



NIRS-M-151

平成12年度

サイクロトロン利用報告書

独立行政法人 放射線医学総合研究所

目 次

1. 平成12年度サイクロトロン¹の運転及び改良・開発 1
2. 宇宙環境中における中性子測定器の開発 7
3. 宇宙放射線の荷電粒子成分検出器の開発 13
4. 重イオン衝撃による水分子からの二次電子のエネルギー
及び角度分布等の測定 19
5. 眼腫瘍に対する陽子線治療のフェイズII臨床試験研究 23
6. サイクロトロン²のRI製造への応用 27
7. 陽子線の拡大ピークに関する研究 33

- 関連資料 37

1. 平成12年度サイクロトロンの運転
及び、改良・開発

平成12年度サイクロトロン¹の運転及び改良・開発

放医研； 本間壽廣、北條悟、宮原信幸、根本和義、河野耕二、山田聰

AEC； 倉持豊、小松克好、岡田高典、花ヶ崎充、小川博嗣

はじめに

サイクロトロン施設は、建設（1973年）以来28年経た大型サイクロトロン（NIRS-930）と短寿命RI製造の専用機として1996年に導入した小型サイクロトロン（HM-18）、及び9つの照射ポートで構成されている。サイクロトロンの利点は時間的に連続なビームを提供できることである。また加速するビームのエネルギー範囲も広く、その強度可変も $10^2 \sim 10^{13}$ pps という広い範囲に亘り可能なことである。この様な特徴をもつ線質ビームの利用は、眼の悪性腫瘍メラノーマの臨床試行、短寿命RIの製造、宇宙空間放射線の粒子検出器の開発、陽子線の吸収線量の測定、及び重粒子線治療に関わる生物物理の基礎研究等に利用されている。このような重要な役割を持つサイクロトロンに要求されていることは、安定で且つ高質なビームの提供、多種・多様なビーム加速、照射コースと実験装置の整備が現在の主要課題となっている。

1. 平成12年度サイクロトロン¹の運転実績

以下に平成12年度の大型サイクロトロン¹の分野別、及び表1には加速粒子別の利用状況を示す。

a) 分野別

陽子線治療クリニカルトリアル	88 h (6.8%)
短寿命RIの生産と生産方法研究	216 h (16.6%)
生物及び生物・物理の基礎研究	303 h (23.3%)
放射線検出器の開発と照射実験	331 h (25.4%)
ビーム準備と輸送	262 h (20.1%)
サイクロトロン改良・開発研究	102 h (7.8%)
合計	1302 h (100%)

b) 加速粒子別

表1.平成12年度大型サイクロトロン利用状況

陽子		重陽子		その他の粒子	
エネルギー(MeV)	運転時間(h)	エネルギー(MeV)	運転時間(h)	エネルギー(MeV)	運転時間(h)
70.0	313.17	50.0	4.25	$^4\text{He}^{++}$ 100.0	26.67
65.0	15.50	30.0	3.50	$^4\text{He}^{++}$ 86.0	7.50
50.0	27.17	25.0	26.58	$^4\text{He}^{++}$ 60.0	17.00
40.0	277.57	12.0	10.50	$^4\text{He}^{++}$ 50.0	7.50
30.0	22.17	10.0	26.50	$^4\text{He}^{++}$ 45.0	29.67
20.0	15.00	4.0	1.00	$^4\text{He}^{++}$ 24.0	83.33
18.0	235.00				
8.0	146.92			$^4\text{He}^+$ 27.2	2.00
5.0	7.50			H_2^+ 12.0	1.00
	計 1060.00		計 72.33		計 174.67

また小型サイクロトロン (HM-18) は1288 hの運転中、実ビーム提供時間は陽子 (18 MeV) が1060 h、重陽子 (9 MeV) が142 hで、ビーム調整時間はそれぞれ57 hと30 hであった。

2. 大型サイクロトロンの改良・開発

a) 絶縁型セプタムの開発

最近、大型サイクロトロンにはオンターゲットでビームパワー600Wを超える大強度の取り出しビームが要求されている。それらは、 ^{38}K のRI製造のため $15\mu\text{A}$ の大強度陽子ビーム (40MeV) や、平成13年度中にスタートするSPECT薬剤製造のための陽子ビーム (65MeV) $10\mu\text{A}$ 、及びC-3コースによる中性子照射実験のための重陽子ビーム (25MeV) $25\mu\text{A}$ 等である。サイクロトロンのビーム取り出し効率は通常55~80%であるから、場合によってはプリセプタム電極のビームパワーが1KW以上になることも想定され、これはプリセプタム電極の熱的破損につながる恐れがある。この対策としてプリセプタム電極をアース電位から電氣的に絶縁し、電極に当たるビーム電流を検知し更にある設定電流を超えたら瞬時にイオン源のアーク電圧を切りビームを止める方法を開発した。図1にはその電子回路系のブロック図を示す。

