



# RESEARCH REPORT OF LABORATORY OF NUCLEAR SCIENCE

Vol.41 2008

TOHOKU UNIVERSITY

## Editors

TAMAE, Tadaaki

YAMAZAKI, Hirohito

Laboratory of Nuclear Science

Tohoku University

1-2-1 Mikamine, Taihaku, Sendai 982-0826

Japan

Pone: +81, 22-743-3400

Fax: +81, 22-743-3401

Web site: <http://www.lns.tohoku.ac.jp/>

982-0826 仙台市太白区三神峯1-2-1

東北大学大学院理学研究科

附属原子核理学研究施設

電話 022-743-3400

Fax 022-743-3401

# Preface

This issue of Research Report of Laboratory of Nuclear Science reports research activities of the LNS performed in the 2007 academic/fiscal year (April 2007 – March 2008). Major research activities are based on the electron accelerator complex consisting of the 300-MeV LINAC and the 1.2-GeV STB ring. The accelerators have altogether provided a beam time of about 1,760 hours for various experiments through the year.

In the GeV- $\gamma$  experimental hall, commissioning of the  $4\pi$  spectrometer called FOREST, which is an electro-magnetic calorimeter for neutral meson detection, has essentially finished, and data acquisition of neutral mesons from the  $\gamma p$  and  $\gamma d$  reactions has started. The beam line which was developed to provide low-intensity electron/positron beams with a momentum range from 200 to 850 MeV has come to frequently use for developments of various detectors to be used in J-PARC, RIKEN, etc. In the experimental hall 2, the  $D(\gamma, K^0)$  experiments for neutral  $\Lambda$  particle production has started by using the New NKS spectrometer. Various radioactive isotopes were produced by using high intensity beams below 50 MeV at the experimental hall 1. They were served for element analyses as well as for detailed study of decay properties of nuclei.

We hope that this Report will serve as a quick overview of the present LNS activities over a variety of nuclear research fields.

Jirohta KASAGI  
Director

# Research Report of Laboratory of Nuclear Science

## Volume 41, 2008

### Contents

#### I . Nuclear Physics

- I – 1 Performance of the Tagging System for GeV- $\gamma$  Beamline STB-Tagger II.....1  
Takatsugu Ishikawa, Takeji Fujibayashi, Hisako Fujimura, Hiroshi Fukasawa,  
Ryo Hashimoto, Takahiro Iwata, Hiroki Kanda, Jirohta Kasagi, Hiroshi Kato,  
Tadasi Kinoshita, Masatoshi Itoh, Kazushige Maeda, Masaaki Matsuzawa,  
Takuma Michigami, Fusashi Miyahara, Keiichi Mochizuki, Kenta Murakami,  
Tadashi Nakabayashi, Ken'ichi Nawa, Takumi Nomura, Ken'yu Okamura,  
Hiroyuki Okamura, Hidetaka Okuyama, Yoshihito Onodera, Yutaka Saitoh,  
Takahiro Sasaki, Mamoru Sato, Hajime Shimizu, Tomohiro Shishido,  
Shin'ya Suzuki, Koutaku Suzuki, Yasuhisa Tajima, Toshiyuki Takahashi,  
Sayuri Takita, Hiromi Ueno, Hiroshi Y. Yoshida, Shou Yamaguchi,  
and Hirohito Yamazaki
- I – 2 Current Status of the Electro-magnetic Calorimeter Complex FOREST.....7  
Takatsugu Ishikawa, Hisako Fujimura, Ryo Hashimoto, Jirohta Kasagi,  
Kazushige Maeda, Mamoru Sato, Hajime Shimizu, Koutaku Suzuki,  
and Hirohito Yamazaki
- I – 3 Energy Resolution of a Prototype EM Calorimeter with BSO Crystals.....11  
Shuzo Kuwasaki, Takatsugu Ishikawa, Ryo Hashimoto, Jirohta Kasagi,  
Yasuyuki Okada, Mamoru Sato, Hajime Shimizu, Koutaku Suzuki,  
and Hirohito Yamazaki
- I – 4 Development of a Compact Silica Aerogel Čerenkov Counter.....18  
Koutaku Suzuki, Kenta Futatsukawa, Takatsugu Ishikawa, Hiroki Kanda,  
Masashi Kaneta, Hideyuki Kawai, Masahiro Kawai, Taito Kawasaki,  
Shuzo Kuwasaki, Kazushige Maeda, Yasuyuki Okada, Hajime Shimizu,  
Makoto Tabata, Yasuhisa Tajima, Kyo Tsukada, and Hirohito Yamazaki
- I – 5 Energy Resolution of an SF-5 Lead Glass Čerenkov Counter.....22  
Mamoru Sato, Takatsugu Ishikawa, Shuzo Kuwasaki, Hisako Fujimura,  
Ryo Hashimoto, Hajime Shimizu, Koutaku Suzuki, and Hirohito Yamazaki
- I – 6 A New Data Acquisition System for  $4\pi$  EM Calorimeter FOREST.....26  
Hisako Fujimura, Ryo Hashimoto, Takatsugu Ishikawa, Jirohta Kasagi,  
Atsushi Kawano, Shuzo Kuwasaki, Kazushige Maeda, Yasuyuki Okada,  
Yasunobu Sakamoto, Mamoru Sato, Hajime Shimizu, Koutaku Suzuki,  
Yasuhisa Tajima, and Hirohito Yamazaki

I – 7	Development of a Cryogenic Target System for the FOREST Experiments.....	31
	Ryo Hashimoto, Hisako Fujimura, Takatsugu Ishikawa, Hiroki Kanda, Jirohta Kasagi, Shuzo Kuwasaki, Mamoru Sato, Hirohito Yamazaki, and Hajime Shimizu	
I – 8	Response of Electron Calorimeters for SCRIT Experiments.....	38
	Atsuhiko Kuwajima, Tadaaki Tamae, Toshimi Suda, Kenichi Ishii, Kazuyoshi Kurita, Toshiyuki Shirai, Masanori Wakasugi, and Shuo Wang	
I – 9	Performance Test of a Wire Sampling Calorimeter with Positron Beam.....	44
	Kwang Yun Baik, Tomoaki Kamibayashi, Gei Youb Lim, Lisa Ogata, Tetsushi Shimogawa, and Yasuhisa Tajima	
I – 10	Water Cherenkov Counter and Scintillation Counter Test Experiment.....	48
	Taku Yamamoto, Kosuke Yokota, Daisuke Kawama, Ayako Shichijo, Naotaka Taniya, Satoshi N. Nakamura, Osamu Hashimoto, Yuu Fujii, and Tomofumi Maruta	
I – 11	Test of Detectors to be Used in J-PARC.....	51
	Kiyoshi Tanida, Yuji Hayashi, Toshihiko Hiraiwa, Kenji Hosomi, Takeshi Koike, Yu Ma, Masahiro Mimori, Koji Miwa, Manabu Moritsu, Atsushi Okamura, Tomokazu Otani, Misako Sato, Koutarou Shirotori, Hirokazu Tamura, and Takeshi Yamamoto	

## II. Radiochemistry

II – 1	Photon Activation Analysis of Manganese in Cathodes of Lithium Ion Batteries.....	61
	Koji Shikano, Tsutomu Ohtsuki, and Kentaro Hirose	
II – 2	Study on Spent Fuel Reprocessing Process by Selective Sulfurization —Preparation of $^{236}\text{Pu}$ Doped $\text{U}_3\text{O}_8$ Sample— .....	66
	Nobuaki Sato, Toshiaki Mitsugashira, and Akira Kirishima	
II – 3	Determination of Elemental and Organic Carbon in Atmospheric Suspended Particulate Matters using Photon Activation Analysis.....	71
	Yasuji Oura, Shigeru Sugawara, and Misturu Ebihara	

## III. List of Publication

.....77

## IV. Approved Experiments

- IV – 1 Former Term in 2007
- IV – 2 Latter Term in 2007

# 核理研研究報告 第41巻 目 次

## I. 原子核物理

- I-1 Performance of the Tagging System for GeV- $\gamma$  Beamline STB-Tagger II.....1  
石川貴嗣, 藤林丈司, 藤村寿子, 深澤宏司, 橋本 亮, 岩田高広, 神田浩樹,  
笠木治郎太, 加藤 宏, 木下 忠, 伊藤正俊, 前田和茂, 松澤正暁, 道上琢磨,  
宮原房史, 望月恵一, 村上健太, 中林 匡, 縄 健一, 野村 卓, 岡村憲有, 岡村弘之,  
奥山秀隆, 小野寺義人, 齊藤雄高, 佐々木隆浩, 佐藤 衛, 清水 肇, 穴戸智浩,  
鈴木伸哉, 鈴木耕拓, 田島靖久, 高橋俊行, 瀧田さゆり, 上野寛海, 吉田浩司,  
山口 翔, 山崎寛仁
- I-2 Current Status of the Electro-magnetic Calorimeter Complex FOREST.....7  
石川貴嗣, 藤村寿子, 橋本 亮, 笠木治郎太, 前田和茂, 佐藤 衛, 清水 肇, 鈴木耕拓,  
山崎寛仁
- I-3 Energy Resolution of a Prototype EM Calorimeter with BSO Crystals.....11  
鉦崎秀三, 石川貴嗣, 橋本 亮, 笠木治郎太, 岡田康友紀, 佐藤 衛, 清水 肇,  
鈴木耕拓, 山崎寛仁
- I-4 Development of a Compact Silica Aerogel Čerenkov Counter.....18  
鈴木耕拓, ニッ川健太, 石川貴嗣, 神田浩樹, 金田雅司, 河合秀行, 河合正晴,  
川崎泰斗, 鉦崎秀三, 前田和茂, 岡田康友紀, 清水 肇, 田端 誠, 田島靖久,  
塚田 暁, 山崎寛仁
- I-5 Energy Resolution of an SF-5 Lead Glass Čerenkov Counter.....22  
佐藤 衛, 石川貴嗣, 鉦崎秀三, 藤村寿子, 橋本 亮, 清水 肇, 鈴木耕拓, 山崎寛仁
- I-6 A New Data Acquisition System for  $4\pi$  EM Calorimeter FOREST.....26  
藤村寿子, 橋本 亮, 石川貴嗣, 笠木治郎太, 川野 篤, 鉦崎秀三, 前田和茂,  
岡田康友紀, 坂本泰伸, 佐藤 衛, 清水 肇, 鈴木耕拓, 田島靖久, 山崎寛仁
- I-7 Development of a Cryogenic Target System for the FOREST Experiments.....31  
橋本 亮, 藤村寿子, 石川貴嗣, 神田浩樹, 笠木治郎太, 鉦崎秀三, 佐藤 衛,  
山崎寛仁, 清水 肇,
- I-8 Response of Electron Calorimeters for SCRIT Experiments.....38  
桑島淳宏, 玉江忠明, 須田利美, 石井健一, 栗田和好, 白井敏之, 若杉昌徳, 王 頌
- I-9 Performance Test of a Wire Sampling Calorimeter with Positron Beam.....44  
ベック カンヨン, 上林智亮, イム ケヨブ, 緒方里咲, 下川哲司, 田島靖久
- I-10 水チェレンコフ検出器およびシンチレータホドスコープのテスト.....48  
山本 拓, 横田孝介, 川間大介, 七條彩子, 谷屋直隆, 中村 哲, 橋本 治,  
藤井 優, 丸田朋史
- I-11 J-PARC 実験のための各種検出器のテスト.....51  
谷田 聖, 林 勇治, 平岩聡彦, 細見健二, 小池武志, Yue Ma, 三森雅弘,  
三輪浩司, 森津 学, 岡村敦史, 大谷友和, 佐藤美沙子, 白鳥昂太郎, 田村裕和,  
山本剛史

## II. 放射化学

- II-1 リチウムイオン電池負極中のマンガンの光量子放射化分析.....61  
鹿野弘二, 大槻 勤, 廣瀬健太郎
- II-2 選択硫化を用いる使用済核燃料再処理法の研究  
—<sup>236</sup>Puを添加したU<sub>3</sub>O<sub>8</sub>試料の調製—.....66  
佐藤修彰, 三頭聰明, 桐島 陽
- II-3 光量子放射化分析法による大気浮遊粒子中の元素状炭素と有機系炭素の分別定量の試み.....71  
大浦泰嗣, 菅原 慈, 海老原充

## III. 論文リスト

.....77

## IV. 課題採択結果

- IV-1 平成19年度前期
- IV-2 平成19年度後期

# **I . Nuclear Physics**



(LNS Experiment : #2534, #2576)

# Performance of the Tagging System for GeV- $\gamma$ Beamline STB-Tagger II

T. Ishikawa<sup>1</sup>, T. Fujibayashi<sup>2</sup>, H. Fujimura<sup>1</sup>, H. Fukasawa<sup>1</sup>, R. Hashimoto<sup>1</sup>,  
T. Iwata<sup>3</sup>, H. Kanda<sup>2</sup>, J. Kasagi<sup>1</sup>, H. Kato<sup>3</sup>, T. Kinoshita<sup>1</sup>, M. Itoh<sup>4</sup>,  
K. Maeda<sup>2</sup>, M. Matsuzawa<sup>2</sup>, T. Michigami<sup>3</sup>, F. Miyahara<sup>1</sup>, K. Mochizuki<sup>1</sup>,  
K. Murakami<sup>3</sup>, T. Nakabayashi<sup>1</sup>, K. Nawa<sup>1</sup>, T. Nomura<sup>3</sup>, K. Okamura<sup>1</sup>,  
H. Okamura<sup>5</sup>, H. Okuyama<sup>3</sup>, Y. Onodera<sup>1</sup>, Y. Saitoh<sup>1</sup>, T. Sasaki<sup>3</sup>, M. Sato<sup>1</sup>,  
H. Shimizu<sup>1</sup>, T. Shishido<sup>3</sup>, S. Suzuki<sup>1</sup>, K. Suzuki<sup>1</sup>, Y. Tajima<sup>3</sup>, T. Takahashi<sup>6</sup>,  
S. Takita<sup>3</sup>, H. Ueno<sup>3</sup>, H.Y. Yoshida<sup>3</sup>, S. Yamaguchi<sup>3</sup>, and H. Yamazaki<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, Sendai 982-0826

<sup>2</sup>Department of Physics, Tohoku University, Sendai 980-8578

<sup>3</sup>Department of Physics, Yamagata University, Yamagata 990-8560

<sup>4</sup>Cyclotron and Radioisotope Center, Tohoku University, Sendai 980-8578

<sup>5</sup>Research Center for Nuclear Physics, Osaka University, Ibaraki 567-0047

<sup>6</sup>High Energy Accelerator Research Organization (KEK), Tsukuba 305-0801

High energy photons shed light on nucleon resonances by measuring produced mesons on the nucleon. In the GeV- $\gamma$  beamline [1], bremsstrahlung photons are used as a beam, which are generated by inserting a carbon fiber (radiator) into circulating electrons on the STretcher Booster (STB) ring. A tagging system has been constructed to determine the energy of the photon associating with the meson produced event measured by a detector system on the beamline.

The STB-Tagger II consists of 116 telescopes of two scintillating fibers, and each telescope (tagger) determines the trajectories of momentum-analyzed electrons which lose energy due to bremsstrahlung at the radiator. The photon energy is determined from the difference of energies of the circulating and recoil electrons. Details of the STB-Tagger II are described elsewhere [2]. The tagging energy of each tagger is reported in the internal notes [3]. A part of the tagging energy calibration is also presented in a research report of LNS [4]. In this report, the transmission rate of the photon, a low energy component of the tagged photon, and a fraction of tagged photons to all the incident ones will be described.

## §1. Transmission Rate

Some electrons which do not generate a photon caused by

1. Møller scattering,
2. Coulomb multiple scattering on the radiator or the gas particle in the vacuum chamber, and
3. unstability of the circulating beam in the STB ring

come into the STB-Tagger II. Even if photons are generated, they may not come to the target position due to

1. large difference in direction between the generated photons and the beamline, and
2. conversion to positron and electron pairs with materials on the beamline.

The transmission rate is defined as a ratio of the number of associating photons coming to the target position to the number of electrons that each tagger responds to. It is experimentally measured since it is difficult to incorporate all the status of circulating electrons in the calculation.

The energy of incident photons is measured with an SF-5 lead glass Čerenkov counter with a size of 150 mm (W)  $\times$  150 mm (H)  $\times$  300 mm [5]. Undesirable charged particles in the beam are swept out with a dipole magnet  $\mathcal{R}$ TAGX [6]. The trigger for the data taking system is an OR signal of the STB-Tagger II. The transmission rate for the  $i$ -th tagger  $T_i$  is obtained as

$$T_i = \frac{N_i^\gamma}{N_i}, \quad (1)$$

where  $N_i$  is the number of signals from the  $i$ -th tagger and  $N_i^\gamma$  is the number of coincidences between the  $i$ -th tagger and the SF-5 counter with the corresponding photon energy. Figure 1 shows a sample of the measured transmission rate. The details of determining the transmission rate are described elsewhere [7].

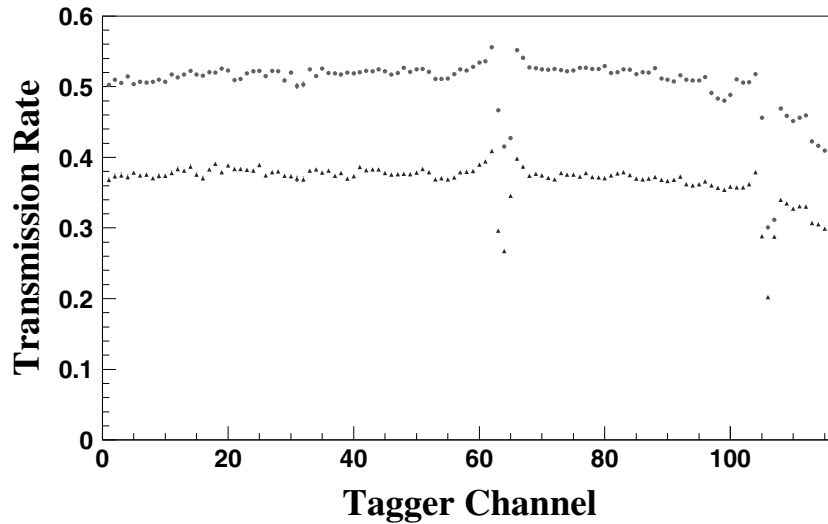


Fig.1. Measured transmission rate. The circles show the transmission rate for 1200 MeV circulating electron beam, and the triangles shows that for 920 MeV one.

The transmission rate as a function of the tagger channel shows two dips. These dips correspond to the taggers to which supporting rods lie on the central orbit of ongoing electrons. The vacuum chamber of the STB ring in the BM5 has a Ti window with a thickness of 50  $\mu$ m to introduce post bremsstrahlung electrons into taggers. Two rods made of SUS support the window frame. The post bremsstrahlung electrons impacting against these rods are not detected with the STB-Tagger II.

The circulating electrons have various momentum vectors at the radiator point. Some electrons generating bremsstrahlung photons take different courses and are detected with the STB-Tagger II. The corresponding photons are blocked with a lead aperture. These events deteriorate the transmission rate, and make two dips in that as a function of the tagger channel. Figure 2 shows how the transmission

rate is deteriorated for the taggers which are shaded with the supporting rods.

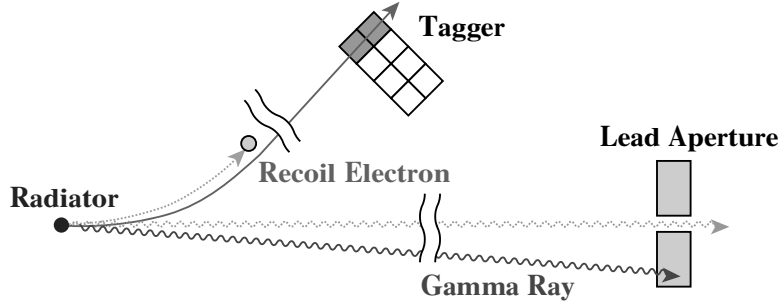


Fig.2. How the transmission rate is deteriorated for the taggers which are shaded with the supporting rods. The photons generated by inclined electrons do not come to the target point, while the post bremsstrahlung electrons do not hit the rods and are detected with the STB-Tagger II.

The transmission rate is estimated with a Monte Carlo calculation, and the measured one is qualitatively reproduced. Figure 3 shows the transmission rate estimated with the calculation. Its shape in the lower channel region is determined by an effect of Møller scattering electrons. Most of the Møller scattered electrons are blocked with an iron fence (field cramp) [8] for the reducing leakage magnetic flux in the region where photo-multiplier tubes of the STB-Tagger II are placed.

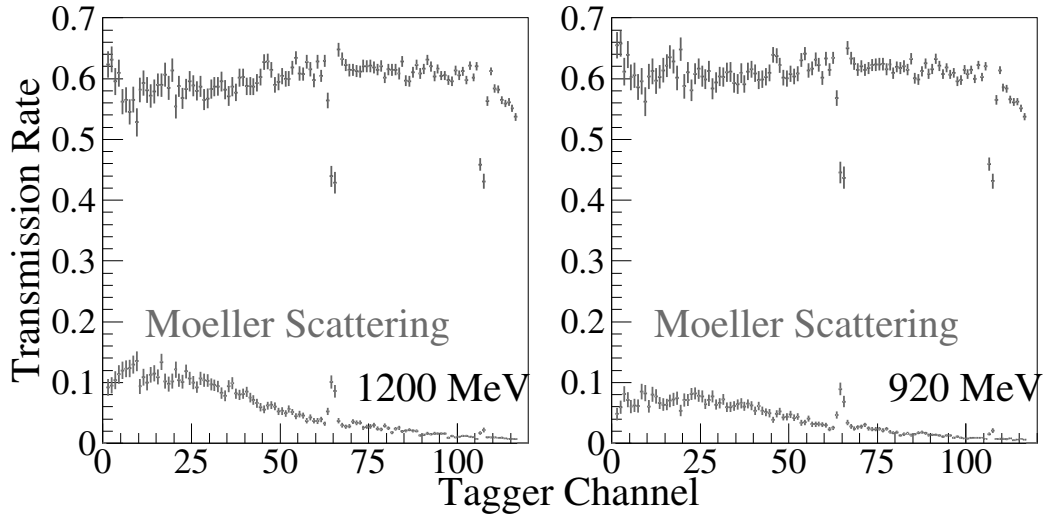


Fig.3. Transmission rate estimated with a Monte Carlo calculation. The left and right panels show the transmission rates for 1200 and 920 MeV circulating electron beams, respectively. The upper points show the transmission rate and the lower show the Møller scattering effects. The transmission rate obtained by the calculation qualitatively reproduces the measured one.

## §2. Low Energy Component of Tagged Photons

The measured energy of incident photons shows a low energy component for the tagging channels larger than 102 [9]. This low energy component has been a long standing problem on the STB-Tagger II,

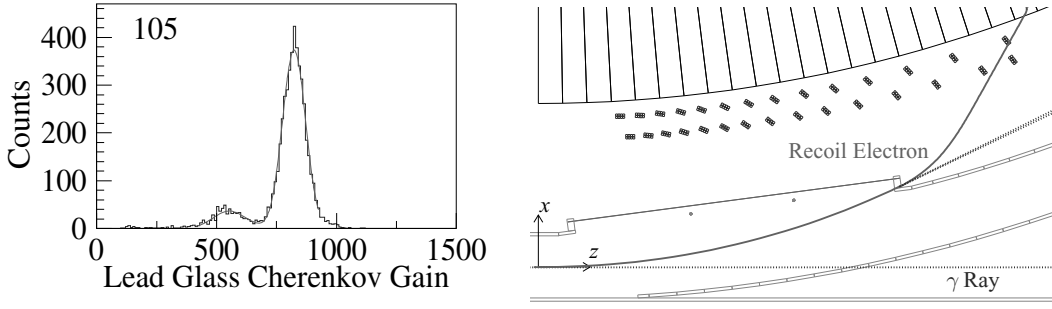


Fig.4. Events with post bremsstrahlung electrons impacting against the frame of the Ti window. The energy of the generating photons is lower than that of the nominal tagged photons. The left panel shows the ADC distribution for the 105-th tagging channel, and the right one shows the trajectories of generated particles in such a event.

and a Monte-Carlo simulation has revealed its source. Some post bremsstrahlung electrons impacting against the frame of the Ti window are detected with the STB-Tagger II. These electrons are mainly detected with the tagging channel larger than 102, and the energy of the corresponding photons is lower than that of the nominal tagged photons. Figure 4 shows the events with post bremsstrahlung electrons impacting against the frame of the Ti window.

### §3. Fraction of Tagged Photons

A fraction of tagged photons to all the incident ones was measured with the SF-5 counter located on the GeV- $\gamma$  beamline. In the first step, the energy of the counter was measured where the trigger for the data taking system was the OR signal of the STB-Tagger II. Energy calibration was made by using these data so that the measured energy should be the incident photon one corresponding to the tagging channel. Only the tagged photons without the low energy component were used in the calibration. Figure 5 shows the mean of the ADC distribution as a function of the tagging energy. The photon energy was obtained from the ADC value  $A$  as

$$E_{\gamma} = \frac{A - 78.87 \pm 0.01}{1.3202 \pm 0.0001}. \quad (2)$$

In the next step, the energy was measured with the SF-5 counter where the trigger was the signal of the counter itself. Figure 6a) shows the energy distribution measured with the SF-5 counter together with that in coincidence with STB-Tagger II, and Figure 6b) shows a fraction of tagged photons as a function of the energy measured with the SF-5 counter. Fractions of tagged photons in the photon energy ranging from 800 to 1100 MeV are about 65%. A fraction of all the tagged photons to all the photons detected with the SF-5 counter were 7.22%.

Number of incident photons measured with the SF-5 counter depends on the threshold value of its discriminator. The energy distribution was fitted from 0 to 1000 MeV with a function as

$$f(E_{\gamma}) = (5.91 \pm 0.02) \text{freq} \left( \frac{x - 33.12 \pm 0.04}{9.23 \pm 0.03} \right) E_{\gamma}^{-1.149} \quad (3)$$

where freq stands for the Gaussian convoluted step function [11]. The threshold values were found to be corresponding to  $33.12 \pm 0.04$  MeV. Number of incident photons with the energy less than discriminator

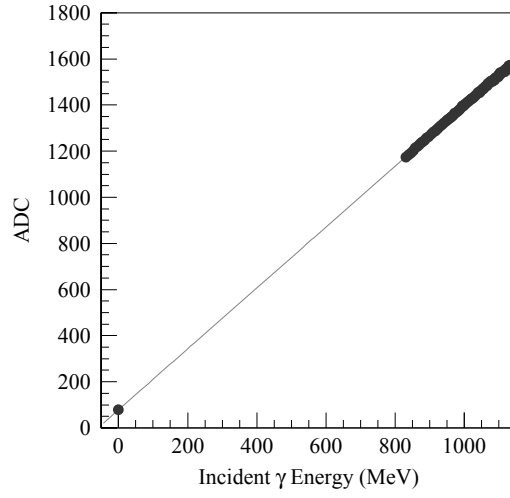


Fig.5. Mean of the SF-5 ADC distribution as a function of the tagging energy. The solid curve shows the function (2).

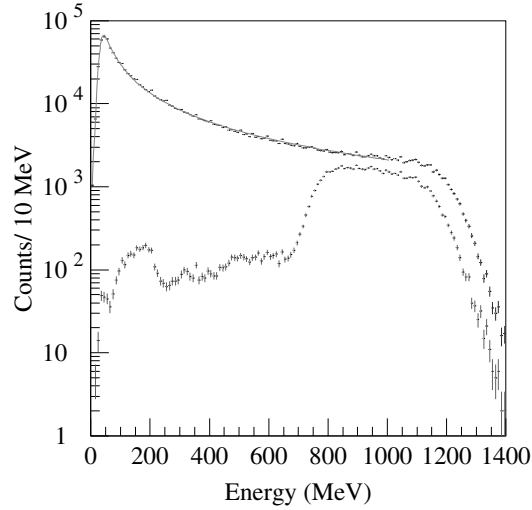


Fig.6. a) Energy distribution of the SF-5 counter. The upper histogram shows the energy distribution and the lower shows that coincidence with STB-Tagger II. The solid curve shows the fitted function (3). b) Fraction of tagged photons as a function of the energy measured with the SF-5 counter.

threshold were deduced as an integration of a function

$$f(E_\gamma) = (5.91 \pm 0.02) E_\gamma^{-1.149}, \quad (4)$$

from  $2m_e$  to the threshold value where  $m_e$  denotes the mass of the electron. The number of all the incident photons were given by summing the numbers of photons detected with the SF-5 counter and photons with the energy less than the threshold. A fraction of all the tagged photons to all the incident photons was obtained to be 2.78%. The details of the analysis are described elsewhere [12].

## References

- [1] H. Shimizu *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **37** (2004) 13.
- [2] T. Nakabayashi *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **37** (2004) 17.
- [3] T. Ishikawa: Internal GeV- $\gamma$  Analysis Note No. **15** (2006);  
T. Ishikawa: Internal GeV- $\gamma$  Analysis Note No. **23** (2006);  
T. Ishikawa: Internal GeV- $\gamma$  Analysis Note No. **24** (2006);  
T. Ishikawa: Internal GeV- $\gamma$  Analysis Note No. **25** (2006);  
K. Suzuki: Internal GeV- $\gamma$  Analysis Note No. **35** (2006–2007);  
T. Ishikawa: Internal GeV- $\gamma$  Analysis Note No. **55** (2007);  
T. Ishikawa: Internal GeV- $\gamma$  Analysis Note No. **57** (2007);  
K. Suzuki: Internal GeV- $\gamma$  Analysis Note No. **59** (2007);  
T. Ishikawa: Internal GeV- $\gamma$  Analysis Note No. **60** (2007).
- [4] K. Suzuki *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **40** (2007) 10.
- [5] M. Sato and T. Ishikawa *et al.*: in this Research Report of LNS, **41** (2008) 22;  
M. Sato: Internal GeV- $\gamma$  Analysis Note No. **86** (2008).
- [6] T. Ishikawa *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **39** (2006) 39.
- [7] T. Nakabayashi: Internal GeV- $\gamma$  Analysis Note No. **29** (2006);  
T. Ishikawa: Internal GeV- $\gamma$  Analysis Note No. **31** (2006);  
F. Miyahara: Internal GeV- $\gamma$  Analysis Note No. **88** (2008).
- [8] T. Nakabayashi *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **37** (2004) 17;  
T. Ishikawa: Internal GeV- $\gamma$  Analysis Note No. **24** (2006);  
T. Ishikawa: Internal GeV- $\gamma$  Analysis Note No. **25** (2006).
- [9] T. Nakabayashi: Internal GeV- $\gamma$  Analysis Note No. **14** (2006);  
T. Ishikawa: Internal GeV- $\gamma$  Analysis Note No. **15** (2006).
- [10] T. Ishikawa: Internal GeV- $\gamma$  Analysis Note No. **61** (2007).
- [11] Computing and Networks Division, CERN Program Library Office: CERNLIB — CERN Program Library Short Writeups (1996).
- [12] T. Ishikawa: Internal GeV- $\gamma$  Analysis Note HD No. **125T** (2009).

(LNS Experiment : #2582)

# Current Status of the Electro-magnetic Calorimeter Complex FOREST

T. Ishikawa<sup>1</sup>, H. Fujimura<sup>1</sup>, R. Hashimoto<sup>1</sup>, J. Kasagi<sup>1</sup>, K. Maeda<sup>2</sup>, M. Sato<sup>1</sup>,  
H. Shimizu<sup>1</sup>, K. Suzuki<sup>1</sup>, and H. Yamazaki<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, Sendai 982-0826*

<sup>2</sup>*Department of Physics, Tohoku University, Sendai 980-8578*

A new electro-magnetic (EM) calorimeter complex FOREST with a solid angle of about  $4\pi$  in total has been planned, and has been partly constructed [1, 2]. FOREST consists of three EM calorimeters SCISSORS III, the LEPS Backward Gamma detector (BG), and Rafflesia II. A plastic scintillator hodoscope is placed in front of each EM calorimeter. In this year, the hodoscopes in front of BG have been replaced, and Rafflesia II has been constructed. A high speed data taking [3] and a solid hydrogen/deuterium target [4] systems have been also prepared for elementary meson photo-production experiments with FOREST. A beam test for FOREST has been performed, and the  $\pi^0$  and  $\eta$  peaks are clearly observed in the  $\gamma\gamma$  invariant mass distributions. We are now ready to carry out long term experiments.

## §1. Replacement of the BG Plastic Scintillator Hodoscopes

Since the LEPS Backward Gamma detector (BG) was originally used at the Laser Electron Photon beam facility at SPring-8 (LEPS), the plastic scintillator hodoscope prepared for BG does not fit to FOREST. The space for Rafflesia II has been already occupied by the light guides and photo-multiplier tubes (PMT) of these scintillators. Figure 1 shows photos and a schematic view of BG. As shown in Fig. 1, a space exists between the polar angle of 100 degrees and an upstream plate for supporting lead scintillating fiber (Lead/SciFi) modules of BG. We planned to put all the light guides and PMTs of the plastic scintillators in front of BG into this space. The number of plastic scintillators has been enlarged from 12 to 18. Each plastic scintillator is connected to a small and light metal-packaged single-anode PMT Hamamatsu R8900U through a fish-tail light guide. This type of PMTs are also used for plastic scintillators in front of SCISSORS III [2]. The room for Rafflesia II has been obtained upstream of the supporting plate of BG after the hodoscopes were replaced.

