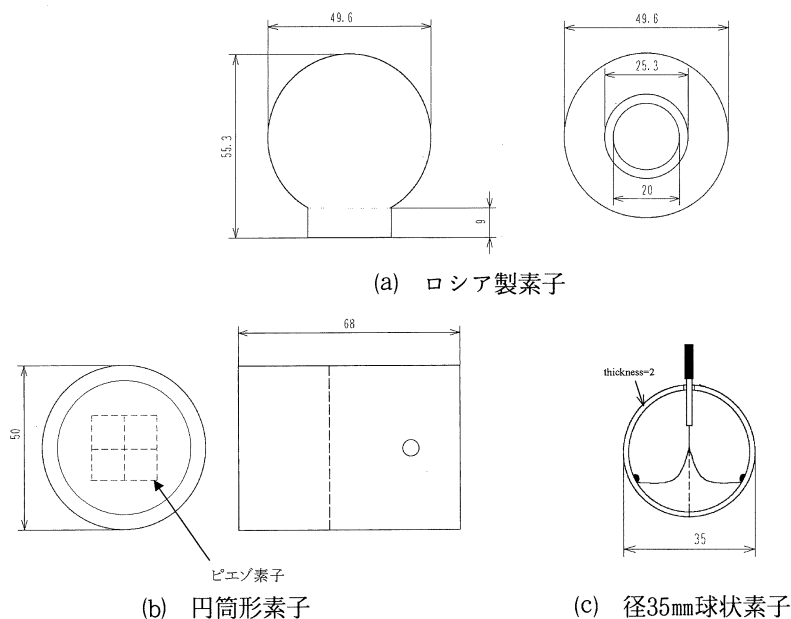
今回の実験で主に用いたものは、一般的によく使用される圧電材料(PZT等)を用いた素子である。

PZTを用いた材料は、その特性から High-Q 材, Low-Q 材と分類される。High-Q 材を用いて製作された音響素子は、機械的に高い100以上の Q 値を持ち、Low-Q 材を主とするものは機械的 Q 値が低い。広い帯域を目指すためには Low-Q 材を用いることが適当であると考えられ、初期段階として Low-Q 材を用いた。

素子の形状は周波数特性を決定する重要な因子である。現在のところ、指向性を持たないものとして、中空の球状素子を製作するに至った。この素子は、材料粉末を焼結させ、厚さ 2 mm の半球状に削り出したものを張り合わせて球状にし、表面に保護剤を塗って作られる。

時間的な順序は、まず初めにバイカル湖のチェレンコフ光を受光する実験の素子群の位置決めに使われていた音響素子を手し、これをロシア素子と呼び、初期のテスト実験に用いた。次いで、わが国の魚群探知機に使われている音響素子を加え音響信号の基本特性を調べ、円筒型、直径35mm 半円形型素子、直径35mm 並びに50mm の中空球状素子、穴あき50mm 球状素子（湖水や海水に沈める時の圧力の問題を回避するため）、高分子膜による素子等を試作しテストに用いた。

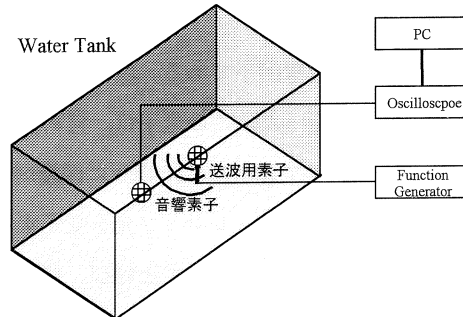
これらの形状図の例を第 2-1 図(a), (b), (c)に示す。



第 2-1 図 音響素子形状図。

2.2 素子基本特性の測定

送波感度・受波感度・周波数特性が既知の音響素子を送波素子とし、被測定素子と対向させ、数kHzから約500kHzの正弦波を送波し、受波信号の振幅を測定した（第2-2図）。水槽内で発生する定在波の効果は考慮していない。この測定によって得たデータは、解析時の補正データとして使用される。較正は周波数が40kHzの送波感度の知られている素子を使用して行った。



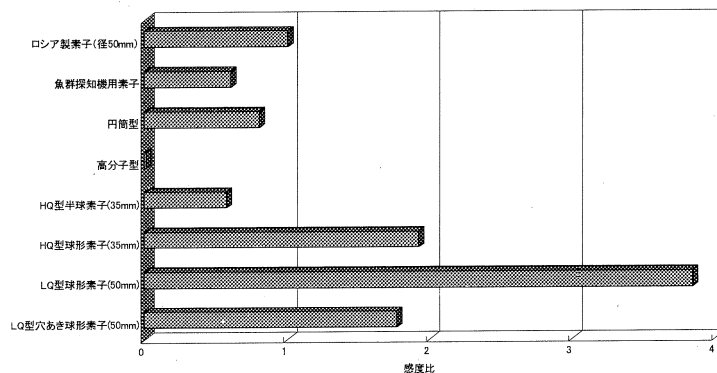
第2-2図 基本特性測定系。

2.3 試作音響素子の基本特性

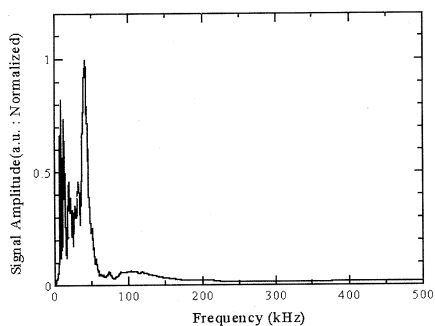
各素子の受波感度の測定結果を第2-3図に示す。現在のところ50mm球形素子が最も感度がよく、38mV/Paであった。

2.2で測定した周波数特性の例を第2-4図に示す。

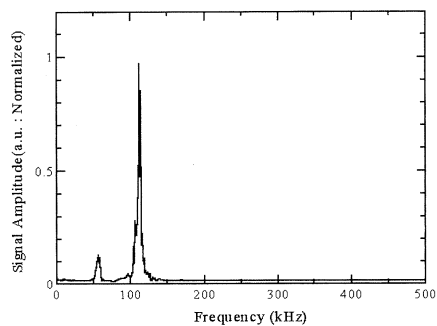
周波数特性はいずれも共振特性を示しているが、50mm Low-Q型球状素子は他の素子に比べて、幅広い特性を持ち、十数kHz程度から250kHz付近までの感度を持つものとなった。



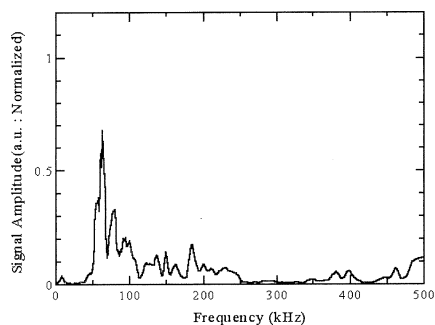
第2-3図 ロシア製素子を1としたときの素子あたりの感度比較。
横軸はおよそ1=10mV/Paと読み替えることができる。



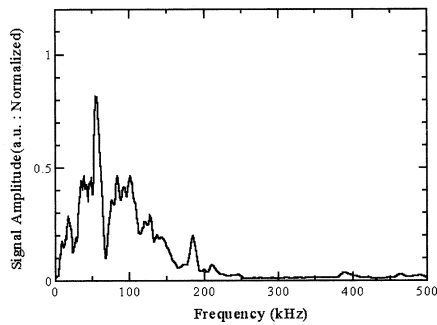
(a) ロシア製素子



(b)魚群探知機用素子



(c) 径35mm High-Q 型球状素子



(d) 径50mm Low-Q 型球状素子

第 2 - 4 図 周波数特性。

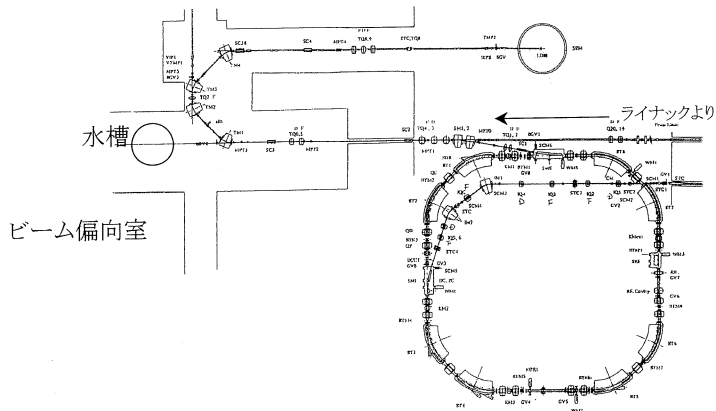
2.4 素子評価

Low-Q 材, High-Q 材ともに, さほど顕著な変化は見られないが, 球形素子は, これまで試作したどの検出器よりもよい感度を示した。絶対感度を決定するのは, 非常に困難なことであるが, 現在のところ数 mV/Pa ~数十 mV/Pa の受波感度を有していることがわかった。