このシステムが動作する条件は、ビームパワーにして600Wを超えた場合に設定することになっている。従ってビームのエネルギーの違いによって動作する設定電流値を変えられる方法をとっている。現在このシステムは完成し、プリセプタム電極のビーム電流を見ながら取り出しビームの調整にも活用されている。

Floating septum system

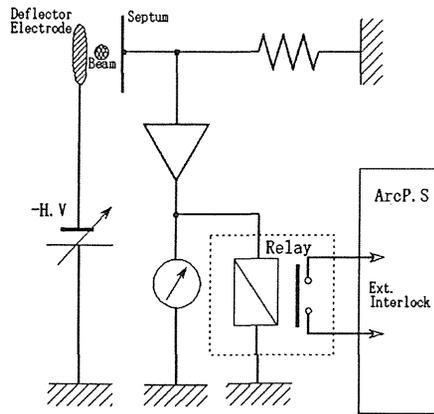


図. 1 絶縁型セプタム電子回路系

b) マグネチックチャンネルの更新

大型サイクロトロンに取り出し系で重要な役割をもつマグネチックチャンネル (CM1) を建設以来26年ぶりに更新した。CM1は上下対称4対の空芯コイル (ホローコンダクター) 8個から成り立っているが、旧CM1はその中で最も長いコイルの冷却水の流量低下により必要な励磁電流を確保出来なくなったこと、及びその収納チェンバーからの空気漏れが進行しサイクロトロン加速管内真空度の悪化が生じているためである。

新しいCM1は住友重機械 (SHI) で設計・製作され、極めて困難な交換作業も無事終了し順調に動作している。なおこの更新作業にあたっては、電磁場解析コードで磁場のシミュレーション、交換前の旧CM1、及び新CM1の磁場測定を行い、これら3者が同一の磁場特性であることを確認した。その結果は、励磁電流を $I[A]$ 、動作領域の磁場強度を $B[Gauss]$ で表した場合： $B=3.2 \times I$ として近似できる。図2には上記電磁場解析コードによる磁場シミュレーションの結果を示す。

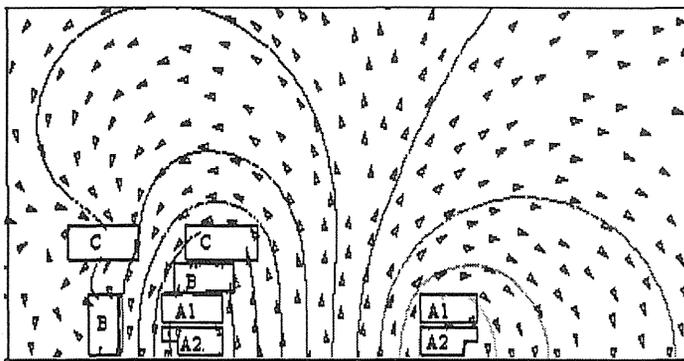


図2. マグネチックチャンネルの磁場シミュレーション結果

c) 磁気干渉の改善

サイクロトロン施設は大型、小型の両サイクロトロンが同じ室に隣り合って位置し同時運転を行っている。これによる不具合は、ビーム輸送系におけるそれぞれの電磁石からの漏洩磁場によって磁氣的干渉が生じ、ビームの輸送状態が変化することである。これらの現象は小型からのビームを振り分け電磁石 SWR によって C1 または C2 コースに切り替える時、SWR の励磁の強さを変えることになりその漏洩磁場の強度が SW1 の磁場強度を変化させるためと考えられる。この推測は実際の磁場測定の結果でも証明され振り分け電磁石 SWR の磁気回路の改造を行った。即ち、SWR が C1 コース使用時には電磁石のリターンヨーク (鉄) 内の磁束密度が 1.9[T] にもなり透磁率が著しく低下しその結果漏洩磁束を生じると言うことである。従ってその対策としては、SWR のリターンヨークを透磁率の高い新たな鉄材で強化すれば良いことになる。図 2 には改造前と改造後における SW1 への漏洩磁場強度の変化を示す。結果として、SWR を C1 及び C2 コースに切り替えた時の SW1 への漏洩磁場強度の変動は 1/4 ~ 1/5 となっている。