## §2. Construction of Rafflesia II

Rafflesia II consisted of 36 SF-5 lead glass Čerenkov counters [5] in the original design of FOREST [1]. The size of the SF-5 counter is 150 mm (W)  $\times$  150 mm (H)  $\times$  300 mm (T), and its density is 4.07 g/cm<sup>3</sup>. Its performance has been investigated [6] by using the positron beams at LNS [7]. Since we failed many times in making a solid hydrogen target fitted to FOREST, we decided to make a distance shorter between a target holder and a vacuum chamber for a refrigerator of the target system. The

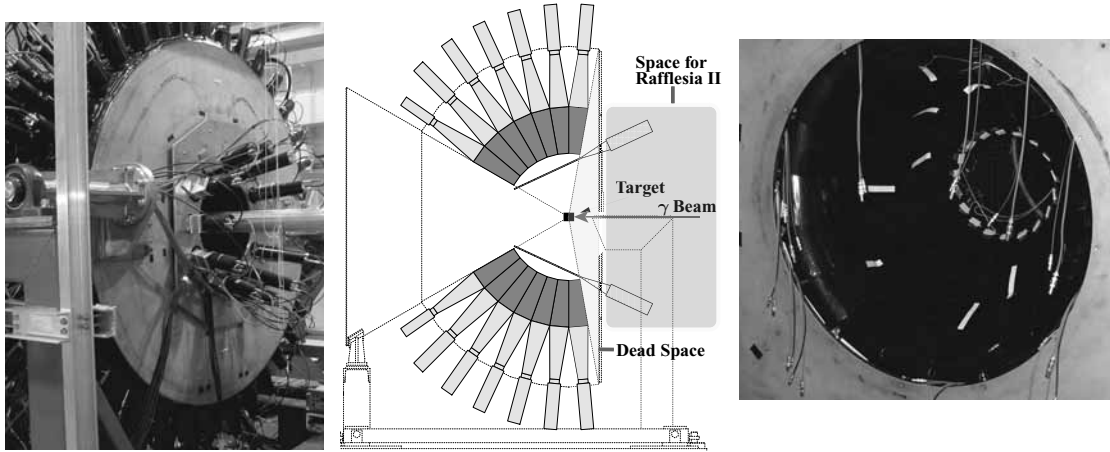


Fig.1. Photos and schematic view of the LEPS Backward Gamma detector (BG). The left and middle panels show a photo and a schematic view of BG before the plastic scintillator hodoscopes were replaced, respectively. The space of Rafflesia II was occupied with the light guides and photomultiplier tubes of the hodoscope. The right panel shows a photo of BG after the hodoscopes were replaced.

chamber occupied some space reserved for the SF-5 counters.

The SF-6 lead glass Čerenkov counters were adopted for a large part of Rafflesia II instead of SF-5 ones to keep the large solid angle of FOREST. The size of SF-6 counter is 75 mm (W)  $\times$  75 mm (H)  $\times$  250 mm, and its density is 5.18 g/cm<sup>3</sup>. Since the density of SF-6 is higher than that of SF-5, both have the same lengths in a radiation length unit ( $11.8X_0$ ). The higher position resolution will be obtained by adopting the smaller module. We constructed Rafflesia II with the 52 SF-6 and 10 SF-5 counters on the 11th June in 2008. Figure 2 shows the schematic view and photo of Rafflesia II.

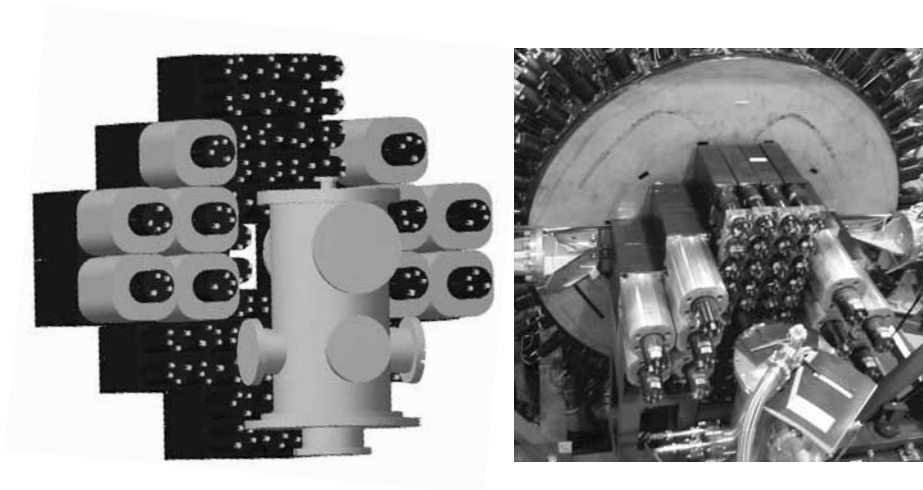


Fig.2. Schematic view and photo of Rafflesia II. The left panel shows the schematic view of Rafflesia II. Two types of lead glass Čerenkov counters are used. The right panel shows the photo of Rafflesia II.



### §3. Beam Test

A beam test of the FOREST was performed from 16th June to 7th July in 2008. A high speed data taking system [3] had been newly developed and ones for SCISSORS III and LEPS Backward Gamma detector had been unified. Energies and timings of detectors were taken by ADC and TDC modules in 5 subsystems, one Tristan KEK Online (TKO), three VME, and one Fast Encoding Readout ADC (FERA) on CAMAC systems. The digitized data were collected in each subsystem. All the digitized data were finally collected with a personal computer (PC), and the data associating with the same trigger were built to one event. Event tags generated with an FPGA module developed at LNS [8] were used to confirm the trigger identification.

The trigger condition for the data taking system was described as

$$\sum_i ([\text{SigmaTagger } i] \otimes [N_{\text{EMC}} \geq 2]). \quad (1)$$

Channels of STB-Tagger II were divided into 16 groups so that the counting rate of each group should be the same, and SigmaTagger  $i$  ( $i = 1 \dots 16$ ) denotes an OR signal of each group. Crystal signals of SCISSORS III were divided into 10 groups, and Lead/SciFi signals of BG were divided into 18 groups. An output signal was generated in a SCISSORS III group when a linear sum of signals belong to it exceeded the threshold. An output signal of a BG group was an OR signal of ones belong to it. The  $N_{\text{EMC}} \geq 2$  stands for the signal which was generated when more than two output signals of SCISSORS III and BG groups were generated.

A neutral cluster was selected as a  $\gamma$  particle. The energy of the cluster was reconstructed as a sum of the modules which joins it, and the unit vector of the momentum was reconstructed from an energy weighted average of the position vectors of the modules from the target center. The energy calibration was made so that the  $\pi^0$  peaks in the  $\gamma\gamma$  invariant mass distribution should be  $\pi^0$  mass. Figure 3 shows  $\gamma\gamma$  invariant mass distributions measured with FOREST. The  $\pi^0$  peaks are clearly observed. About 2,000,000  $\pi^0$  and 40,000  $\eta$  produced events are measured a day.

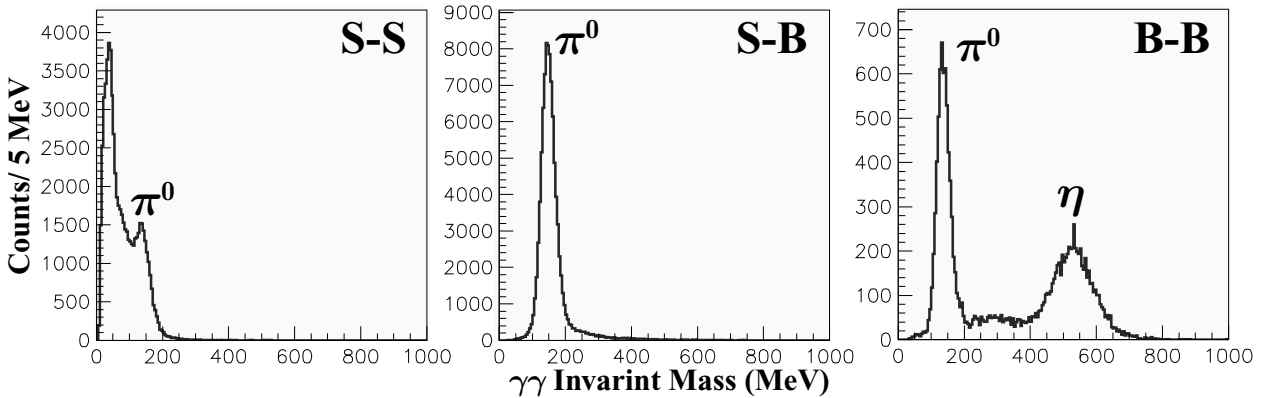


Fig.3. The  $\gamma\gamma$  invariant mass distributions measured with FOREST. The left panel shows that for the events two photons are detected by SCISSORS III. The middle one shows that for the events one photons is detected by SCISSORS III and another is detected by BG. The right one shows that for the events two photons are detected by BG.

## References

- [1] T. Ishikawa *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **39** (2006) 35.
- [2] T. Ishikawa *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **40** (2007) 19.
- [3] H. Fujimura *et al.*: in this Research Report of LNS, **41** (2008) 26.
- [4] R. Hashimoto *et al.*: in this Research Report of LNS, **41** (2008) 31.
- [5] A. Ando *et al.*: KEK Report KEK-79-21 (1979).
- [6] M. Sato: Internal GeV- $\gamma$  analysis note No. **86** (2008);  
R. Hashimoto: Internal GeV- $\gamma$  analysis note HD No. **105D** (2008).
- [7] T. Ishikawa *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **40** (2007) 6.
- [8] K. Nanbu, T. Ishikawa, and H. Shimizu: Research Report of LNS, Tohoku University **40** (2007) 27.

(LNS Experiment : #2577)

# Energy Resolution of a Prototype EM Calorimeter with BSO Crystals

S. Kuwasaki, T. Ishikawa, R. Hashimoto, J. Kasagi, Y. Okada, M. Sato,  
H. Shimizu, K. Suzuki, and H. Yamazaki

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

A new high resolution electro-magnetic (EM) calorimeter with a large solid angle is planned for the precise study of nucleon resonances via  $\pi^0$  and  $\eta$  photo-production. A BSO crystal is a candidate of modules which comprise the EM calorimeter. The performance of a prototype EM calorimeter made up with 4 BSO crystals has been studied by using positron beams with energies ranging from 100 to 800 MeV. The energy resolution for 1 GeV positron corresponds to 1.75%. The decay time is roughly estimated to be 136 ns from a pulse shape taken with an oscilloscope. The energy resolution for the 0.662 MeV photons from  $^{137}\text{Cs}$  has also been measured, and it is found to be  $16.6\% \pm 0.2\%$ .

## §1. A New Large Solid Angle EM Calorimeter

A new EM calorimeter complex FOREST with a solid angle of about  $4\pi$  in total has been constructed in the GeV- $\gamma$  experimental hall [1] to study nucleon resonances via  $\pi^0$  and  $\eta$  photo-production. It consists of three calorimeters: a forward one with CsI crystals, a middle one with lead scintillating fiber (Lead/SciFi) modules, and a backward one with lead glass Čerenkov counters. The  $\pi^0$  and  $\eta$  mesons are identified as a peak in the  $\gamma\gamma$  invariant mass distribution. Thanks to the large solid angle of FOREST, a background due to wrong combinations of  $\gamma$ 's is strongly suppressed, which do not form a peak of  $\pi^0$  nor  $\eta$  in the mass distribution. The resolutions of the EM calorimeters with Lead/SciFi and lead glass modules are 7.2% [2] and 4.9% [3] for 1 GeV positrons, respectively. The resolution of each calorimeter is poorer than that of nominal inorganic scintillator crystals. A high resolution EM calorimeter with a large solid angle is desired for the further precise study of nucleon resonances.

Since photons with an energy of several hundred MeV are mainly produced, inorganic scintillator crystals with a good energy resolution in this energy region are required. A fast response is also required to suppress pile-up events, and a short radiation length and no hygroscopicity are preferable. A BSO crystal [5] is a candidate which satisfies the requirements among the available crystals. The BSO is a bismuth silicate  $\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}$ , produced by replacing Ge in BGO with Si.

## §2. Experimental Setup

The performance measurement of a prototype BSO EM calorimeter was carried out by using positron beams for testing detectors at LNS. The prototype EM calorimeter was constructed with a  $2 \times 2$  array of BSO crystals. Each crystal was 210 mm long with a cross section of  $40 \times 40 \text{ mm}^2$ , and was connected

to a 1-inch photo-multiplier tube (Hamamatsu H7415MOD). Semi-monochromatic positrons with energies ranging from 100 to 800 MeV were used as incident beams. To determine the incident position of the positrons, a beam profile monitor (BPM) was used. The BPM consists of two layers of scintillating fiber (SciFi) hodoscopes and 16 SciFi's with a cross section of  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  were aligned in each hodoscope. The upstream and downstream layers determine  $x$  and  $y$  positions from responding fibers, respectively. Figure 1 shows the experimental setup for the energy resolution measurement of the calorimeter.

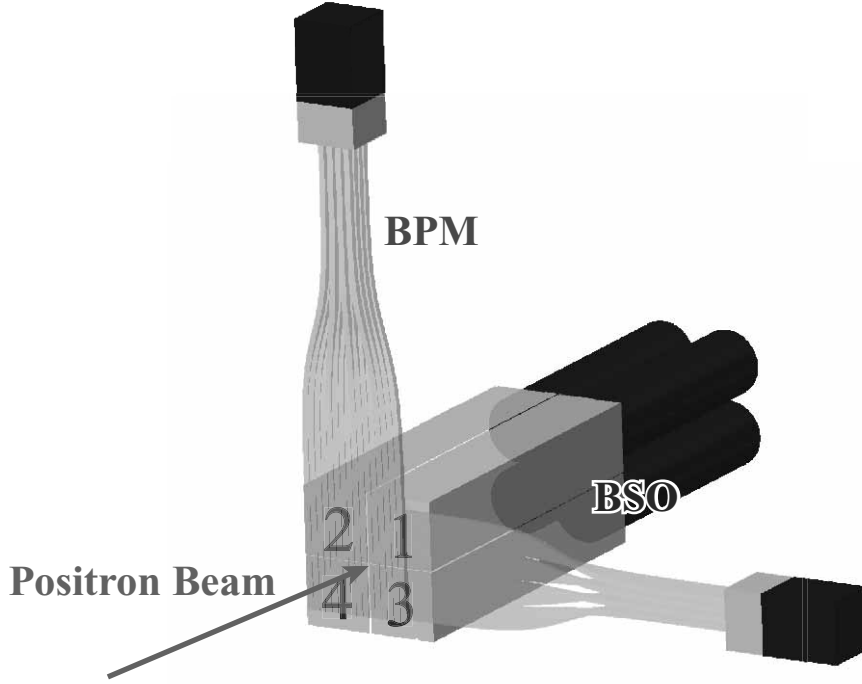


Fig.1. Experimental setup for the performance measurement of a prototype BSO EM calorimeter. The  $16 \times 16$  scintillating fiber hodoscopes are placed in front of the calorimeter to determine incident positions of positrons.

The trigger condition of the data taking system was described as

$$[x \text{ fiber OR}] \otimes [y \text{ fiber OR}], \quad (1)$$

where  $\otimes$  stands for the coincidence of signals. The maximum trigger rate was 3 kHz and a fraction of accidental coincidence events was negligibly small. The energy calibration for the BSO modules was made by using 300, 460, 590, and 750 MeV positrons injected onto the central region ( $3 \times 3 \text{ mm}^2$ ) of each crystal one by one, and the gain of each crystal was adjusted so that peak positions for the same incident energy should be the same.

### §3. Energy Resolution

The energy of the calorimeter was reconstructed by the sum of 4 crystal energies as

$$E = \sum_{i=1}^4 E_i. \quad (2)$$

The events that positrons were injected onto the central region ( $3 \times 3 \text{ mm}^2$ ) of the EM calorimeter were selected to suppress the energy leakage in the lateral direction. Figure 2 shows energy distributions for all the incident positron energies.

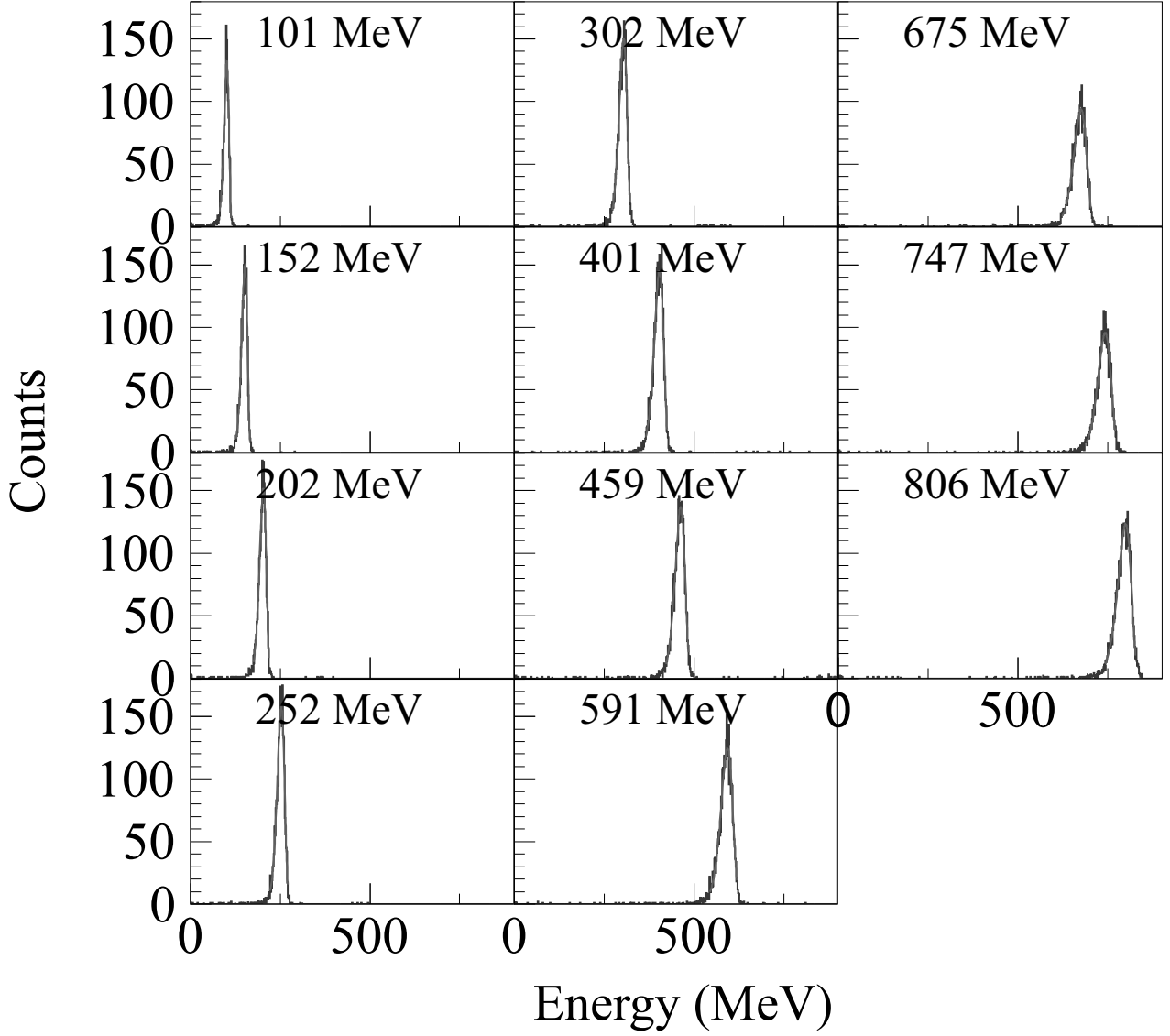


Fig.2. Energy distributions for all the incident positron energies together with the fitted function (3).

The energy distributions were fitted with a logarithmic Gaussian [3]

$$F(x) = N \exp \left[ -\frac{1}{2\sigma_0^2} \left\{ \log \left( 1 - \frac{x - \mu}{\sigma} \eta \right) \right\}^2 - \frac{\sigma_0^2}{2} \right], \quad (3)$$

where  $\sigma_0$  is described with a constant  $\xi = 2\sqrt{\log 4}$  as

$$\sigma_0 = \frac{2}{\xi} \sinh^{-1} \frac{\eta \xi}{2}. \quad (4)$$

The parameters  $\mu$ ,  $\sigma$ , and  $\eta$  show a mean, a width, and an asymmetry, respectively. One gets a nominal Gaussian function taking the limit of Eq. (3) as  $\eta$  becomes infinitely small.

The linearity of the energy response was checked by the ratio of the reconstructed energy to the incident positron energy. Figure 3a) shows the ratio as a function of the incident energy. The normalization of the reconstructed energy is arbitrary. The non linearity of the energy response was less than 2% for all the incident beam energies. The asymmetry parameter as a function of the incident energy was also checked, and it was a constant within errors. Figure 3b) shows the asymmetry as a function of the incident energy.

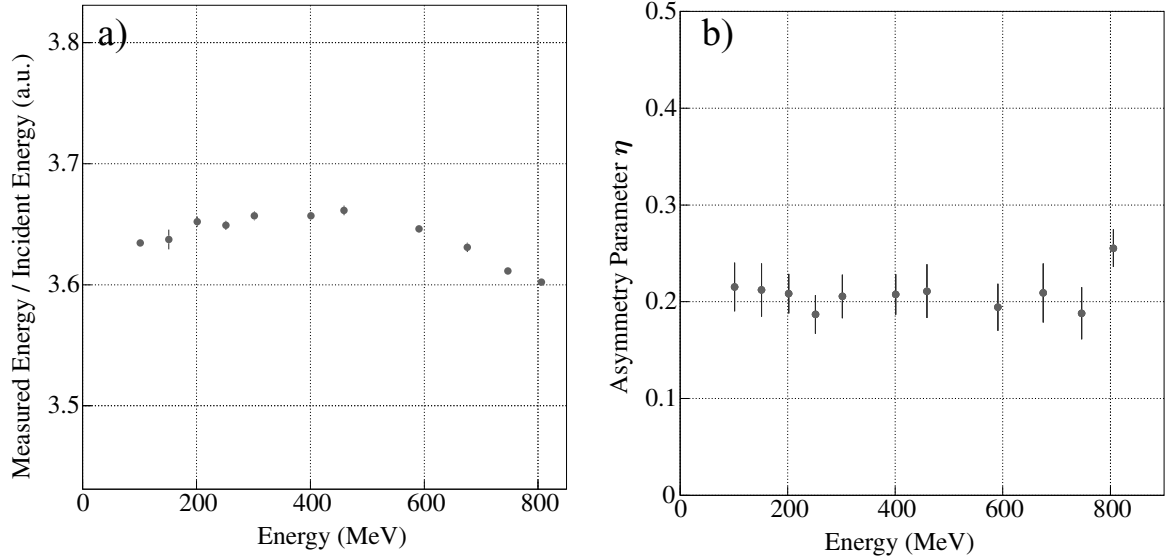


Fig.3. The energy response as a function of the incident positron energy. a) The ratio of the reconstructed energy to the incident energy. The normalization factor is arbitrary. b) The asymmetry parameter. Both the values are almost constant for all the incident energies.

The energy resolution  $\sigma_E/E$  was estimated from the mean  $\mu$  and width  $\sigma$  of the reconstructed energy distribution, the beam energy spread  $\sigma_b/\mu_b$  [4], and the width  $\sigma_p$  of the pedestal distribution as

$$\frac{\sigma_E}{E} = \left\{ \left( \frac{\sigma}{\mu} \right)^2 - \left( \frac{\sigma_b}{\mu_b} \right)^2 - \left( \frac{\sigma_p}{\mu} \right)^2 \right\}^{1/2}. \quad (5)$$

Figure 4 shows the energy resolution as a function of the incident energy. The energy resolution  $\sigma_E/E$  as a function of the incident energy  $E_i$  was fitted with

$$\frac{\sigma_E}{E}(E_i) = \left\{ \left( \frac{0.000 \pm 0.233}{E_i} \right)^2 + \left( \frac{1.466 \pm 0.032}{\sqrt{E_i}} \right)^2 + (0.977 \pm 0.115)^2 \right\}^{1/2}, \quad (6)$$

where the units of the resolution and  $E_i$  were % and GeV, respectively. The energy resolution is much higher than that measured for an EM calorimeter consists of nine BSO crystals,  $22 \times 22 \times 180 \text{ mm}^3$  [5]:

$$\frac{\sigma_E}{E}(E_i) = \left\{ \left( \frac{2.3 \pm 0.3}{\sqrt{E_i}} \right)^2 + (1.7 \pm 0.2)^2 \right\}^{1/2}. \quad (7)$$

The energy resolution for 1 GeV positron corresponds to 1.74%, and it is extremely high. The details of the analysis for the energy resolution are described elsewhere [7, 8].

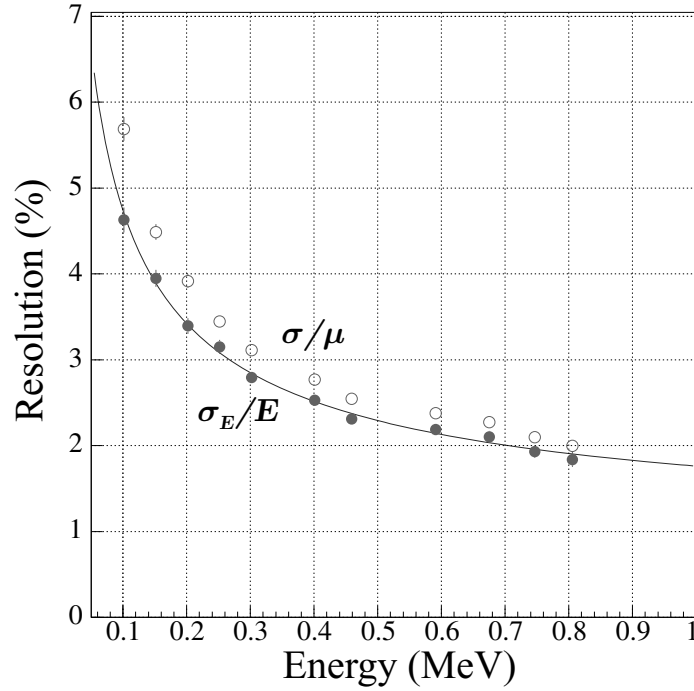


Fig.4. The energy resolution as a function of the incident positron energy. The open circles show  $\sigma/\mu$  and the filled ones show  $\sigma_E/E$ . The data points for  $\sigma_E/E$  are fitted with the parametrization  $\sqrt{(0.000/E_i)^2 + (1.466/\sqrt{E_i})^2 + (0.977)^2}$ .

#### §4. Decay Time

The decay time of the BSO crystal has been estimated from pulse shapes taken with a digital phosphor oscilloscope (Tektronix DPO4104: 5 GHz sampling and 1 GHz bandwidth). The trigger for taking pulse shapes is a coincidence signal of the central  $x$  and  $y$  BPM fibers to select the positrons which inject onto the central region ( $3 \times 3 \text{ mm}^2$ ) of the crystal. Figure 5 shows the pulse shapes for some positron energies.

The pulse shape from 0 to 800 nsec are fitted with an exponential function, and the obtained decay times are 133.9, 136.4, and 137.2 ns for positron energies of 800, 670, and 500 MeV, respectively. The fitting error is less than 0.1 ns, and the average value is 136 ns. The obtained decay time is longer than that of a BSO crystal with a size of  $22 \times 22 \times 180 \text{ mm}^3$  ( $\sim 100 \text{ ns}$ ) measured by a single photo-electron method [5]. The measured value from the pulse shape depends on how the EM shower grows in the BSO crystal and where scintillation photons are produced. The details of the analysis for the decay time are described elsewhere [8].

#### §5. Energy Resolution for $^{137}\text{Cs}$

The energy of the photons from  $^{137}\text{Cs}$  is 0.662 MeV and is so low that electron and positron pair creation does not take place. The energy deposit of electrons generated by the photoelectric effect forms a bump in the energy distribution. The energy resolution is given by the number of detected scintillation photons.

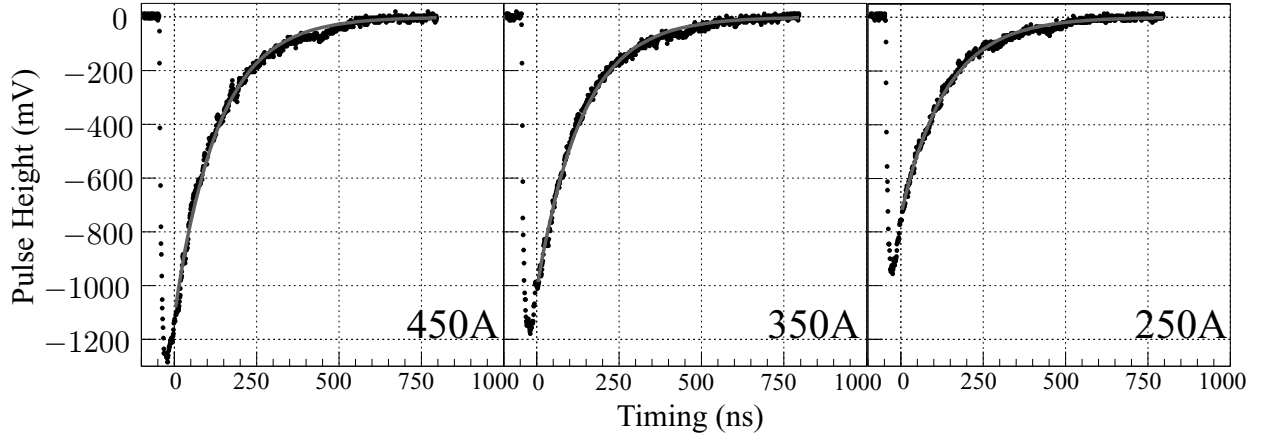


Fig.5. The pulse shape taken by an oscilloscope for positron energies of 800, 670, and 500 MeV ( $\mathcal{R}$ TAX currents of 450, 350, and 250 A) together with the fitted exponential functions.

The energy of  $^{137}\text{Cs}$  photons were measured with a BSO crystal with a size of  $40 \times 40 \times 210 \text{ mm}^3$ . A 2-inch photo-multiplier tube (Hamamatsu H6522) was connected to the crystal. Figure 6 shows the ADC distributions taken with  $^{137}\text{Cs}$  together with a background distribution measured without the  $^{137}\text{Cs}$  source which is normalized by a data taking time and a data taking efficiency. A net ADC distribution for the  $^{137}\text{Cs}$  photons is obtained by subtracting the background distribution from the ADC distribution with  $^{137}\text{Cs}$ .

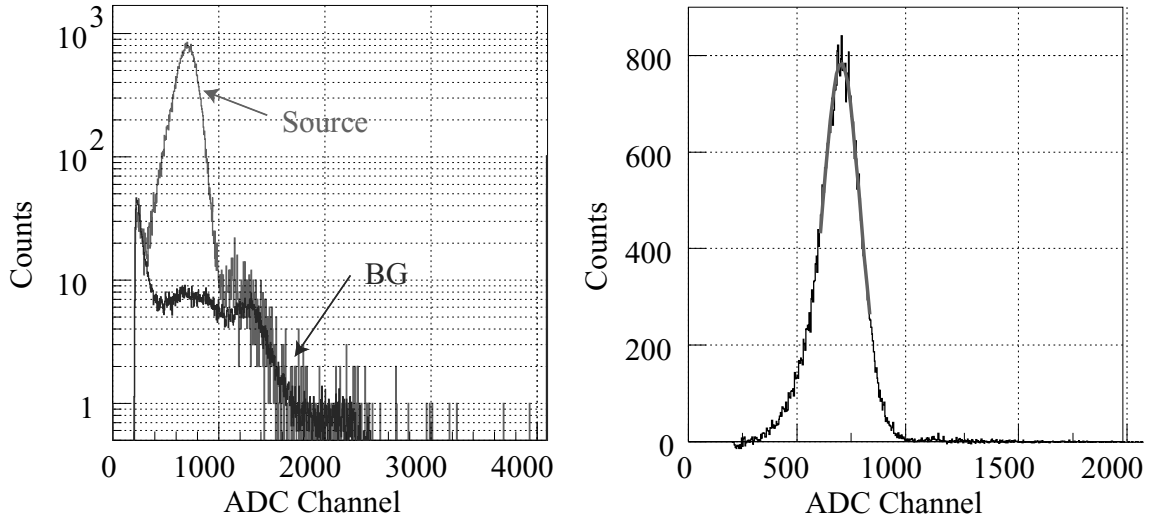


Fig.6. The measured ADC distributions. The left panel shows the ADC distributions taken with  $^{137}\text{Cs}$  together with a background measured without the  $^{137}\text{Cs}$  source which is normalized by a data taking time and a data taking efficiency. The right panel shows the net ADC distribution for the  $^{137}\text{Cs}$  photons together with the fitted Gaussian.