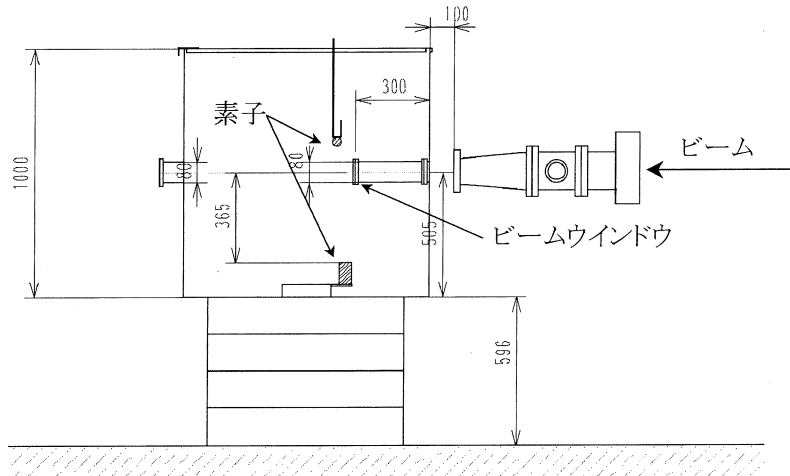
§ 3. ビーム実験

3.1 実験装置設計

実験装置は第 3 - 1 図に示すように, 核理研のビーム偏向室のビームダンプの直前に実験用水槽を設置し, パルス電子ビームを加え音響信号を観測した。



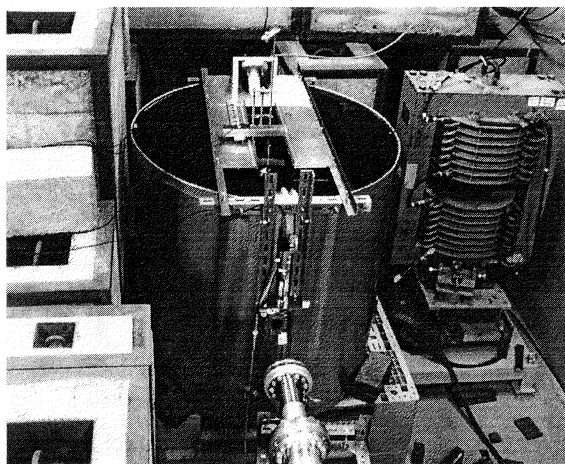
第3-1図 実験室概略図。



第3-2図 水槽概略図。

第3-2図に示されるような、直径1m、高さ1mのステンレス製の円筒形の水槽を用いて実験を行った。水槽内の媒質は純水で満たされ、水槽内壁は音波の反射を少なくするために、屈折率が水に比較的近いネオプレーン材が貼られている。水槽の横面には高さ方向の中央にベームの入射用および出口用ダクトが取り付けられており、入射窓材としては0.9mmシリコンマイラーを用いた。

検出器は水槽の上面と底面に設置される。底面には複数個の素子を取り付け可能である。上面の検出器は、ベーム軸・動径方向との移動が可能であり、電子ベームを用いた場合のシャワーの寄与に対しての測定および距離に対する依存性を測定できるように設計した（稼動範囲 動径方向：0 cm -40cm /ベーム軸方向：0 -50cm）。第3-3図はこの時の写真である。



第3-3図 実験装置写真。

3.2 実験装置

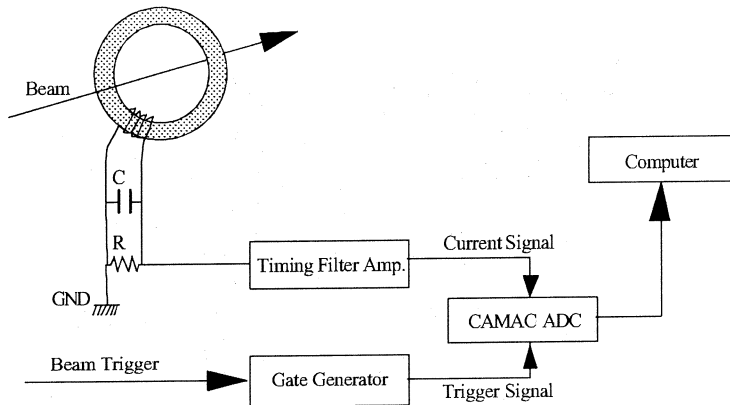
この実験においては、音源の各種パラメータを測定する必要があるため、ビーム電流・ビームサイズ・ビームスビル幅を測定する。このためのモニタ類を製作した。実験初期段階では、水槽の前に ZnS 蛍光板を貼り付けた SEM (Secondary Emission Monitor) を置き、ビーム電流とビームサイズを測定したが、SEM でのビームの多重散乱によって水槽入射のビームが広がってくるため、次の段階からはこれを取り払い、ビームに影響を与えないモニタ類を製作して実験に用いた。

1). フェライトコアを用いた積分型ビーム電流モニタ

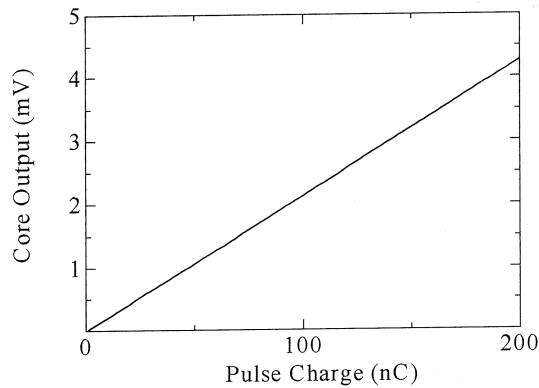
SEM による電子の拡散や飛行距離の短縮という観点から、非接触型で電子パルスあたりの電荷量を測定する積分型の電流モニタを作成した⁹⁾。この概略図を第3-4図に示す。

製作したコアモニタは第3-5図に見られる通り、数 nC から数百 nC までの領域で線形の較正曲線を持っており、最低検出限界の電荷は 0.1nC 以下であり、我々の要求する性能を満たしている。

このコアの出力データは、アンプ回路を通り、CAMAC の ADC を経由し、コンピュータによって貯蔵される。



第3-4図 ビーム電流モニタ概略図。



第3-5図 コア校正曲線。

2) 画像処理を用いたビームプロファイルモニタ

ビームプロファイルモニタは蛍光板スクリーンと駆動部に分かれる。スクリーンは当初、酸化アルミニウム (Al_2O_3) 製のものをしていたが、光量飽和の問題より、酸化マグネシウム (MnO_2) 製のものに変更した。駆動部は、エアシリンダーおよび固定具で構成されており、ビームプロファイル測定時にビーム軸上にスクリーンを挿入できる (第3-6図)。

スクリーンの像は、直下にある鏡によって、鉛によってシールドされた CCD カメラへと送られ、撮影される。

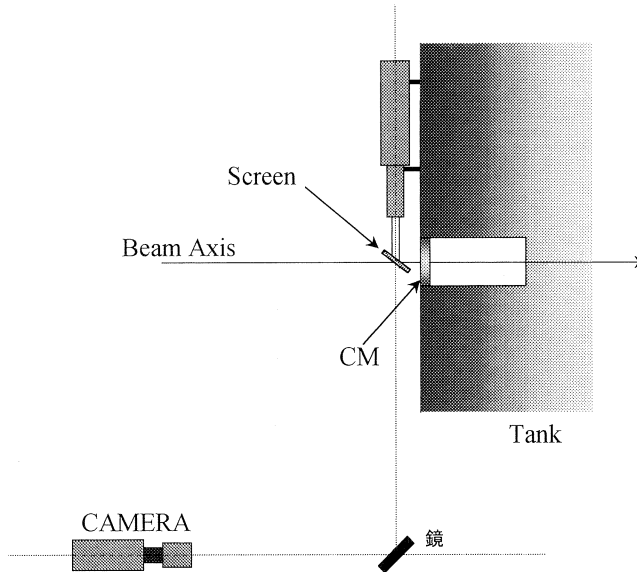
カメラの撮影時間とビーム入射は非同期であるため、これだけではビームと同期した画像を取得することが難しい。ゆえに、画面内で LED をビームトリガに同期して点灯させこれをマーカーとし、取得した画像の中から、トリガ LED のマーカーが含まれるものについてのみ、画像処理を行う。

画像は8ビットの輝度情報を持つデータに変換され、X方向・Y方向の分布および変率・

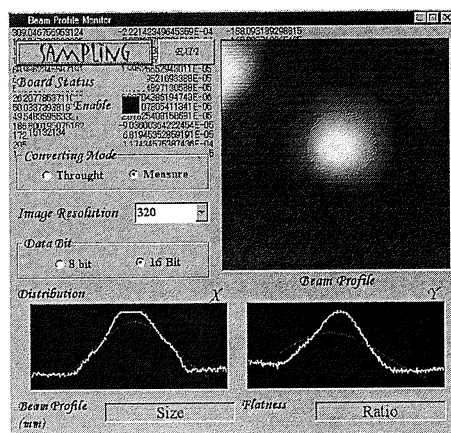
傾き等の情報を算出する。現在のデータ更新速度は数秒であるが、プログラムの改良によって1/2秒以下にすることが可能である。

製作したプロファイルモニタは、10%以下の精度で、サイズを決定できる。

実験時のディスプレイ上の画面の例を第3-7図に示す。図の下部にX方向、Y方向の画像強度にガウスフィットしたものが見られる。



第3-6図 ビームプロファイルモニタ設置図。

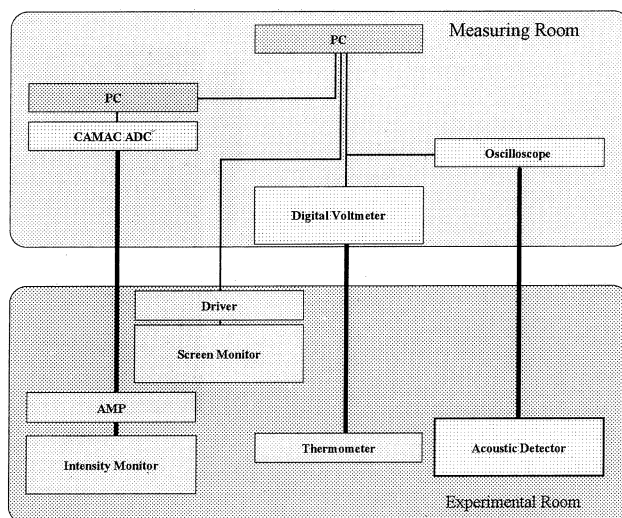


第3-7図 プロファイルモニタプログラム実行画面（画面左上はマーカーLED）。

3) フェライトコアを用いたビームスピルモニタ

現段階においては、ビームウインドウに既設の物を用いた。バックグラウンドが大きいが、現在の条件においては要求を満たしている。

3.3 実験系



第3-8図 測定系ブロック図。

データ取得はデジタルオシロスコープ (Infinium HP54825A) で行われる。水槽が設置されるビーム偏向室からアナライザの置かれる第1測定室までは約170mの Imperdance75ΩBN Cケーブルが設置されており、これらを用いて信号を転送する(第3-8)。