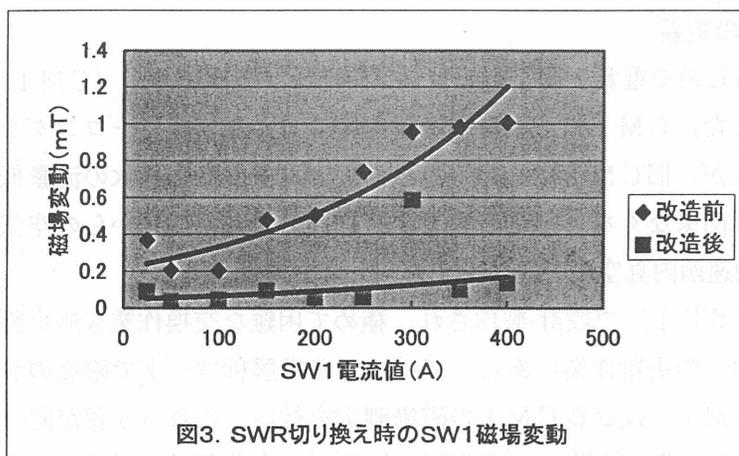


図3. SWR切り換え時のSW1磁場変動

d) RF系前置アンプの更新

サイクロトロンでは、2チャンネルの加速電極にビーム加速電圧を、最終段の45kW真空管アンプにより発生させている。既設のシステムでは、その最終段真空管アンプの前段のアンプシステムとして、各チャンネルに500Wアンプを2台の並列接続で、計4台を用いていた。しかし、それぞれのアンプに出力安定度の不足が生じたり、故障事例が多くなったりして、各チャンネル及び個々のアンプのゲインバランスをとるのが困難となってきた。また、既設のシステムでは、500W2台の並列接続であった為、出力の合成用オイルコンバイナーを用いていたが、2台のバランスが悪化すると発熱する問題もあり、そのため、個々のアンプのゲインバランス用に、減衰率固定型のアッテネータを入力側に用いていた。

これらの問題を解消するために、前段アンプシステムの更新作業を行った。特に、新規

システムでは、各チャンネルに1 kWアンプを1台ずつ設置し、入力側に各チャンネルのゲインバランス用に減衰率可変型のアッテネータを用いる事によりアンプのゲイン調整等の簡略化を図り、また、高周波低出力制御回路との整合を取るため、既設の前段アンプシステムでの各周波数におけるゲインの調査を行い、高周波低出力制御回路が既設の前段アンプシステム時と、同等の動作状態となるよう新設した可変アッテネータにより調整を行い、各チャンネルでのバランスや高周波低出力制御回路との整合を容易にとることが可能となった。

3. サイクロトロン施設の今後の利用に向けた準備

a) SPECTコースの新設

高度画像診断研究の一環として、 ^{52}Fe 、 ^{62}Zn 等の金属核種や ^{123}I 、 $^{77,76}\text{Br}$ などのSPECT用核種で比較的寿命の長い(数時間から数日)核種の製造を行うため、生物照射室のC4コースに延長ビームラインを新設し照射装置を設置している。生成したRIは搬送トロックならびにチューブで画像診断棟汎用ホットラボに輸送し処理される。SPECT製剤用RIをつくるためには、長時間に亘って安定で且つ大強度(エネルギー:65MeV、ターゲット上の強度:10 μA 以上)の陽子線(ビーム)が必要とされる。大強度のビームで長時間安定であることが要求されるためサイクロトロンとしては、上記のような絶縁型セプタムの開発、磁気干渉の改善に加え、サイクロトロンの出口から100%のビーム輸送効率を実現させるためのビーム光学系の設計・製作をおこなった。最近このSPECTコースのビーム輸送テストが行われ、ビームサイズを12mm(横幅) x 10mm(縦幅)に調整した場合の輸送効率が約90%という結果が得られている。

b) C3コースの整備

実験動物への中性子線照射により、直接的に中性子線の生体への影響や中性子線被爆による遺伝的影響に関する研究が計画されている。これは平成13年度からスタートしている放医研独法化のプロジェクトテーマのひとつとなっている。中性子源として大型サイクロトロンから取り出される重陽子線を用い、10年程前まで中性子線治療を行っていたC3コースをこの研究のため割り当て、その整備をAECの協力の下に行った。コースの整備は主に中性子発生源用Beターゲットの交換とその冷却系、多葉コリメーター駆動システムの修理、及びビーム制御のインターロック系の動作確認と補修であった。これらの作業は平成12年度中に完璧に終了している。なお実験グループからの要求で中性子の中心エネルギーは10 MeV相当であるので、サイクロトロンからは重陽子25 MeVをBeターゲットに照射することになる。

c) C8コースの改造

このコースは以前、陽子線のスポットスキニングによる治療研究に使用されていたが、粒子線治療の主役がHIMACに移行したことによってその任を終えた。その後サイクロトロンユーザーから荷電粒子の汎用照射、宇宙環境場における粒子検出器の開発、及び新たな医学利用のテーマとしての荷電粒子照射に伴う生体表面近傍への影響に関する研究や眼の黄斑変性症治療に向けた準備研究等の要求があり、これらの目的を満足する照射コースを設計している。平成12年度は「治療箱」を含めた現存装置の撤去、及び新しい照射台の一部の設置を行った。

4. おわりに

大型サイクロトロンは、その建設以来から続けられている治療の臨床試行及びRIに関する研究等に加え、最近では宇宙環境場に関する研究や重粒子線治療に関わる生物物理の基礎研究など多岐多様に亘って利用要求が出されている。現在サイクロトロンの年間利用計画は3期に分け募集を行っている。募集は各期の中で、あらかじめ臨床試行、RI製造及びマシンメンテナンスのための枠組みをした後、その他のユーザーの希望でマシンタイム計画表をつくり実行している。マシンタイムは午前9時から午後5時をめやすとして、午前、午後それぞれを1ユニットとして割り当てを行っている。しかしながら上記の利用形態の多様化に伴い研究テーマによっては、5時以降約2時間程延長することによって実験効率が飛躍的に上がる場合もある。サイクロトロン運転室としてはAECの協力を得ながら今後このような要求を実現すべき体制をつくり運転時間に自由度をもたせていくことを考えています。