The mean  $\mu$  and width  $\sigma$  of the net ADC distribution was estimated by fitting with a Gaussian function. The energy resolution for the  $^{137}\text{Cs}$  photons are estimated as

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma}{\mu - \mu_p}, \quad (8)$$



where  $\mu_p$  stands for the mean of the pedestal distribution. The width of the pedestal distribution is negligibly small as compared with that of the net ADC distribution. The energy resolution of  $16.6\% \pm 0.2\%$  has been obtained, which corresponds to about 40 detected photons with the photo-multiplier tube. The resolution is much higher than that of the first manufactured small BSO with a diameter of 20 mm and a thickness of 39 mm ( $\sim 32\%$  [9]). The details of the analysis for the energy resolution for the  $^{137}\text{Cs}$  photons are described elsewhere [10].

## References

- [1] T. Ishikawa *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **39** (2006) 35;  
T. Ishikawa *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **40** (2007) 19;  
T. Ishikawa *et al.*: in this Research Report of LNS, **41** (2008) 7.
- [2] K. Mochizuki and T. Ishikawa *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **40** (2007) 15.  
K. Mochizuki: Internal GeV- $\gamma$  analysis note No.**44** (2007).
- [3] M. Sato and T. Ishikawa *et al.*: in this Research Report of LNS, **41** (2008) 22.;  
M. Sato: Internal GeV- $\gamma$  analysis note No. **86** (2008).
- [4] T. Ishikawa *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **40** (2007) 6.
- [5] H. Shimizu *et al.*: Nucl. Instrum. and Meth. A **550** (2005) 258.
- [6] H. Ikeda *et al.*: Nucl. Instrum. and Meth. A **441** (2000) 401.
- [7] S. Kuwasaki: Internal GeV- $\gamma$  analysis note No.**62** (2007).
- [8] S. Kuwasaki: Internal GeV- $\gamma$  analysis note No.**68** (2007).
- [9] M. Ishii *et al.*: Optical Materials **19** (2002) 201.
- [10] S. Kuwasaki: Internal GeV- $\gamma$  analysis note No.**74** (2007).

(LNS Experiment : #2578)

# Development of a Compact Silica Aerogel Čerenkov Counter

K. Suzuki<sup>1</sup>, K. Futatsukawa<sup>2</sup>, T. Ishikawa<sup>1</sup>, H. Kanda<sup>2</sup>, M. Kaneta<sup>2</sup>,  
H. Kawai<sup>3</sup>, M. Kawai<sup>2</sup>, T. Kawasaki<sup>2</sup>, S. Kuwasaki<sup>1</sup>, K. Maeda<sup>2</sup>, Y. Okada<sup>1</sup>,  
H. Shimizu<sup>1</sup>, M. Tabata<sup>3</sup>, Y. Tajima<sup>4</sup>, K. Tsukada<sup>5</sup>, and H. Yamazaki<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, Sendai, 982-0826*

<sup>2</sup>*Department of Physics, Tohoku University, Sendai, 980-8578*

<sup>3</sup>*Graduate School of Science, Chiba University, Chiba, 263-8522*

<sup>4</sup>*Networking and Computing Science Center, Yamagata University, Yamagata, 990-8560*

<sup>5</sup>*Advanced Meson Science Laboratory, RIKEN Nishina center, Wako, 351-0198*

A compact silica aerogel Čerenkov counter with fine-mesh type photo-multiplier tubes has been developed to reject  $e^+e^-$  pair created events at a trigger level. The silica aerogel is covered with a highly reflective material to lead emitted Čerenkov photons into the photo-cathodes. The efficiency of  $e^+e^-$  event identification is obtained to be more than 97%.

## §1. Introduction

A magnetic spectrometer has been constructed in the 2nd experimental hall at Laboratory of Nuclear Science (LNS) to study photo-production of the  $K^0$  meson [1],  $\pi^+\pi^-$  mesons [2], and the  $\Theta^+$  baryon [3]. Many electrons and positrons are generated by the electro-magnetic interaction in a target. To keep the data taking efficiency at a realistic level for a high intensity photon beam, it is important to veto  $e^+e^-$  events at a trigger level.

An  $e^+e^-$  veto counter should be placed just behind the target to response the  $e^+e^-$  event efficiently since electrons and positrons are bent inside a space with high magnetic flux density. One of  $\pi^+\pi^-$  mesons to which a  $K^0$  meson decays has a momentum of 1 GeV/c at maximum. It is necessary that the refractive index should be 1.01 or less so that 1 GeV/c  $\pi$  mesons can not emit Čerenkov photons. It should consist of low amounts of substance so that the emitted particles are not much influenced with them, due to the energy loss and multiple scattering.

The available space for the counter thickness is limited and is about 50 mm. To construct the counter in a compact size with a few materials, silica aerogel has been selected. Diffuse reflectors have been also selected to let the Čerenkov photons reach a photon detecting device. Fine-mesh type photo-multiplier tubes (PMT) are employed since the magnetic flux density measures 0.4 T near the target. We have selected the PMT with a quartz window, Hamamatsu H8409-70QB, because the most Čerenkov photons have a short wave length.

## §2. Aerogel Čerenkov counter

The size of each silica aerogel piece is  $132\text{ (H)} \times 132\text{ (W)} \times 22\text{ (T)}\text{ mm}^3$  and its refractive index is 1.01. Two pieces are stacked to generate Čerenkov photons enough to get a high efficiency of  $e^+e^-$  veto. Four PMTs are coupled to the aerogel in such a way that most of the charged particles produced at the target can not go through the PMT materials. The two of them are located on the top of it, and the others are on the bottom. Aerogel pieces are covered with a diffuse reflector to make the emitted Čerenkov photons go into photo-cathodes of PMTs.

We have tested two types of diffuse reflectors. One is a Millipore membrane filter, HAWP00010, with a thickness of  $150\text{ }\mu\text{m}$ , a pore size of  $0.45\text{ }\mu\text{m}$ , and a porosity of 79%. The other is a GORE-TEX DRP backlight reflector sheet with a thickness of  $500\text{ }\mu\text{m}$ . The whole counter is wrapped with a sheet of  $150\text{ }\mu\text{m}$  thick black paper [4]. Figure 1 shows the aerogel Čerenkov counter we made.

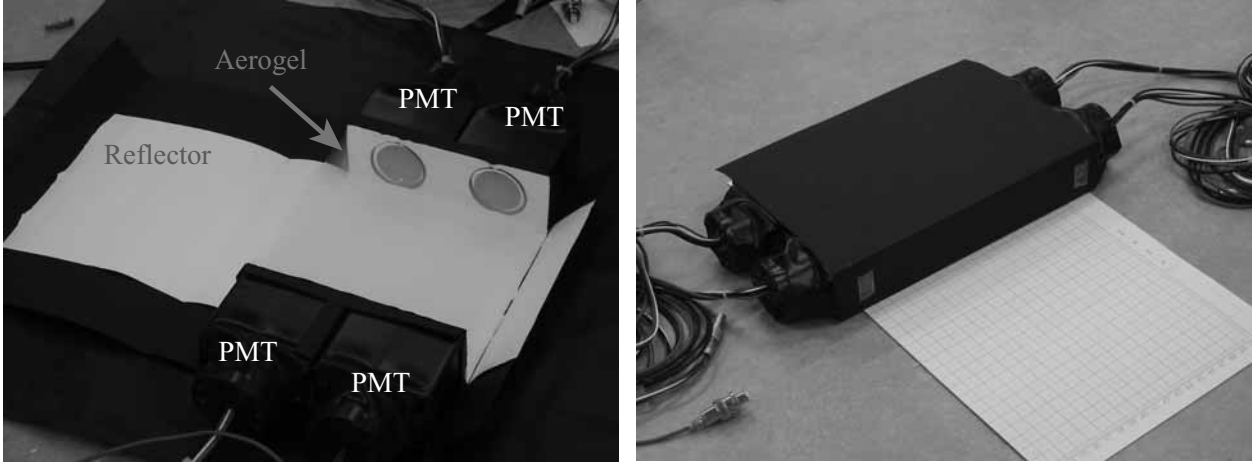


Fig.1. The silica aerogel Čerenkov counter. The left and right panels show the counter before and after assembly, respectively.

## §3. Experiment

The detection efficiency for the counter has been measured by using a 457 MeV electron beam [5], at LNS, which is able to produce Čerenkov photons. Two experimental sets, with aerogel and without aerogel, have been performed. The experimental setup is shown in Fig. 2. We have detected small amounts of Čerenkov photons without aerogel because Čerenkov photons are also generated in the air [6]. Another experiment has been carried out with a 80 MeV proton beam at Cyclotron Radio Isotope Center (CYRIC), Tohoku University [7], to confirm no detection of Čerenkov photons due to low energy protons.

We have used two scintillating fiber hodoscopes,  $x$  and  $y$ , to make a trigger signal, which is a coincidence signal between  $x$  and  $y$  as

$$(x \text{ fiber OR}) \otimes (y \text{ fiber OR}). \quad (1)$$

The pedestal data have been also taken by a clock trigger.

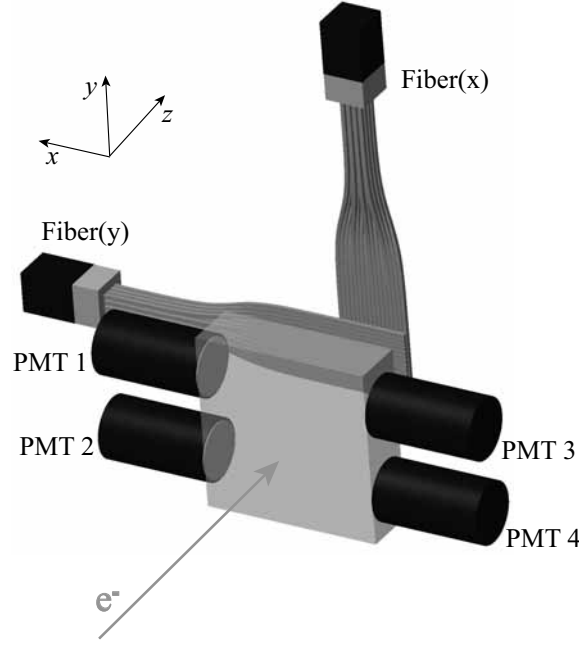


Fig.2. Experimental setup at LNS. Two scintillating fiber hodoscopes are used for a trigger counter. The silica aerogel Čerenkov counter is located in front of the two hodoscopes.

#### §4. Data analysis

ADC data of four PMTs have been obtained under every experimental setup. Figure 3 shows ADC distributions for electrons with a GORE-TEX sheet where aerogel is placed in the counter.

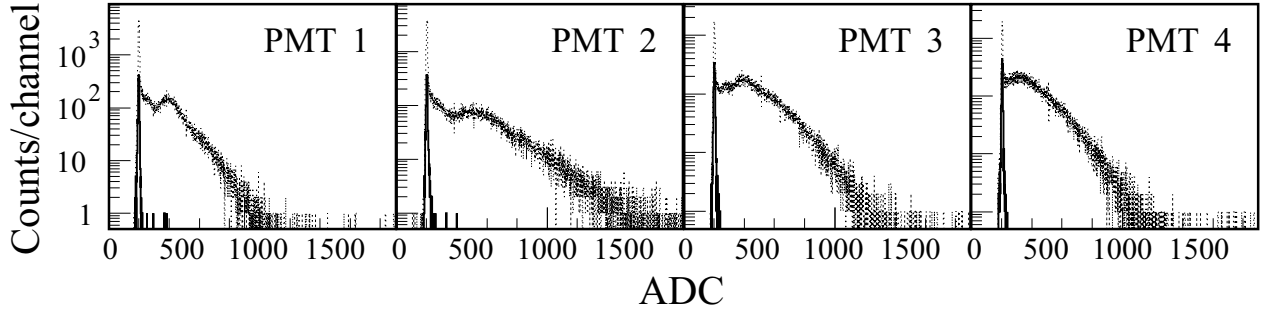


Fig.3. ADC distributions for electrons with a GORE-TEX sheet where aerogel is placed in the counter. The dotted histograms show ADC distributions with the fiber trigger, and the solid histograms below 300 show the distributions with the clock trigger.

Each peak of pedestals corresponding to solid histograms has been fitted by a gauss function. The peak value  $\mu$  and standard deviation  $\sigma$  of the fitting function have been determined. Two counting ratios are defined as

$$R_1 = \frac{N_{\text{ADC} > \mu + 3\sigma}}{N_{\text{Trig}}} \times 100, \text{ and} \quad (2)$$

$$R_2 = \frac{N_{\text{ADC} > \mu + 3\sigma}^{\text{multi}}}{N_{\text{Trig}}} \times 100. \quad (3)$$

$N_{\text{Trig}}$  is the total number of taken events.  $N_{\text{ADC} > \mu + 3\sigma}$  or  $N_{\text{ADC} > \mu + 3\sigma}^{\text{multi}}$  is the number of events of which

”one” or ”more than one” ADC value exceeds  $\mu + 3\sigma$ . In Table 1, the counting ratios  $R_1$  and  $R_2$  are summarized.

Table 1. The counting ratio  $R_1$  and  $R_2$  for the electron and proton beams.

		for electrons		for protons	
		Millipole filter	GORE-TEX sheet	Millipole filter	GORE-TEX sheet
$R_1$	w/ aerogel	$97.9 \pm 0.3$	$99.1 \pm 0.3$	$13.0 \pm 0.1$	—
	w/o aerogel	$30.9 \pm 0.2$	$74.5 \pm 0.2$	$15.5 \pm 0.1$	—
$R_2$	w/ aerogel	$82.6 \pm 0.3$	$90.7 \pm 0.3$	$0.7 \pm 0.0$	—
	w/o aerogel	$4.4 \pm 0.1$	$33.0 \pm 0.1$	$1.0 \pm 0.0$	—

The ratio  $R_2$  with aerogel and the Millipole filter gives the lowest efficiency 0.7% for the proton beam, and 82.6% for the electron beam. In the planned experiments,  $e^+e^-$  pairs pass through the Čerenkov counter even in the magnetic field, since it is placed just downstream of the target. Therefore the  $e^+e^-$  detection efficiency would be about 97% for the counter with the Millipole filter and 99% with the GORE-TEX sheet. The determination method  $R_2$ , in which multiple response events are used, is suitable for rejecting  $e^+e^-$  events without rejecting proton events.

## §5. Conclusion

The detection efficiency for one electron is 82.3% for the counter with the Millipole filter and 90.7% with the GORE-TEX sheet. The fraction of which protons are mistaken for electrons is 0.7% with the Millipole filter. The efficiency for  $e^+e^-$  events would be 97% with the Millipole filter and 99% with the GORE-TEX sheet.

## Acknowledgments

We are grateful to Prof. Y. Sakemi and Dr. M. Itoh for assistance of the test experiment at CYRIC. One of the authors (T. I.) acknowledges the financial support from Tohoku University: Dean’s Grant for Exploratory Research (Graduate School of Science).

## References

- [1] K. Tsukada *et al.*: Phys. Rev. C **78** (2008) 014001; K. Tsukada *et al.*: Research Report of Laboratory of Nuclear Science **38** (2005) 1.
- [2] K. Hirose *et al.*: Research Report of Laboratory of Nuclear Science **39** (2006) 7.
- [3] T. Ishikawa: talk at LNS Nuclear Working Group Meeting (2005); T. Ishikawa: talk at LNS Nuclear Working Group Meeting (2006).
- [4] K. Suzuki: Internal GeV- $\gamma$  analysis note No. **49** (2007).
- [5] T. Ishikawa *et al.*: Research Report of Laboratory of Nuclear Science **39** (2006) 39; T. Ishikawa: Internal GeV- $\gamma$  analysis note No. **78** (2008).
- [6] K. Suzuki: Internal GeV- $\gamma$  analysis note No. **52** (2007).
- [7] K. Suzuki: Internal GeV- $\gamma$  analysis note No. **51** (2007).

(LNS Experiment : #2620)

# Energy Resolution of an SF-5 Lead Glass Čerenkov Counter

M. Sato, T. Ishikawa, S. Kuwasaki, H. Fujimura, R. Hashimoto, H. Shimizu,  
K. Suzuki, and H. Yamazaki

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

A new electro-magnetic (EM) calorimeter complex FOREST consists of three independent calorimeters [1], covering a solid angle of about  $4\pi$  sr in total. An SF-5 lead glass Čerenkov counter array Rafflesia II is employed to cover backward angles from 110 to 170 degrees of FOREST. The energy resolution of the SF-5 counter has been measured using a positron beam with energies up to 800 MeV.

## §1. Experimental setup

The energy resolution of the SF-5 lead glass Čerenkov counter was measured at the electron/positron beamline dedicated to testing detectors at LNS. It consists of an SF-5 lead glass with a size of 150 mm (W)  $\times$  150 mm (H)  $\times$  300 mm and a 5 inch photo-multiplier tube (Hamamatsu R1250) directly connected to the lead glass, and it was manufactured by Ohara Optical Company [2]. The SF-5 lead glass is a mixture of 55% PbO<sub>2</sub> and 45% SiO<sub>2</sub> by weight, its density is 4.07 g/cm<sup>3</sup>, and its radiation length ( $X_0$ ) is 25.4 mm. The thickness of the counter corresponds to  $11.8X_0$ .

Momentum-analyzed positrons were used as an incident beam with the energy ranging from 100 to 800 MeV. A beam profile monitor (BPM) was used to specify the position of the incident positrons. BPM consists of two layers of scintillating fiber (SciFi) hodoscopes. Each hodoscope is composed of 16 SciFis with a cross section of  $3 \times 3$  mm<sup>2</sup>. The upstream and downstream layers determine the  $x$  and  $y$  positions of the incident positron, respectively. Figure 1 shows the experimental setup for measuring the energy resolution of the SF-5 counter.

The trigger condition for the data acquisition system is described as

$$[x \text{ fiber OR}] \otimes [y \text{ fiber OR}], \quad (1)$$

where  $\otimes$  means coincidence of signals. The maximum singles rate of the SF-5 counter was 4 kHz and a fraction of accidental coincidence events was negligibly small. The energy resolution was measured by using positrons bent with a  $\mathcal{R}$ TAGX current from 50 to 450 A (about 100–800 MeV/c) [3] injected on to the central region ( $9 \times 9$  mm<sup>2</sup>).

## §2. Energy Response

The measured energy  $E$  is determined by subtracting the mean of the pedestal distribution  $A_{\text{ped}}$  from the ADC value  $A$  as

$$E = A - A_{\text{ped}}. \quad (2)$$

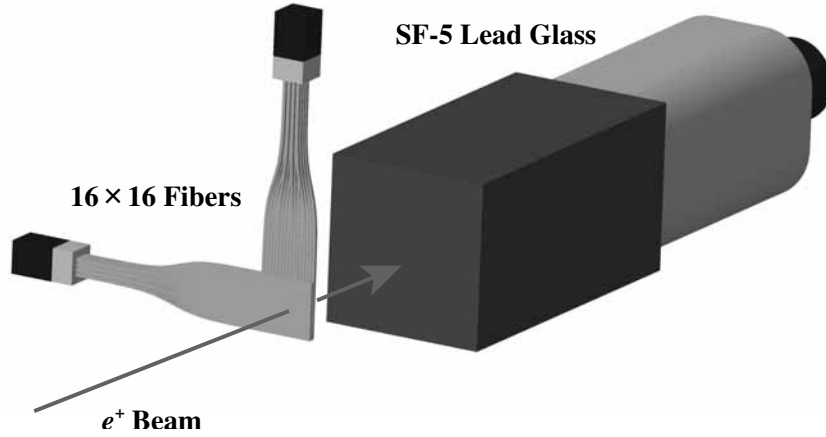


Fig.1. Experimental setup for measuring the energy resolution of the SF-5 counter. The  $16 \times 16$  scintillating fiber hodoscopes are placed in front of the calorimeter to determine the position of incident positions.

The unit of the measured energy  $E$  is arbitrary. The positrons injected on to the central region ( $9 \times 9 \text{ mm}^2$ ) were selected in the energy measurement to suppress the energy leakage out of the SF-5 counter in the lateral direction. The linearity of the energy response was checked with the ratio of the mean of the measured energy distribution to the incident positron energy  $E_{e^+}$ . Figure 2 shows the ratio as a function of the incident energy. The difference of the ratio is less than 1% for  $E_{e^+} < 0.6 \text{ GeV}$  and 5% for all the data.

The measured energy distribution for each incident positron energy was fitted with a Gaussian function, and the mean ( $\mu$ ) and width ( $\sigma$ ) of the distribution was determined. The energy resolution is obtained as

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma}{\mu}. \quad (3)$$

The energy spread of the positron beam and the smearing of the pedestal distribution is much smaller than the energy resolution of the SF-5 counter, and they do not affect the obtained resolution. Figure 2 shows the energy resolution as a function of the incident positron energy.

The energy resolution  $\sigma_E/E$  may be expressed as

$$\frac{\sigma_E}{E} = \left\{ \left( \frac{a_2}{E} \right)^2 + \left( \frac{a_1}{\sqrt{E}} \right)^2 + a_0^2 \right\}^{1/2}. \quad (4)$$

The function (4) is fitted to the data to give the result,

$$\frac{\sigma_E}{E}(E_{e^+}) = \left\{ \left( \frac{0.51 \pm 0.07}{E_{e^+}} \right)^2 + \left( \frac{4.06 \pm 0.01}{\sqrt{E_{e^+}}} \right)^2 + (2.70 \pm 0.14)^2 \right\}^{1/2}, \quad (5)$$

where the energy resolution and  $E_{e^+}$  are given in % and in GeV, respectively. The energy resolution for 1 GeV positrons corresponds to 4.9%. The energy resolution of the SF-5 counter is much higher than that of lead scintillating fibers (7.2%) [4]. The details of the analysis are described elsewhere [5].

Rafflesia II was constructed on the 11th June in 2008, and 10 SF-5 counter are used in it. The details of construction of Rafflesia II are reported [6].

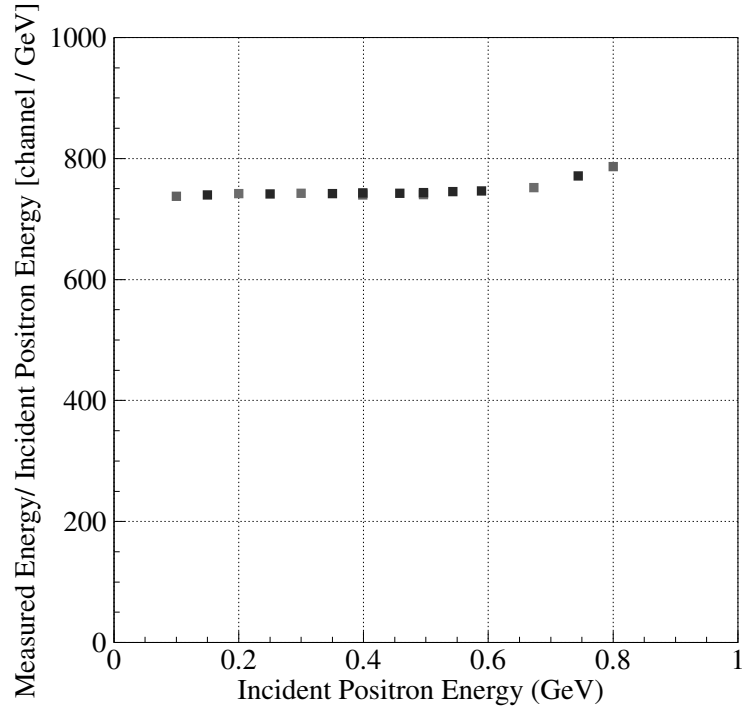


Fig.2. Ratio of the mean of the measured energy distribution to the incident positron energy. The measured energy is given by subtracting the mean of the pedestal distribution from the ADC value, and its unit is arbitrary.

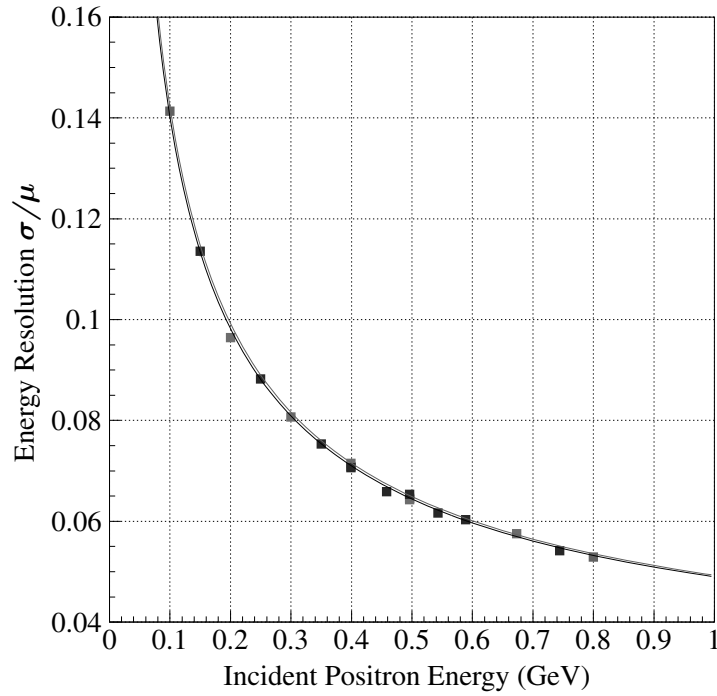


Fig.3. The energy resolution as a function of the incident positron energy. The resolution is given by the width ( $\sigma$ ) divided by the mean ( $\mu$ ) of the measured energy distributions. The solid curve shows the fitted function by the equation (4).



## References

- [1] T. Ishikawa *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **39** (2006) 35.
- [2] A. Ando *et al.*: KEK Report, KEK-79-21 (1979).
- [3] T. Ishikawa *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **40** (2007) 6.
- [4] K. Mochizuki and T. Ishikawa *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **40** (2007) 15.  
K. Mochizuki: Internal GeV- $\gamma$  analysis note No.**44** (2007).
- [5] M. Sato: Internal GeV- $\gamma$  analysis note No. **86** (2008).
- [6] T. Ishikawa *et al.*: in this Research Report of LNS, **41** (2008) 7.

(LNS Experiment : #2576, #2609)

# A New Data Acquisition System for $4\pi$ EM Calorimeter FOREST

H. Fujimura<sup>1</sup>, R. Hashimoto<sup>1</sup>, T. Ishikawa<sup>1</sup>, J. Kasagi<sup>1</sup>, A. Kawano<sup>2</sup>,  
S. Kuwasaki<sup>1</sup>, K. Maeda<sup>3</sup>, Y. Okada<sup>1</sup>, Y. Sakamoto<sup>2</sup>, M. Sato<sup>1</sup>, H. Shimizu<sup>1</sup>,  
K. Suzuki<sup>1</sup>, Y. Tajima<sup>4</sup>, and H. Yamazaki<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, Sendai 982-0826*

<sup>2</sup>*Department of Information Science, Tohoku Gakuin University, Sendai 980-8511*

<sup>3</sup>*Department of Physics, Tohoku University, Sendai 980-8578*

<sup>4</sup>*Networking and Computing Service Center, Yamagata University, Yamagata 990-8560*

We have developed a data acquisition (DAQ) system for a  $4\pi$  electro-magnetic (EM) calorimeter complex, FOREST [1, 2]. The FOREST consists of three EM calorimeters and front-end electronics of different parts comply with different standards. The number of detectors to be read out is extremely increased as compared with that of SCISSORS II. Since FOREST has been constructed step by step over 3 years, we added and reconfigured the front-end electronics at every stage. Therefore, our requirements on the DAQ software are scalability and flexibility as well as capability of high speed up to 2 kHz trigger rate. The new DAQ system has been introduced to the FOREST experiment since early June 2008. The DAQ efficiencies have been achieved to be 88% and 76% for 1 kHz and 2 kHz trigger rate, respectively.

## §1. Framework of DAQ System

The DAQ software framework consists of collector, event builder, and recorder processes based on the C++ language [3]. Figure 1 shows the dataflow of the DAQ system. Event data transfer and command communication between different subsystem processes are handled via the Transmission Control Protocol/Internet Protocol (TCP/IP). Each TCP/IP communication uses a different port number.

The collector is a readout process which gathers the data from the front-end electronics and converts the data coming from different modules to a single output stream. The output stream is built with a basic information including a run number, an event sequential number and a collector ID number, and is sent to the event builder process. In general, more than one collector is used at the same time. The event builder process receives the data of event fragments from collectors, and unifies a complete event. The incoming data fragment is strictly combined according to an event sequential number and is attached with a basic information. The output stream is sent to the recorder process to be stored in a data file on a hard disk. The recorder process attaches a basic run information to the event data, which contains a time stamp, the number of events stored and comments to the data file.

This framework is easy to add and replace the collector processes and to allow the development of the reconfigurable hardware. Usually we use more than one collector in order to handle different

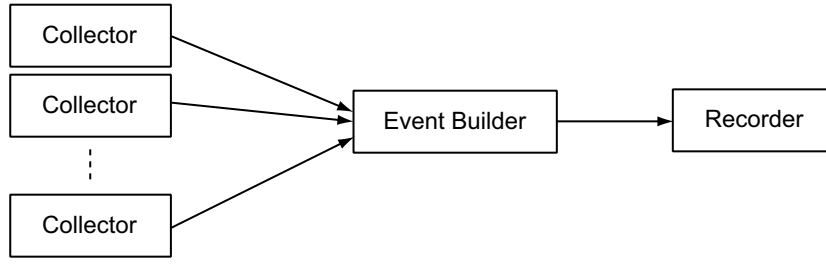


Fig.1. The dataflow of the DAQ system. The data are gathered by collector processes from the front-end electronics. An event builder process receives the data of event fragments from the collectors and builds a single output stream which is stored in a data file by the recorder process.

electronics standards. Since the main part of the DAQ dead time is caused by readout processes of the front-end electronics, parallel readout of adequate number of collector systems achieves high trigger rate and high DAQ efficiency.

## §2. Subsystem Configuration of the FOREST Experiment

All the subsystem processes work on different computers in order to reduce the load level. The data communication between the collectors and the event builder uses a private gigabit Ethernet network dedicated to the DAQ system. An event trigger signal is distributed to each collector and is read in a polling mode through a REPIC Interrupt & I/O Register RPV-130 in a VME system. Figure 2 shows the DAQ configuration. We have employed 5 collectors described as follows:

- **TKO-SMP collector**

The front-end module is a REPIC TDC RPT-140 in a TRISTAN/KEK Online (TKO) system. The timing signals from SCISSORS III [1, 4] are measured in this collector system. The digitized data are collected and stored with Super Memory Partner (SMP) modules in a VME system through Super Controller Head (SCH) modules in the TKO systems. All the digitized data in the SMP buffer are finally accumulated in a Sanritz PC/AT compatible VME module SVA041 single board computer through the VMEbus.

Since SMP has two data buffers, it is possible to send the data from the TKO system to SMP during the data transfer from SMP to SVA041. After a module conversion time of  $80 \mu\text{sec}$ , SMP receives a signal to ask SCH to execute a sparse-data-scan. A SMP busy signal is released and a trigger signal is sent to the TKO-SMP collector through a RPV-130 after the sparse-data-scan. The collector asks SMP to switch the recording buffer to the other one and releases the event veto signal. Then SMP is ready to receive the next data from the TKO system. This buffer switching is occurred event by event. The dead time of this collector process is about  $110 \mu\text{sec}$ . This is caused by conversion, sparse-data-scan, and data transfer from the TKO system to SMP.

- **FERA-UIO collector**

The energy deposited in the Backward Gamma (BG) detector [5] is digitized by a LeCroy 4300B Fast Encoding and Readout ADC (FERA) in a CAMAC system. The data are collected from a

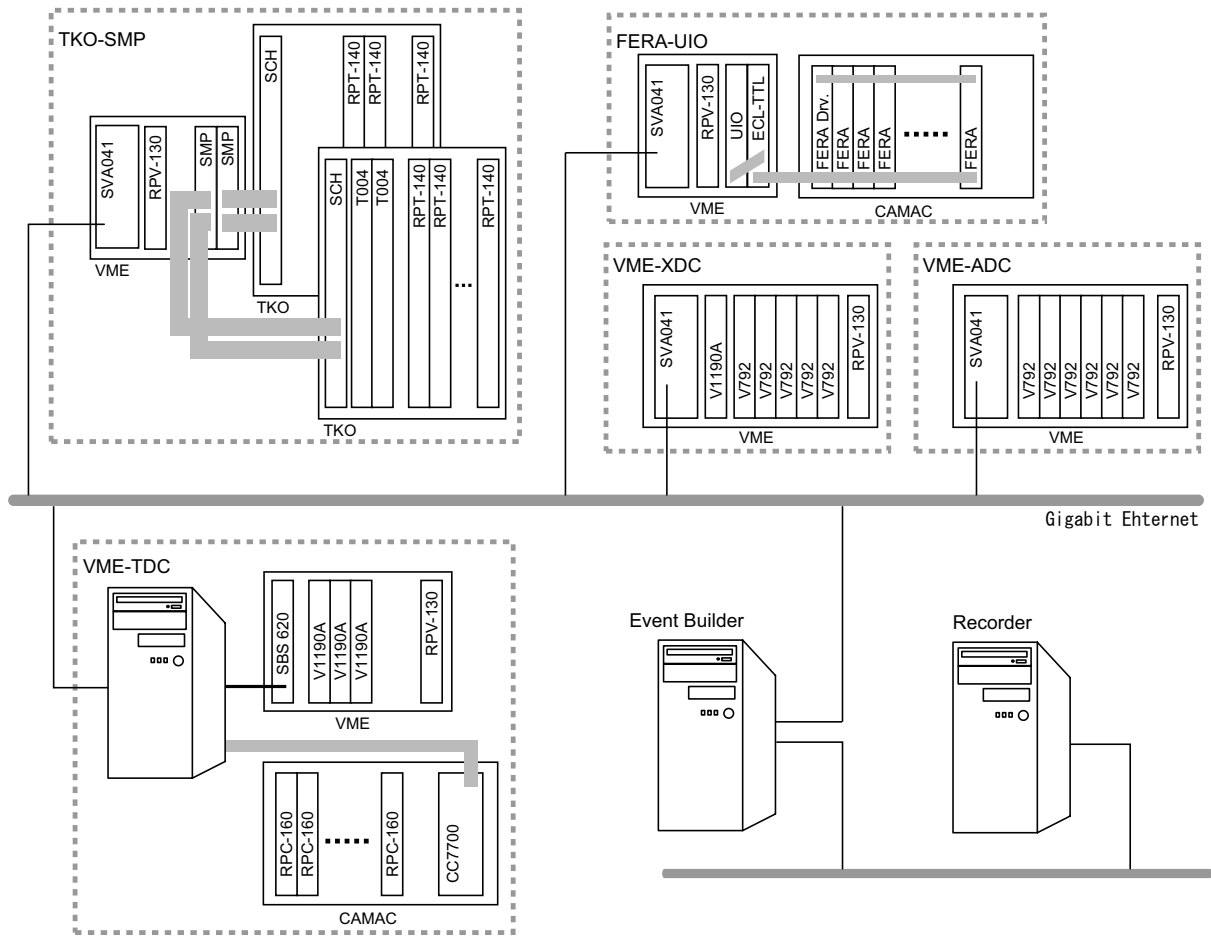


Fig.2. The DAQ subsystem configuration of the FOREST experiment. The number of collectors is 5. The computers in which the collector and event builder processes work are connected to a private gigabit Ethernet network.