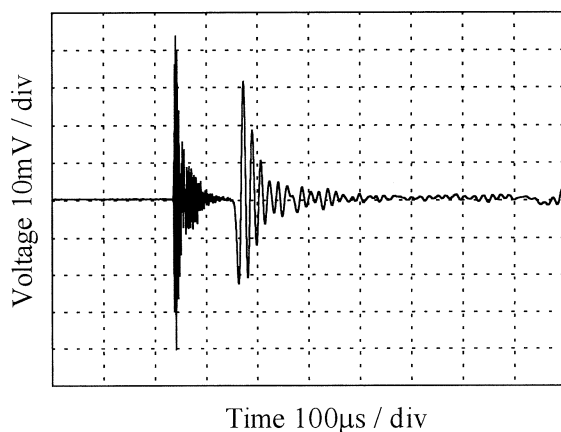
3.4 ビーム条件

- 加速周波数 2856MHz
- ビームエネルギー 200MeV
- エネルギー幅 2%以下
- 入射時ビームサイズ 5mm ~ 20mm
- 繰り返し 5pps
- 平均ビーム電流 約30nA

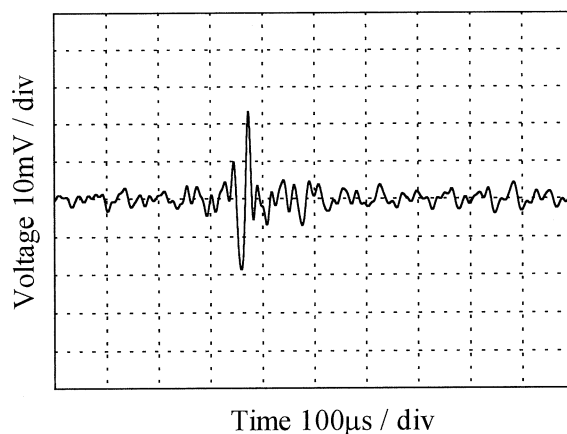
§ 4. 結果解析

4.1 解析方法

波形アナライザ上で観測される波形は、共振型の音響素子を用いている以上、第4-1図に示されるような共振周波数における振動波形が観測される。この例ではビーム入射によるノイズの後 $100\mu\text{s}$ 以上遅れて音響信号が得られ、ビーム入射時のノイズとは完全に分離した信号を取得することができる。これは水中での音速が 1500m/s と遅いことに起因し、音響実験の利点ともなる。音響素子にどのような圧力が加わったかは、以下のような手法で周波数感度補正・フィルタリングを行い算出する。



第4-1図 観測波形。



第4-2図 解析結果波形。

- 1). 観測波形に対し、トリガシグナルを基準に時間的にフィルタリング
- 2). フィルタリングした波形をフーリエ変換

- 3). 素子の基本特性測定で測定された、規格化された周波数感度情報 -Data 2
- 4). Data 1 とData 2 のデータを補間し、データ量を統一
- 5). Data 1 とData 2 の積をとり、素子が最高感度を持つ点で絶対値を与える。
- 6). 5) のデータを 2) で保存していた位相情報で逆フーリエ変換

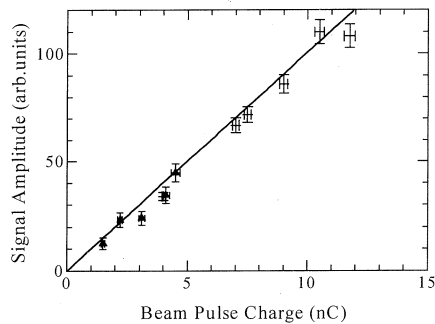
このような処理を経た波形の例を第 4-2 図に示す。予想されたようにバイポーラ波形となっている。

4.2 結果解析

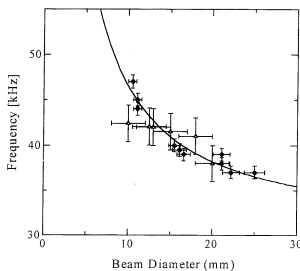
ここでは、35mm 球状素子の解析結果のみを示す。

1) ビーム強度依存性

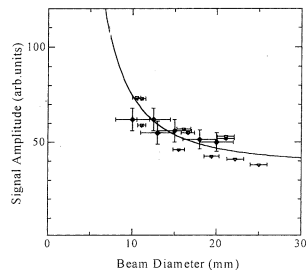
ビームによって生成する圧力は、圧力の式より、エネルギー損失 E に比例する。図 4-3 に示すように実験結果においてもよい線形性を示している。



第 4-3 図 素子のビーム強度依存性。



(a)周波数依存性



(b)振幅依存性

第 4-2 図 ビーム径依存性。

2) ビーム径依存性

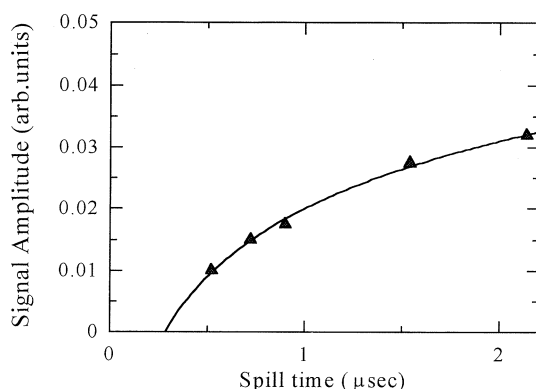
発生する音波は音源の形状に依存する。ビーム実験においては、音源の径はビーム径に対応するため、ビームサイズを変化させ、発生周波数の変化および音圧の変化を測定した。音圧の

式より，発生周波数は音源の径 d に反比例し，音圧は径 d の 2 乗に反比例することになる。

第 4-4 図(a), (b)にこれを示す。図中の曲線は(a)がビーム径に反比例，(b)がビーム径の二乗に反比例するとしたときの適合曲線である。実験結果はこの式には矛盾しない結果を表しているが，ビーム径と音源径が等しいと仮定したときの周波数・強度の理論的变化幅とは大きな隔りがある。この事実は，音源として有効な径が，ほとんど変化していなかったことを示唆している。

3) ビームスピル依存性

実験結果を第 4-5 図に示す。この結果については現在解析中である。

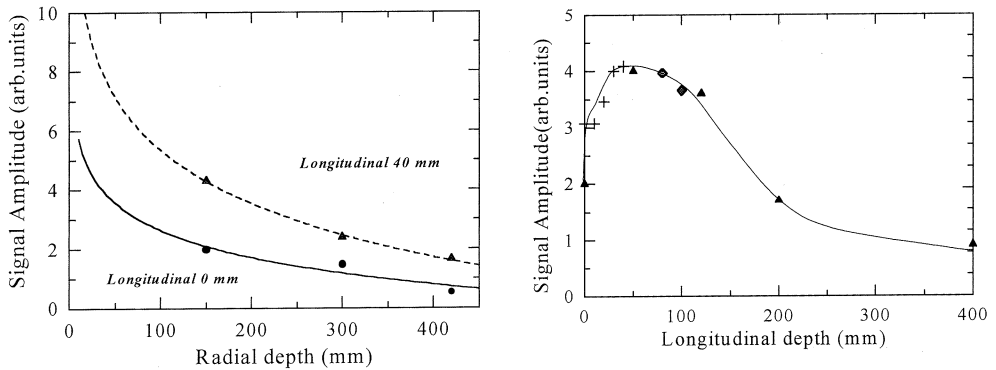


第 4-5 図 ビームスピルタイム依存性。

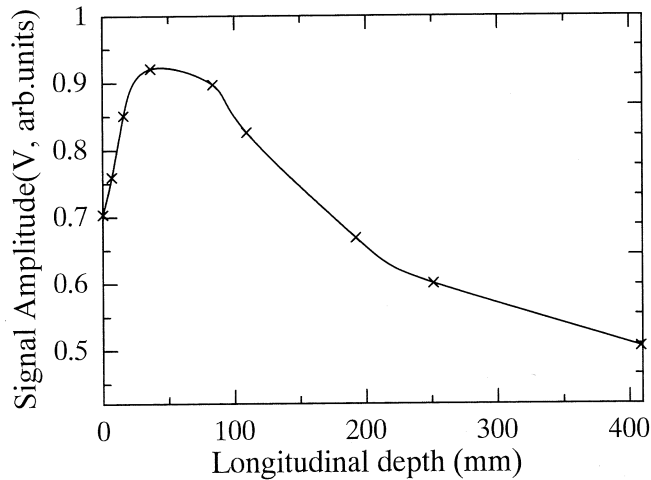
4) 電磁カスケードシャワー形状のモニタとしての試行

音源の位置を決定できるならば，音響検出器は音源に与えられた熱量（エネルギー損失）を決定することができる。電子は媒質中でシャワーを起こすので，このシャワーが作る熱分布を観測することによりシャワーの形状を知ることが可能であり，形状を解析することで，入射粒子を同定することが可能である。