2. 宇宙環境中における中性子測定器の開発

宇宙環境中における中性子測定器の開発

高田真志^{*}、北村 尚^{*}、内堀幸夫^{*}、小井辰巳^{*}、山口 寛^{*}、
藤高和信^{*}、佐波俊哉[†]、柴田徳思[†]、廣石 勉[‡]、馬場 護[‡]、中村尚司[‡]
M.Takada, H.Kitamura, Y.Uchihori, T.Koi, H.Yamaguchi,
K.Fujitaka, T.Sanami, T.Shibata, T.Hiroishi, M.Baba, and T.Nakamura

1 研究概要

現在、宇宙環境（飛行体中）や航空機内で、搭乗員の放射線被曝が問題視されており、その中でも特に中性子は、放射線被曝に占める割合が大きく、測定の困難さからデータも少なく、重要である。本研究では、宇宙環境中で中性子測定が可能な中性子測定器の開発を中心に行なっている。宇宙環境中で使用される中性子検出器は、中性子と陽子などの荷電粒子を弁別する性能を有する必要があり、さらに中性子、荷電粒子のみの場でどのような応答を示すのか、各粒子のエネルギー特性を示すのかを評価しておく必要がある。

2 研究結果

本研究では、以下の5種類の中性子検出器に対する応答特性評価を行なった。

2.1 ホスウィッチ型中性子検出器の特性評価

中性子と荷電粒子が混在した放射線環境中で、粒子弁別を行ない、130 MeV までの中性子エネルギースペクトルの測定が可能な検出器として、有機液体シンチレータ (NE213) とプラスチックシンチレータ (NE115) を組み合わせたホスウィッチ型中性子検出器を製作した。概略図を図1に示す。検出器は、中央部に中性子と γ 線を弁別し、粒子線のエネルギーを測定する有機液体シンチレータと、全周囲を取り囲んでいる荷電粒子と非荷電粒子を弁別するプラスチックシンチレータから構成されている。検出器は、コンパクト化を図るために、2つのシンチレータから構成されながらも、両シンチレータからの光を1つの光電子増倍管で受ける構造になっている。NE213シンチレータのシンチレーション光は γ 線に対して3.7 nsec、中性子に対して約30 nsecで減衰し、NE115シンチレータのシンチレーション光は、225 nsecで減衰するため、この減衰時間の差を利用することで粒子弁別が可能である。

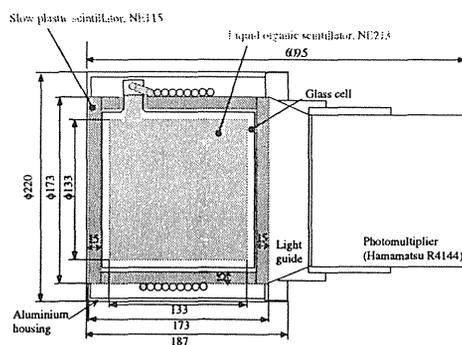


図1: Schematic drawing of the phoswich detector consisting of NE213 and NE115 scintillators.

中性子と γ 線のエネルギースペクトルを導出するために必要となる応答関数は、これまでに実験と計算で評価し、両粒子の応答関数マトリックスを作成した。次に中性子の応答関数マトリックスの精度を評価するために、70 MeV 陽子を真空窓を通過後、銅 (8 mm thick: full stopping length) に入射させて発生した連続エネルギー分布を有する中性子エネルギースペクトル測定を行なった。検出器は、ターゲットから3.6 m離れた位置で、ビーム軸に対して、0, 7.5, 15, 30, 60 degに置いた。陽子70 MeVで、Cu(p,xn)反応により生成された中性子を、ホスウィッチ型検出器を用いたTOF法とunfolding法、BC501A有機液体シンチレータを用いたTOF法で測定した。

3種類の方法で測定された0度方向の中性子エネルギースペクトルを図2に示した。縦軸の中性子フルエンスは、単位立体角、ビーム電流当りの生成中性子量である。3種類の測定で得られた中性子エネルギースペクトルは良い一致を示した。各スペクトル間には多少の差は見られ、分解能が劣化しているが、BC501Aシンチレータを用いたTOF法による測定値と、ホスウィッチ検出器を用いたunfolding法による測定値が10%前後で一致していることから、unfolding法の精度と、中性子応答関数マトリックスの妥当性を確認することができた。