LeCroy 4301 FERA driver in the CAMAC system through a FERA bus and temporally stored in a universal I/O (UIO) module [6] in a VME system. The UIO has two data buffers and each buffer is switched to the other every 20 events. After receiving a buffer change request signal, the UIO-FERA collector asks UIO to switch a recording buffer to the other one, and releases an event veto signal. The data sorted in one buffer of UIO are transferred every 20 events to the FERA-UIO collector which works on a SVA041 in the VME system, while the every-event data fragments from FERA are stored in the other one. The collector slices the data stream from UIO into 20 event fragments and sends an output stream in the order of event sequential number.

The ADC data are read without pedestal suppressions; the dead time of every event is about 120  $\mu$ sec. This is mainly caused by the bus communication speed between UIO and FERA.

#### • VME-TDC collector

The timing signals from the BG detector are measured with CAEN V1190A 128 Ch Multihit TDC modules in a VME system. The digitized data are transferred to a personal computer (PC) in

Table 1. The number of channels connected to the front-end electronics of each collector. The list is classified by the FOREST detector assembly. The last line shows the average dead time of each collector. The TDC modules used are REPIC RPT-140 and CAEN V1190A. The ADC modules used are LeCroy FERA and CAEN V792. The REPIC RPC-160 is a scaler module.

	TKO-SMP RPT-140	FERA-UIO FERA	VME-TDC V1190A RPC-160		VME-XDC V1190A V792		VME-ADC V792
STB-Tagger II	116	—	—	116	—	—	—
SCISSORS III	192	—	—	10	—	—	192
Backward Gamma	—	252	252	—	—	—	—
Rafflesia II	—	—	48	—	14	62	—
Plastic scintillators	—	—	—	—	90	90	—
Others	—	3	4	12	1	—	—
Total	308	255	304	138	105	152	192
Dead time ( $\mu\text{sec}$ )	110	120	$<50$	—	$<40$		$<40$

sequential mode via a SBS Technologies (Bit3) PCI-VME interface 620. Since the data buffer of V1190A is a First-In First-Out (FIFO) structure, it is possible to read out the data stored in the FIFO buffer while the other data taking process, conversion and setting the data to the FIFO buffer, is being treated. The dead time is less than 50  $\mu\text{sec}$  and negligibly small.

The VME-TDC collector also handles REPIC RPC-160 scaler modules in a CAMAC system via a TOYO Corporation CAMAC controller CC7700. The scaler data are collected every spill off.

- **VME-XDC collector**

The VME-XDC collector consists of a CAEN V1190A module and CAEN V792 32 Ch QDC modules. The deposited energy and the timing signals from plastic scintillator detectors in front of the EM calorimeters [2] are digitized by these VME modules. The data are gathered in sequential mode by a SVA041 in a VME system. Since the data buffer of V1190A and V792 are FIFO, the dead time is less than 40  $\mu\text{sec}$  and negligibly small.

- **VME-ADC collector**

The energy from each crystal of SCISSORS III is digitized by a CAEN V792. The data are collected by a SVA041 single board computer in a VME system. Since the data buffer of V792 has a FIFO structure, the dead time is less than 40  $\mu\text{sec}$  and negligibly small.

The number of channels connected to the front-end electronics of each collector are summarized in the Table 1. The average dead time of each collector is also listed.

### §3. Beam Test

A performance study using a  $\gamma$ -beam was carried out in June and July 2008. The trigger condition for the DAQ system was more than one cluster hit measured by FOREST and at least one hit measured in STB-Tagger II [7, 8]. The typical data size was 2 kB/event with a liquid hydrogen target with a thickness of 40 mm. All the ADC data were read out without pedestal suppressions. The DAQ dead time was about 120  $\mu\text{sec}$ . This is mainly caused by the FERA-UIO and TKO-SMP collector processes, and

the dead times of the other collectors were negligibly small. The DAQ efficiencies were about 88 % and 76 % for 1 kHz and 2 kHz trigger rate, respectively.

## Acknowledgment

The authors express many thanks to Prof. Toshiyuki Takahashi, Dr. Tadashi Kinoshita, and Dr. Fusashi Miyahara who have contributed to the development of the DAQ system for SCISSORS II based on the TKO standard. Many a technique in this system is also used in the TKO-SMP collector. The authors deeply appreciate to Prof. Masaharu Nomachi and Dr. Yorihiro Sugaya who give us much information on the UIO module and the communication with it to the FERA driver. The authors are grateful to Prof. Hiroyuki Okamura to give the suggestions on selecting a suitable VME module.

## References

- [1] T. Ishikawa *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **39** (2006) 35.
- [2] T. Ishikawa *et al.*: in this Research Report of LNS, **41** (2008) 7 .
- [3] ISO/IEC 14882:2003
- [4] T. Ishikawa *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **40** (2007) 23.
- [5] T. Ishikawa *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **40** (2007) 19.
- [6] Y. Sugaya and M. Nomachi: Nucl. Instrum. and Meth. **A437** (1999) 68.
- [7] T. Nakabayashi *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **37** (2004) 17.
- [8] T. Ishikawa *et al.*, in this Research Report of LNS, **41** (2008) 1.

(LNS Experiment : #2576)

# Development of a Cryogenic Target System for the FOREST Experiments

R. Hashimoto<sup>1</sup>, H. Fujimura<sup>1</sup>, T. Ishikawa<sup>1</sup>, H. Kanda<sup>2</sup>, J. Kasagi<sup>1</sup>,  
S. Kuwasaki<sup>1</sup>, M. Sato<sup>1</sup>, H. Yamazaki<sup>1</sup>, and H. Shimizu<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, Sendai 982-0826

<sup>2</sup>Department of Physics, Tohoku University, Sendai 980-8578

A new cryogenic target production system for a  $4\pi$   $\gamma$ -ray detector FOREST has been installed in the GeV- $\gamma$  experimental hall. The achieving temperature at the target is 4.5 K. It can maintain solid or liquid  $H_2/D_2$ . The target system enables us to make up solid or liquid hydrogen in a short time  $\sim 2$  hours after 3 hour-precooling.

## §1. A New Cryogenic $H_2/D_2$ Target Production System

We have constructed a  $4\pi$   $\gamma$ -ray detector named FOREST [1] in the GeV- $\gamma$  experimental hall at Laboratory of Nuclear Science. The FOREST is used for the study of elementary reactions such as  $N(\gamma, \pi^0)X$ . A hydrogen/deuterium ( $H_2/D_2$ ) target is important in our study. We need to construct the  $H_2/D_2$  target fitted to the FOREST detector. At first, we constructed a solid hydrogen target in a small vacuum chamber, using a cryostat. Then, we have made many tests under various conditions with a new vacuum chamber, which is planned to be used in our experiments. We have succeeded in making a solid hydrogen target. The new cryogenic  $H_2/D_2$  target system consists of three parts: a gas cooling system, a heat shield defending a cryostat from heat radiation, and a vacuum chamber. Figure 1 shows a schematic view of the system.

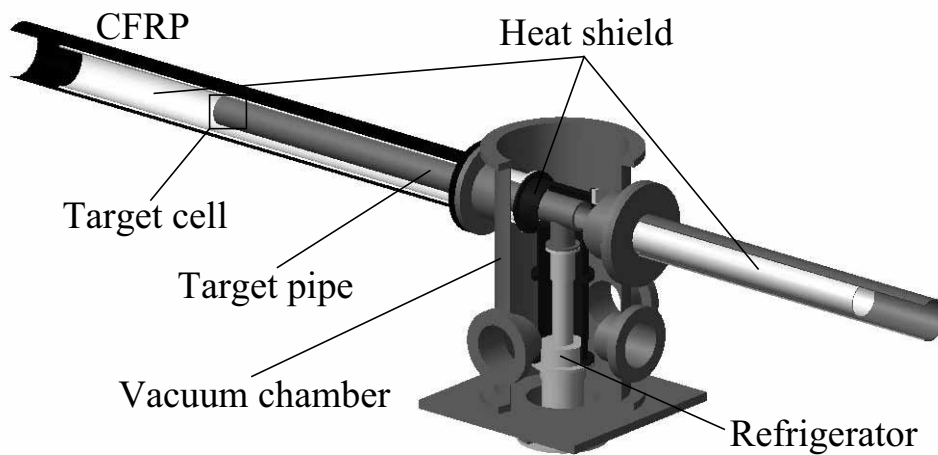


Fig.1. Schematic view of a target system.

A size of the target pipe is 1000 mm long, 65 mm and 61 mm for outer and inner diameters, respectively. A target cell with a thickness of 40 mm is located at the end of the target pipe, and the inner diameter of the cell is also 61 mm. The center of the cell is 920 mm downstream from the refrigerator.



Two 12.5  $\mu\text{m}$  aramid films are epoxied upstream and downstream of the target cell to separate target region from vacuum. A pre-cooled pipe combines the cell with compressed  $\text{H}_2/\text{D}_2$  gas cylinders. Because of a high cooling power of the refrigerator and good thermal conductivity of 4N pure-aluminium, achieving temperature of the target cell is 4.5 K.

### 1.2 Heat shield

The cryostat is protected from heat radiation by the heat shield having two components: a Cu shield and a cylindrical Al shield. The Cu shield, mounted on the top of the 1st stage of the refrigerator, is 4 mm thick and has high thermal conductivity. The cylindrical Al shield, connected to the Cu shield, surrounds the target pipe. The total length of the Al shield measures 1775 mm. The shield thickness is 0.5 mm around the target cell.

### 1.3 Vacuum chamber

The cryostat and the heat shield are placed in the vacuum chamber. The vacuum chamber comprises a vacuum cylinder and a vacuum duct made of carbon fiber reinforced plastic (CFRP) [3]. The target pipe and the Al shield are placed in the CFRP duct, which is employed to reduce the conversion rate of outgoing photons from the target cell. The CFRP has a disadvantage in the large emissivity of thermal radiation. Emissivity is about 1 for CFRP although that is about 0.1 for most of metals. The target pipe and the heat shield are surrounded with super insulation films (a 6.45  $\mu\text{m}$  thick corrugated aluminized Mylar sheet: an aluminium deposited layer is 0.05–0.06  $\mu\text{m}$  in thickness and a polyester sheet is 6.4  $\mu\text{m}$  thick). They reduce the heat radiation from the CFRP to the heat shield and also from the heat shield to the target pipe.

## §2. Gas Handling System

The gas flowing should be controlled finely at making, holding or vaporizing a cryogenic target by using some valves, vacuum gauges and vacuum pumps. Vacuum pumps are also used for vacuuming a chamber. Figure 3 shows schematic view of a gas handling system with a vacuum system.

The valve A and the scroll pump B (Edwards XDS5 Dry Pump) are used for purging an initial gas line with a target material. Valves B and C protect a purifier from vacuuming and air inflowing. The valve D which is a needle valve of a flow meter (Kofloc RK-1250) is mainly used for controlling gas pressure. Gas pressure in the gas line (nearly equal to in the cell) is measured by a vacuum gauge (MKS Baratron 122A) placed between the flow meter and the target cell.

A turbo molecular pump (Oerlikon Leybold Vacuum TURBO VAC 361) is combined with the vacuum chamber and the scroll pump A (Busch Fossa FO-0018B) is used for pre-vacuuming. The degree of vacuum in the chamber is measured by a Pirani gauge (ULVAC GP-1S with a sensor WPB-10) and a ionization vacuum gauge (ULVAC GI-M with a sensor M-13). The vacuum chamber is connected to a buffer tank (always evacuated) through a safety valve. If the pressure in the chamber is 0.05 atm higher than in the buffer tank, the safety valve automatically opens and the gas flowing from the chamber to the tank occurs. For discharging a target material gas, the scroll pump B and the valve G are used.



#### 4.1 Making a cryogenic H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub> target

To make up solid hydrogen, a temperature of the target cell should be less than 10 K. Because of good thermal conductivity of 4N pure-aluminium, the cell temperature is cooled down below 10 K after 3 hour-precooling, and it takes only 2 hours to make up solid hydrogen. We can easily change targets from hydrogen to empty or deuterium without changing the cooling system. Figure 5 shows a photo of the solid hydrogen target.

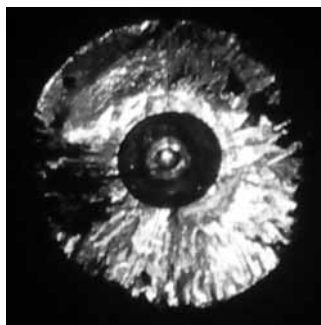


Fig.5. A photo of the solid hydrogen target.

It is important to keep the temperature of a gas-inlet above the triple point of the target material, 13.8 K for hydrogen and 18.7 K for deuterium, so that the gas flowing is not blocked by frozen H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub> in the gas-inlet. The gas pressure should be maintained at a proper value, which should be kept between the melting and the boiling point. The target material in the gas-inlet should be maintained in the liquid phase by using the temperature controller. For example we make a liquid target, operations are conducted at 14–15 K of temperature and about 240 torr of gas pressure for hydrogen, at 19–21 K and about 240 torr for deuterium. Figure 6 shows trends of the cell temperatures and the gas pressure during making the liquid hydrogen target. The temperatures of the cell and the gas pressure were well controlled.

#### 4.2 Holding a cryogenic target

The cryogenic solid target is maintained for a long time because the cooling system has a sufficient power. The liquid H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub> target can be also kept in safety. Figure 7 shows trends of the temperatures and the gas pressure of the target cell with liquid deuterium during a week beam time. The heater power is controlled with the sensor A attached to a lower part of the target cell.

### Acknowledgment

The authors express many thanks to Mr. K. Matsuda. He has given many advices and suggestions at every stage of this work, and has also supported in manufacturing the target production system. They are also grateful to Prof. S. Ishimoto from KEK. He has given much information on pure-aluminium and many techniques for making solid hydrogen. They acknowledge Dr. T. Nakabayashi and Mr. Y. Saito who have contributed to the early stage of this work.

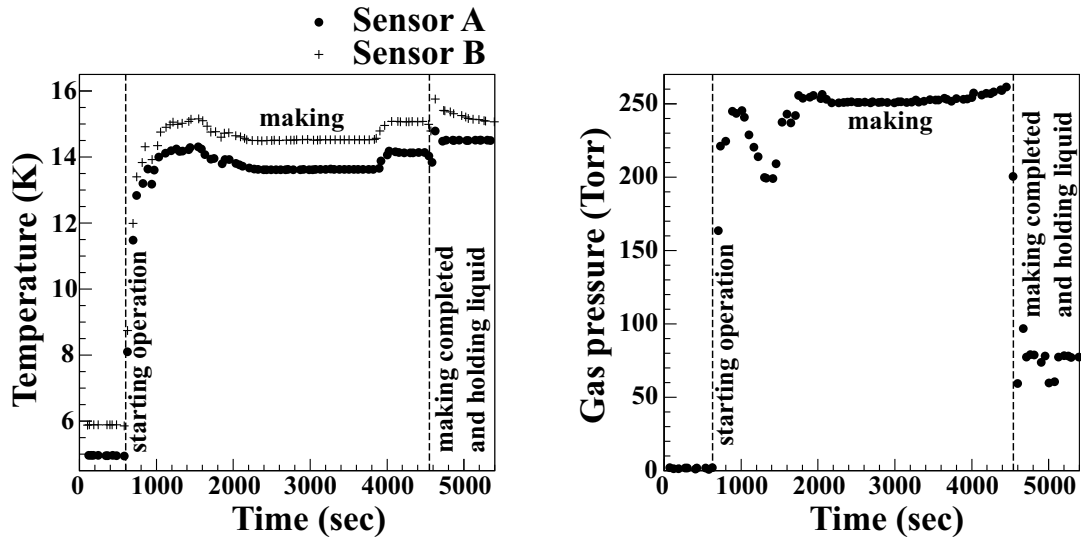


Fig.6. Trends of the cell temperatures and the gas pressure during making the liquid hydrogen target. It takes about 2 hours to make a liquid hydrogen target

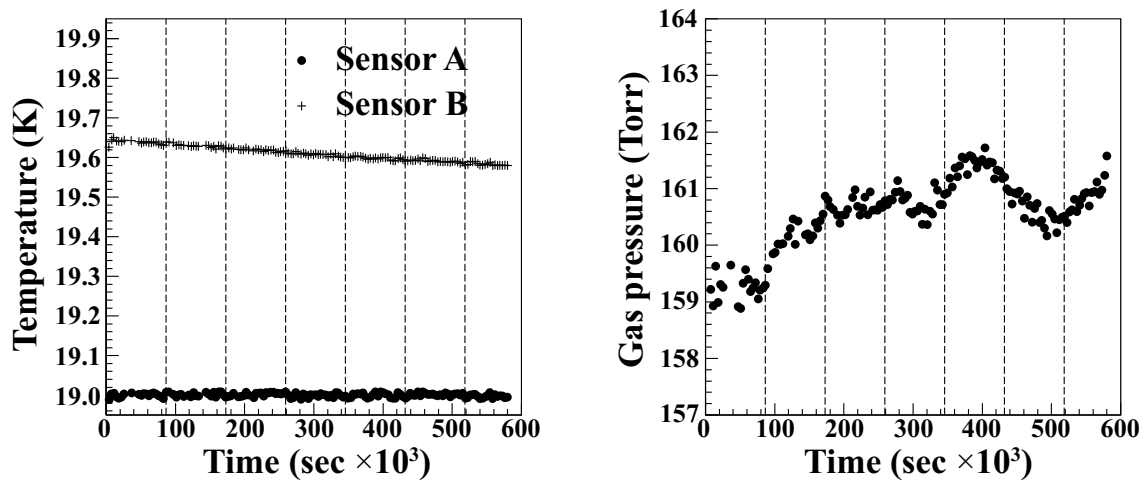


Fig.7. Trends of the temperatures and the gas pressure of the target cell with liquid  $D_2$  in a week. The vertical broken lines are drawn every 24 hours. Each value is stable for a long time.

## References

- [1] T. Ishikawa *et al.*: in this Research Report of LNS, **41** (2008) 7.
- [2] S. Ishimoto: private communication.
- [3] H. Kanda *et al.*: Research Report of LNS, Tohoku University **37** (2004) 27.

(LNS Experiment : #2593)

## Response of Electron Calorimeters for SCRIT Experiments

A. Kuwajima<sup>1</sup>, T. Tamae<sup>1</sup>, T. Suda<sup>2</sup>, K. Ishii<sup>3</sup>, K. Kurita<sup>3</sup>, T. Shirai<sup>4</sup>,  
M. Wakasugi<sup>2</sup>, and S. Wang<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, Sendai, 982-0826*

<sup>2</sup>*RIKEN Nishina Center, Wako, Saitama 351-0198*

<sup>3</sup>*Department of Physics, Rikkyo University, Toshima, Tokyo 171-8501*

<sup>4</sup>*Institute of Chemical Research, Kyoto University, Uji, Kyoto 611-0011*

We investigated the response of pure CsI and BaF<sub>2</sub> electron calorimeters for SCRIT experiments using electron beams and cosmic rays. We compared the measured results with calculations by GEANT3, and found that the inclusion of housings for crystals into GEANT3 calculations is essential in order to obtain the correct response of the detectors. Energy distribution of the cosmic rays also affects the results of the calibration very much, and the use of the accurate energy spectrum is important when the calorimeters are calibrated using cosmic rays.

### §1. Introduction

The feasibility study of SCRIT (Self-Confining Radioactive Isotope ion Target) [1, 2] has been done using 121 MeV electron beams at KSR (Kaken Storage Ring) in Kyoto University. In the experiment, the energy of electrons elastically scattered from trapped Cs ions was measured using electron calorimeters of pure CsI and BaF<sub>2</sub>. Those calorimeters were calibrated using cosmic rays and scattered electrons from a tungsten wire by comparing the measured spectra with results of GEANT3 simulations. Experiments with electron beams were performed at KSR in Kyoto University and LNS in Tohoku University. As data obtained at LNS have problems due to light leak for the CsI detectors, the results obtained from the measurements at KSR and from the cosmic rays are included in this report.

### §2. Experimental Setup

Figure 1 shows a schematic view of the SCRIT experiment, which has been set up at KSR in Kyoto University. Cesium (Cs) ions injected from an ion source are trapped in the potential produced by the SCRIT electrodes and an electron beam. A tungsten wire with 50  $\mu$ m diameter can be inserted onto the electron beam at 6 cm upstream from the center of SCRIT. The energy of scattered electrons is measured using CsI at 30° and BaF<sub>2</sub> at 40° and 60°. The distance of the front of the calorimeters from the center of SCRIT is 1750, 1180 and 790 mm for 30°, 40° and 60° detectors, respectively. Two plastic scintillation counters have been installed between the drift chamber and each calorimeter. Another plastic scintillators have been distributed around the calorimeters for measurement of the cosmic rays, which are used as veto counters during the measurements with the electron beam. The drift chamber

determines the vertex point and the angle of the scattered electrons. Each calorimeter consists of seven optically isolated crystals; each crystal has a hexagon cross section and its length is 20 cm. The cross section of the CsI and BaF<sub>2</sub> crystal is 41.6 cm<sup>2</sup> and 39.9 cm<sup>2</sup>, respectively. Each crystal is contained in a 1.5 mm thick aluminum housing, and seven detectors are set in a cylindrical case of stainless steel. The light signal generated in the crystals is converted to the current signal by photomultipliers.

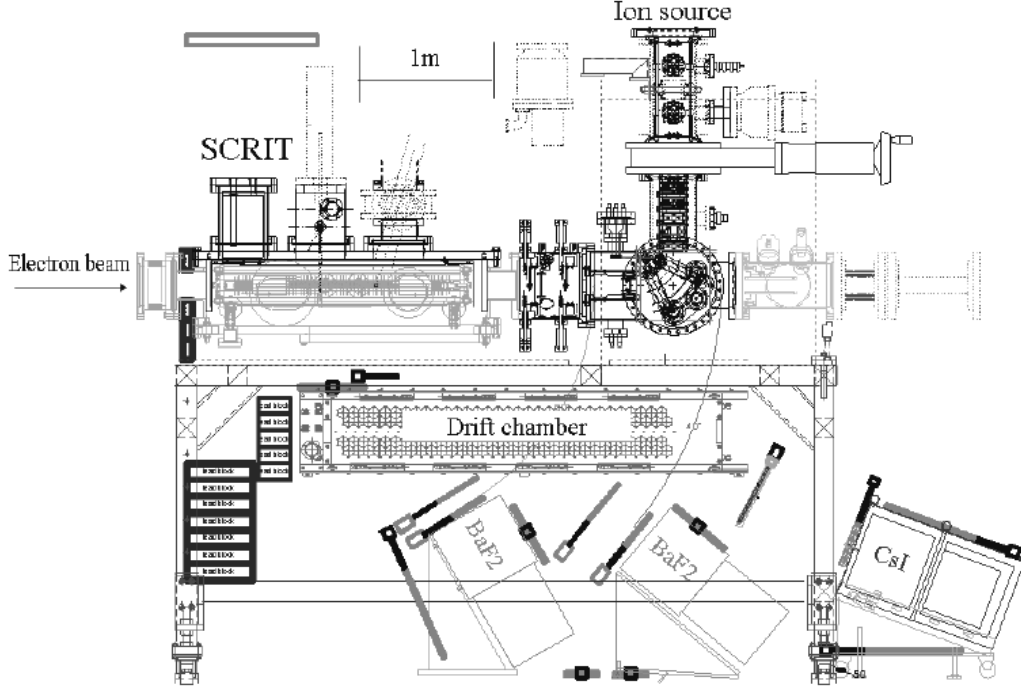


Fig.1. Prototype SCRIT and experimental setup.

### §3. Calibration of Calorimeters using Cosmic Rays and a Wire Target

The calorimeters were calibrated using the cosmic rays and scattered electrons off a tungsten wire target at KSR. The calibration using cosmic rays alone was applied before the wire target was installed. The calorimeter at 60° was calibrated using only cosmic rays because the number of the scattered electrons was not enough for the calibration. Aluminum housings with a thickness of 1.5 mm for the crystals were included in the calculation; they influence the simulated spectrum very much, as shown in the following section.

The propriety of the calorimeters was evaluated using spectra of electrons scattered off the tungsten wire target. The ADC spectrum of each crystal was fitted with that calculated using GEANT3 program to determine the calibration parameter for each crystal. The simulation includes the radiative correction at the scattering point, the energy loss in materials between the target and the calorimeters, and the formation of the shower and the energy dissipation in the calorimeters. The energy spectra measured by the CsI calorimeter at 30° and BaF<sub>2</sub> calorimeter at 40° are compared with that calculated using GEANT3 simulation in Fig. 2; the calibration parameter for each crystal was determined by fitting

the measured spectrum to the calculation. The figure indicates that the shapes of the elastic peak of measured and calculated spectra are almost identical. A considerable background exists below 50 MeV.

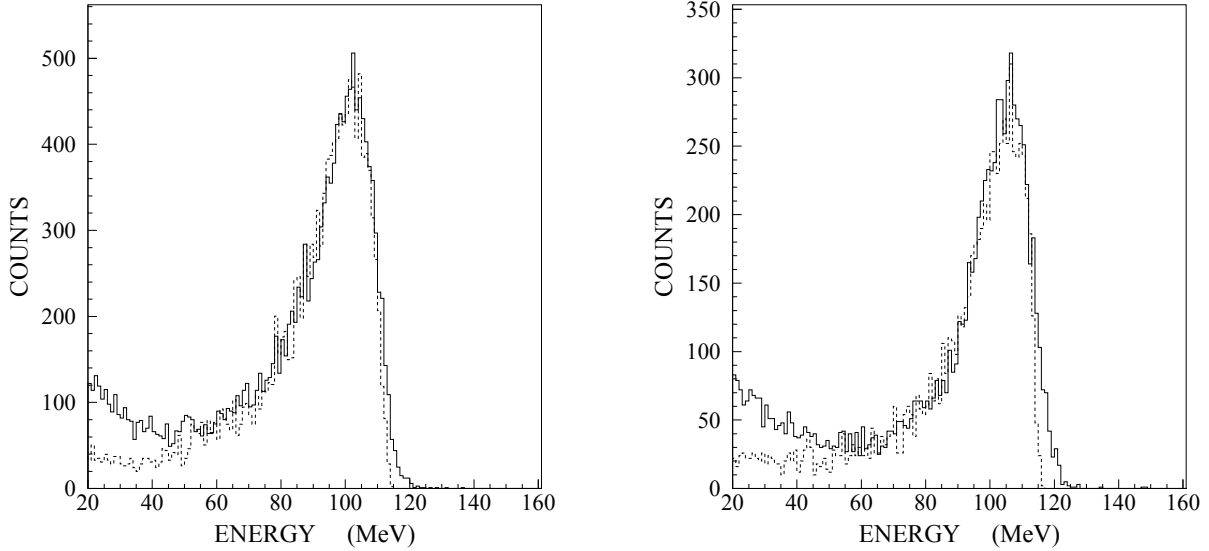


Fig.2. Total energy loss distribution in 7 crystals of the calorimeters for electrons scattered by a tungsten wire. (left: CsI calorimeter at  $30^\circ$ , right: BaF<sub>2</sub> calorimeter at  $40^\circ$ ). (dashed line: spectrum calculated with GEANT3, solid line: measured spectrum where the calibration parameter for each crystal was obtained from fitting the data to the calculation.

The calibration of the calorimeters using cosmic rays is also useful. The high-energy cosmic rays penetrate the crystals; the main part of the cosmic rays is thought to be the muon. At the first stage, the energy distribution of muons was assumed to be constant from 0.5 to 10 GeV. The intensity of the cosmic rays was supposed to have the zenith angle dependence of  $\cos^2\theta$ . The fitting for each crystal and that for addition of the signals were fairly well (Fig. 3). However, the spectrum of electrons elastically scattered off the tungsten wire, which were measured by the CsI calorimeter with a 121 MeV electron beam at KSR, is 20 MeV higher than the calculation using GEANT3, as shown in Fig. 4, when we use the calibration parameter determined using cosmic rays for each crystal. The result indicates that the calibration using the parameters obtained using cosmic rays cannot reproduce the absolute value of the energies of electrons scattered off the tungsten wire.

One of the reasons is thought to be unrealistic assumption for the energy distribution of the cosmic rays. Figure 5 shows a  $dE/dx$  curve for the muon; it has a minimum around 2 GeV and increases towards lower energy. It means that the low energy component of the muons affects the energy dissipation of the cosmic rays in the calorimeters very much. Parameters for calibration were deduced by comparing the measured spectrum and calculated ones by GEANT3, where the flat spectrum of muons from 0.5 to 10 GeV (Fig.6) and a more realistic spectrum were used. The realistic muon spectrum was obtained from the BESS data [3] including the energy loss in the concrete ceiling of the experimental hall. In Fig. 7 spectra for the CsI calorimeter deduced using calibration parameters using cosmic rays are compared with the spectrum shown in Fig. 2; the solid lines in Figs. 2 and 7 are same. The energy spectrum using



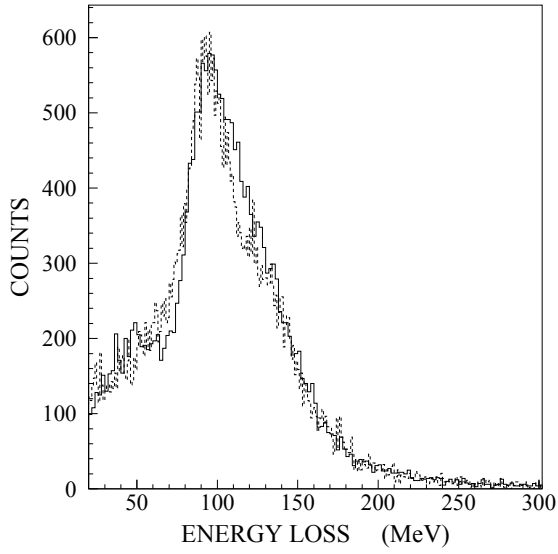


Fig.3. Total energy loss distribution of cosmic rays in 7 crystals of the CsI calorimeter. (solid line: measured spectrum, dashed line: GEANT3 calculation) Parameters for each crystal were obtained by fitting the measured spectrum with GEANT3 calculation.

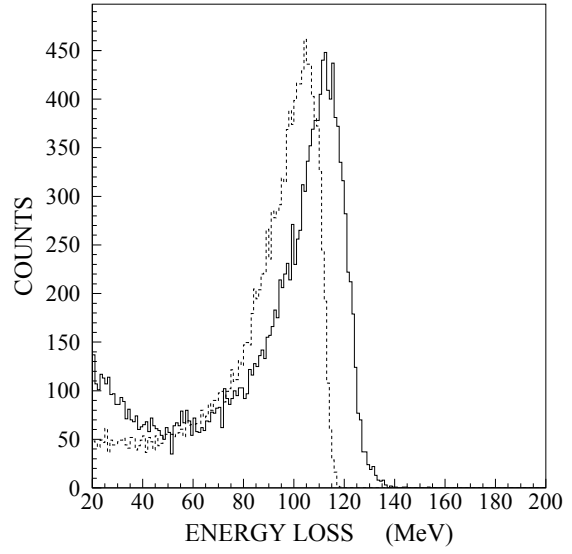


Fig.4. Total energy loss distribution in 7 crystals of the CsI calorimeter for electrons scattered by a tungsten wire. (solid line: measured spectrum, dashed line: GEANT3 calculation) Parameters for each crystal were obtained by fitting the measured spectrum of cosmic rays with GEANT3 calculation.