計算結果によると，200 MeV の電子ビームは，入射軸上のエネルギー損失が支配的であり，径方向の広がり，ビームサイズ程度しかなく，約95%の粒子が軸付近に存在する。ゆえに軸上に向けて設置された音響検出器は，ビーム軸上から発生した音波を検出することになる。ビーム軸並びに動径方向に素子を移動させた時の素子の出力を第 4-6 図に示す。また，この時のビーム軸方向のエネルギー損失のシュミレーションの結果を第 4-7 図に示す。これは実験結果を良く表しているように見える。



(a) ビーム方向依存性 (b) 動径方向依存性
第4-6図 ビーム径に対する依存性。



第4-7図 素子出力のシミュレーション。

§ 5. まとめ

第1段階として、我々の開発した音響素子は、加速器による電子ビームによって発生した音響輻射波を検出することができた。検出した受波波形は、理論的に与えられる、バイポーラ波形に矛盾しない事を確認した。

第2段階として、音響輻射波がビーム条件にどのような依存性を有するかを計測した。今回の実験エネルギーにおいては、シャワー形状が単純ではなく、定式化するにはいたらなかった。しかし、音波を用いて、シャワー形状に対する測定を試行し、実験結果よりシャワー形状の議論が可能であることを示し、入射電子エネルギーを同定可能であることを示した。

今後の課題として、素子の形状の研究、素子の高感度化および広帯域化、電子ビームにおいてのより精密な実験があげられる。もとより、重イオン検出器としての応用が考案されているため、この方面での実験も行う予定である。

参 考 文 献

- 1) T. Bowen : DUMAND 76, p.523. A corrected version of this work appears in *Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf., Sophia, Bulgaria, 1977.*
- 2) B. A. Dolgoshein : DUMAND 76, p.533.
- 3) G. A. Askariyan and B. A. Dolgoshein : Preprint No.160, Lebedev Physical Institute of the USSR Academy of Sciences, MOSCOW (1976).
- 4) L. Sulak *et al* : Nucl. Instrum. & Meth. **161** (1979) 203.
- 5) J Learned. : Phys. Rev. D **19** (1979) 3293.
- 6) G. A. Askariyan, B. A. Dolgoshein, A. N. Kalinovsky and N. V. Mokhov : Nucl. Inst. Meth. **164** (1979) 267.
- 7) L. G. Dedenko *et al.* : Izv. RAN (ser. fiz.) **58** (1994) 146.
- 8) S. Karaevsky *et al.* : *23rd Int. Cosmic Ray Conf.* ; Calgary **4** (1993) 550.
- 9) 中里俊晴, 早川 建, 河村雅夫, 中原和夫, 小山田正幸 : 核理研研究報告 **11** (1978) 279.

ストレッチャー・ブースタリングによる (e, e' n) 実験のバックグラウンドの評価

核理研, 理学研究科物理*, 山形大理学部**
中川哲郎・齋藤悌二郎・木野幸一
中川武美*・上野博昭**

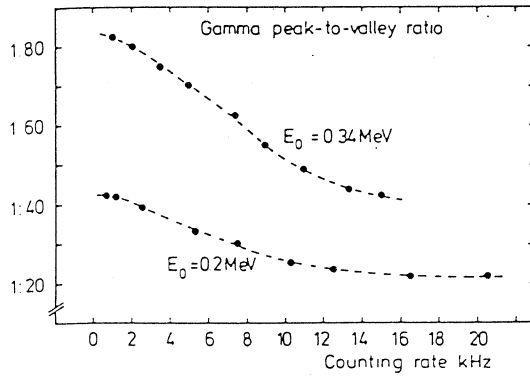
§ 1. 序 論

東北大学原子核理学研究施設において平成10年に完成したストレッチャー・ブースタリング (STB) を用いた (e, e' n) 同時計数実験が開始された。(e, e' n) 実験は散乱電子を測定するための2重収束型磁気スペクトロメーター (LDM) と散乱槽の周りに設置された中性子検出器から成り立っている。中性子検出器は液体シンチレーター NE213と光電子増倍管 R1250で構成され, 中性子を検出するには適している。しかしバックグラウンドとして γ 線も同時に検出してしまうため中性子と γ 線を分離する必要がある。また中性子検出器の検出効率を上げるため検出器が大きくバックグラウンドの影響を受けやすい。さらに当施設ではSTBとLDMがコンクリート壁を挟んで同じ部屋にあるため実験室内には巨大なバックグラウンドが存在する。以上のことから (e, e' n) 実験にあたっては中性子検出器に及ぼすバックグラウンドをいかに減少させるかが重要となってくる。

また今回はSTBを用いた (e, e' n) 実験のため, それに伴い実験室のバックグラウンドがどの程度であるか, それが種々の対策によって如何に減少させられるのか実験を重ねた。そして最終的に現在の測定系で (e, e' n) 実験が可能であるかを検討した結果を報告する。

§ 2. 中性子検出器

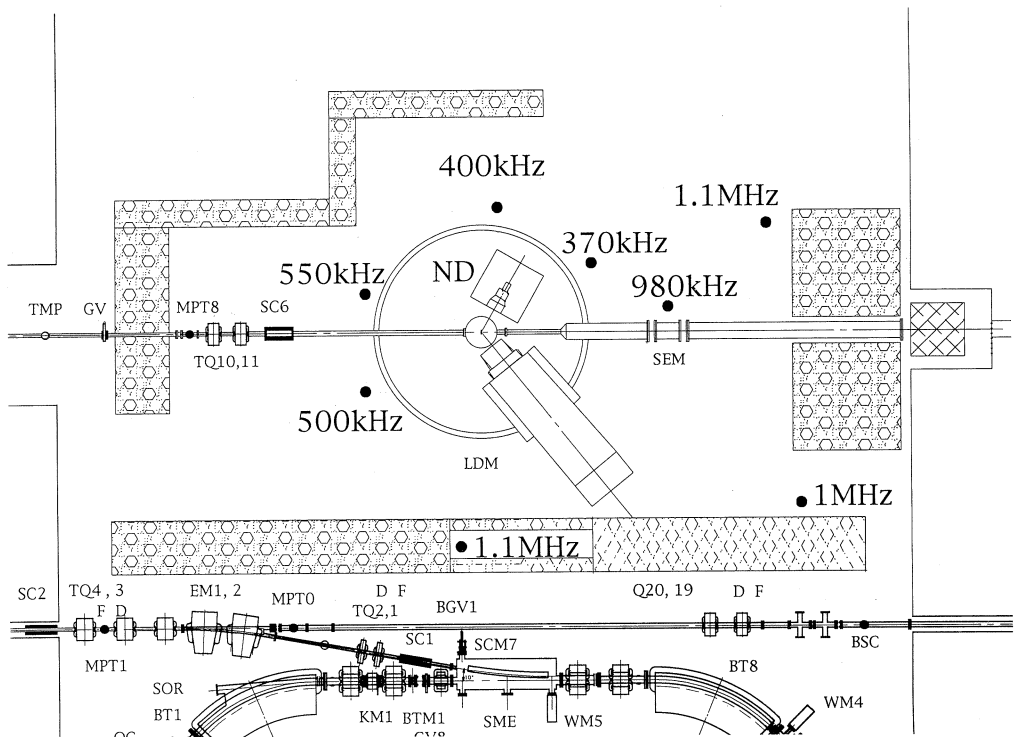
序論でも述べた通り中性子検出器は中性子と γ 線を検出するため, γ 線の除去が必要になる。この分離のために必要になるのがPSDモジュールである。第1図はNE213液体シンチレーターでAm-Be線源を測定した時のデータである¹⁾。横軸は計数率を, 縦軸は γ 線のピークと中性子と γ 線の谷間の大きさの比を示している。これによると計数率が大きくなるほど γ 線ピークと中性子と γ 線の谷間の比が下がり分離が悪くなっている。過去の (e, e' n) 実験でも計数率を数十kHzまで抑える必要があった。そこで我々は中性子検出器の計数率を数十kHzにまで抑えることを目標にバックグラウンドの軽減に努めた。



第1図 γ 線のピークと中性子と γ 線の谷間の大きさの比と計数率との関係図¹⁾。

§ 3. 実 験

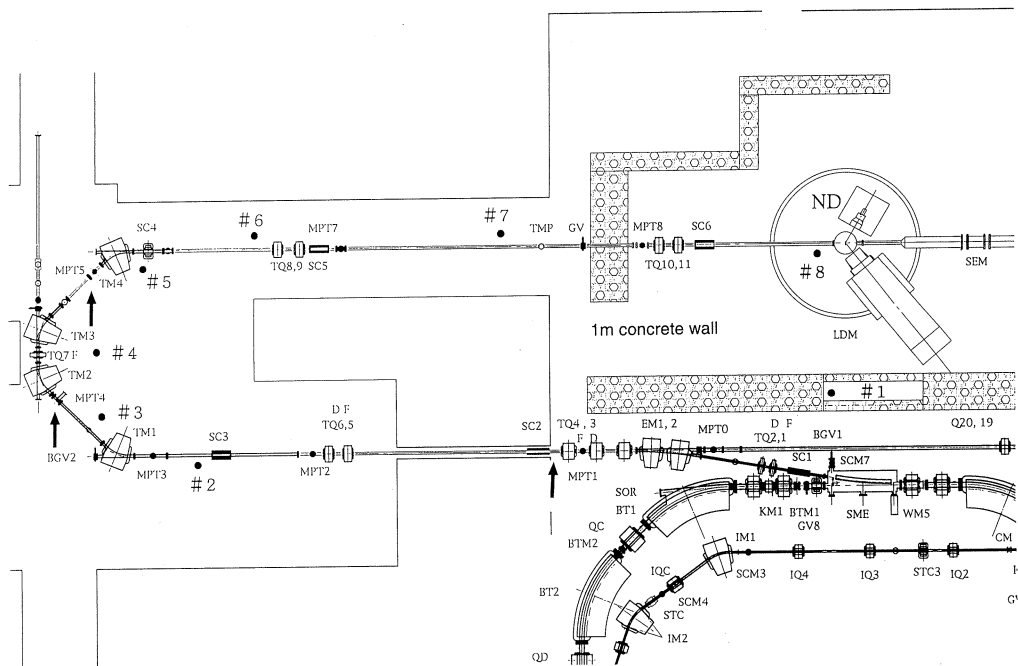
実験は東北大学原子核理学研究施設の300MeV電子線加速器及びSTBからの198MeV連続電子線を用いて行った。