このように精度を確認された中性子の応答関数を用いて、サイクロトロンC-6コースに製作した中性子と

^{*}放医研 宇宙プロジェクト

[†]高エネ研

[‡]東北大

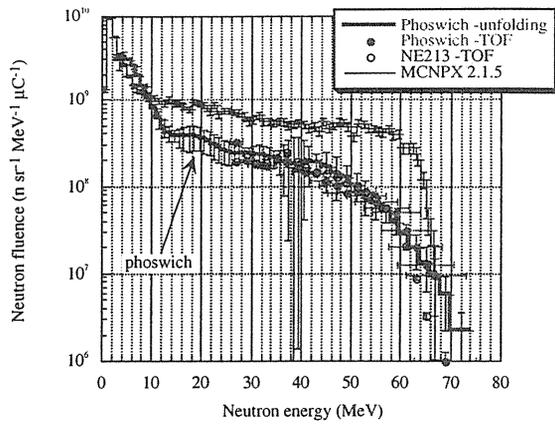


図 2: Measured spectra at $\theta = 0$ deg of neutron from 70 MeV protons on a thick Cu target.

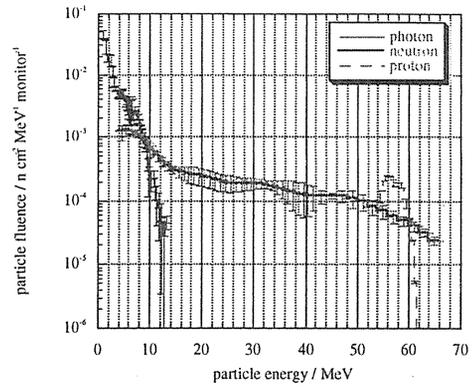


図 4: Neutron, photon, and proton energy spectra in a neutron-proton mixed field produced from a thin Be target irradiated by 70 MeV protons.

陽子が混在した放射線環境で、粒子弁別特性実験と粒子エネルギースペクトル測定を行なった。中性子と荷電粒子の混在場は、70 MeV 陽子を 2 mm 厚さのベリリウムに照射し、散乱などされた陽子と核反応で生じた中性子から成る。本研究で開発されたホスウィッチ型中性子検出器で測定された粒子弁別 2 次元分布図を図 3 に示した。左側から γ 線、中性子、陽子と各粒子を明確に弁別できていることが分かる。

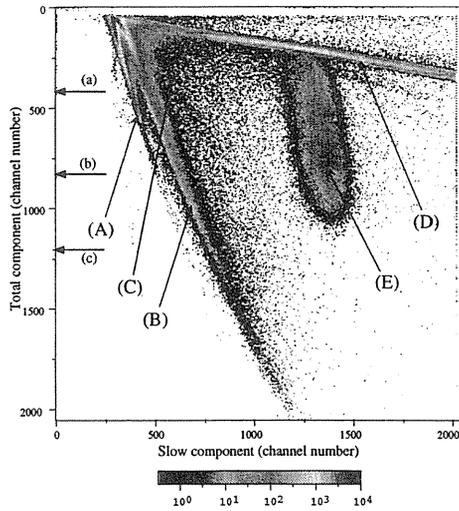


図 3: Two-dimensional plot in the measurement of the secondary particles. The mark (A) represents the photon events, (B)-(C) the neutron events, and (D)-(E) the proton events.

得られた 2 次元分布図 (図 3) から、 γ 線、中性子、陽子成分を抜き出し、得られた波高分布をアンフォールディングすることにより、図 4 に示したエネルギースペクトルを得ることができた。このように γ 線、中性子のエネルギースペクトルと概略の陽子エネルギースペクトルを粒子弁別を行なって得ることができた。

宇宙、航空機飛行体内部、高エネルギー加速器周辺において、現在まで中性子のエネルギースペクトル測定には、減速材型中性子スペクトロメータが用いられ、得られる結果がその初期に大きく依存し精度も低かったが、本研究で開発されたホスウィッチ型検出器を用いることで、初期値に依存しない中性子エネルギースペクトルを導出でき、これまで困難であった中性子と荷電粒子が混在した放射線環境中での中性子測定に新たな突破口を開くものと期待される。

2.2 低圧ガス比例計数管の特性評価

高エネルギー中性子による物質、組織中の微小領域へのエネルギー付与は、荷電粒子を介して行なわれ、その中でも陽子によるエネルギー付与は大きな割合を占める。中性子の吸収線量分布の測定には、広く ICRU-A150 プラスチックを用いた低圧ガス比例計数管が使われる。この計数管の数 10 MeV の陽子の微小領域へのエネルギー付与特性は十分に評価されていないのが実情であるため、本研究では、計数管の陽子に対する応答特性をサイクロトロンでの陽子ビームを使い、評価した。

高エネルギー陽子の微小領域へのエネルギー付与の測定を、平坦かつ低強度な陽子ビームを計数管に直接、入射させることで行なった。陽子ビームが、アノードを垂直に横切るように、計数管をビーム軸に対して垂直に置いた。