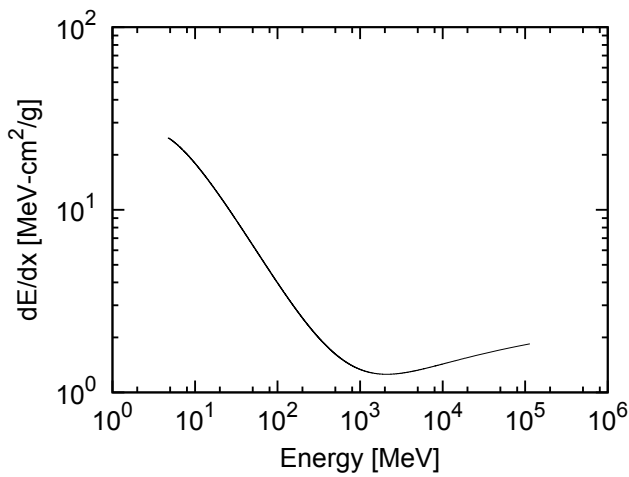


Fig.5.  $dE/dx$  curve for the muon.

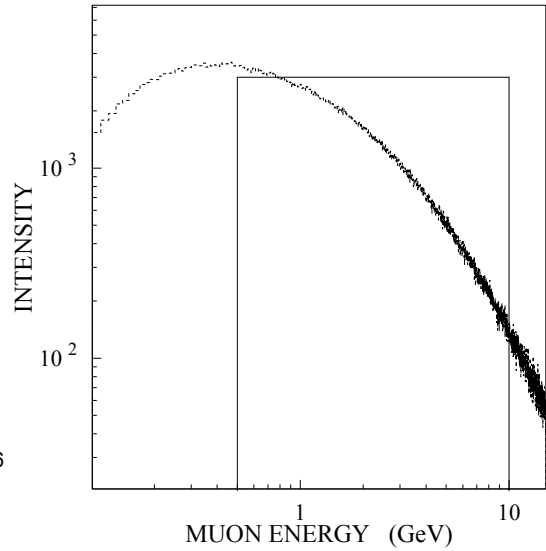


Fig.6. Muon energy spectra used for simulation. A flat distribution from 0.5 to 10 GeV and a realistic distribution were used in the calculation.

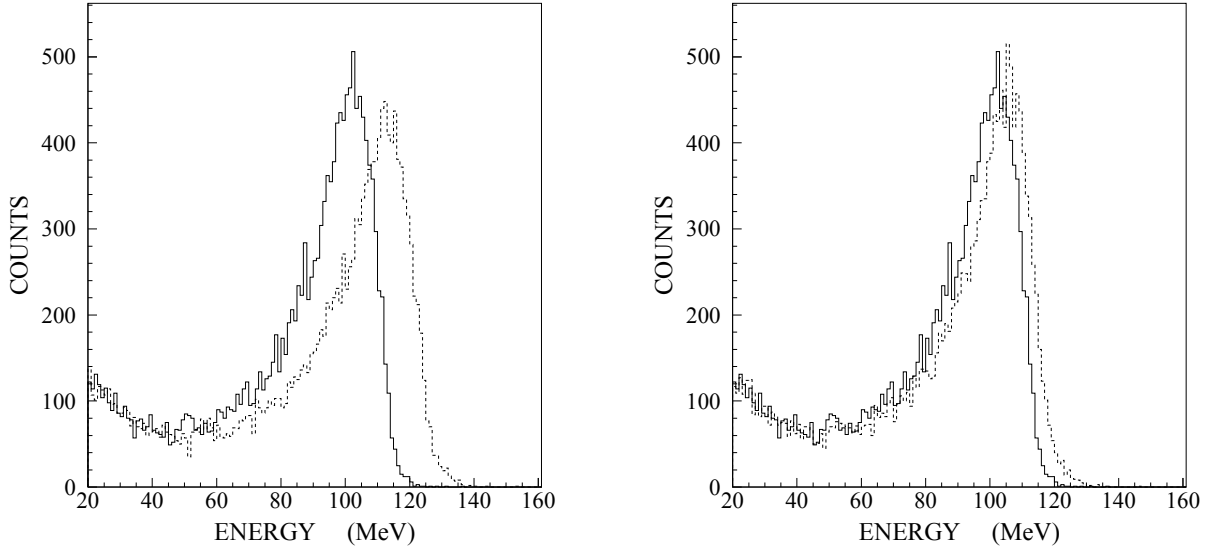


Fig.7. Total energy loss distribution in 7 crystals of the CsI calorimeter for electrons scattered by a tungsten wire. (solid line: spectrum using calibration parameters obtained from fitting with the data themselves, dashed line: spectrum using calibration parameters obtained from cosmic rays.) (left: a flat spectrum of cosmic rays is used, right: a realistic spectrum of cosmic rays is used.

parameters obtained by assuming the flat muon spectrum shifts to higher energies than the spectrum using parameters obtained from data of scattered electrons off the tungsten wire (left panel in Fig. 7). The spectrum using parameters assuming a realistic muon spectrum largely improves the reproduction although the difference of 3 MeV still remains (right panel in Fig. 7). It means that the use of the accurate spectrum is important when the calorimeters are calibrated using cosmic rays.

#### §4. Influence of Housing for Crystal

Each crystal of the calorimeters was contained in aluminum housings. Some parts of particles dissociate their energies in the housings, and their energies are removed from the signal. It worsens the energy resolution of the detectors. As effective thickness of the housings for the particles that move nearly parallel to the axis is much larger than the actual thickness, influence of the housings is larger for scattered electrons than for cosmic rays. The energy dissipation in the CsI crystals calculated by GEANT3 is shown for no housings (solid line) and for 1.5 mm thick aluminum housings in Fig. 8. In the calculation, electrons of 121 MeV are distributed in the area of  $13 \text{ cm} \times 13 \text{ cm}$ . It indicates that the thickness of the housings should be as thinner as possible in order to improve the resolution.

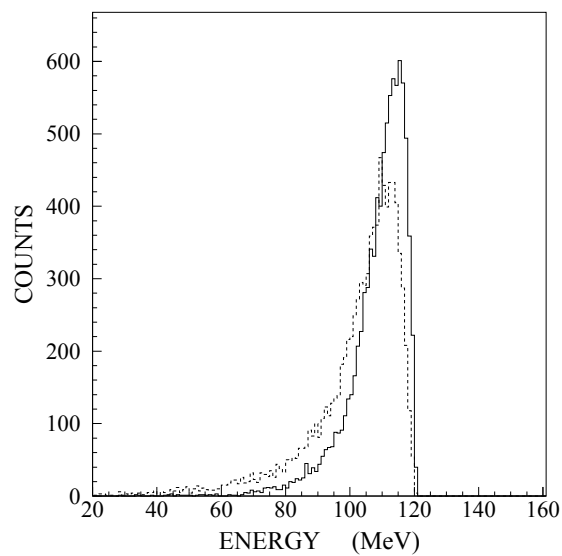


Fig.8. Influence of housings for crystals. Total energy loss distribution in 7 crystals of the CsI calorimeter was calculated for 121 MeV electrons by GEANT3. (solid line: spectrum with no housings, dashed line: spectrum with 1.5 mm thick aluminum housings.)

### References

- [1] M. Wakasugi, T. Suda, and Y. Yano: Nucl. Instrum. and Meth. **A532** (2004) 216.
- [2] M. Wakasugi *et al.*: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 164801.
- [3] <http://bess.kek.jp>.

(LNS Experiment : #2608)

# Performance Test of a Wire Sampling Calorimeter with Positron Beam

K.Y. Baik<sup>1</sup>, T. Kamibayashi<sup>2</sup>, G.Y. Lim<sup>3</sup>, L. Ogata<sup>4</sup>, T. Shimogawa<sup>4</sup>,  
and Y. Tajima<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Department of Physics, Pusan University, Busan Korea, 609-735*

<sup>2</sup>*Department of physics, Yamagata University, Yamagata, 990-8560*

<sup>3</sup>*IPNS, KEK, Tsukuba, 305-0801*

<sup>4</sup>*Department of Physics, Saga University, Saga, 840-8502*

We have performed a beam test for a wire sampling calorimeter made of alternating tungsten wires and scintillating fibers. The calorimeter shows energy resolution as  $\sigma/E=13.2\%$  at the 1 GeV, which is mainly due to sampling fluctuation of electromagnetic shower.

## §1. Introduction

The motivation of a wire sampling calorimeter is to make a dense calorimeter (short radiation length ( $X_0$ )) having a high detection efficiency for low energy photons. By using tungsten wires as a converter, we can achieve its radiation length ( $X_0$ ) as 0.7cm shorter than that of the PWO crystal. We use scintillating fibers as an active detector that enables us to extract the scintillation light to the PMT with small attenuation. By using small cross-sectional fibers, we can achieve high detection efficiency especially for the low energy photons. It is another attractive feature of the wire calorimeter to adjust radiation length by proper selecting of the converter material and to produce a long calorimeter module quickly with low cost.

## §2. Module Fabrication and Beam Test

Figure 1 shows a photograph of fabricated module consisting of alternating 1mm-square tungsten wires and scintillation fibers. Figure 2 shows energy resolution of the calorimeter as a function of incident positron energy. We got the energy resolution as  $\sigma/E = 13.2\%$  at 1 GeV, which is mainly determined by a sampling fluctuation due to poor visible ratio. The attenuation length of the calorimeter was obtained 102 cm, which agreed with the result of the single fiber test with a radioactive source.

## §3. PWO Test

An additional test was performed during the beam time: a measurement of position dependency at the glued PWO crystal. A 50-cm long PWO crystal is a candidate of a beam collar calorimeter. Instead of fabricating such a long crystal, we try to glue two crystals that is an effective way. Since the light output is very sensitive to the condition of glue, we have tested several candidates of glues. The result of bench

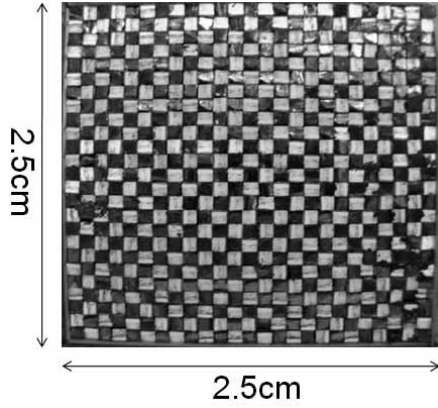


Fig.1. Cross-section of the wire sampling calorimeter made of 1mm-square tungsten wires and scintillation fibers.

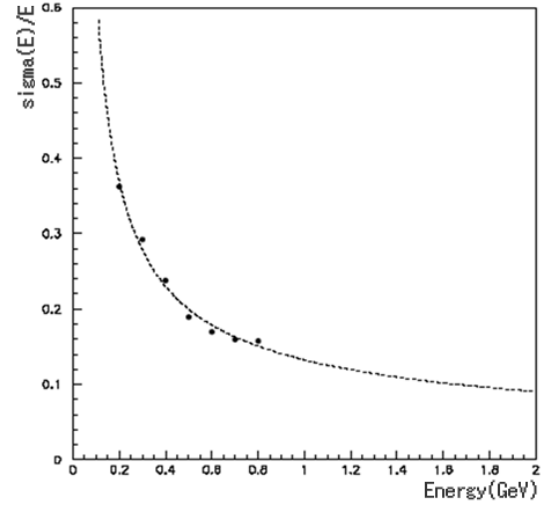


Fig.2. Energy resolution of the wire sampling calorimeter responding to the incident positrons.

test by using the cosmic rays was not conclusive due to its small energy deposit and poor statistics. With the positron beam, we could check the position dependency of the light yield. As shown in Fig. 3, the light output was dropped by 12% due to the joint, which will guide us to further study.

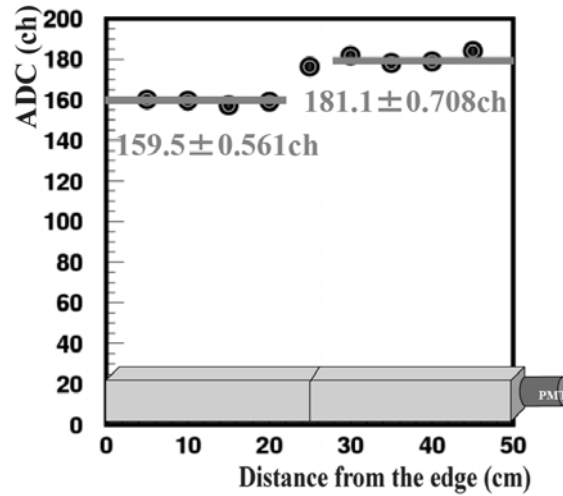


Fig.3. Position dependency of light yield. At the boundary of two adjoint crystals, 12% of light was lost.

## Acknowledgment

The authors are grateful to Prof. H. Shimizu, Dr. T. Ishikawa and other LNS staffs for their various help and stable operation of the accelerator during the beam test. This work has been supported by a Grant-in-Aid (#18540302) from JSPS.

(LNS Experiment : #2610)

## 水チェレンコフ検出器およびシンチレータホドスコープのテスト

山本拓, 横田孝介, 川間大介, 七條彩子, 谷屋直隆, 中村哲, 橋本治, 藤井優, 丸田朋史

東北大学大学院理学研究科総合棟 6 F  
原子核物理研究室 (980-8578 宮城県仙台市青葉区荒巻青葉 6-3)

## Water Cherenkov Counter and Scintillation Counter Test Experiment

T. Yamamoto, K. Yokota, D. Kawama, A. Shichijo, N. Taniya, S.N. Nakamura,  
O. Hashimoto, Y. Fujii, and T. Maruta*Department of Physics, Tohoku University, Sendai, 980-8578*

我々は現在、米国・ジェファークソン研究所にて行う第三世代の電子ビームによる精密ハイパー核分光実験のための準備を進めている。この実験のために我々は新たな磁気スペクトロメータ・HESを建設し、それに伴って新たなホドスコープをシンチレーションカウンタで作成した。また、第二世代実験においての課題であった陽子除去のための水チェレンコフカウンタ(WC)の改良も第三世代実験に向けての最重要事項である。

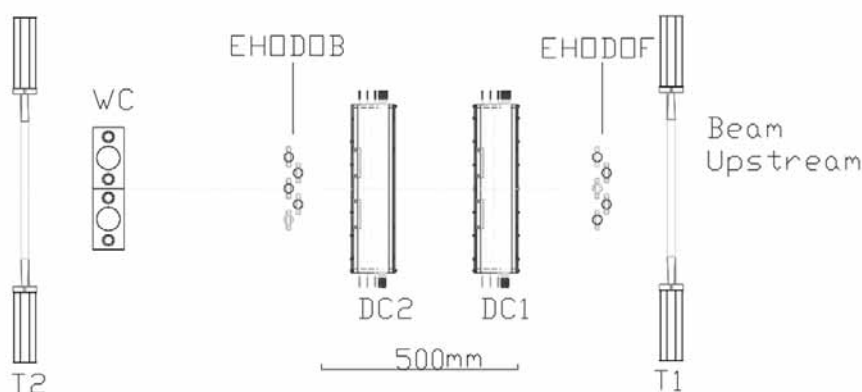
今回のテスト実験では主にこの2つのカウンタの性能評価であり、シンチレーションカウンタに関しては目標としていた時間分解能を達成した。WCに関しては光電子数の増加を目指して新たな容器を設計、製作し、プロトタイプテストを行った。その結果として、我々のデザインでは鏡面反射タイプよりも乱反射タイプの方が光電子数が多いという結論が得られた。

### §1. 実験目的とセットアップ

今回行ったテストビームラインでの実験の主な目的は2009年に米国・ジェファークソン研究所にて行う予定の第三世代ハイパー核分光実験において用いる検出器の動作テストである。動作テストを行う検出器の1つはシンチレーションカウンタであり、これは第三世代実験に向けて建設したスペクトロメータ・HESで使用するホドスコープのプロトタイプである。

本実験では主に時間分解能の導出を行う。また、K中間子検出の際のバックグラウンドである陽子を除去するための水チェレンコフカウンタ(WC)のテストも行う。第二世代実験時は輻射体として波長変換剤であるAmino-G Soltを混ぜた水溶液を用いていた[1]が、これが放射線による損傷を受けて光電子数が減少していくことが判明した[2]。従って、我々は輻射体として純水を使うことを想定した試作機を作成した。旧箱と試作機の違いは検出器壁面の反射材であり、旧箱には散乱反射をするスノーホワイトアクリル、試作機には鏡面反射をするコモミラーを用いている。この両者の違いを純水を用いて測定し、さらに試作器について光電子数のAmino-G Salt濃度依存性を測定する。データの読み出しにはVMEを用い、また上記の検出器以外にドリフトチェンバーを設置し、TOF分解能の導出等に用いた。本実験における検出器のセッ

トアップを第1図に示す。



第1図 検出器セットアップ図。

### 1.1 ドリフトチェンバー

ビーム方向に二つ設置し、 $X$  と  $X$  方向の角度を用いたトラッキングを可能にした。

### 1.2 シンチレーションカウンタ

5本を1 Layer として2 Layer 計10本置き、オフラインにてチェンバーからの情報を用いてトラッキングをし、時間分解能の導出を行った。

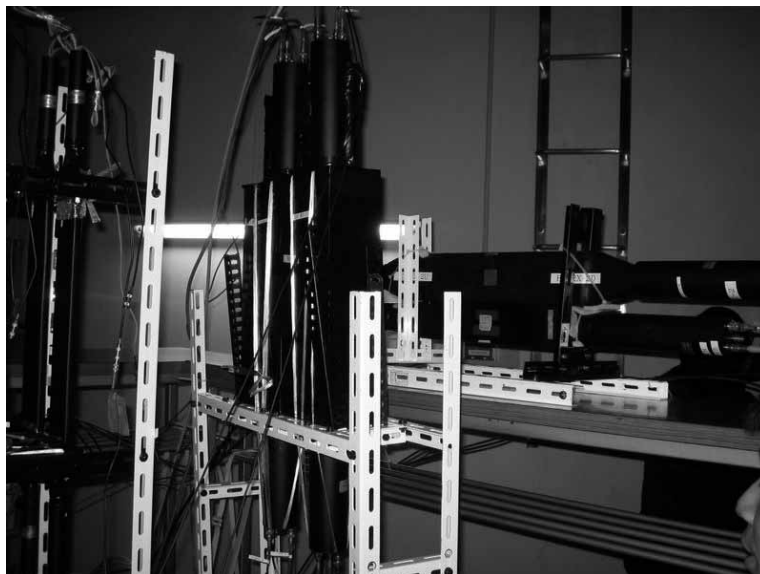
### 1.3 水チェレンコフカウンタ

第2図のように、WCを2つ並べて設置し、ビームスポットが検出器正面の中心になるように置いた場合と、そのまま回転して側面に横向きであたる場合とにおける光電子数を測定した。また、試作機において光電子数の Amino-G Solt 濃度依存性を検証するため、輻射体が 200 mg/l、100 mg/l、50 mg/l、10 mg/l の Amino-G Solt 水溶液と純水の場合に光電子数を測定した。

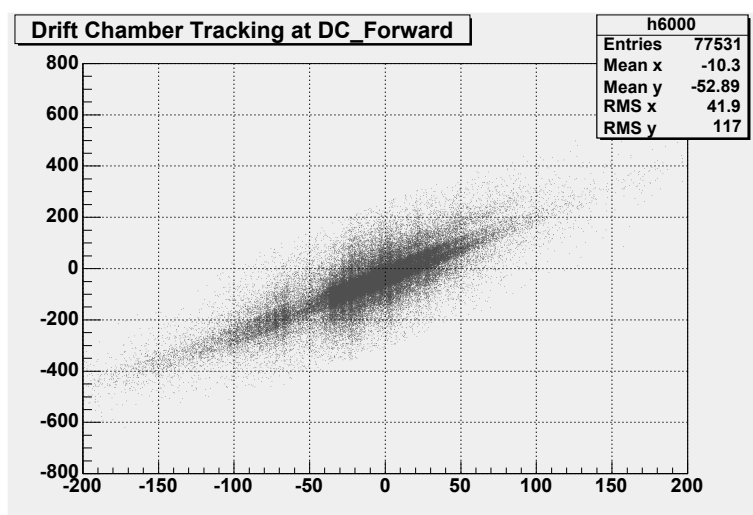
## §2. 実験結果

### 2.1 ドリフトチェンバー

第3図は前方ドリフトチェンバーにおける、トラッキングの結果である。ここで座標系は  $Z$  軸がビーム方向、 $Y$  軸が鉛直上向き方向であり、 $X$  軸はそれらに対して右手系で定義している。 $X = 0$  はチェンバーの中心である。トラッキングは適当な地点にスタート 0 (検出した粒子が直接ワイヤーにヒットした地点  $\Delta X = 0$ ) を定義し、ドリフト速度を用いて  $X$ 、さらに  $X'$  を求めた。



第2図 Water Cherenkov Counter。

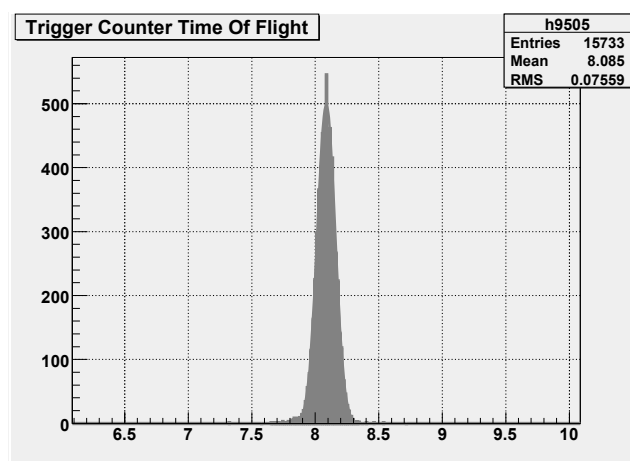


第3図 ドリフトチェンバーのトラッキングにより求めた  $X$  (横軸) [mm] vs  $X'$  (縦軸) [mrad]。



## 2.2 シンチレーションカウンタ

ホドスコープのプロトタイプとして用いたシンチレーションカウンタの時間分解能を求めた。フィッティング結果を第 4 図、第 1 表に示す。次世代実験で要求される時間分解能はおよそ 100 psec 程度であるが、この要求が満たされていることが確認できた。



第 4 図 シンチレーションカウンタ間 TOF フィッティング結果（横軸：nsec）。

第 1 表 時間分解能一覧。

Counter	Timing Resolution in $\sigma$ [psec]
Ehodo F2	82.4
Ehodo F3	100.8
Ehodo B2	73.5
Ehodo B3	89.2

## 2.3 WC カウンタ

それぞれの場合の光電子数（NPE）は第 2 表のようになった。まず、表から縦置き、横置きいずれの場合も試作機は旧箱に比べて NPE の値が小さいことがわかる。また、試作機の NPE の Amino-G Solt 濃度依存性については 50 mg 程度のところで NPE が極大になっているように見えるが、これは旧箱のデータとコンシステントである。さらに、縦置きの場合の飛距離は約 8 cm、横置きの場合が 15 cm なので、NPE は飛距離に比例していることがわかる。

第 2 表 それぞれの濃度における平均 NPE。濃度の書いてあるものはすべて試作機での結果である。表中の「-」は PMT の不調により、NPE を割り出せなかった。

NPE	Old Pure	New Pure	10 mg	50 mg	100 mg	200 mg
Transverse	41	35	118	116	87	89
Longitudinal	83	75	-	226	167	176

### § 3. 今後の予定

シンチレーションカウンタについては十分な性能が確認できたので、JLab に輸送し、ホドスコープの組み立てを開始する。WC に関しては、今回の実験結果を活かし、鏡面反射ではなく乱反射タイプの試作機を作り反射率等の最適化を行う予定である。

### 謝 辞

良質な電子ビームを供給していただいた核理研加速器グループの皆様と、ドリフトチェンバーの使用を快く許していただいた山崎寛仁博士、また検出器のセットアップについて多くの情報をいただいた石川貴嗣博士に感謝いたします。

### 参 考 文 献

- [1] Y.Okayasu *et al.*: Doctor Thesis for Tohoku University (2008)
- [2] M. Kawai *et al.*: Master's Thesis for Tohoku University (2008)

(LNS Experiment : #2605)

## J-PARC 実験のための各種検出器のテスト

谷田聖<sup>1</sup>, 林勇治<sup>1</sup>, 平岩聡彦<sup>1</sup>, 細見健二<sup>2</sup>, 小池武志<sup>2</sup>, Yue Ma<sup>2</sup>, 三森雅弘<sup>2</sup>,  
三輪浩司<sup>2</sup>, 森津学<sup>1</sup>, 岡村敦史<sup>1</sup>, 大谷友和<sup>2</sup>, 佐藤美沙子<sup>2</sup>, 白鳥昂太郎<sup>2</sup>, 田村裕和<sup>2</sup>,  
山本剛史<sup>2</sup>

<sup>1</sup> 京都大学大学院理学研究科 (606-8502 京都市左京区北白川追分町)

<sup>2</sup> 東北大学大学院理学研究科 (980-8578 仙台市青葉区荒巻字青葉)

## Test of Detectors to be Used in J-PARC

K. Tanida<sup>1</sup>, Y. Hayashi<sup>1</sup>, T. Hiraiwa<sup>1</sup>, K. Hosomi<sup>2</sup>, T. Koike<sup>2</sup>, Y. Ma<sup>2</sup>,  
M. Mimori<sup>2</sup>, K. Miwa<sup>2</sup>, M. Moritsu<sup>1</sup>, A. Okamura<sup>1</sup>, T. Otani<sup>2</sup>, M. Sato<sup>2</sup>,  
K. Shirotori<sup>2</sup>, H. Tamura<sup>2</sup>, and T. Yamamoto<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, Kyoto University, Kyoto, 606-8502

<sup>2</sup>Department of Physics, Tohoku University, Sendai, 980-8578

We performed a test experiment in order to see the performance of detectors to be used in J-PARC E03 and E13 experiments. We have tested the following: a) Timing resolution of scintillation counters for time-of-flight (TOF) measurement, b) Photoelectron yield for plastic scintillation counters with wavelength shifting fiber readout, c) Readout system of scintillating fiber using multi-pixel photon counter (MPPC), d) Angle and position dependence of photoelectron yield of an aerogel Cherenkov counter, e) Capability of in-beam  $\gamma$ -ray energy calibration system using triggerable source. The results show the performances are satisfactory for the J-PARC experiments.

### § 1. はじめに

我々は、J-PARC K1.8 ビームラインにおいて、高強度  $K^-$  ビームを用いた  $\Xi^-$  原子の X 線分光実験 (E03 [1]) およびハイパー核  $\gamma$  線分光実験 (E13 [2]) を行う予定である。本実験では J-PARC での実験で用いられるカウンターのテストを陽電子ビームを用いて行った。テストした項目としては、

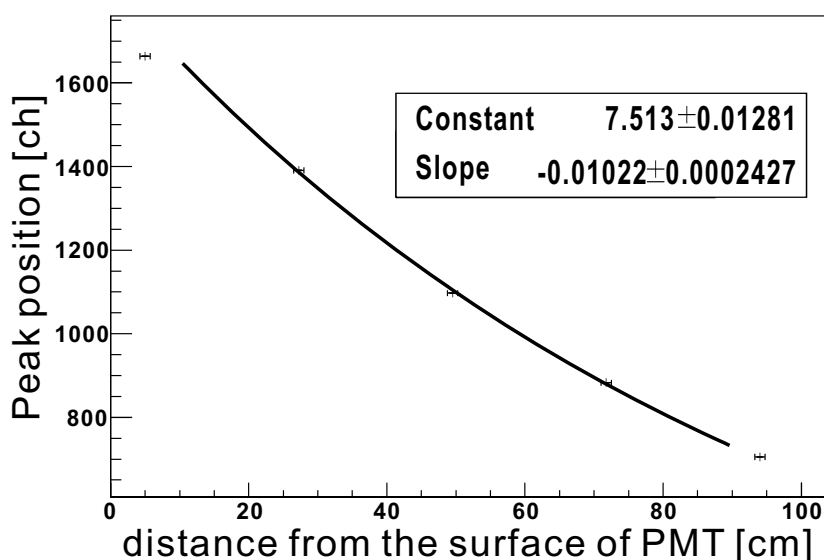
1. 散乱粒子の飛行時間測定のための TOF カウンターの時間分解能。
2. 波長変換ファイバーを用いてプラスチックシンチレーターを読み出したときの光量および粒子の入射位置の分解能。
3. Multi-pixel photon counter (MPPC) を用いたシンチレーションファイバー読み出しシステム
4. 高密度エアロジェルを用いたプロトタイプチェレンコフカウンターの性能の粒子入射位置・角度依存性
5. トリガー可能な線源を用いたインビーム  $X(\gamma)$  線エネルギー較正システムの性能

の 5 つである。これらそれぞれについて以下にテストの内容とその結果について詳細を述べる。

## § 2. 粒子識別用 TOF カウンターに用いるプラスチックシンチレータの時間分解能測定

J-PARC E13 実験では入射ビームである運動量  $1.5 \text{ GeV}/c$  の  $K^-$  と散乱粒子である運動量  $1.4 \text{ GeV}/c$  の  $\pi^-$  を識別するために、エアロジェルカウンターと併せてオフライン解析で TOF 情報を用いる。シミュレーションの結果から TOF 分解能が  $\sigma$  で  $150 \text{ psec}$  とすると、 $K^-$  と  $\pi^-$  は  $3\sigma$  程度で分離することができる。そこで下流側に用いる予定であるプラスチックシンチレータ ( $1000 \times 30 \times 70 \text{ mm}^3$ ) の時間分解能テストを行った。

測定は、テストするシンチレータを 2 枚の別の高時間分解能カウンターで挟んで行った。これによって、3 枚のカウンター個々の時間分解能を計算することが可能である。セットアップを動かすことで、陽電子ビームをシンチレーションカウンターの中心および中心から左右に  $20 \text{ cm}$ ,  $45 \text{ cm}$  離れた点に当てた場合の 5 回の測定を行い、時間分解能の位置依存性及び減衰長を測定した。その結果、全ての入射位置において  $\sigma$  で時間分解能  $64 \sim 78 \text{ psec}$  が得られ、要求が満たされていることを確認した。また、第 1 図に光電子増倍管からビーム入射位置までの距離と光量の最頻値との関係を表した。これより減衰長が  $98 \pm 2 \text{ cm}$  と求めた。

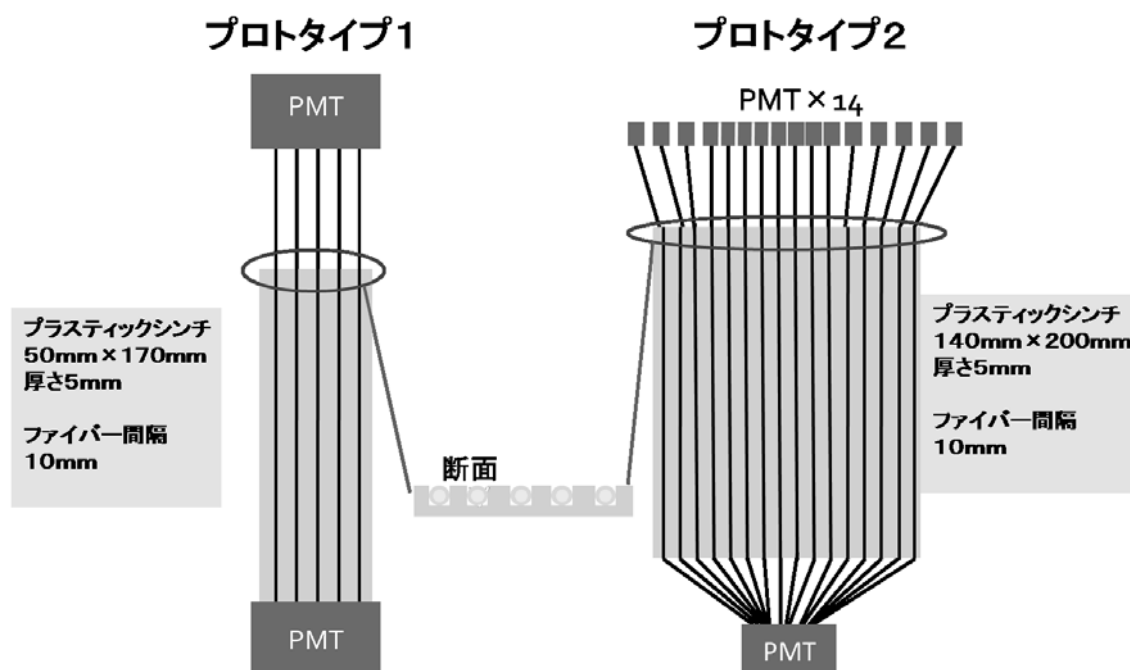


第 1 図 光電子増倍管からビーム入射位置までの距離と光量 (ADC) の最頻値の関係。指数関数でフィットし、減衰長として  $98 \pm 2 \text{ cm}$  が得られた。

## § 3. プラスチックシンチレータの波長変換ファイバーを用いた読みだし

E13 実験においては、 $(K^-, \pi^-\gamma)$  イベントの中に  $K^-$  の崩壊イベント  $K^- \rightarrow \pi^-\pi^0$ ,  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  が深刻なバックグラウンドとして混ざってくる。そこで、これを除去するために、鉛とプラスチックシンチレータを層状に並べた SP0 カウンターを製作している。そのプラスチックシンチレータの読み出しとしてスペースの制限から波長変換ファイバーを用いる予定であるが、その場合の光量および粒子の入射位置の分解能について調べた。