第2図 標的MgO (360 mg/cm^2), 電流600nAでのLDMまわりのバックグラウンドの計数率。

まず、LDM周りのバックグラウンドの分布を知るため8台のシンチレーション検出器（プラスチックシンチレーター $\phi = 4\text{ cm}$ ，厚さ $= 1\text{ cm}$ ）を設置した（第2図）。コンクリート壁上のシンチレーション検出器は床面から2.5m，他はビームラインと同じ1.6mに設置した。ターゲットは MgO (360 mg/cm^2) を使用し，ビームカレントが 600 nA でバックグラウンド分布を測定した。

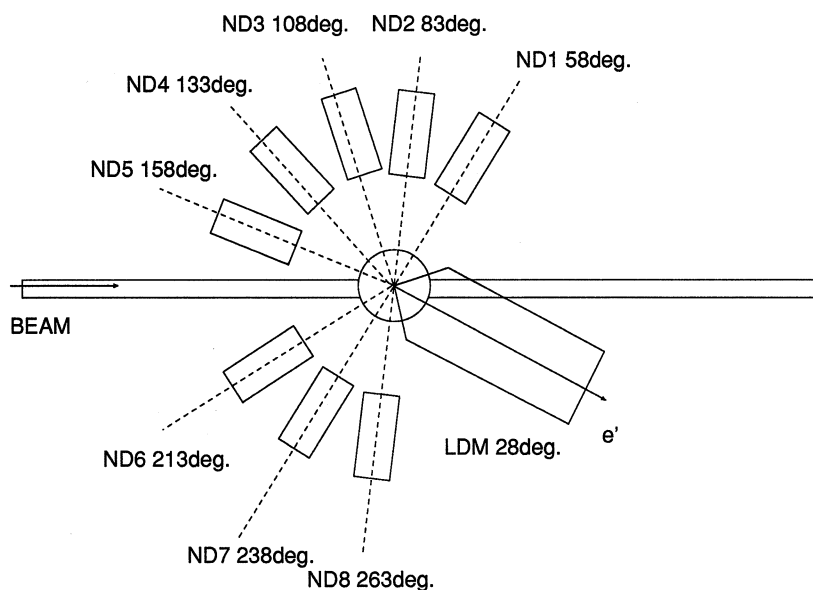
次にビームトランスポート系におけるバックグラウンドの様子を見るため第3図のようにビームトランスポート系とLDMの周りに先程と同じシンチレーション検出器を8台設置した。さらに中性子検出器一台を散乱槽の近く（散乱角 45° ，散乱槽中心より1.2m）の場所に鉛10cmのシールドをして設置した。トランスポート系の出口付近（第3図）には厚さ1mのコンクリートブロック壁を築き，できるだけバックグラウンドの軽減に努めた。



第3図 トランスポート系におけるシンチレーション検出器（#1～#8）の配置図。トランスポート系改良後には図中の矢印にコリメーターを新設した。

($e, e'n$) 実験時ではターゲットとして ^{12}C (100 mg/cm^2)， ^{10}B (340 mg/cm^2) を使用した。ターゲットにより散乱された電子はLDM（角度 28° ）にて運動量分析され，その後焦点面に設置されたVDCによって位置検出された。一方ターゲットより放出された中性子はLDM

の周辺に設置した中性子検出器によって検出された。中性子検出器は第4図のとおり散乱中心から85cmに計8台並べ、入射側にはコリメーターとBi板を置き、更に周囲を鉛(厚さ100mm~200mm)、パラフィン、コンクリートで遮蔽した。中性子検出器は散乱電子と反対方向を正として58°, 83°, 108°, 133°, 158°, 213°, 238°, 263°となっている。中性子検出器には $\phi 180 \times 100$ mmの容器に入れたNE213液体シンチレータを用いた。またビームカレントはほぼターゲット上で300nAであった。



第4図 (e, e'n) 実験での中性子検出器の配置図。

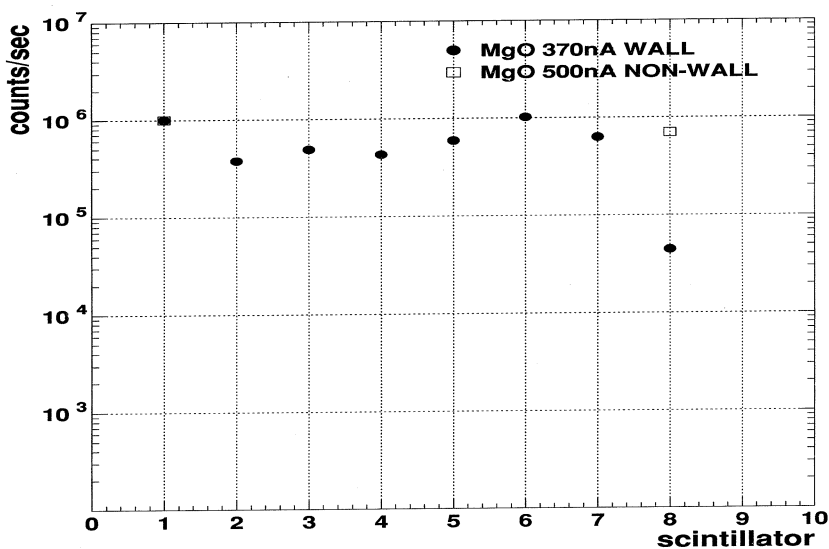
§ 4. 結 果

検出器の周辺におけるバックグラウンドの主な発生源は、STB, SEM, ターゲット後方のダクト, ターゲット前方のダクト, ターゲットからの真のイベント以外の粒子が考えられる。

そこでどこが主要なバックグラウンドの発生源であるか調べ、対処の方法を検討するため次の手順で実験を行った。

まずLDM周りの各点のバックグラウンドを調べた(第2図)。それによるとLDM周りではバックグラウンドに優位な差は見られなかった。これはLDM周りにある特別な部分からのバックグラウンドと言うよりは、全体的なバックグラウンドの減少を考えなければならない。そこでシンチレーション検出器をトランスポート系の各場所に設置(第3図)し、シンチレー

シンチレーション検出器 # 1, # 8 のバックグラウンドを測定した。結果は第 5 図の□で示す。# 8 で 10^5 程度の計数率を示している。このままでは中性子の測定は不可能なので、ビームトランスポート系の出口を厚さ 1 m のコンクリート壁でシールド (第 3 図) し, その効果を調べた結果が第 5 図の●である。ビームのカレントが一定ではないため # 1 で規格化している。このコンクリート壁の効果で # 8 の計数率がおよそ 1/10 に減少している。次にビームトランスポート系のダクトから発生する多量のバックグラウンドを軽減するため 99 年 4 月トランスポート系を一部変更し, トランスポート系の入口, 折り返しの付近に 2 箇所, 計 3 箇所コリメーターを設置する改良を行った (第 3 図)。そのため, ビームトランスポート系からのバックグラウンドは大幅に減少した。その結果を第 6 図に示す。図中●と■はビームトランスポート系の改良前で, △は改良後のデータである。シンチレーション検出器 # 5, # 7 は劇的に減少しているのに対し, # 8 は改良前と比較してそれほど変化が無い。これはビームトランスポート系からの影響だけでなく, 他からの影響によるバックグラウンドを軽減しなければならないことを示している。



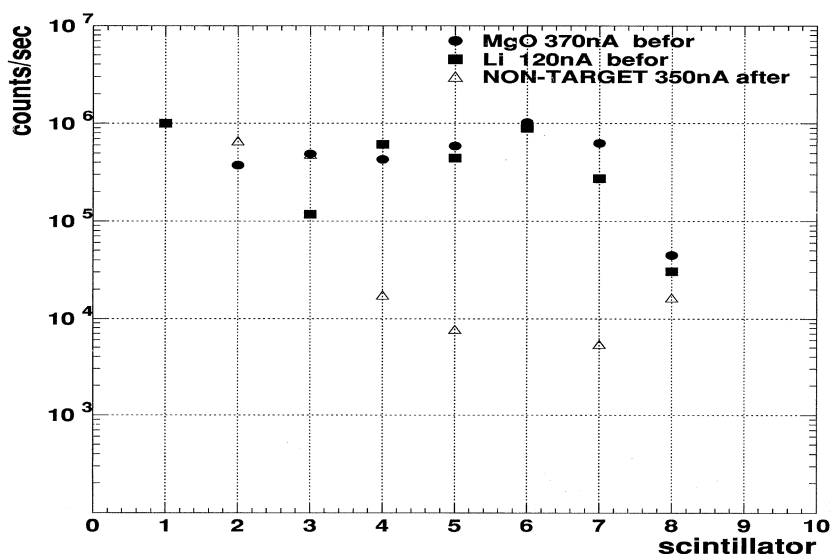
第 5 図 シンチレーション検出器 # 1 で規格化したコンクリート壁の効果。●はコンクリート壁がある場合の計数率。□はコンクリート壁が無い場合の計数率で測定場所は第 3 図の # 1, # 8 のみ。