上流シンチレータとの同期から、ノイズ成分を除去して得られた計数管に入射した各エネルギーの陽子による微小領域へのエネルギー付与の頻度分布を図 5 に示した。得られた分布は、荷電粒子が直接、エネルギーを付与する場合に推測される分布 (CSDA: Continuous Slowing Down Approximation) と比較すると明らかに異っている。陽子エネルギー 32, 43, 55, 65 MeV の頻度分布の形状に大きな差は見られないが、陽子エネルギー

ギー 19 MeV の分布のピーク位置のみが高い線エネルギーへ大きく移動している。これは、19 MeV 陽子の阻止能が大きくなっているためである。

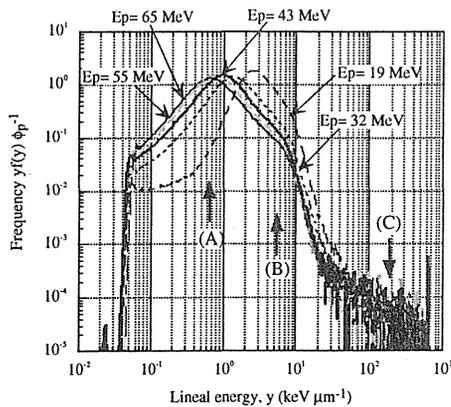


図 5: Measured proton frequency distributions as a function of lineal energy, y measured with the A150-walled LPPC.

陽子の微小領域へのエネルギー付与をモンテカルロ計算コード MCNPX 2-1-5 β version で計算した。このコードには、 δ 線の寄与は含まれていない。陽子 65 MeV の計算と実験値の比較を図 6 に示した。

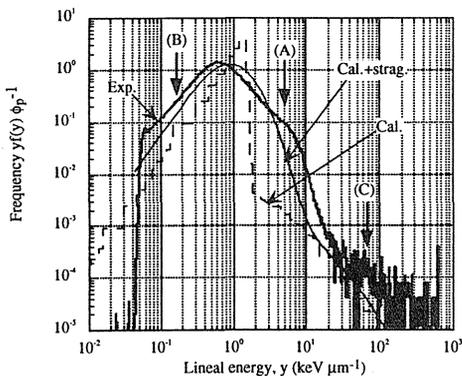


図 6: Measured and calculated lineal energy distribution of 70 MeV protons.

計算された陽子頻度分布のピーク位置の線エネルギーは、実測値よりも約 20% 大きくなっている。このピーク位置の相違は、2 次電子が Cavity 外へ逃避したためと考えられる。図 6 中の記号 (A) (陽子 65 MeV の場合、 $y=3 \sim 15$ ($keV \mu m^{-1}$)) の領域は、Cavity 外から入り込んだ δ 線の事象と考えられる。

次に、実測と計算により得られた陽子の微小領域へのエネルギー付与の分布から、図 7 に示した頻度平均、 y_F を求めて、比較した。

頻度平均において、阻止能から求めた最大線エネルギーは、実験と各計算の平均値よりも約 50% 過大評価をしているが、阻止能は各平均値をかなり良く再現し

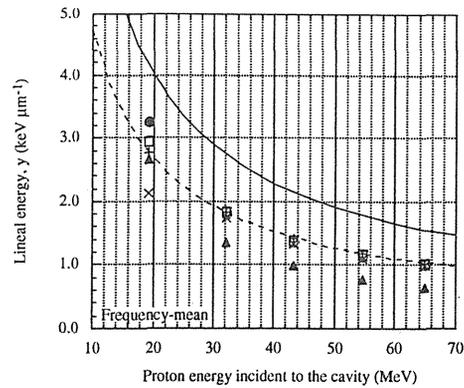


図 7: Frequency-mean lineal energies of protons obtained from measured and calculated microdosimetric distributions.

ている。最頻ピーク値以外の頻度平均値は、お互い良く合っている。19 MeV 陽子以外の分布では、高い線エネルギー領域 (≥ 2 ($keV \mu m^{-1}$)) を δ 線と核反応による成分が占めたため、各平均値は最頻陽子ピーク値よりも大きな線エネルギーを示した。

2.3 バブル線量計の特性評価

バブル線量計は、コンパクト (万年筆サイズ) かつ、中性子により生成された泡を目で数えることにより、簡易に直読して、中性子による被曝線量を測定できるため、最近では、航空機内での被曝線量測定に良く利用されている。航空機高度の放射線環境は、中性子以外に γ 線、陽子が混在しているため、本研究では、バブル線量計の陽子に対する応答特性を調べた。

実験は、バブル線量計に 70, 50 MeV 陽子を直接、照射し、泡の出来方を調べた。使用したバブル線量計のしきい値から判断すると、陽子によって泡は生成されないが、線量計に約 1×10^6 個の陽子を照射すると、泡が出来ることが確認された (図 8 参照)。生成された泡の長さは、入射陽子の飛程よりも短いことも確認された。