第 2 図に製作した 2 種類のプロトタイプを示す。厚さ  $5 \text{ mm}$  のプラスチックシンチレータに  $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$  の溝を作り、その中に波長変換ファイバーとして KURAY Y11 (直径  $1 \text{ mm}$ ) を埋め込んだ。この 2 種



第2図 シンチレーションカウンターの波長変換ファイバー読み出し法をテストするために製作したプロトタイプカウンター。

類のプロトタイプに同時に陽電子ビームを照射することで、以下の4種類の読み出し法を比較することができる。

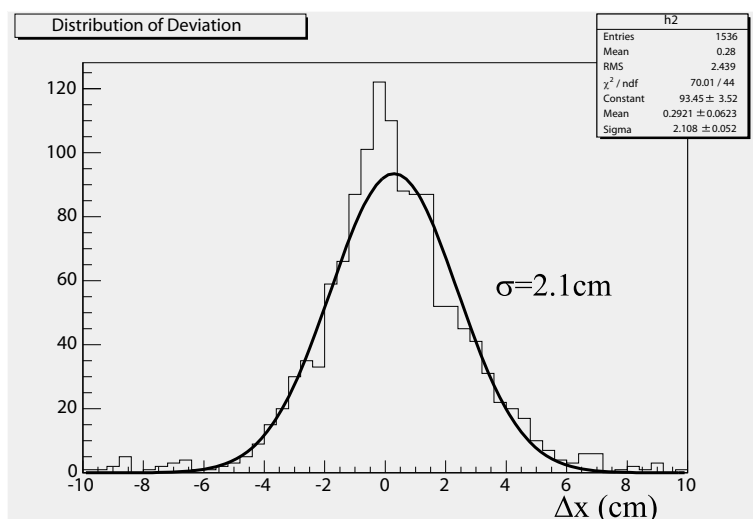
1. ファイバーを用いなくて、直接光電子増倍管で読みだす。
2. シンチレーターに埋め込んだ5本のファイバーを束ねて1つの光電子増倍管で読みだす。
3. シンチレーターに埋め込んだ14本のファイバーを束ねて1つの光電子増倍管で読みだす。
4. シンチレーターに埋め込んだファイバーを1本ずつを別々の光電子増倍管で読みだす。

各読み出しの場合での光量測定結果を第1表に示す。これからファイバーを用いた読み出しでも、問題なくヒットを選び出せることがわかった。

次に位置分解能測定について述べる。ビームの通過位置は、カウンターの直前に置かれた1mm×1mmのシンチレーションファイバーによって求めた。一方、カウンター側では、各波長変換ファイバーから得られる光量の分布をガウス関数でフィッティングして得られる中心値を粒子通過位置とした。これらの差のヒストグラムを示したのが第3図である。これから波長変換剤入りファイバーを用いて得られる位置分解能として $\sigma = 2.11 \pm 0.05$  cm が得られた。

第1表 各読み出し方法で得られた平均光子数と集光効率。集光効率については、シンチレーターを直接読み出した場合を100とした。

読み出しの方法	平均光電子数	集光効率
シンチレーター直接読み出し	76	100
ファイバー5本の読み出し	12	15.8
ファイバー14本の読み出し	18	23.7



第3図 イベント毎に各ファイバーで得られた光量の分布から得られるビーム位置と実際のビーム通過位置との残差分布。分解能は  $\sigma = 2.11 \pm 0.05$  cm が得られた。

#### § 4. シンチレーションファイバーの MPPC を用いた読み出しの開発

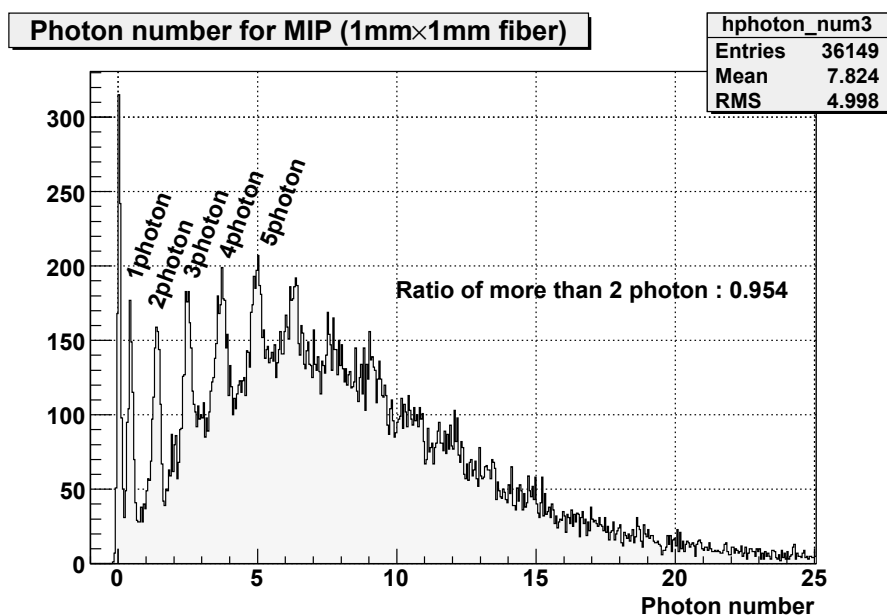
J-PARC では、E03 や E13 以外にも高統計でハイペロン核子散乱実験を行うことを計画しており、そのために、読み出しの速いイメージング検出器を検討している。そのひとつとして、現在シンチレーションファイバーを新型の光素子である Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) で読み出すシステム (Scifi-MPPC システム) を開発している。ハイペロン核子散乱で必要とされる性能としては、最小電離粒子に対し十分な光子数が得られること、および磁場中でも動作可能であることである。核理研の陽電子ビームを Scifi-MPPC に照射し、これらのことを調べた。

20 本のシンチレーションファイバーを 5 segment、4 層構造のファイバーバンドルとして、それぞれのファイバーを MPPC を用いて読み出した。また、検出器をビームライン上の sweep magnet の中に設置し、磁場を 0 T から 1.06 T まで変化させて、光量の変化を調べた。第4図に 450 MeV の陽電子を照射したときに得られた光子数の分布を示す (磁場はかけていない)。平均光子数は約 7.8 であり、十分な光量を得ることができた。これで、2 光子以上を要求したときでも 95% の効率で最小電離粒子をとらえることができる。次に、第5図に磁場を 0 T から 1.06 T まで変化させていったときの光子数を示す。平均光子数に変化はなく、MPPC が磁場中でも動作可能であるということを確認することができた。なお、第6図に陽電子ビームがファイバーバンドルを通過したときの典型的なイメージを示す。陽電子ビームの軌跡をクリアに検出することができている。

本テスト実験をとおして、Scifi-MPPC 読みだしシステムは最小電離粒子の検出に対し十分な性能があることが確認できた。

#### § 5. 高密度エアロジェルチェレンコフカウンター

E03 実験では、 $(K^-, K^+)$  反応のトリガーレートが問題になっている。KEK-PS の E373 実験 [3] の経験から見積もると、first level trigger のレートは毎秒  $10^4$  のオーダーになり、DAQ で対応できない量になる。実際には、このトリガーのうち実際に  $(K^-, K^+)$  反応であるのはせいぜい 10 個程度で、ほとんどは  $(K^-, p)$  イベントを誤認したものであることがわかっている。これは、E373 実験においては first level



第4図 陽電子ビームがファイバーを通過したときに MPPC 読み出しで得られた光子数分布。磁場は 0T である。それぞれのピークが、MPPC で検出された光子数に対応する。

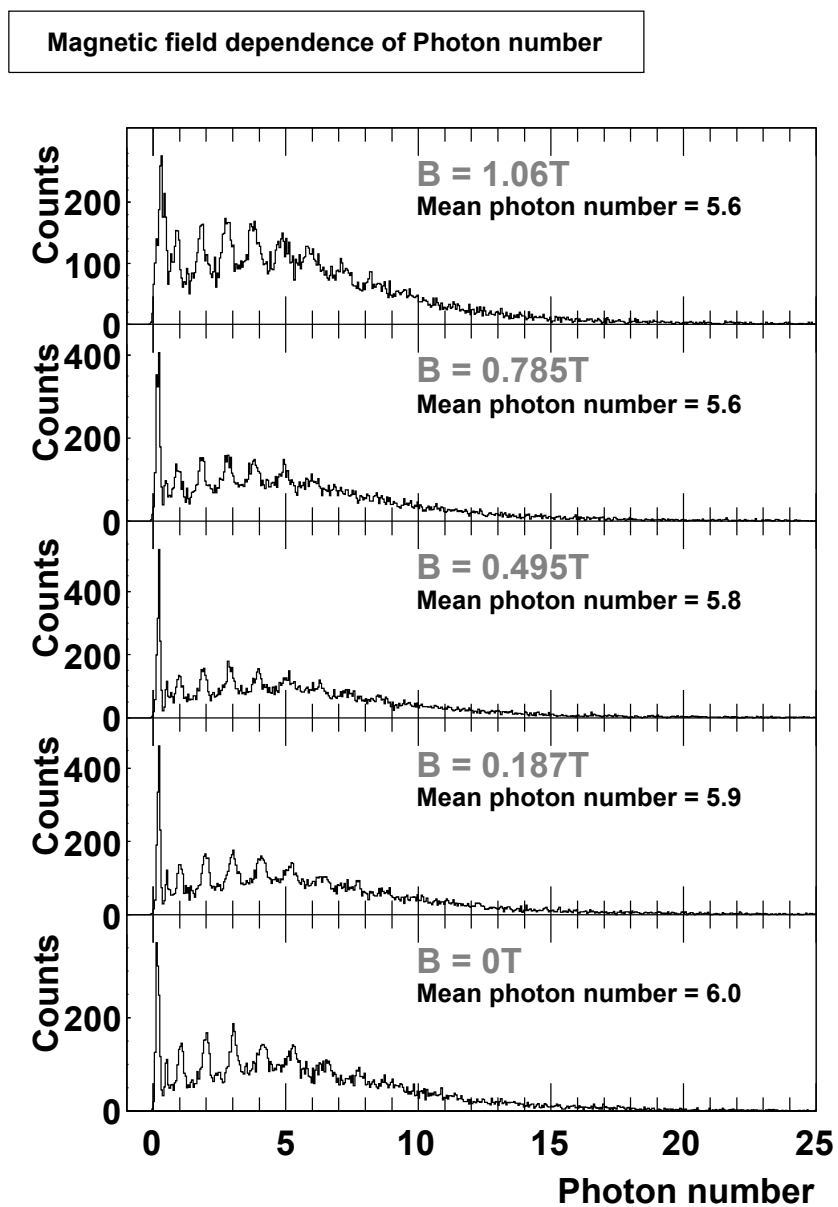
trigger の段階で陽子を  $K^+$  から分けるための仕組みがなかったためであり、適切な屈折率 ( $n \sim 1.12$ ) のチェレンコフカウンターを導入することで、陽子によるトリガーを落とすことが可能である。

このあたりの屈折率を持つ物質は少なく、高圧や低温を必要とするものばかりであったが、最近になって、屈折率が  $1.08 < n < 1.26$  の範囲にあるシリカエアロジェルが千葉大学によって開発された。我々は、千葉大学から屈折率 1.12 前後を持つサンプル（大きさは  $100 \times 50 \times 10 \text{ mm}^3$  程度）を数枚譲り受け、チェレンコフカウンターのプロトタイプを作成した。このプロトタイプについて、ドイツの GSI 研究所で光量の速度依存性の測定を行い、 $K^+$  に対しての検出効率 90% 以上を保ちながら、陽子によるトリガーを 1/10 程度と十分に減らせるとの結果を得たが、GSI ではビームをカウンターの中心に正面から当てた時の測定しかできなかったため、一抹の不安が残っていた。すなわち、実際の  $K^+$  はターゲットから広がってくるため、光量の位置依存性や方向依存性が大きい場合には  $K^+$  に対しての検出効率 90% 以上が確保できるかどうかは定かではない。

そこで、核理研では  $\beta \sim 1$  のビームを用いて、光量の入射角度・位置依存性を測定した。まず、GSI と同じ条件（カウンターの中心に正面から入射）での測定では、平均光子数 15 個と、GSI 実験の結果を  $\beta = 1$  へ外挿したのと矛盾しない結果が得られた。さらに、ビームの入射位置・角度を変えて測定したが、どの点においても平均光子数は 12 個以上あることがわかり、シミュレーション結果とも合わせて、光量の位置依存性や方向依存性をそれほど心配する必要はないということがわかった。

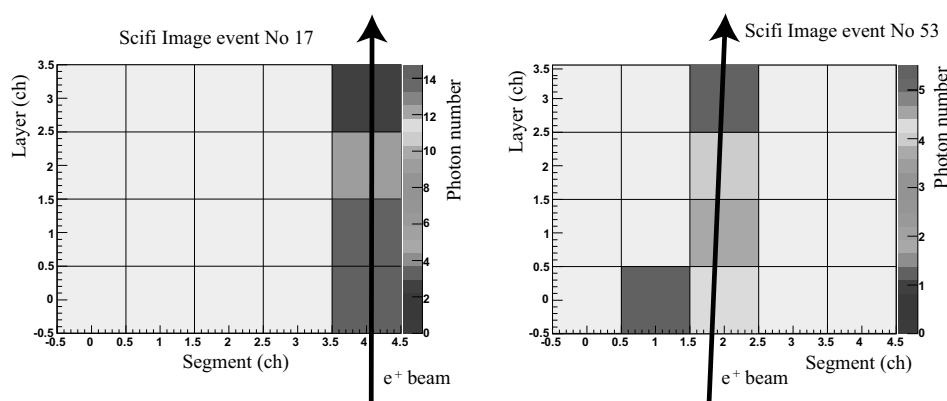
## § 6. トリガー可能な線源を用いたインビーム $X(\gamma)$ 線エネルギー較正システム

E03 実験においては、ゲルマニウム検出器を用いて  $\pi$  原子からの X 線のエネルギーを 50 eV という高い精度で決定することを目標にしている。ということは、エネルギー較正も 50 eV 以上という高い精度でなされている必要があるが、これが達成できるかどうかはインビームでは自明ではない。というのも、インビームにおいては  $X(\gamma)$  線のピークの位置が 1 keV 程度、ビーム強度（より正確にはゲルマニウム検出器へ与え



第5図 磁場を0 Tから1.06 Tまで変化させたときの光子数の分布。ペデスタルが太くなっているが、平均光子数は変化していないのが分かる。





第 6 図 陽電子ビームがファイバーバンドルを通過したときの典型的なイメージ。陽電子の軌跡が確認できる。

られるエネルギー強度) に依存して動くことが知られており、50 eV の精度を達成するためにはオフビームでの較正は役に立たないからである。従って、較正データもインビームで同時に取得する必要があるが、今度は膨大なバックグラウンドとの戦いになる。この問題を解決することが J-PARC の PAC において E03 実験が完全採択 (Stage 2 採択) されるための必要条件になっていた。

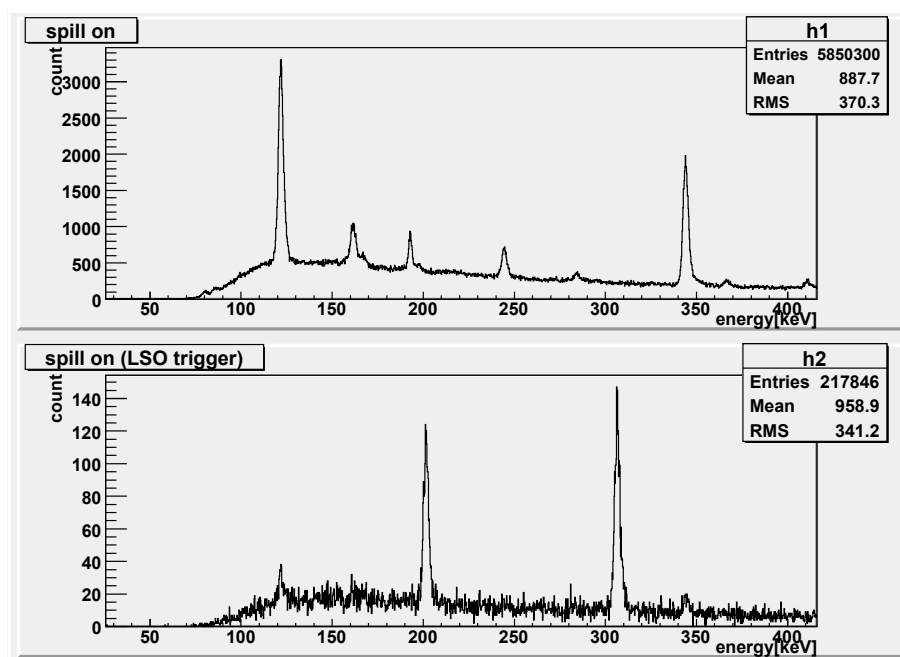
そこで、我々は LSO シンチレーターを用いたトリガー可能線源を開発している。LSO ( $\text{Lu}_2\text{SiO}_5$ ) の主要元素である Lu は、放射性同位体である  $^{176}\text{Lu}$  を 2.6% 含んでおり、 $\beta$  線と  $\gamma$  線 (主に 202 keV と 307 keV の 2 本) を放出する。これは E03 実験で捕まえようとしている 3 鉄原子の X 線のエネルギー (強い相互作用を無視した場合、約 285 keV と計算されている [4]) を較正するのにちょうど良い。LSO 自身が良いシンチレータであることから、 $\beta$  線はほぼ 100% の効率でタグでき、同時に放出される  $\gamma$  線を使うことで、較正時のバックグラウンドを大幅に減少させることが可能になる。また、小さな ( $10\text{ mm}\phi\times 1\text{ mm}$ ) LSO をゲルマニウム検出器のすぐ傍において使うことで、LSO に外からの放射線が当たることによるバックグラウンドも少なく保つことができる。

核理研では、電子ビームを直接ゲルマニウム検出器にあてて E03 実験になるべく近い (あるいはより厳しい) 環境下で較正データを取得した。ビーム強度は 5 kHz, 10 kHz, 20 kHz の 3 点で測定し、その際のゲルマニウム検出器のシングルレートとデッドタイムを第 2 表にまとめた。ビーム強度 5 kHz または 10 kHz が E03 で予想される環境に近く、20 kHz ではそれよりもかなり厳しい環境での測定となっている。線源

第 2 表 X( $\gamma$ ) 線エネルギー較正実験時におけるビーム強度とゲルマニウム検出器のレート。リセットはゲルマニウム検出器のプリアンプがオーバーフローした際に発行されるもので、リセットレートはゲルマニウム検出器に与えられているエネルギー強度の良い指標になる。表には比較のため、KEK-PS E566 実験におけるゲルマニウム検出器の動作状況も載せた [5]。E03 実験におけるビーム強度は E566 よりも弱いと予想されるので、陽電子ビーム強度 5 kHz ないし 10 kHz が E03 実験での環境に近いと考えられる。

陽電子ビーム強度 (kHz)	ゲルマニウム検出器のシングルレート (kHz)	リセットレート (kHz)	deadtime (%)
5	40	2.5	~ 25
10	60	4	~ 30
20	100	7	~ 60
E566		3	46

としては、LSO だけでなく、標準線源 ( $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ) も置き、ゲルマニウム検出器のシングルスペクトル (間引いて測定している) と LSO が鳴った際のコインシデンススペクトル (こちらは間引いていない) の両方を同時に測定した。LSO とゲルマニウム検出器のコインシデンスレートはビーム強度が最大の時でも 30 Hz で、十分に取りきれる量であることがわかった。インビームでのスペクトル (第 7 図) を見ると、シングルスペクトルでは見えない  $^{176}\text{Lu}$  のピークが LSO とコインシデンスを取ることで綺麗に見えていることがわかる。S/N 比はだいたい 1000 倍くらい改善している。次に、各  $\gamma$  線のピーク位置をビームオン・オフで比較すると、確かに最大で 2 チャンネル、500 eV 程度移動していることがわかった。



第 7 図 ビームオン時における、ゲルマニウム検出器のシングルスペクトル (上段) と LSO とのコインシデンスを取ったときのスペクトル (下段) の比較。上段では見えていない  $^{176}\text{Lu}$  によるピークが下段では 2 本はっきり見えているのと他のピーク (主に  $^{152}\text{Eu}$  線源による) が強く抑制されているのがわかる。S/N 比はおおよそ 1000 倍改善している。

そこで、ビームオン・オフの両方で  $^{133}\text{Ba}$  や  $^{152}\text{Eu}$  で較正を行い、 $^{176}\text{Lu}$  のピーク位置をエネルギーに変換した結果が第 3 表である。ビームがオンになった際にピーク位置が移動しても、他のピークも同じように動くため較正後の結果は (統計誤差の範囲内で) 変化しないことがわかる。なお、ビーム強度や線源が変わった際に見かけ上  $^{176}\text{Lu}$  の  $\gamma$  線のエネルギーが変わったように見えるが、これはゲルマニウム検出器がわずかに持つ位置依存性のためである。LSO の位置は変えていないが、 $^{133}\text{Ba}$  や  $^{152}\text{Eu}$  線源はビーム強度に合わせて動かしている。従って、実際の実験で較正を行う際には位置依存性まで考慮する必要があるが、これはオフビームで測定・補正可能であり、大きな問題とはならない。

以上の結果から、この LSO 線源を用いた較正システムは E03 実験が要求する性能を満たしていることがわかった。E03 実験においては 5 時間毎に 50 eV の精度の較正データを取得することができ、放射損傷などによるピーク形状の変化などもモニターすることが可能である。なお、これらのことを 2008 年 1 月の J-PARC PAC に報告することで、較正の問題が解決したことが認められ、E03 実験は Stage 2 採択を勝ち取ることができた。

第 3 表 較正線源 ( $^{133}\text{Ba}$  または  $^{152}\text{Eu}$ ) を用いて求めた  $^{176}\text{Lu}$   $\gamma$  線の (有効) エネルギー。線源の位置によってゲルマニウム検出器の反応がわずかに変わるという効果に対する補正は行っていないため、各測定点で  $\gamma$  線のエネルギーが見かけ上変わっているように見えるが、ビームのオン・オフによっては統計誤差の範囲内で変わっていないことがわかる。

陽電子ビーム強度 (kHz)	較正線源	ビームオフ (keV)	ビームオン (keV)	差 (eV)
20	Eu	$306.635 \pm 0.017$	$306.684 \pm 0.061$	$-49 \pm 63$
5	Eu	$306.734 \pm 0.038$	$306.725 \pm 0.052$	$9 \pm 64$
10	Ba	$306.795 \pm 0.027$	$306.776 \pm 0.053$	$19 \pm 59$
5	Ba	$306.817 \pm 0.036$	$306.734 \pm 0.046$	$83 \pm 58$

## 謝 辞

ケーブル等を貸して下さったり、ビームの調整をして実験を手伝って下さった核理研の皆様、特に石川助教に感謝致します。

## 参 考 文 献

- [1] K. Tanida *et al.*: J-PARC proposal P03 (2006);  
[http://j-parc.jp/NuclPart/pac\\_0606/pdf/p03-Tanida.pdf](http://j-parc.jp/NuclPart/pac_0606/pdf/p03-Tanida.pdf)
- [2] H. Tamura *et al.*: J-PARC proposal P13 (2006);  
[http://j-parc.jp/NuclPart/pac\\_0606/pdf/p13-Tamura.pdf](http://j-parc.jp/NuclPart/pac_0606/pdf/p13-Tamura.pdf)
- [3] H. Takahashi: Doctoral thesis (Kyoto University, 2003).
- [4] E. Friedman, private communication (2007).
- [5] Y. Ma: Master thesis (Tohoku University, 2006).

## II. Radiochemistry

(LNS Experiment : #2598)

# リチウムイオン電池負極中のマンガンの光量子放射化分析

鹿野弘二<sup>1</sup>, 大槻勤<sup>2</sup>, 廣瀬健太郎<sup>2</sup><sup>1</sup> 函館工業高等専門学校物質工学科 (042-8501 函館市戸倉町 14 番 1 号)<sup>2</sup> 東北大学理学部附属原子核理学研究施設 (982-0826 仙台市太白区三神峯 1-2-1)

## Photon Activation Analysis of Manganese in Cathodes of Lithium Ion Batteries

K. Shikano<sup>1</sup>, T. Ohtsuki<sup>2</sup>, and K. Hirose<sup>2</sup><sup>1</sup>Hakodate National College Technology, 14-1 Tokura-cho, Hakodate, Hokkaido 042-8501<sup>2</sup>Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, Sendai, 982-0826

マンガンスピネルを正極とするリチウムイオン電池における炭素膜負極電極に析出したマンガンの非破壊光量子放射化分析を行った。動作温度が異なる 2 種類の電池についてマンガンを定量した結果、マンガン濃度の平均値はそれぞれ 0.33% と 0.782% であり、低温で動作した電池のマンガン量が約 1/2 であることがわかった。

### § 1. 背 景

近年、携帯電話やノートパソコンなどの小型電子機器の普及にともない、軽量で長時間の使用に耐える電源の研究開発が進められている。リチウムイオン電池は高エネルギー密度を有し、これら小型電子器の電源として実用化されてきた。リチウムイオン電池のうち、マンガンスピネルを正極とする電池においては、炭素膜負極電極に析出するマンガンの量が劣化に関係すると考えられているが [1]、マンガン析出量と劣化量との関係については未だ明らかではない。そこで、リチウムイオン電池の炭素膜負極電極上のマンガンを放射化分析により定量した。負極上に析出するマンガン濃度が比較的高いことから、マンガンから生成する放射性核種を化学分離せずに直接放射能測定を行い、定量する非破壊光量子放射化分析を採用することとした。マンガンの光量子照射では、 $^{55}\text{Mn}(\gamma, n)^{54}\text{Mn}$  (半減期  $T_{1/2} = 312.5\text{d}$ ,  $E_\gamma = 834.8\text{ keV}$ ) と即発中性子による  $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$  ( $T_{1/2} = 2.579\text{ h}$ ,  $E_\gamma = 846.76\text{ keV}$ ) が生成する。前者は高エネルギーの光量子で長時間照射後、数日冷却し長時間放射能測定を行い、後者は低エネルギーで短時間照射後、数時間冷却し、短時間測定する方が他の元素から生成する放射性核種の妨害を除去できると思われる。そこで、以下の条件で照射を行い、マンガンの定量を行った。

### § 2. 実験方法

#### 2.1 試 料

測定には以下の 2 種類の試料を約 50 mg 秤量後、アルミニウム箔に包み、分析試料とした。また、市販の純度 99.9% のマンガン金属を約 10 mg 秤量し、分析試料と同様にアルミニウム箔に包み、比較標準試料とした。分析試料と比較標準試料をさらにアルミニウム箔に包んで照射試料とした。

試料－1：25°で浮動充電した電池の炭素負極

試料－2：50°で浮動充電した電池の炭素負極

## 2.2 照 射

光量子照射は東北大学理学部核理学研究施設の電子ライナックで行った。照射エネルギーが30MeVでは、照射電流を100  $\mu$ Aとし、照射時間を15 min, 30 min, 2 hrとして、比較標準試料と2つの分析試料を同時に照射した。また、50 MeVでは、照射電流を100  $\mu$ A, 照射時間を10 hrとし、分析試料毎にそれぞれ比較標準試料とともに石英管に封入して照射した。

## 2.3 放射能測定

照射後開封し、秤量後、薬包紙に包み、測定試料とした。放射能測定は、Ge 検出器-4096ch 波高分析器により行った。放射能強度に応じて、検出器からの距離を5~20 cmと変えて測定した。マンガンの定量は次式で示す比較法により行った。

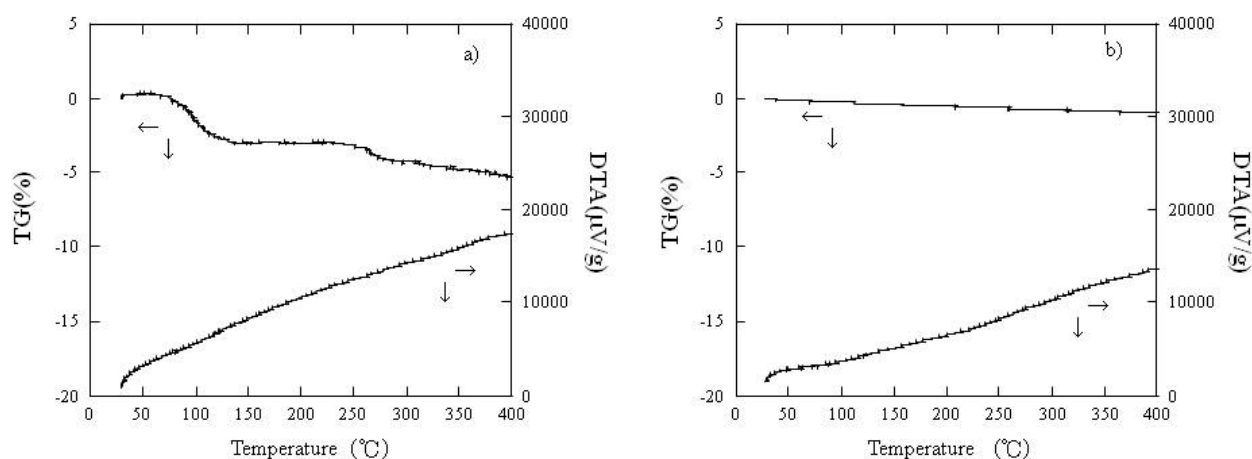
$$C_x = (A_x / W_x) / (A_s / W_s)$$

ここで、 $A$ は放射能強度、 $W$ は試料重量、 $x, s$ はそれぞれ分析試料と比較標準試料を示す。また、 $C_x$ は分析試料中のマンガン濃度である

## § 3. 結果と考察

### 3.1 熱 分 析

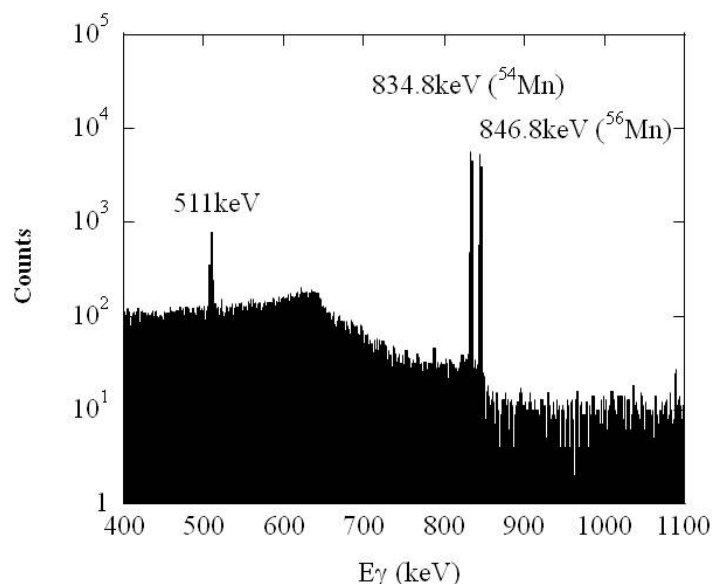
照射中、試料の発熱が予想されるため、事前に熱分析を行い、発熱に対する試料への影響を調べた。第1図は2つ試料のTG-DTA測定結果である。その結果、試料1では100°までに3.3%の重量減、400°までに全体で5~6%の重量減少が観察されたが、試料2では400°までに全体で0.9%の重量減少が観察された。



第1図 TG-DTA 測定結果 a) 試料1、b) 試料2。

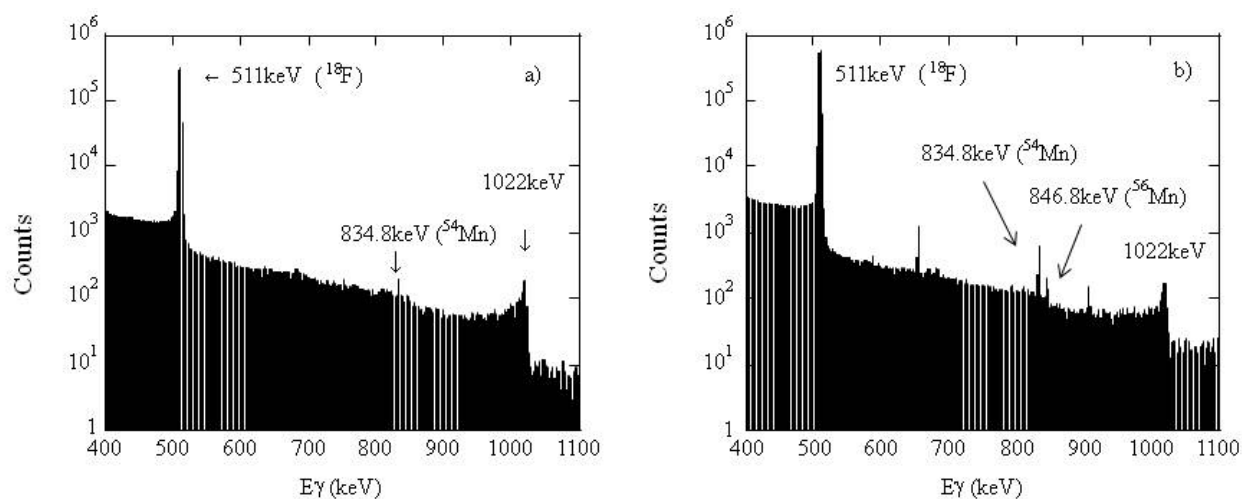
### 3.2 放射能測定結果

第2図は、30 MeV で 2 hr 照射したマンガン金属の  $\gamma$  線スペクトルである。図からわかるように、 $^{54}\text{Mn}$  と  $^{56}\text{Mn}$  が生成することがわかる。