ここで個々の実験条件での中性子検出器の計数率を比較してみる。当初実験室のバックグラ

ウンドを測定すると同時に中性子検出器を一台設置し、周囲を30cmの鉛で遮蔽した。さらに中性子検出器の前面にはアブソーバーとしてBi板を4cm及び鉛のコリメーターを置き、計数率を測定した。種々の条件下での計数率は第1表に示す通りである。(e, e' n) 実験が可能か否かは中性子検出器の計数率で決まる。過去の(e, e' n) 実験では数十kHzまで抑えれば測定可能であった。しかし第1表の2に示す通り、トランスポート系をコンクリート壁で遮蔽してもまだ目標値の十倍以上ある。さらにバックグラウンドを減らすために中性子検出器を50cmのコンクリートブロックで遮蔽した(第1表3, 4)。

第1表 中性子検出器の計数率の比較。

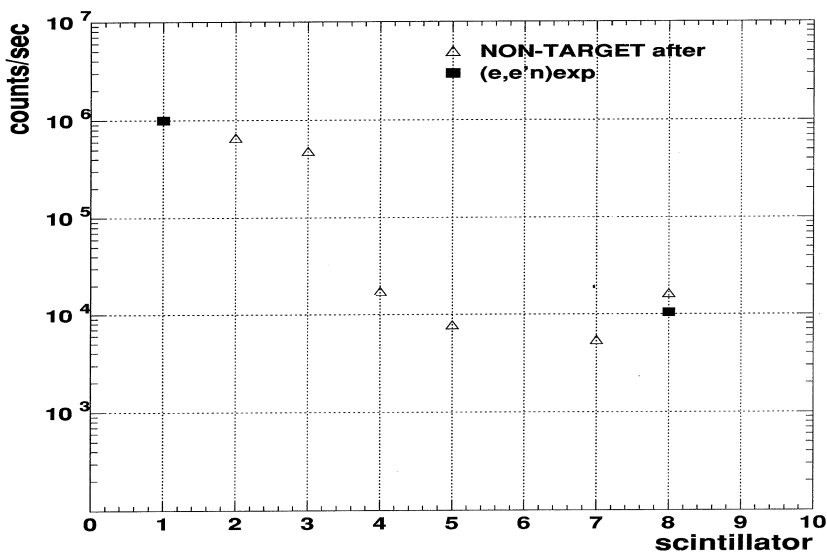
ターゲット	カレント	遮蔽条件	計数率 (kHz)
1	MgO 600nA	コンクリート壁無し, 鉛10cm シールド	10000kHz
2	MgO 370nA	コンクリート壁有り, 鉛10cm シールド	900kHz
3	Li 120nA	コンクリート壁有り, 鉛10cm+コンクリート50cm シールド	160kHz
4	無し	コンクリート壁有り, 鉛10cm+コンクリート50cm シールド	90kHz
5	無し	コンクリート壁有り, (e, e' n) 実験時	10kHz



第6図 トランスポート系改良後のバックグラウンドの変動。● (MgO, ビームカレント370 nA), ■ (Li, ビームカレント120nA) はトランスポート系改良前, △ (ターゲット無し, ビームカレント350nA) は改良後の計数率。

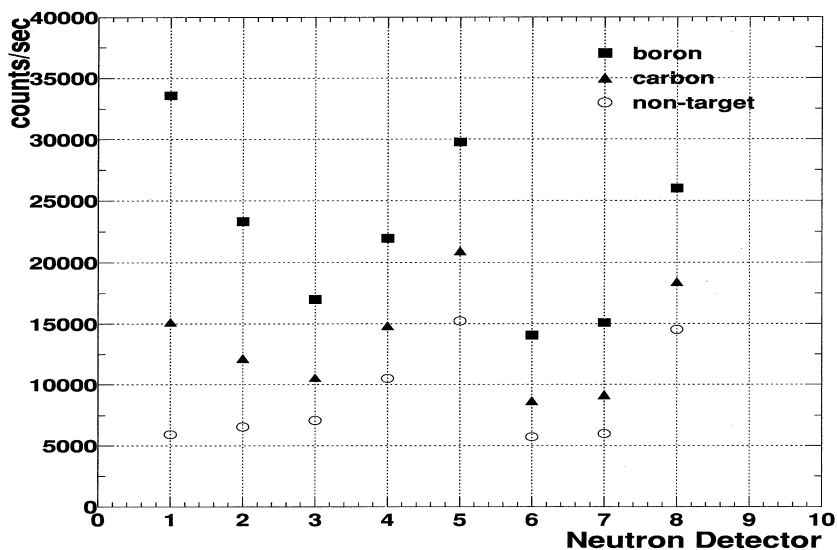
実際の (e, e' n) 実験では複数の検出器を並べ、さらにパラフィンなども使用して遮蔽を行うためさらにバックグラウンドは軽減されると予想できる。そこで実際の (e, e' n) 実験のセットアップで測定することにした。

(e, e' n) 実験では第4図のように8台中性子検出器を並べ、10~20cmの鉛ブロックで周囲を囲み、さらにパラフィンを約10cm敷き詰め、その後コンクリートブロックで四方を遮蔽した。今回もアブソーバーとしてBi板を、コリメーターとして鉛を使用した。この実験ではバックグラウンドを比較するため#1と#8のシンチレーション検出器を使用した。第7図は#1で規格化している。△はビームトランスポート系の改良後の計数率を示し、■は (e, e' n) 実験での計数率を示している。#8はそれほど違いがないのに対して、第1表の4, 5から中性子検出器の計数率を比較するとおよそ1/10程度まで減少している。



第7図 トランスポート系改良後と (e, e' n) 実験時の実験室内のバックグラウンドの比較。
△はトランスポート系改良後 (ターゲット無し, ビームカレント350nA) の計数率。
■は (e, e' n) 実験時 (ターゲット無し, ビームカレント300nA) の計数率, 測定場所は第3図の#1, #8のみ。

第8図には¹²C (▲), ¹⁰B (■) 標的, 空標的 (○) として一時の, それぞれの中性子検出器の計数率を比較して示してある。ターゲットによる中性子検出器の計数率の変化が示されている。特に#1は他の中性子検出器より計数率の変化が大きく, 厚いターゲットほどその変化は

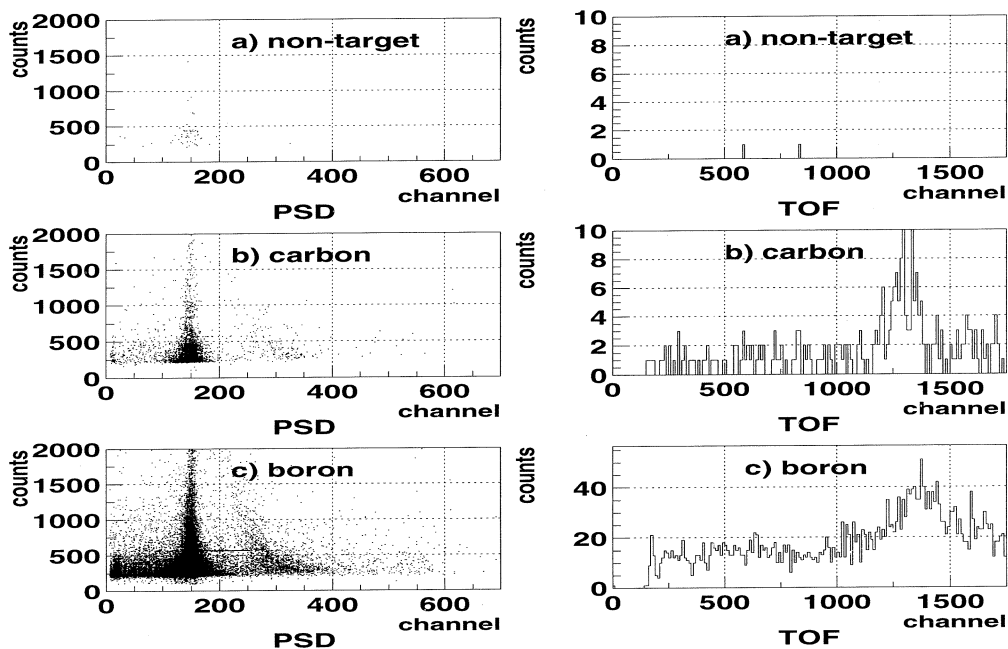


第8図 ビームカレントが300nAでの(e, e' n)実験における ^{12}C (▲), ^{10}B (■), 空 (○) ターゲットにおける中性子検出器の計数率の比較。

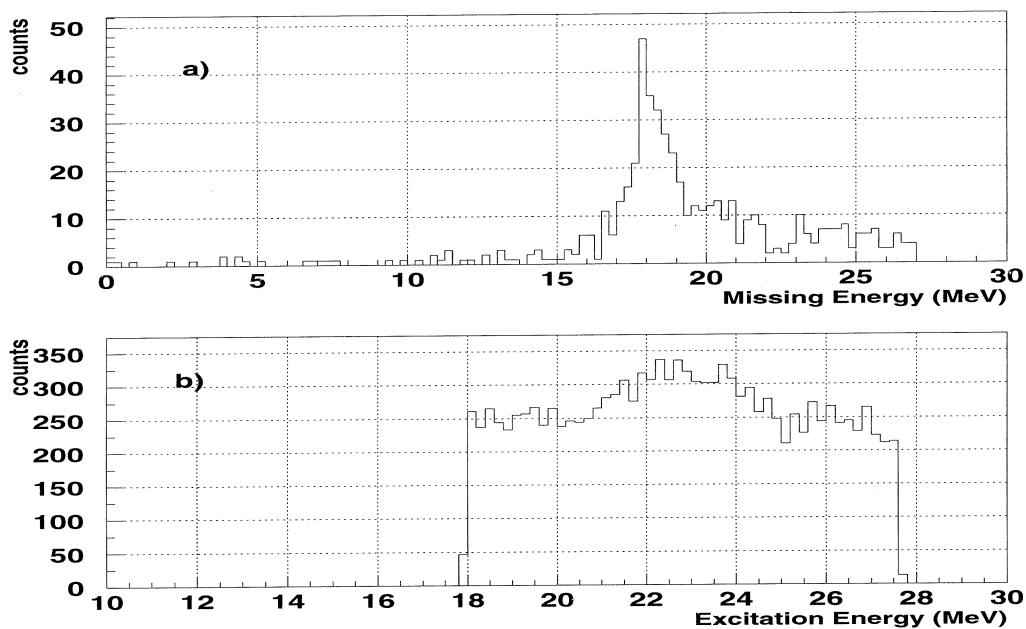
顕著である。また#5が比較的高いのはビームラインのダクトに一番近くシールドが弱くなっているためである。