2.4 新型ホスウィッチ型検出器の試験

BC501A、CaF₂、BGO からなるホスウィッチ型検出器の特性試験を行った。ホスウィッチ検出器とは異なるシンチレータを一つの光電子増倍管に接続したもので、多数の検出器を組み合わせることでは得られない情報を得ることができる。検出器の概略を図 9 に示す。各シンチレータの減衰時間は BC501A、BGO、CaF₂ の順に短く、10 ns、200 ns、2 μ s である。この検出器は正面から入射する中性子を、BC501A で γ 線との波形弁別を行い検出することを目的として作成した物で、側面から入射する荷電粒子等を CaF₂ で、正面から入射し BC501A をつき抜ける粒子を BGO でそれぞれ検出

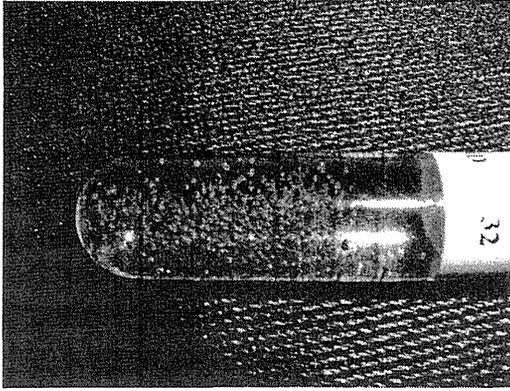


図 8: Bubbles formed in the bubble dosimeter by proton irradiation.

し、除去する。しかし、この3種類のシンチレータを組み合わせた検出器は始めてのものであるので、(1)各シンチレータからの信号の弁別の可能性、(2)BC501Aシンチレータのエネルギー応答の直線性、(3)BC501Aシンチレータの波形弁別特性、について調べる必要がある。特に(2)(3)について確認することはBC501Aと光電子増倍管の間に高屈折率のBGOが挿入されているので、重要である。放医研サイクロにおいて(1)(2)を、東北大学高速中性子実験室で(3)の検証を行った。

実験は放医研サイクロ C6 コースを用いて行った。加速粒子は p 70 MeV である。(1)については検出器の各方向から陽子を入射することで、各シンチレータが発光する条件を作り、弁別性能を確認した。適切なゲート積分条件を設定することにより、3つのシンチレータからの発光は十分識別可能であることが明らかとなった。また、(2)についてはビームダクト出口と検出器の間に Al デグレータを設置し、応答を調べた。BC501A の出力は良好な直線性を示した。

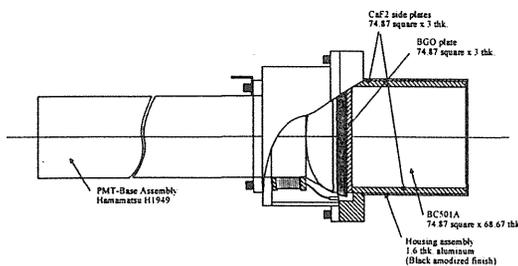


図 9: ホスウィッチ検出器の概略

2.5 カウンターテレスコープのエネルギー校正

近年の加速器応用の発展に伴い、高エネルギー中性子や荷電粒子の輸送とその影響の評価は非常に重要度を増している。しかし、この評価に不可欠な中性子による二次粒子生成二重微分断面積 (以下 DDX) はデータが少なく、特に数 10MeV 領域では非常に不足している。当グループは日本原子力研究所高崎研 TIARA の数 10MeV 中性子場において、カウンターテレスコープを用い、中性子による荷電粒子生成 DDX を測定している。このカウンターテレスコープ (以下 CT) は ΔE ガス検出器、 ΔE 透過型半導体検出器、E BaF₂ シンチレータ検出器からなり、中性子が照射されている箔膜試料から放出される p,d,t, α の各粒子を弁別し、エネルギーを測定する。粒子のエネルギーは BaF₂ シンチレータの出力波高から決定するが、このシンチレータは出力波高とエネルギーの関係が粒子種や出力の処理法により異なることが知られている。そこで、今年度、放医研サイクロを用いて p,d, α に対するエネルギー校正を行い、TIARA で測定した DDX のエネルギー軸の補正を行った。

実験は放医研サイクロ C6 コースを用いて行った。加速粒子は p 70 MeV、d 54 MeV、 α 100 MeV である。これらの粒子を加速し、ビームダクト出口で 1keps 以下になるようにビーム強度を調整した後に、CT に入射させた。入射粒子のエネルギーは Al デグレータで調整した。BaF₂ シンチレータに付与されたエネルギーは Trim コードを用いて計算した。この結果から BaF₂ の光出力 L は、

$$L = C \cdot E^a / (A^{0.14} \cdot E^{0.94})$$

$$a = 1.40(p), 1.40(d), 1.51(\alpha)$$

の関係にあり、エネルギーに対して非線形性を示し、原子番号に強く依存することが明らかになった。この結果を用いて TIARA における測定結果を修正し、適切なエネルギー軸を設定することができた。