第2図 マンガンの  $\gamma$  線スペクトル。

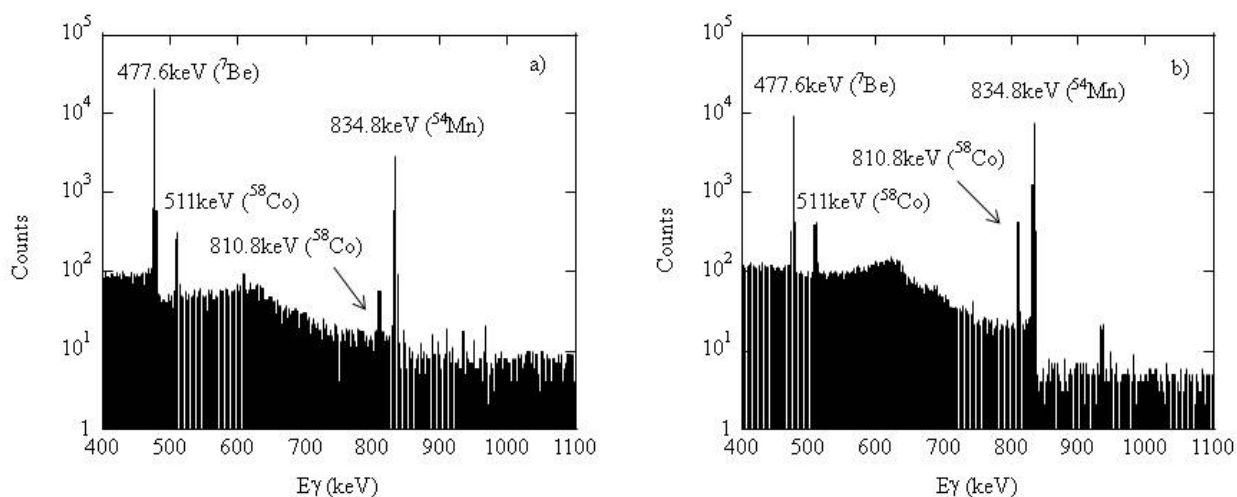
第3図は、30 MeV で 15 min ~ 2 hr 照射した後、4~5 時間後に測定したそれぞれの試料の  $\gamma$  線スペクトルである。図からわかるように、511 keV の  $\gamma$  線の強度が非常に強く、半減期から  $^{18}\text{F}$  であることがわかった。これは、バインダーならびに電解質に含まれるフッ素から  $^{19}\text{F}(n,\gamma)^{18}\text{F}$  反応によって生成したものと思



第3図 30 MeV、15 min 照射した試料の  $\gamma$  線スペクトル a) 試料1、b) 試料2。

われる。また、1022 keV 付近の  $\gamma$  線は 511 keV の  $\gamma$  線が 2 本同時に検出されて測定されたもので、これによるコンプトン散乱の影響で、 $^{54}\text{Mn}$ 、 $^{56}\text{Mn}$  からの放出される  $\gamma$  線の測定に影響のあることがわかった。

特に  $^{56}\text{Mn}$  の半減期が 2.579 hr と  $^{18}\text{F}$  の半減期 1.83 hr と近いと、 $^{18}\text{F}$  の減衰を待っての  $^{56}\text{Mn}$  測定が困難なことがわかった。第4図は、50 MeV で 10 hr 照射した後、28 日後に測定したそれぞれの試料の  $\gamma$  線スペクトルである。 $^{56}\text{Mn}$  が減衰し、 $^{54}\text{Mn}$  のみが測定されていることがわかる。また、いずれの試料から  $^7\text{Be}$  と  $^{58}\text{Co}$  が検出された。これは、電池に含まれる Li と Co からそれぞれ  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$  と  $^{59}\text{Co}(\gamma,n)^{58}\text{Co}$  反応によって生成したものと推察される。



第4図 50 MeV、10 hr 照射した試料の  $\gamma$  線スペクトル a) 試料1、b) 試料2。

以上の結果から、今回は  $^{18}\text{F}$  が減衰した後に放射能測定を行い、 $^{54}\text{Mn}$  の放射線強度からマンガン濃度を算出することとした。

### 3.3 マンガンの定量

第1表は  $^{54}\text{Mn}$  の放射能強度から算出したマンガンの定量結果である。試料1-4と2-4は放射能強度が大きかったため、測定位置を検出器から15~20 cm 離して測定した。その他は全て約5 cm 離して測定した。表より、試料1のマンガン濃度は0.2~0.6%であり、照射時間が長くなるにしたがい濃度が減少傾向にあ

第1表 炭素膜電極材料中のマンガンの定量結果。

試料名	照射エネルギー (MeV)	照射時間	比較標準試料 (cps/mg)	分析試料 (cps/mg)	マンガン濃度 (%)
1-1	30	15 min	0.8085	0.00481	0.595
1-2	30	30 min	5.387	0.02016	0.374
1-3	30	2 hr	15.54	0.02661	0.171
1-4	50	10 hr	24.87	0.04797	0.1924
				Average	0.333±0.197
2-1	30	15 min	0.8085	0.00903	1.12
2-2	30	30 min	5.387	0.02836	0.5264
2-3	30	2 hr	15.54	0.05138	0.3306
2-4	50	10 hr	9.332	0.1073	1.150
				Average	0.782±0.415



ること、バラツキ大きいことがわかった。熱分析の結果から試料 1 では、最大 6% の重量減少が観察されたが、マンガン濃度の減少は 60% 近くもあることから照射中の発熱による重量減少が原因とは考えられない。また、10 hr 照射後の石英管内部には揮発物が付着してないことを目視で確認しており、大きな発熱はなかったと思われる。一方、試料 2 では、マンガン濃度が 0.3~1.2% であり、照射時間には依存しないこと、バラツキが大きいことがわかった。なお、 $^{56}\text{Mn}$  の測定が可能だった試料数 1~2 についてマンガン濃度算出を試みた結果、試料 1 では 0.2~0.3%、試料 2 では 0.7% であった。これらは  $^{54}\text{Mn}$  の測定値から得られた濃度とほぼ一致したが、3.2 項で記述したようにバックグラウンドが大きく、計数値の統計誤差が 16~17% と高い結果となった。

今回、支給された試料については、試料瓶からその都度採取して照射試料とした。そのため、試料内の均一性について不安がある。また、照射試料と比較標準試料の形状が異なることが、バラツキの要因の一つとも考えられる。幾何効率の点では、検出器から離して測定した 1-4 と 2-4 の結果がより正確と思われる。

#### § 4. ま と め

マンガンスピネルを正極とするリチウムイオン電池における炭素負極電極に析出したマンガンの非破壊光量子放射化分析を行った。光量子照射でマンガンから生成する  $^{54}\text{Mn}$  と即発中性子との反応による  $^{56}\text{Mn}$  による定量の可能性を検討した結果、電池に含まれるフッ素から生成する  $^{18}\text{F}$  の妨害のため  $^{56}\text{Mn}$  による定量が困難であることがわかった。そこで、 $^{54}\text{Mn}$  による定量を行った結果、動作温度が異なる 2 種類の電池についてマンガン濃度の平均値はそれぞれ 0.33% と 0.782% であり、低温で動作した電池のマンガン量が約 1/2 であることがわかった。しかし、得られた結果はバラツキが大きく、炭素膜試料内の不均一性のためと思われた。

なお、今回は電極材料が高純度であることから試料中に Fe が存在しないとして実験を進めた。Fe から  $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$  ( $Q = 0.0853 \text{ MeV}$ ) 反応による影響を受ける可能性があるため、Fe が共存する場合にはその影響を別に評価する必要がある。

#### § 5. 謝 辞

本研究を進めるにあたり、試料の熱分析をしていただいた函館工業高等専門学校環境システム工学専攻 2 年の三嶋恵太君（現日本化学産業株式会社）に感謝します。また、本報告をまとめるにあたり、ご討論、ご協力頂いた NTT ファシリティーズ総合研究所通信エネルギー技術本部担当部長荒川正泰博士に謝意を表します。

#### 参 考 文 献

- [1] 齊藤，佐野，藤田，木舩，高橋：第 4 3 回電池討論会講演要旨集（2002）164.

(LNS Experiment : #2612, #2629)

## 選択硫化を用いる使用済核燃料再処理法の研究 — $^{236}\text{Pu}$ を添加した $\text{U}_3\text{O}_8$ 試料の調製 —

佐藤修彰, 三頭聡明, 桐島陽

東北大学多元物質科学研究所 (980-8577 仙台市青葉区片平 2-1-1)

## Study on Spent Fuel Reprocessing Process by Selective Sulfurization — Preparation of $^{236}\text{Pu}$ Doped $\text{U}_3\text{O}_8$ Sample —

N. Sato, T. Mitsugashira, and A. Kirishima

*Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku University, 2-1-1  
Katahira, Aoba-ku, Sendai 980-8577*

A novel process by selective sulfurization has been proposed as a reprocessing process for spent nuclear fuel. In order to know the sulfurization behavior of plutonium in this process, the use of  $^{236}\text{Pu}$  was considered as a plutonium tracer. In this paper, preparation  $^{236}\text{Pu}$  from  $^{237}\text{Np}$  by bremsstrahlung irradiation was reported as well as the preparation of  $^{236}\text{Pu}$  doped  $\text{U}_3\text{O}_8$  sample. First,  $^{237}\text{NpO}_2$  sample was prepared by heat-treatment of  $^{237}\text{Np}$  nitrate solution which was purified by anion exchange method. The  $\text{NpO}_2$  sample in a sealed quartz ampoule was irradiated with a bremsstrahlung from an electron linear accelerator (LINAC). The irradiated  $^{237}\text{NpO}_2$  was dissolved into conc. HCl and the purified  $^{236}\text{Pu}$  nitric solution was prepared by anion exchange method. Then,  $^{236}\text{Pu}$  doped  $\text{U}_3\text{O}_8$  sample was obtained by heat-treatment of  $^{236}\text{Pu}$  doped ADU in air up to  $1000^\circ\text{C}$ . Finally, radioactivity and isotope purity of  $^{236}\text{Pu}$  in the purified  $^{236}\text{Pu}$  solution and  $^{236}\text{Pu}$  doped  $\text{U}_3\text{O}_8$  were evaluated by  $\alpha$ -ray spectrometry.

### § 1. 緒 言

我々は、使用済燃料からウランとともにプルトニウムを酸化物として回収・再利用する核燃料サイクルの再処理法として、レアアース等の核分裂生成物を選択的に硫化して分離し、核燃料物質を酸化物としてリサイクルする再処理法の研究を行っている [1,2]。この方法は以下のような特徴を持っている。

- 1) 使用済燃料である  $\text{UO}_2$  をボロキシデーション処理により  $\text{U}_3\text{O}_8$  とする。
- 2) ボロキシデーション処理後の燃料について FP を選択的に硫化し、ウラン等核燃料物質は酸化物のままにとどめる。この際、 $\text{U}_3\text{O}_8$  はふたたび  $\text{UO}_2$  へ還元される。
- 3) FP の硫化物を硝酸に溶解し、硝酸への溶解性がなく固相のままの核燃料物質であるウラン・プルトニウム酸化物と分離する。
- 4) ウランやプルトニウムが分離されないので核拡散抵抗性が高い。

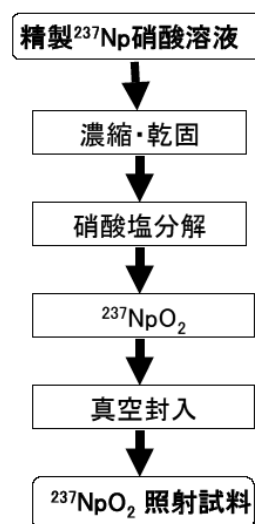
5) FP のみが硫化されるので、使用する反応溶媒量が極めて少ない。

6) 核燃料物質は固相であり、臨界管理が液相に比べ緩やかである。

本プロセスの有用性を検討するためには、種々のプロセスや工程におけるその挙動の解明が重要である。しかしながら、マクロ量のプルトニウムの使用にあたっては規制が厳しく、実験研究の初期段階ではセリウムなどを模擬物質として用い、選択硫化反応や酸溶解における挙動を推定することが行われている。これらはあくまでも模擬物質であり、直接プルトニウムからの情報が得られることが望ましい。そこで、我々は、 $^{237}\text{Np}$  の  $\gamma$  照射により得られ、半減期が 2.5 年、 $\alpha$  線エネルギーが 5763 および 5716 keV という利用しやすいトレーサー  $^{236}\text{Pu}$  に着目し、プルトニウムの挙動について検討している [3]。本研究ではウラン酸化物中におけるプルトニウムの選択硫化反応挙動を調べるために、 $^{237}\text{Np}$  の ( $\gamma, n$ ) 反応により製造した  $^{236}\text{Pu}$  を添加した  $\text{U}_3\text{O}_8$  試料を調製し、 $\alpha$  線スペクトロメトリーにより同位体純度および放射能強度を求めた。

## §2. 実 験

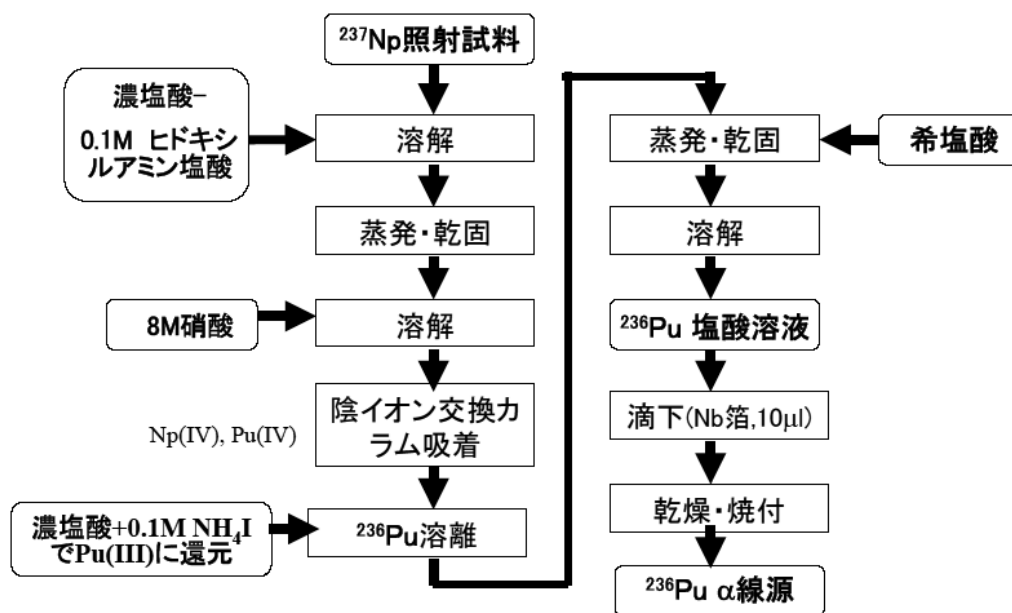
使用した  $^{237}\text{Np}$  (1.8 MBq) 試料溶液を陰イオン交換法で精製し、不純物と崩壊生成物である  $^{233}\text{Pa}$  と  $^{233}\text{U}$  とを除去し、精製  $^{237}\text{Np}$  硝酸溶液を得た。次に、 $^{237}\text{Np}$  硝酸溶液から  $^{237}\text{NpO}_2$  ターゲットを作製する手順を第 1 図に示した。 $^{237}\text{Np}$  溶液を石英管にて蒸発・乾固後、硝酸塩を  $\text{NO}_x$  が出なくなるまで加熱分解し、 $^{237}\text{NpO}_2$  を得た。これを石英アンブル (10 mm $\phi$ ) に真空封入し、照射  $^{237}\text{NpO}_2$  ターゲット ( $^{237}\text{Np}$  約 30 mg 相当) を作製した。この封入石英管を制動放射照射用の L 字型石英管に封入 (L 字管部分は開放) して、東北大学原子核理学研究施設 (LNS) の電子ライナック第 1 ビームコース照射設備の白金コンバータの後方に取り付け、水冷しつつ、電子エネルギー 50 MeV (最大電流約 120  $\mu\text{A}$ ) で、約 10 時間照射した。



第 1 図 Preparation of  $^{237}\text{Np}$  target for irradiation.

第 2 図には照射試料からの  $^{236}\text{Pu}$  の分離精製と  $\alpha$  線源の作製法を示した。照射後、短寿命核分裂生成物 (特にグローブボックス内部を汚染させる可能性のある  $^{131}\text{I}$ ) を崩壊・減衰させた後、真空封入した石英管を破壊し、濃塩酸と水で漱ぎながらガラスピーカーに移し加熱溶解した。同溶液を蒸発・濃縮し乾固直前に 10 mL の 0.1 M の塩酸ヒドロキシルアミン溶液を加えて乾固後、8 M 硝酸により再溶解し、 $^{237}\text{Np}$  と

$^{236}\text{Pu}$  を陰イオン交換樹脂に吸着させた。8 M 硝酸でカラムを洗浄し、FP と  $^{233}\text{Pa}$  をできるだけ除去した。次に conc HCl-0.1M  $\text{NH}_4\text{I}$  および conc HCl-0.05M  $\text{NH}_4\text{I}$  溶液で  $^{236}\text{Pu}$  を溶離した。溶離液を乾固後、希塩酸溶液で  $^{236}\text{Pu}$  を再溶解させ、塩酸溶液として分離・回収した。精製した  $^{236}\text{Pu}$  溶液 10  $\mu\text{L}$  を Nb 箔に滴下し、乾燥・焼き付け後、アクリル溶液を滴下して反跳防護膜とし、 $\alpha$  線源を作製した。検出器 (直径 24 mm、検出効率 2.315%) から 38 mm の位置にこの線源を置いて 50000 秒測定し、 $\alpha$  線スペクトルを測定した。



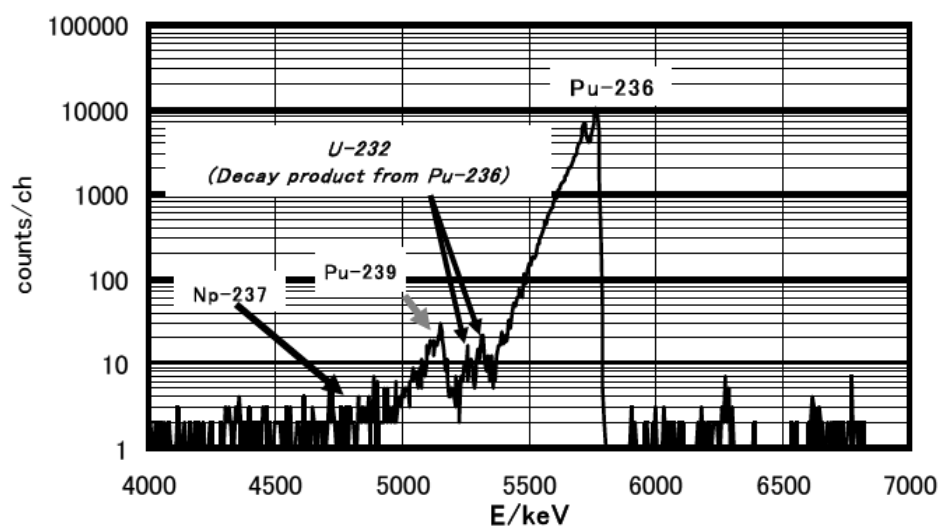
第2図 Flow sheet for  $^{236}\text{Pu}$  recovery and alpha-source preparation.

### §3. 結 果

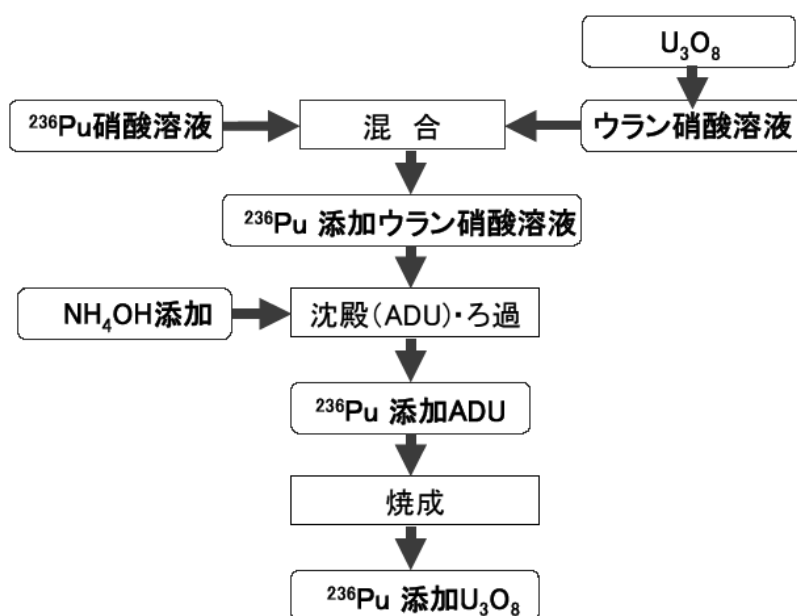
第3図に作製した  $^{236}\text{Pu}$  線源の  $\alpha$  線スペクトルを示す。5700 keV 付近には  $^{236}\text{Pu}$  の 5763 および 5716 keV に相当するピークが見られるが、 $^{237}\text{Np}$  の 4700 keV 付近のピークは認められず、 $^{236}\text{Pu}$  を高い純度で分離調製できたことが判る。 $^{236}\text{Pu}$  の娘核種である  $^{232}\text{U}$  のピークも確認できた。予期せぬ  $^{239}\text{Pu}$  (5157 keV) のピークも認められたが、原料の  $^{237}\text{Np}$  の照射前の精製が不十分であったと考えられる。このピークを  $^{239}\text{Pu}$  と仮定すると、 $^{239}\text{Pu}/^{236}\text{Pu}$  の放射能比は 0.003、重量比は 25.5 である。

第4図に示した手順で、分離した  $^{236}\text{Pu}$  溶液をウラン溶液と混合し、重ウラン酸アンモニウム (ADU) 沈殿を作製し、空気中において 1000° にて加熱処理することにより、 $^{236}\text{Pu}$  添加  $\text{U}_3\text{O}_8$  試料を調製した。

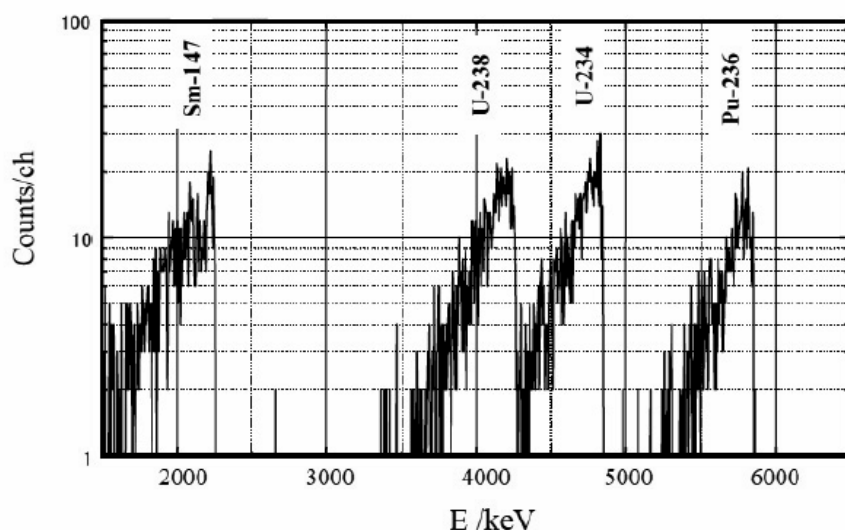
調製した  $^{236}\text{Pu}$  添加  $\text{U}_3\text{O}_8$  試料のウランとプルトニウムの濃度をサマリウム内標準法で定量した  $\alpha$ -スペクトルを第5図に示す。この図を見ると、内部標準としての  $^{147}\text{Sm}$  のピークとともに、天然ウラン中の  $^{238}\text{U}$  (419.8 keV) および  $^{234}\text{U}$  (4775 keV) の  $\alpha$  線ピークとともに、今回添加した  $^{236}\text{Pu}$  (5764 keV) のピークもそれぞれ該当する部分に十分な強度をもったピークとして確認されている。従って、本試料を用いることにより、 $\alpha$  線スペクトロメトリーを利用してウランおよびプルトニウムの定量分析が可能であり、反応前後における物質収支からその挙動を調べることができる。



第3図 Alpha-spectrum of recovered Pu-236.



第4図 Preparation of  $\text{U}_3\text{O}_8$  doped by Pu-236.



第5図 Alpha-spectrum of  $\text{U}_3\text{O}_8$  doped by Pu-236.

#### §4. 結 言

以上、使用済核燃料の硫化物再処理法におけるプルトニウムの硫化挙動を調べるために、 $^{236}\text{Pu}$  トレーサーに着目し、同トレーサーの製造・精製およびウランに固溶させた試料の調製とトレーサーとしての評価を行った。結果は以下のようにまとめられる。

- 1) 陰イオン交換法により精製した  $^{237}\text{Np}$  硝酸溶液から加熱処理により  $^{237}\text{NpO}_2$  照射試料を調製した。
- 2) 電子線ライナックで照射した  $^{237}\text{NpO}_2$  から塩酸および硝酸溶解と陰イオン交換法により精製し、 $^{236}\text{Pu}$  溶液を調製した。
- 3)  $^{236}\text{Pu}$  および天然ウランの混合硝酸溶液から  $^{236}\text{Pu}$  添加  $\text{U}_3\text{O}_8$  を調製した。
- 4)  $^{236}\text{Pu}$  溶液および  $^{236}\text{Pu}$  添加  $\text{U}_3\text{O}_8$  について  $\alpha$  線スペクトロメトリーにより同位体純度や放射能強度を評価し、RI トレーサーとして使用できることを確認した。

得られた結果より、本研究により調製した  $^{236}\text{Pu}$  添加  $\text{U}_3\text{O}_8$  試料を用いることにより、硫化物再処理法におけるプルトニウムの硫化反応の挙動を解明することが可能となった。

#### 参 考 文 献

- [1] N. Sato, G. Shinohara, A. Kirishima, O. Tochiyama: J. Alloys Compds **451** (2008) 669.
- [2] 佐藤修彰, 佐藤宗一: 素材研彙報 **63** (2007) 69.
- [3] H. Yamana, T. Yamamoto, K. Kobayashi, S. Mitsugashira, H. Moriyama: J. Nucl. Sci. Tech. **38** (2001) 859.

(LNS Experiment : #2599, #2614)

# 光量子放射化分析法による大気浮遊粒子中の元素状炭素と有機系炭素の分別定量の試み

大浦泰嗣, 菅原慈, 海老原充

首都大学東京大学院理工学研究科 (192-0397 東京都八王子市南大沢 1-1)

## Determination of Elemental and Organic Carbon in Atmospheric Suspended Particulate Matters using Photon Activation Analysis

Y. Oura, S. Sugawara, and M. Ebihara

*Graduate School of Science, Tokyo Metropolitan University, 1-1 Minami-Ohsawa, Hachioji, Tokyo 192-0397*

Organic and elemental carbon contents in atmospheric suspended particulate matters (PM<sub>10</sub> and PM<sub>2.5</sub>) collected at Hachioji, Tokyo were determined by instrumental photon activation analysis. Elemental carbon was isolated by heating at 350° for 30 min under atmospheric air before irradiation. Carbon was enriched in a fine fraction of PM<sub>10</sub> particulates. And more than 50% of carbon constituent in both PM<sub>10</sub> and PM<sub>2.5</sub> particulates was found as organic carbon.

### § 1. はじめに

大気環境は我々の生活に密着しており、非常に関心が高い。大気中には様々な粒径の粒子が漂っているが、直径 10 μm 以下の粒子 (PM<sub>10</sub>) には環境基準が定められている。さらに微小な粒径 2.5 μm 以下の粒子 (PM<sub>2.5</sub>) は、日別濃度変動が日別死亡率と相関するという報告がなされたこともあり、近年特に関心が持たれ、様々な研究が行われており、環境基準設定のための議論が続けられている。首都圏においては、2003 年 10 月より PM<sub>2.5</sub> 粒子の主な排出源の一つとされるディーゼル車の通行規制がはじまり、PM<sub>10</sub> 粒子濃度の環境基準達成率が向上した。我々は 2002 年から PM<sub>10</sub> 大気浮遊粒子 (SPM) を、2005 年からは PM<sub>2.5</sub> 粒子もポリカーボネートフィルタで捕集し、その元素組成を中性子放射化分析法 (NAA) にて調べている。また、石英フィルタによる PM<sub>10</sub> 粒子の採取も行い、NAA 法では定量困難な炭素濃度を光量子放射化分析法にて定量してきた [1]。2006 年からは石英フィルタによる PM<sub>2.5</sub> 粒子の採取も開始し、その炭素濃度を定量している。

大気浮遊粒子中に存在する炭素には有機化合物を構成する炭素 (有機系炭素) と、煤やグラファイトに代表される元素状炭素の 2 種類ある。(無機炭酸化合物としても存在するが、その割合は小さいとされるので、ここでは考慮しない。) 放射化分析法は、対象元素の化学形に影響されずその全濃度を定量できるという特徴を持つため、これまで、有機系炭素と元素状炭素を区別せず、全炭素濃度として定量してきた。しかし、

浮遊粒子中には有害な有機化合物が多数発見されており、健康を考える上で、有機系炭素の割合を知ることが重要である。そこで、試料に前処理を施し、光量子放射化分析法により、有機系炭素と元素状炭素の分別定量を試みたので報告する。

## §2. 実 験

有機系炭素と元素状炭素の分離は、通常、揮発温度の違いを利用して行われているが、研究者間で条件が異なっており [2]、統一された分離条件はない。本研究では、あらかじめ試料を空気中で加熱して有機化合物を揮発させ、残った元素状炭素濃度のみ IPAA にて定量し、有機系炭素濃度は別途定量した全炭素濃度と元素状炭素濃度の差として求めることにした。有機化合物を揮発させる温度は、先行研究結果の検討により 350° とした。まず、元素状炭素が 350° で揮発しないか調べるため、活性炭の熱重量分析を行った。5°/min の昇温スピードで 1000° まで加熱し、重量変化を調べた。また、大気浮遊粒子の炭素成分用標準試料である NIST 1649a を用いて加熱温度に対する残留炭素濃度を IPAA 法にて定量した。加熱は、試料約 20mg を石英ビーカにいれ、電気炉にて 30 分間行った。

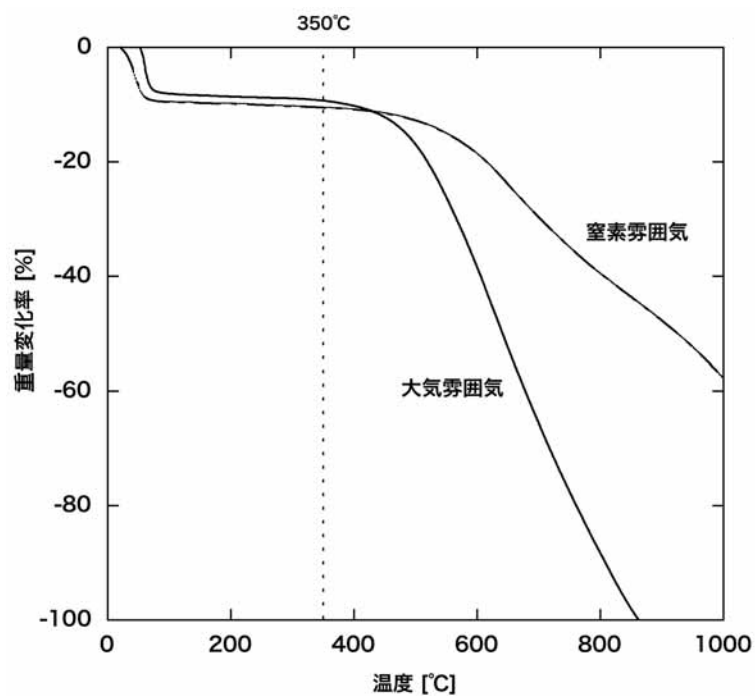
大気浮遊粒子 PM<sub>10</sub> と PM<sub>2.5</sub> は、東京都八王子市 (都心から西へ約 40 km) にある首都大学東京 8 号館屋上にて毎月 1~2 回石英製フィルタ上に濾過捕集した [1]。PM<sub>10</sub> 粒子と PM<sub>2.5</sub> 粒子の採取は、それぞれ個別の装置を用いて行ったが、常に同時に装置を運転して採取を行った。採取した粒子の重量を秤量後、直径 10 mm の円盤状に 2 枚切り出した。元素状炭素測定の場合は、石英ビーカにいれ、電気炉にて 350° で 30 分間加熱した。粒子採取面を向き合わせて Al 箔で包み、照射用試料とした。炭素定量用の比較標準試料には直径 10 mm の炭素板 (約 2 mg) を用いた。これらをスタック状にしてフラックス補正用金箔とともに石英管に封入し、最大エネルギー 25 MeV の制動放射線 で 20 分間照射した。照射後、ただちに試料を Al 箔からポリ袋に移し、厚さ 1 mm の銅板ではさんでから  $\gamma$  線を 5 分間測定した。減衰曲線を作成するため、適当な間隔をおいて約半日の間測定を繰り返した [1]。