また、第9図では(e, e' n)実験においてのターゲットが空、 ^{12}C 、 ^{10}B におけるPSDとTOFスペクトルを示している。PSDでは γ 線と中性子がはっきり分かれている。TOFスペクトルは中性子事象のみを選び出したものであるが明らかに中性子によるピークが見えている。この中性子によるピークが真の中性子であるか確認するため、 ^{12}C (中性子検出器 No. 1)のミッシングエネルギースペクトルを第10図の上段で示している。 ^{12}C の n_0 は18.7MeVであるので真の中性子イベントであることが示されている。また第10図の下段では同じく ^{12}C の全中性子検出器の和をとったものである。この図から ^{12}C の巨大共鳴が示されているので、この図からも真の中性子イベントを測定していると考えられる。

以上から今回の中性子検出器のシールドで(e, e' n)実験が測定可能な計数率まで抑えることに成功し、真の中性子を捕らえることに成功した。



第9図 ビームカレント300nAでの $(e, e'n)$ 実験における各ターゲットの PSD 及び TOF スペクトル。a) ターゲット無し, b) ^{12}C , c) ^{10}B 。



第10図 a) は ^{12}C におけるミッシングエネルギースペクトル, b) は全中性子検出器の和。

§ 5. ま と め

今回STBを使用した初めての (e, e' n) 実験のため LDM まわりのバックグラウンドが中性子検出器にどの程度影響を及ぼすのかをテストした。

今回の実験で当初問題になっていたトランスポート系から来ると考えられるバックグラウンドはコンクリート壁の設置やビームトランスポート系の改良を行うことなどでほぼ問題は解決した。後はそれ以外から来るバックグラウンドであるが、これは実際の実験でのセットアップで十分対応できることがわかった。特に中性子検出器一台でシールドした場合と比べて 1/10 程度に軽減している。

今回の (e, e' n) 実験における中性子検出器の計数率は ~30kHz 程度であった。これは過去の SSTR を使用した (e, e' n) 実験の計数率と比較してもほぼ同じである⁴⁾。又、第10図で示したようにバックグラウンドを軽減し、実験時の計数率を ~30kHz にすることによって真の中性子イベントを測定することができた。よって (e, e' n) 実験が十分可能であると結論できる。

参 考 文 献

- 1) P. Sperr, H. Spieler, M.R. Maier and D. Evers : Nucl. Instrum. and Meth. **116** (1974) 55.
- 2) M.L. Roush, M.A. Wilson and W.F. Hornyak : Nucl. Instrum. and Meth. **31** (1964) 112.
- 3) 鈴木伸介 : 修士論文, 東北大学, 1988.
- 4) 高久圭二 : 博士論文, 東北大学, 1992.

IV. 加 速 器 稼 働 状 況

平成10年度マシン報告

マシングループ

栗原 亮・浦澤茂一・小山田正幸
柴崎義信・高橋重伸

はじめに

平成10年度前半のマシントイムはI系RI照射実験を月2回のペースで行い、これと平行してSTBリングの調整運転を行い、放射線使用施設の変更申請検査を受け、承認された。平成9年度後半は放射線使用施設の定期施設検査年にあたりこれを受けた。平成10年度後半はSTBリングを使用した実験課題が多く採択された。建設前と同じように月2回の定期点検日と偶数月の1週間の工事で保守管理をした。従来、夏期中は電力夏期調整でライナックと空調・電気設備の点検整備に当てていたが、今期は夏期調整申請が不受理のためRI照射実験を入れ点検・運転保守と忙しい日々を過ごした。この間、実験のない日は本体室とクライストロン室で除湿器を稼働させ湿度対策とした。ライナック運転は昼夜連続が多くなりSTBリング建設前の運転状況と似かよってきた。

施設の実験では、夜間にライナックの運転と空調の監視を実験者が担当している。空調は春から冷凍機を使用し、寒い時期は外気を導入しクライストロンの室温を25℃以下に制御している。クライストロン室温度が25℃以上で冷却系のモニターから警報を発生し、この警報でライナックの運転停止の協力を依頼しているが、必ずしも守られないことがある。このため、クライストロン室の温度上昇による機器の故障率が高くなり問題がある。長時間のビーム維持の負担の軽減のため、ライナックの操作性の向上と安定性の改善に、また故障の早期発見に力を注いでいる。

ライナックの性能は第1実験室にエネルギー65.25MeV、平均ビーム電流90 μ Aである。通常使用する50MeVと30MeVでは平均ビーム電流100 μ A以上である。第二実験室へのビーム加速は最大218MeVで、ビーム電流は190MeVで加速管列最後の電流モニターCM7の換算値でピーク値70mA、ビーム偏向室では平均電流1 μ A以下であった。

マシントイム実施状況

空調の運転と監視は委託業者が行い、夜間は自動運転で故障時に自動停止する。また、実験

終了時は実験責任者がライナックと空調機器の停止を行う。このため、土、日曜日、祭日の実験の延長はエネルギー変更を伴わなければ可能である。定期点検日や停止日は機器の調整と修理を行う貴重な日となっている。

実験スケジュールは月1回の放射線安全管理のインターロック点検日、定期点検日と2ヶ月に一回の1週間の工事期間外に設定している。工事期間の最終日にライナックの総合運転を行い万全を期している。STB関連の実験は開始を月曜日または火曜日に設定し土、日曜日を実験予備日にした。

ライナックの長時間停止後の加速管へのRF入力時にガス放出がおき真空を悪化させるため、工事後の総合運転はエミッションテストを行い電流が0.6Aになることを最初に確認する。ガス放出は特にクライストロンパルサー1号機と2号機のRF入力時に大きく、数時間RFを入れると真空が良くなる。しかし、実験当日もRF入力時にガス放出があり、ガス放出量が収まるまで約1時間弱のロスがある。この加速管列A部でのガス放出の対策をたてるため、真空の残留ガスを調べた。

実験は空気源とパニックスイッチの不良が同時におきた故障による延期が1件、ガングッリドパルサー高圧電源故障による中止の1件があった。中止した実験は通常の実験課題採択とおり補償した。

Ⅱ・Ⅲ系ではSTBリングのストレッチャーとブースターモードでの電子ビーム入射での試運転を続けている。両モードでの電子ビームの入射安定性とパルス間にいろいろな問題が浮かび上がったが対応しながら試運転を続けている。

第1表にマシンタイム実施状況を示す。これには実験がマシントラブルで中止したシフト数(1シフトは約12時間)は含まれていない。

第1表 マシンタイム実施状況。

単位(シフト)

課 題	採 択	実 施	中 止	未 消 化	合 計
原 子 核	16	16			16
R I 実 験	37	37			37
そ の 他	38	38			38
課題シフト数	91	91			91

保守状況

制御系は第2実験室へ300ppsのビーム加速時に配管室に設置したシーケンサーが誤動作し

た。現象はビームが出てから4時間くらい経ってからプログラマブルコントローラ（PLC）がダウンする。PLCの耐放射線と放射線シールドの効果をテストし、耐放射線はビームが強いとダウンが短時間で起きる方向にシールドで時間が2倍程度に延びることを確認した。このため本体室での使用は断念し、クライストロン室に移設した。移設後は正常に機能している。第1実験室のPLCは故障で補充できず新機種に更新した。また、ライナック制御系によるライナック運転の一括設定と運転記録の印刷の正常化に1度は成ったものも光通信リンクの障害で出来なくなった。この機会に調整運転支援のパソコンのプログラムの改修を予定している。このパソコンのOSはCPMで動いておりこれをWindows NTが動くハードで構成する。

真空系は本体室クイックバルブ3台を動作に信頼性のあるメタルガスケットのゲートバルブに変えた。動作時間は通常の早さで、停電時にエア源が消滅した場合でもロックする優れたゲートバルブである。ゲートバルブのシーケンスはPLCを使用する予定である。加速管列B部上流に真空のリークがあり、これを探知出来ないのでリークディテクタの更新を予定している。また、イオンポンプが次々にダウンする現象は解消されていない。

真空関係の故障はSTBリング建設でⅡ系分析系移設とSTBリングへのビーム供給ラインⅢ系分析系の組み替えが行われ、Ⅲ系分析系のアルミのビームダクトとスリットおよびイオンポンプを更新したので改善された。新しいイオンポンプをⅡ系・Ⅲ系で使用しているがケーブルの劣化が早くすでに3回ケーブルを替えた。接続ケーブルは予備を準備している。真空排気ポンプを含んだ排気系の整備が必要である。