## §3. 結果と考察

第 1 図に活性炭の大気雰囲気下と窒素雰囲気下での加熱温度に対する重量の減少率を示した。大気中と窒素中ともに約 80° まで急に重量が減少し、その後約 400° までほとんど重量に変化はなかった。450° を越えると大気中では窒素中より重量変化が大きく、約 900° ですべて無くなった。この結果より、大気中における 350° での加熱によっても、元素状炭素はそのまま残存すると判断した。

大気浮遊粒子の炭素成分の標準試料である NIST 1649a をもちいて、加熱後の残留炭素濃度を調べた。異なる加熱温度での炭素濃度を第 1 表に示す。複数回行ったが、どの加熱温度でもよい再現性を示した。加熱をしなかった試料の定量値は、全炭素濃度 (TC) の推奨値 [3] とよく一致した。加熱すると 200° までは炭素濃度は変わらず、有機系炭素と元素状炭素はともに 200° まではほとんど揮発しないことがわかった。一方、350° で約 35%、500° では約 80% の炭素が揮発した。本研究では、350° にて加熱して残った炭素を元素状炭素と見なすので、NIST 1649a の元素状炭素濃度 (EC) として 11.4% を得た。1649a の元素状炭素濃度の参考値 [3] は、1.3%、5.0%、8.1% であり、有機系炭素の分離条件によって異なる値が報告されている。本研究で得た値は、これらよりも高い値であった。熱重量分析により元素状炭素は 350° では揮発しないと考えられるので、有機炭素化合物が全部揮発せず、一部残っていたのかもしれない。よって、本法による EC 定量値は系統的に高めに、有機系炭素濃度定量値は、低めに得られる可能性がある。





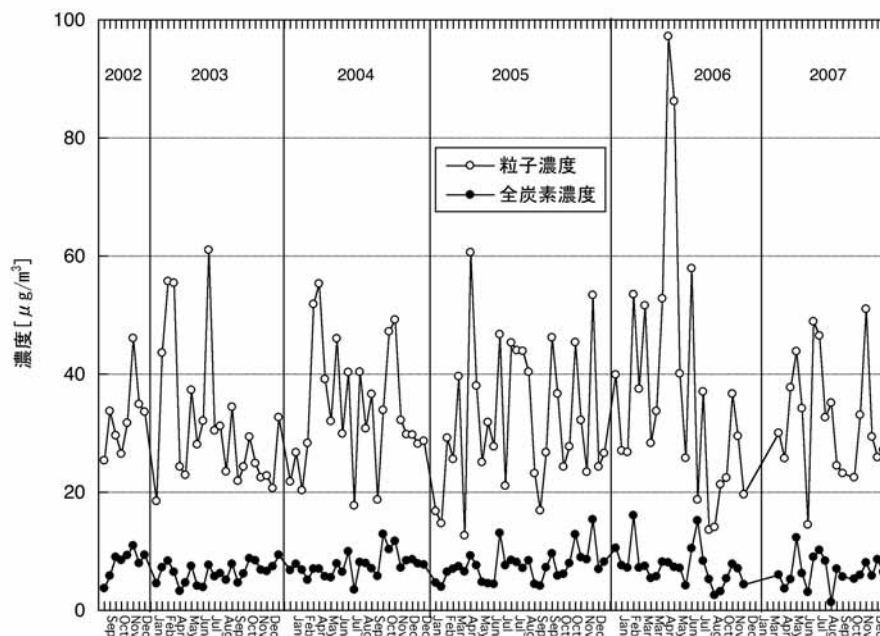
第 1 図 活性炭の熱重量分析。

第 1 表 加熱温度と炭素濃度 [%]。加熱後の濃度は、試料質量変化をもとに加熱前の試料中での濃度に換算した。

	非加熱	200°	350°	500°
1	15.2±0.3	16.1±0.3	12.0±0.2	
2	15.2±0.3	17.2±0.4	11.5±0.2	2.92±0.06
3	14.8±0.4	17.4±0.4	10.9±0.2	2.69±0.06
4	18.4±0.4	17.5±0.2	12.1±0.2	3.04±0.06
5	18.2±0.4	18.5±0.3	10.4±0.2	3.25±0.07
平均	16.4±0.8	17.3±0.4	11.4±0.3	2.97±0.12
推奨値	17.68±0.08		1.3, 5.0, 8.1*	

\*元素状炭素濃度の参考値: 分離の条件により定量値が大きく異なる。

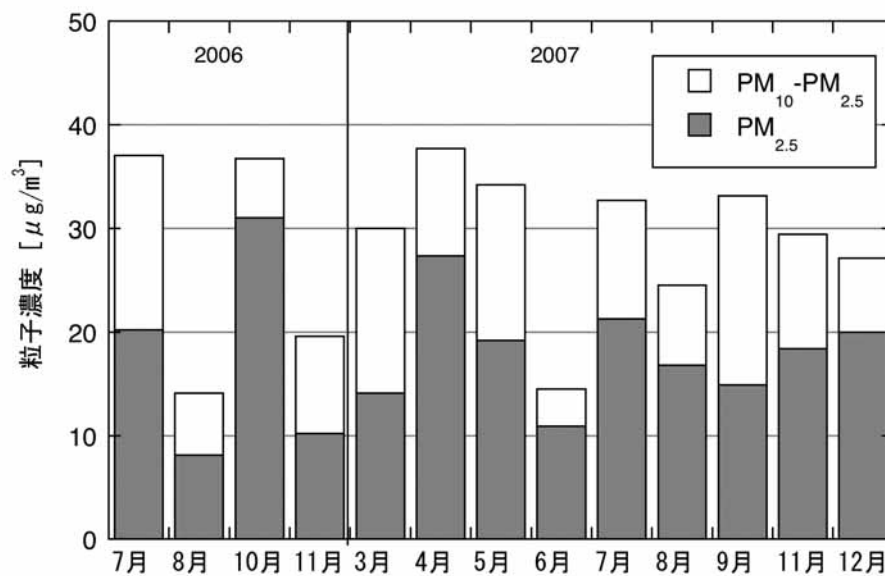
2002年から2007年に採集したPM<sub>10</sub>粒子の粒子濃度と全炭素濃度を第2図に示した。粒子濃度のほとんどが20~60  $\mu\text{g}/\text{m}^3$ の間で変動しているが、2006年4月と5月は80  $\mu\text{g}/\text{m}^3$ 以上という高濃度であった。この時期に2002年以来の激しい黄砂が観測されており、この影響と考えられる。毎年の平均値はほとんど



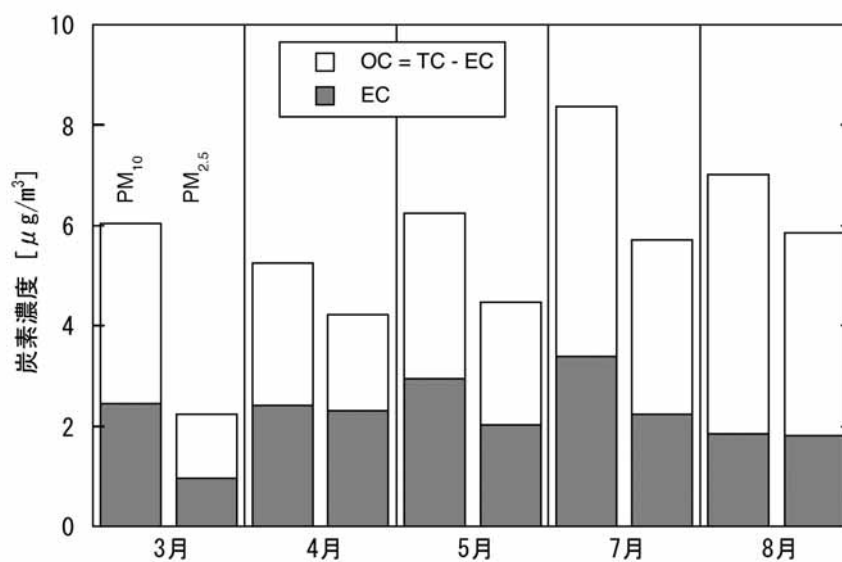
第2図 2002年から2007年に採集したPM<sub>10</sub>粒子の粒子濃度と全炭素濃度。

一定 (32 - 34  $\mu\text{g}/\text{m}^3$ ) で、2002年から2007年の粒子濃度平均値 (2006年の高濃度は除く) は、33  $\mu\text{g}/\text{m}^3$ であった。全炭素濃度もほぼ一定で、平均7.2  $\mu\text{g}/\text{m}^3$ で、PM<sub>10</sub>粒子の質量の約20%を占めた。黄砂による高い粒子濃度の時でも、全炭素濃度の大きな増加は観測されず、黄砂はPM<sub>10</sub>粒子の炭素成分にはほとんど寄与していないことがわかった。2003年10月に首都圏でディーゼル車規制が始まり、都心では、特に道路そばの観測地点において粒子濃度の減少が観測された[4]が、本採集地点では、都心から離れていることもあり、粒子濃度と全炭素濃度ともに減少は見られなかった。

2006年7月よりPM<sub>2.5</sub>粒子とPM<sub>10</sub>粒子を毎月1度同時に採取した。2007年までのPM<sub>2.5</sub>とPM<sub>10</sub>粒子濃度を第3図に示した。黒四角と白四角の和がPM<sub>10</sub>粒子濃度に相当する。PM<sub>10</sub>粒子の質量の45% - 84%がPM<sub>2.5</sub>粒子の寄与であった。PM<sub>2.5</sub>の質量は経験的にどのような場合でもPM<sub>10</sub>の質量の70%程度になることが知られている。本研究での平均値は63%で、経験的事実とよく一致した。2007年に採取したPM<sub>2.5</sub>粒子とPM<sub>10</sub>粒子の全炭素濃度(TC)と元素炭素濃度(EC)を定量した。有機系炭素濃度(OC)はTCとECの差として求めた。定量結果を第4図に示す。6月と9月以降の定量値は各成分の定量値の相互関係に矛盾が生じたため示さなかった。PM<sub>10</sub>とPM<sub>2.5</sub>のTCの平均値は、それぞれ6.6と4.5  $\mu\text{g}/\text{m}^3$ で、ともに粒子の質量の約20%を占めた。粒径別にTCを見ると、PM<sub>2.5</sub>のTCは3月を除き、PM<sub>10</sub>のTCの6883%を占めており、PM<sub>10</sub>粒子中の炭素の多くは、粗大粒子よりも微小粒子に存在していた。このことより、炭素の多くは、人為起源であることが推察される。OC/EC比をみると、PM<sub>10</sub>では1.12, 8, PM<sub>2.5</sub>では、0.85, 2.2であり、PM<sub>10</sub>とPM<sub>2.5</sub>のあいだに大きな相違は観測されなかった。また、粗大粒子でのOC/ECは0.9638と計算された。溝畑と伊藤[5]は、大阪において1998年から2003年に採取した



第3図 2006年から2007年に採集したPM<sub>10</sub>粒子とPM<sub>2.5</sub>粒子の粒子濃度。(PM<sub>10</sub>-PM<sub>2.5</sub>)と(PM<sub>2.5</sub>)の和がPM<sub>10</sub>粒子濃度を表す。



第4図 2007年に採集したPM<sub>10</sub>粒子とPM<sub>2.5</sub>粒子の有機系炭素濃度(OC)と元素状炭素濃度(EC)TC(全炭素濃度)とECの差をOCとした。各月の左がPM<sub>10</sub>、右がPM<sub>2.5</sub>。

PM<sub>10</sub> 粒子の TC, EC, OC を報告した。1998 年から徐々に各濃度は減少しているが, 2003 年での EC と OC は, それぞれ 2.5  $\mu\text{g}/\text{m}^3$  と 4  $\mu\text{g}/\text{m}^3$  程度で, EC は冬に高濃度, OC は春と秋に高濃度となる季節変動が観測された。八王子での炭素濃度は大阪と同レベルであったが, 試料数が十分ではないため季節変動は観測されなかった。今後も測定を継続し, 本採取地点での炭素濃度レベルを明らかにしていく。また, 矛盾を示す定量値が少なくなかったので, 定量の再現性を調べる必要がある。

#### § 4. ま と め

東京都八王子市において大気浮遊粒子 PM<sub>10</sub> と PM<sub>2.5</sub> を採取し, 光量子放射化分析法により全炭素濃度と元素炭素濃度を定量した。元素炭素濃度は, 350° にて大気中で 30 分間加熱することにより有機系炭素から分離した。PM<sub>10</sub> 粒子濃度は平均 33  $\mu\text{g}/\text{m}^3$  で, PM<sub>2.5</sub> 粒子濃度は, その約 60%であった。そのうち, 炭素成分は質量ベースで約 20%を占めた。炭素成分の 1/2 以上は有機系炭素であった。今後も観測をつづけるとともに, 炭素成分の放出起源を推定していく。

#### § 5. 謝 辞

本研究を行うにあたり良質な電子ビームを供給していただいた東北大学原子核理学研究施設マシングループの方々と試料照射ならびに放射線測定でお世話になった大槻勤准教授と廣瀬健太郎博士に深く感謝する。

### 参 考 文 献

- [1] 大浦他:核理研研究報告 **37** (2008) 67.
- [2] J. C. Chow *et al.*: Aerosol Sci. Technol. **34** (2001) 23.
- [3] L. A. Currie, *et al.*: J. Res. National Bureau Standards **107** (2002) 279.
- [4] 東京の環境 2008: (2008) 41.
- [5] 溝畑と伊藤: 第 21 回エアロゾル科学・技術研究討論会講演論文集 (2004) 59.

### **III. List of Publication**

## List of Publication (論文リスト) (2007.1~2007.12)

## Papers Published in Refereed Journals

Photo-Production of Neutral Kaons on  $^{12}\text{C}$  in the Threshold Region.

T. Watanabea, P. Bydvozsky, K. Dobashi, S. Endo, Y. Fujiia, O. Hashimoto, T. Ishikawad,  
K. Itoh, H. Kanda, M. Katoh, T. Kinoshita, O. Konno, K. Maeda, A. Matsumura,  
F. Miyahara, H. Miyase, T. Miyoshi, K. Mizunuma, Y. Miura, S.N. Nakamura, H. Nomura,  
Y. Okayasu, T. Osaka, M. Oyamada, A. Sasaki, T. Satoh, H. Shimizu, M. Sotona,  
T. Takahashi, T. Tamae, H. Tamura, T. Terasawa, H. Tsubota, K. Tsukada, M. Ukai,  
M. Wakamatsu, H. Yamauchi and H. Yamazaki  
Phys. Lett. **B651** (2007) 269-274.

Measurement of the  $\bar{\gamma}p \rightarrow K^+\Lambda$  Reaction at Backward Angles.

K. Hicks, T. Mibe, M. Sumihama, D. S. Ahn, J. K. Ahn, H. Akimune, Y. Asano, W. C. Chang,  
S. Date, H. Ejiri, S. Fukui, H. Fujimura, M. Fujiwara, S. Hasegawa, A. Hosaka, T. Hotta,  
K. Imai, T. Ishikawa, T. Iwata, B. Juli'a-D'iaz, Y. Kato, H. Kawai, Z. Y. Kim, K. Kino,  
H. Kohri, N. Kumagai, T.-S. H. Lee, S. Makino, T. Matsuda, T. Matsumura, N. Matsuoka,  
M. Miyabe, Y. Miyachi, M. Morita, N. Muramatsu, T. Nakano, M. Niiyama, M. Nomachi,  
Y. Ohashi, T. Ooba, H. Ohkuma, D. S. Oshuev S. Ozaki, C. Rangacharyulu, A. Sakaguchi,  
T. Sasaki, P. M. Shagin, Y. Shiino, A. Shimizu, H. Shimizu, Y. Sugaya, Y. Toi, H. Toyokawa,  
A. Wakai, C. W. Wang, S. C. Wang, K. Yonehara, T. Yorita, M. Yoshimura, M. Yosoi, and  
R. G. T. Zegers  
Phys. Rev. C **76** (2007) 042201(R).

Backward-angle Photoproduction of  $\pi^0$  Mesons on the Proton at  $E_\gamma=1.5\text{-}2.4$  GeV.

M. Sumihama, J. K. Ahn, H. Akimune, Y. Asano, W.C. Chang, S. Date, H. Ejiri,  
H. Fujimura, M. Fujiwara, K. Hicks, T. Hotta, K. Imai, T. Ishikawa, T. Iwata, H. Kawai,  
Z. Y. Kim, K. Kino, H. Kohri, N. Kumagai, S. Makino, N. Matsuoka, M. Miyabe, Y. Miyachi,  
M. Morita, N. Muramatsu, T. Nakano, M. Niiyama, M. Nomachi, Y. Ohashi, H. Ohkuma,  
T. Ooba, D.S. Oshuev, C. Rangacharyulu, A. Sakaguchi, T. Sato, P. M. Shagin, Y. Shiino,  
H. Shimizu, Y. Sugaya, H. Toyokawa, A. Wakai, C.W. Wang, S. C. Wang, K. Yonehara,  
T. Yorita, M. Yosoi, R. G. T. Zegers,  
Physics Letters **B657** (2007) 32-37.

Forward Coherent  $\phi$ -meson Photoproduction from Deuterons near Threshold.

W. C. Chang, K. Horie, S. Shimizu, M. Miyabe, D. S. Ahn, J. K. Ahn, H. Akimune, Y. Asano,  
S. Date, H. Ejiri, S. Fukui, H. Fujimura, M. Fujiwara, S. Hasegawa, K. Hicks, T. Hotta,  
K. Imai, T. Ishikawa, T. Iwata, Y. Kato, H. Kawai, Z. Y. Kim, K. Kino, H. Kohri,  
N. Kumagai, P. J. Lin, S. Makino, T. Matsuda, T. Matsumura, N. Matsuoka, T. Mibe,  
Y. Miyachi, M. Morita, N. Muramatsu, T. Nakano, M. Niiyama, M. Nomachi, Y. Ohashi,  
H. Ohkuma, T. Ooba, D. S. Oshuev, C. Rangacharyulu, A. Sakaguchi, T. Sasaki,

P. M. Shagin, Y. Shiino, A. Shimizu, H. Shimizu, Y. Sugaya, M. Sumihama, Y. Toi, H. Toyokawa, A. Wakai, C. W. Wang, S.C. Wang, K. Yonehara, T. Yorita, M. Yoshimura, M. Yosoi, R. G. T. Zegers  
Phys. Lett. **B658** (2007) 209-215.

Development and Application of Micro-beam Nuclear Reaction Analysis for Observation of Hydrogen Distribution.

D. Sekiba, H. Yonemura, T. Nebiki, S. Ogura, M. Wilde, M. Matsumoto, T. Okano, J. Kasagi, T. Narusawa, S. Kuribayashi, Y. Iwamura, T. Ito, H. Matsuzaki and K. Fukutani  
J. Vac. Soc. Jpn. **50** (2007) 574-578 (in Japanese).

The Screening Effect of D-D Fusion in Sm in a Sub-Low Energy Region ( $< 20\text{keV}$ ).

T. S. Wang, Z. Yang, H. Yonemura, A. Nakagawa, H. Y. Lv, J. Y. Chen, S. J. Liu, and J. Kasagi,  
J. Phys. **G34** (2007) 2255-2263.

Measurement of D (d,p) T Reaction Cross Sections in Sm Metal in Low Energy Region ( $10 < E_d < 20\text{keV}$ ).

T.S. Wang, Z. Yang, H. Yonemura, A. Nakagawa, H.Y. Lv, J.Y. Chen, S.J. Liu, and J. Kasagi  
Chinese Phys. Lett. **24** (2007) 3103-3106.

Radioactive Decay Speedup at  $T = 5\text{K}$ : Electron-Capture Decay Rate of  $^7\text{Be}$  Encapsulated in  $\text{C}_{60}$ .

T. Ohtsuki, K. Ohno, T. Morisato, T. Mitsugashira, K. Hirose, H. Yuki, and J. Kasagi  
Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 252501(1-4).

Comparative Study of Activation Analysis for the Determination of Trace Halogens in Geological and Cosmochemical Samples.

T. Nakamoto, Y. Oura, and M. Ebihara  
Analytical Science, **23** (2007) 1113-1119.

Study of Activation Cross Sections of Deuteron-Induced Reactions on Erbium for Applications.

F. Tarkanyi, A. Hermanne, S. Takacs, F. Ditroi, F. B. Kiraly, M. Baba, T. Ohtsuki, S.F. Kovalev, and A.V. Ignatyuk  
J. Label. Compd. Radiopharm. **50** (2007) 487-488.

Half-life Measurement and Production of Sm-146 Nuclide.

N. Kinoshita, T. Hashimoto, T. Nakanishi, A. Yokoyama, H. Amakawa, T. Mitsugashira, T. Ohtsuki, N. Takahashi, I. Ahmad, J.P. Greene, D.J. Henderson, C.L. Jiang, L. Jisonna, M. Notani, R.C. Pardo, N. Partel, E.K. Rehm, R. Scott, X.D. Tang, R. Vondrasek, P. Collon, Y. Kashiv, M. Paul  
J. Nucl. Radiochem. Sci. **8** (2007) 109-112.

Measurement of Evaporation Residue and Fission Cross Sections of the Reaction  $^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$  at Subbarrier Energies.

K. Nishio, S. Hofmann, H. Ikezoe, F. P. Hesberger, D. Ackermann, S. Antalic, V. F. Comas, Z. Gan, S. Heinz, J. A. Heredia, J. Khuyagbaatar, B. Kindler, I. Kojouharov, P. Kuusiniemi, B. Lommel, M. Mazzocco, S. Mitsuoka, Y. Nagame, T. Ohtsuki, A. G. Popeko, S. Saro, H. J. Schott, B. Sulignano, A. Svirikhin, K. Tsukada, K. Tsuruta, and A. V. Yeremin

- J. Nucl. Radiochem. Sci. **8** (2007) 73-78.
- Radioactive Decay of Be-7 Speed up by Placing inside C<sub>60</sub> Cages.  
T. Ohtsuki, K. Hirose, and K. Ohno  
J. Nucl. Radiochem. Sci. **11** (2007) A1-A7.
- Study of Activation Cross-Sections of Deuteron Induced Reactions on Erbium: Production of Radioisotopes for Practical Applications.  
F. Tarkanyi, A. Hermanne, B. Kiraly, S. Takacs, F. Ditroi, M. Baba, T. Ohtsuki, S.F. Kovalev, and A.V. Ignatyuk  
Nucl. Instrum. and Meth. **B259** (2007) 829-835.
- Radioactive Decay Speedup at  $T=5$  K: Electron-Capture Decay Rate of Be-7 Encapsulated in C<sub>60</sub>.  
T. Ohtsuki, K. Ohno, T. Morisato, T. Mitsugashira, K. Hirose, H. Yuki, and J. Kasagi  
Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 252501 (1-4).
- Lifetime Measurement of Be-7 in Beryllium Metal Crystal.  
T. Ohtsuki, K. Ohno, T. Morisato, and K. Hirose  
Mater. Trans. **48** (2007) 646-648.
- Precise Measurement of First Townsend Coefficient, using Parallel Plate Avalanche Chamber.  
M. Nakhostin, M. Baba, T. Ohtsuki, T. Oishi, and T. Itoga  
Nucl. Instrum. and Meth. **A572** (2007) 999-1003.
- Production of Longer Lived Radionuclides in Deuteron Induced Reactions on Niobium.  
F. Takanyi, A. Hermanne, F. Ditroi, S. Takacs, B. Kiraly, M. Baba, T. Ohtsuki, S. F. Kovalev, and A. V. Ignatyuk  
Nucl. Instrum. and Meth. **B255** (2007) 297-303.
- Target Preparation by the Precipitation Method for Nuclear Reactions.  
K. Takamiya, T. Ohtsuki, H. Yuki, T. Mitsugashira, N. Sato, T. Suzuki, M. Fujita, T. Shinozuka, Y. Kasamatsu, H. Kikunaga, A. Shinohara, S. Shibata, and T. Nakanishi  
Appl. Rad. Iso **65** (2007) 32-35.
- Reductive Atmosphere of Supercritical Water with RuO<sub>2</sub> Resulting in TcO<sub>2</sub> Colloid: Spectroscopic, Morphological and Crystallographic Study on Solutions and Precipitates in Hasteroy C-22.  
T. Yamamura, K. Yubuta, I. Satoh, Y. Yoshida, Y. Shiokawa, T. Sekine, W. Sugiyama, K.-C. Park, and H. Tomiyasu  
J. Supercritical Fluids **43** (2007) 317-323.
- C60 のなかは魔法の空間 (軌道電子に影響を受ける原子核の壊変).  
大槻勤, 廣瀬健太郎, 大野かおる, 森里嗣生  
化学同人 月刊化学 **62** (2007) 18-23.

## Papers Published in International Conference Proceedings

- Narrow Resonance at  $E_\gamma = 1020$  MeV in the D ( $\gamma, n$ ) pn Reaction.  
F. Miyahara, J. Kasagi, T. Nakabayashi, H. Fukasawa, R. Hashimoto, T. Ishikawa, T. Iwata, H. Kanda, T. Kinoshita, K. Maeda, K. Nawa, T. Nomura, H. Shimizu, T. Shishido,



K. Suzuki, Y. Tajima, T. Takahashi, H. Ueno, H. Yamazaki, and H. Y. Yoshida,  
 Prog. Theor. Phys. Suppl. **168** (2007) 90-96.

S<sub>11</sub> Resonance Observed in the C, Cu ( $\gamma$ ,  $\eta$ ) Reactions.

H. Yamazaki for the SCISSORS II collaboration  
 Prog. Theo. Phys. Supp. **168** (2007) 552--555.

A Narrow Baryon Resonance Observed at LNS, Sendai.

H. Shimizu  
 International Workshop on Hadron and Nuclear Physics (HNP2007),  
 Pusan, Korea, Feb. 22-24, 2007 (invited talk).

N\*(1670) Observed at LNS, Sendai.

H. Shimizu,  
 11th Workshop on the physics of excited nucleons (NSTAR2007),  
 Bonn, Germany, Sep. 5-8, 2007 (invited talk).

Measurement of Evaporation Residue Cross Sections of the Reaction at Subbarrier Energies.

K. Nishio, S. Hofmann, F. P. Hesberger, D. Ackermann, S. Antalic, V. F. Comas, Z. Gan,  
 S. Heinz, J. A. Heredia, H. Ikezoe, J. Khuyagbaatar, B. Kindler, I. Kojouharov,  
 P. Kuusiniemi, B. Lommel, M. Mazzocco, S. Mitsuoka, Y. Nagame, T. Ohtsuki,  
 A. G. Popeko, S. Saro, H. J. Schott, B. Sulignano, A. Svirikhin, K. Tsukada, K. Tsuruta,  
 and A. V. Yeremin  
 AIP Conference Proceedings **891** (2007) 71-77.

Screening Potential for Low-Energy Deuteron-Nucleus Collisions in Quantum Electron Plasmas.

H. Yonemura, Y. Ishikawa, M. Honmo, A. Nakagawa, J. Kasagi, Y. Zhang, and T. Wang  
 Proceedings of International Nuclear Physics Conference INPC2007, vol. 2, 476-479.

Development of an Injector to Generate a Very Short Bunch for a Super Coherent Terahertz Light Source Project.

T. Tanaka, T. Muto, F. Hinode, M. Kawai, K. Nanbu, K. Kasamsook, K. Akiyama,  
 M. Yasuda, H. Hama, H. Tanaka, and N. Kumagai  
 Proc. 4th Asian Particle Accelerator Conference APAC07 (2007) 178-180.

Study on Compact DC Electron Gun Using Single Crystal Cathode of LaB<sub>6</sub>.

K. Kasamsook, K. Nanbu, M. Kawai, K. Akiyama, F. Hinode, T. Muto, T. Tanaka,  
 M. Yasuda, and H. Hama  
 Proc. 4th Asian Particle Accelerator Conference APAC07 (2007) 181-183.

A Study on the Applicability of Landau Cavity to the 1.2 GeV Booster Synchrotron at Tohoku University.

F. Hinode, K. Akiyama, H. Hama, M. Kawai, K. Kasamsook, A. Kurihara, T. Muto,  
 K. Nanbu, Y. Shibasaki, S. Takahashi, T. Tanaka, and M. Yasuda  
 Proc. 4th Asian Particle Accelerator Conference APAC07 (2007) 375-377.

Development of a Low Emittance DC Gun for Smith-Purcell BWO FEL.

K. Kasamsook, K. Akiyama, K. Nanbu, M. Kawai, F. Hinode, T. Muto, T. Tanaka,

M. Yasuda, Y. Mori, and H. Hama

Proc. 29th International Free Electron Laser Conference FEL07 (2007) 417-420.

Coherent THz Light Source Using Very Short Electron Bunches from a Thermionic RF Gun.

T. Muto, T. Tanaka, F. Hinode, M. Kawai, K. Nanbu, K. Kasamsook, K. Akiyama,

M. Yasuda, Y. Mori, and H. Hama

Proc. 29th International Free Electron Laser Conference FEL07 (2007) 476-479.

## **Review**

Low-energy Nuclear Cross Sections in Metals.

J. Kasagi

Surface and Coatings Technology **201** (2007) 8574-8578.

## **IV. Approved Experiments**

## 平成19年度前期採択課題一覧表

課題番号	研究代表者	課 題 名	採択シフト
＜原子核関連分野＞			
2588	石川 貴嗣	$4\pi$ 立体角 多重ガンマ線検出器群 FOREST の建設	10
2589	石川 貴嗣	APD による磁場中でのシンチレーション光の読み出し —新 STB Tagger 開発のための基礎研究—	2
2590	清水 肇	$\pi^0$ electromagnetic transition form factor の決定	20
2591	神田 浩樹	$550 < E_\gamma < 920$ MeV 領域における重水素原子核標的での $2\pi$ 光生成反応の研究	72
2592	高橋 俊行	J-PARC Beamline MWPC のテスト	2
2593	須田 利美	Pure CsI 検出器及び BaF <sub>2</sub> 検出器の電子線に対する応答関数測定実験	2
2594	河合 秀幸	高屈折率シリカエアロゲルの光量測定	2
L2595	Jung Keun Ahn	Mesurement of $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^9\text{Li} + 3\text{p}$ reaction below 1 Gev	Letter of Intent
2601	鳥居 祥二	国際宇宙ステーション搭載用電子、ガンマ線観測装置 (CALET) の基礎開発	2
＜放射化学物性関連分野＞			
2596	大槻 勤	標識化による金属内包フラーレンの製造及び その応用研究	2
2597	中西 孝	Sm-146 の製造と半減期測定	2
2598	鹿野 弘二	光量子放射化分析法による光通信用材料中の不純物評価	1
2599	大浦 泰嗣	宇宙化学的試料および環境試料の光量子放射化分析	2
2600	鈴木 達也	固体抽出剤を用いた希土類元素とアクチノイド元素の分離に関する研究	1

## 平成19年度後期採択課題一覧表

課題番号	研究代表者	課 題 名	採択シフト
＜原子核関連分野＞			
2603	大西 宏明	J-PARC E15 実験のためのビーム VETO カウンターの開発	4
2604	今里 純	APD 読み出しによる CsI (Tl) カロリーメータの開発	3
2605	谷田 聖	J-PARC 実験のための各種検出器のテスト	10
2606	河合 秀幸	低密度シリカエアロゲルの放射線損傷試験	1
2607	河合 秀幸	低屈折率シリカエアロゲルの光量測定	1
2608	イム ケヨブ	ワイヤーサンプリングカロリーメーターモジュールのビームテスト	3
2609	石川 貴嗣	$4\pi$ 立体角 多重ガンマ線検出器群 FOREST のデータ収集系整備	6
2610	中村 哲	水チェレンコフ検出器 および シンチレータホドスコープのテスト	6
＜放射化学物性関連分野＞			
2611	大槻 勤	標識化による金属内包フラーレンの製造及びその応用研究	2
2612	佐藤 修彰	選択硫化を用いる使用済燃料の再処理法の研究	2
2613	中西 孝	Sm-146の製造と半減期測定および $^{147}\text{Sm}(\gamma, n) ^{146}\text{Sm}$ 反応の断面積測定	2
2614	大浦 泰嗣	宇宙化学的試料および環境試料の光量子放射化分析	3
2615	鈴木 達也	3 価アクチノイドとランタノイドの分離に関する研究	1
2616	鹿野 弘二	放射化分析法による通信用材料中の不純物評価	1
＜そ の 他＞			
2617	千葉 雅美	岩塩ニュートリノ検出器におけるレーダー法の開発研究	2
＜随時申込, 原子核関連分野＞			
2618	岩田 高広	電子ビームによるゼオライト中での格子欠陥の生成	1
2620	石川 貴嗣	鉛ガラスチェレンコフ検出器のエネルギー応答性の測定	6

**核理研研究報告 第41巻**

2009年3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 41 March 2009

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



東北大学大学院理学研究科  
原子核理学研究施設