冷却系はシーケンス回路をPLCに切り替え使用していたが、保守部品の関係で新機種に変更した。また、STBリングに純水を供給することになり、クライストロン室に設置したSTBリング冷却系用純水貯蔵タンクに給水シーケンスを組み自動補給する。この自動補給方式では補給を記録するよう記録計と接続した。水漏れが冷却塔ポンプヘッドと冷凍機への経路のストレーナで起きた。冷却塔ポンプヘッドは応急修理を施し、その間に作り直し交換した。ストレーナは交換したが原因を調べている。

クライストロンパルサーとガンパルサー全てでDeqing回路は動作しているが、3号機のDeqing回路の改善はまだ手つかずである。サイラトロン放電開始のノイズと基準電圧のリップルの軽減を予定している。全クライストロンパルサーのVAPOポンプは流量減少のためオーバーホールをし改善した。

立体回路系加圧系の導波管は膨らみや変形による損失を軽減するため、クライストロン室の導波管H・Eバンドと直線導波管、およびバンチャーの10.4dB結合器の交換を予定してい

る。今後は透過波検出の方向性結合器や真空導波管、および電送経路を伝送損失の低減を目標にし、短期間で例えば2年間ぐらいで整備する。加圧系と真空系ダミーロードの更新も一緒に考えている。また、本体室真空導波管冷却管接続部の水漏れは3度接着剤による補修で失敗したが、加速管列の真空を破る機会に合わせ、冷却管ロウ付け部分をロウ付けし直した。また、加圧導波管の冷却管接続でもロウ付け部分から水漏れし、これも直した。冷却管を導波管に接続する際同じ銀ロウを使っているためと思われる。これらの水漏れは完全に止まっている。

RF関係はSTBリングへのビーム入射を安定にするためRFドライバーのパルス波形の調整とパルスとパルス間の不均一を改善した。パルス平坦度の改善とパルスとパルス間の改善にもっと力を注げば現在よりも多少性能はアップする。RF源は発信器に2856.240MHz設定でシンセサイザーRF信号発生器を新たに用い、後段にアンプを接続し既設のドライバにレベルを合わせ使用している。導波管の温度に影響を受けず周波数の安定度は増した。

ガンバルサーの高圧電源の制御装置と駆動回路は長期間使用して高圧制御の部品が入手困難なため更新を予定している。ガングリッドバルサーのトリガは光ケーブルでガンバルサー高圧ステージに送り変換増幅している。このため、ノイズによる誤動作は変換増幅器に仮シールドを施して抑えている。

電子銃はウエネルト電極からのエミッション発生でグリッドからの制御が不安定な状態が観測され、交換を検討していた。この間、グリッドに自己バイアスを掛け抑制して使用していたが、加速管列がほぼ一気圧なる事故が10月・11月と1月に起こった。10月はガンのそばで真空の残留ガスを調べる準備でターボポンプのテスト後バルブを閉めたが完全に閉まっていなかった。11月と1月はSTBでの真空事故の波及でライナックまできたのが原因である。10月と1月に使用不能になり電子銃のエイジング手順を踏んだが駄目で電子銃を2回交換した。

モニター関係では加速間列A部のビームロスモニター検出器が壊れ、作る予定である。また、透過波モニターのRF切替器はGPIBで制御するものに更新した。RF入力波側の切替器も更新予定である。ビーム調整時にRF信号が小さく見えにくかったが検波器の校正後は解消された。

I系ビームラインのビームスクリーンモニターと併設のコアモニターのコアに電子ビームを当て穴が空き現在使用できない。また、ビーム調整には表示画面が小さすぎると前から指摘があったビームスクリーンを撮すカメラレンズ75 mmに2倍の変換器を着けビーム位置が判別できる。ビームダクトを改修し映りとビーム調整が簡単にできるようにする予定である。また、ビームスクリーンの厚さを薄くしビームの大きさの変化を測る予定である。

空気源は交互運転のシーケンサを外した状態で運転している。空気源の自動ドレインや圧力調整器の性能低下があり、これらの交換をした。運転状態を把握する圧力センサーをリザーバータンク出力に設置した。この出力をモニターの自動記録へのつなぎ込みを予定している。

ドアインターロックは第1・第2実験室入口ドアの通路と主標的室の通路にゲートを設け実験中は近づけないようにした。

クライストロン集束コイルやクライストロン冷却水の漏れを早期発見のするためライナック運転時に目視点検をおこなっている。

真空系は第二電磁石室のⅡ系の分析ダクトとECSの真空ダクトの更新が残されている。ライナックの冷却塔は平成11年度の施設部予算で措置が出来るように要望書を提出している。

実験は試運転が多いが、ライナックは通常の実験と同じ運転なので電子銃、サイラトロンおよびクライストロンの購入を予定している。設備では冷却塔の更新が延期されているのでこれも早く決着を付けたい。

STBリングの入射に時間が掛かり、電子ビームの最良の入射条件に合わせる方法の確立が必要である。現在ライナックは安定に最大エネルギー220MeVで長時間の運転が可能である。STBリング入射エネルギー増強はクライストロンの更新と若干の立体回路の更新で対応する予定である。しかし、パルサーのシャットダウンは1時間で1回の割合は多いとも考えられ、これを改善するにはパルサーの高電圧部分と導波管の反射波の改善が必要である。また、STBリングの軌道を経験したビームは20msec間に6回のビーム変動（6色問題）が繰り返しかなり似た状態で顕著に現れ、この変動の解決が急務である。原因究明に現在色々手を尽くしている。

積雪時のクライストロン室の水漏れ箇所は8シーズン過ぎたが未だ修理はされていない。安全のためクライストロン室の屋上雪かきを2回おこなった。幸いにも大きな故障もなく無事に運転できているが、ライナックの運転停止も保守や安全の点から選択肢の一つに入れる。

ライナックの運転は冷却系に限らず、クライストロン室温度上昇やマシン関係のアラームでのライナック停止をお願いしたい。停止は故障拡大の防止と安全の確保から有効と思われるのでこれからも協力をお願いしたい。現在、エネルギー変更を伴わない実験は連続で可能であり、実験停止と空調の停止は所内の実験責任者をお願いしている。

ビームコースの各種電磁石電源による不安定さはなくなり操作性の改善に務めている。

電子機器や電源を同じ製品、同様な規格品を使用することで、予備品が僅かでも故障時の復旧に手間取らないで行える状況ができた。また、工作室に技術補佐員が配置され、ハードの修

理と応急手当が速やかにできる状況である。

ライナックの幾つかの基本部分の故障があり実験中断・中止になった。加速管，導波管，冷却系の配管およびポンプ，制御盤内の継電器，トランスなどの改修の対象は数多く劣化が著しく早急に手入れをする必要がある。

なお，ライナック運転の条件に通常と異なる希望がある場合は早めに相談するようになっていきますのでよろしく願います。また，放射線被爆の可能性のある作業は「マシン停止後24時間以上おいてから行う」のが原則になっています。

最後に，長年ライナックの管理と運転に尽力し，ライナックの性能維持と運転・技術知識に大きな力を発揮し，我々グループの道標となっていた浦沢茂一助教授が定年退官されました。人員の補充は難しい状況ですので，これからも，ご支援のほどよろしく願います。

V. 論 文 リ ス ト

論文リスト

核理研共同利用の成果を核理研研究報告以外の学術雑誌に掲載された論文(1998年1月~12月)の題目を収録しました。

I. 放射化学

1. Sudden Changes in the Characteristics of GDR Fission Around the Critical Energy for Nuclear Phase Transition.

N. Takahashi, A. Yokoyama, H. Baba, T. Yamaguchi, D. Yano, T. Saito, N. Nitani, Y. Hamajima, T. Ohtsuki and K. Masumoto, *Radiochim. Acta.* **80** (1998) 171-179.

2. Insertion of Xe and Kr Atoms in C_{60} , C_{70} Fullerenes and Formation of Dimers.

T. Ohtsuki, K. Ohno, K. Shiga, Y. Kawazoe, Y. Maruyama, K. Masumoto, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 967-970.

II. 加速器・測定器

1. Construction of 714 MHz HOM-Free Accelerating Cavity.

S. Sakanaka, F. Hinode, K. Kubo and J. Urakawa, *Journal of Synchrotron Radiation, J. Synchrotron Rad.* **5** (1998) 386-388.

2. Coherent Smith-Purcell Radiation in the Millimeter-Wave Region from a Short-Bunch Beam of Relativistic Electrons

Y. Shibata, S. Hasebe, K. Ishi, S. Ono, M. Ikezawa, T. Nakazato, M. Oyamada, S. Urasawa, T. Takahashi, T. Matsuyama, K. Kobayashi and Y. Fujita, *Phys. Rev. E* **57** (1998) 1061-1074.

3. Suppression and Enhancement of Coherent Synchrotron Radiation in the Presence of Two Parallel Conducting Plates.

R. Kato, T. Nakazato, M. Oyamada, S. Urasawa, T. Yamakawa, M. Yoshioka, M. Ikezawa, K. Ishi, T. Kanai, Y. Shibata and T. Takahashi, *Phys. Rev. E* **57** (1998) 3454-3460.

編 集 委 員

齋 藤 悌二郎 (委員長) 寺 沢 辰 生
小山田 正 幸 大 槻 勤

核 理 研 研 究 報 告 第32卷 第 1 号

1999年12月発行

発行所 東北大学大学院理学研究科
 附属原子核理学研究施設
 仙台市太白区三神峯1-2-1(郵便番号982-0826)
電話 022-743-3400

印刷所 株式会社 東北プリント
 仙台市青葉区立町24番24号
 TEL 022 (263) 1166 (代)

RESEARCH REPORT OF
LABORATORY OF NUCLEAR SCIENCE
TOHOKU UNIVERSITY

Volume 32 Number 1 December 1999

Laboratory of Nuclear Science,
Tohoku University,
1-2-1, Mikamine, Taihaku, Sendai 982-0826, Japan