3 今後の課題

今年度は、これまでの実験結果を踏まえ、さらに新たな応用として以下の実験を主に行なう。

1. ホスウィッチ型中性子検出器は、十分な粒子弁別性能を有するが、これまで以上の粒子弁別分解能の向上、データ取得システムの簡素化をねらい、検出器から得られる信号の波形情報を直接、取り込む、新たな粒子弁別に取り組み、粒子弁別特性評価を行なう。
2. 陽子が低圧ガス比例計数管の全体に照射された場合の応答特性は評価することができた、次にその

応答特性が陽子の計数管への入射位置によりどのような応答特性を示すのかを調べる。

3. シンチレータの荷電粒子に対する発光特性を部分的に評価することができたが、今後、より詳細に調べる

4 研究成果

1. M.Takada, S.Taniguchi, T.Nakamura, and K.Fujitaka. Development of a Phoswich Detector to Detect Neutrons and Charged Particles for Space Applications. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **45(3)** 888-893 (1998).
2. S.Taniguchi, M.Takada, and T.Nakamura. Development of multi-moderator neutron spectrometer using a pair of ^6Li and ^7Li glass scintillators. *Nucl. Instr. and Meth.* **A460** (2001) 368-373.
3. M.Takada, S.Taniguchi, T.Nakamura, and K.Fujitaka. Neutron spectrometry in neutron and charged-particle mixed fields with phoswich neutron detector. In *Proceeding of Sixteenth Int'l. Conf. on the Application of Accelerators in Research and Industry*. Denton, TX. 1-4 Nov.. 2000. J.L.Duggan (Eds.), American Institute of Physics, (2001) (to be published)
4. M.Takada, S.Taniguchi, T.Nakamura, and K.Fujitaka. Neutron Spectrometry in a Mixed Field of Neutrons and Protons with a Phoswich Neutron Detector. Part.II Application of the Phoswich Neutron Detector to Neutron Spectrum Measurements. *Nucl. Instr. and Meth.* **A** (in press).
5. M.Takada, S.Taniguchi, T.Nakamura, N.Nakao, Y.Uwamino, T.Shibata, and K.Fujitaka. Neutron Spectrometry in a Mixed Field of Neutron and Proton with a Phoswich Neutron Detector. Part.I Response Functions for Photons and Neutrons of the Phoswich Neutron Detector. *Nucl. Instr. and Meth.* **A** (in press).
6. M.Takada, S.Taniguchi, T.Nakamura, N.Nakao, Y.Uwamino, T.Shibata, and K.Fujitaka. Characteristics of a Phoswich Detector to Measure Neutron Spectrum in a Mixed Field of Neutrons and Charged Particles. *Nucl. Instr. and Meth.* **A** (to be published).
7. 廣石勉、馬場護、萩原雅之、三浦孝子、青木伯夫、川田直輝、佐波俊哉、田中進、中島宏、明午伸一郎、日本原子力学会春の年会 B17 「75 MeV 中性子に対する窒素、酸素、アルミニウムの荷電粒子生成二重微分断面積の測定」
8. M.Takada, S.Taniguchi, T.Nakamura, N.Nakao, Y.Uwamino, T.Shibata, and K.Fujitaka. Characteristic of a phoswich detector to measure neutron spectrum in a mixed field of neutrons and charged particles. *Int. Workshop on Neutron Field Spec. In Science, Tech. and Rad. Prot.*
9. M.Takada, S.Taniguchi, T.Nakamura, and K.Fujitaka. Neutron spectrometry in neutron and charged-particle mixed fields with phoswich neutron detector. *Int. Conf. on the Appl. of Accel. in research and industry.*
10. M.Takada, S.Taniguchi, T.Nakamura, and K.Fujitaka. Particle-discriminated spectrometry with a phoswich detector for use in space. 2001 *Int. Workshop on Secondary Particle Production from Heavy Ion Interactions.*
11. 高田真志、山口 寛、内堀幸夫、北村 尚、藤高和信、日本原子力学会春の年会 C28 「高エネルギー陽子線のマイクロドシメトリー」
12. 高田真志 「高エネルギー粒子混在場における粒子弁別スペクトル・線量測定に関する研究」 東北大学大学院工学研究科 量子エネルギー工学専攻 博士論文、2001年 2月

3. 宇宙放射線の荷電粒子成分検出器の開発

宇宙放射線の荷電粒子成分検出器の開発

内堀幸夫^a、北村尚^a、安田仲宏^a、高田真志^a、小井辰巳^a、藤高和信^a、
山口寛^a、林健太郎^b

研究概要

宇宙環境で使用するための放射線検出器の開発をサイクロトロンからの陽子線あるいは軽イオンビームを利用して行う。

宇宙環境では非常に多種類の放射線がさまざまなエネルギーをもって存在しており、宇宙ステーションなどで活動する人体に影響を与える。[1]この量を正確に測定することで宇宙放射線から人体を防護することを目的として、放射線検出器を開発している。これらの放射線検出器のエネルギー較正やビーム通過位置の再現性の性能評価などを行い、将来の宇宙環境での測定への基礎データを取得することを目的としている。

実験結果

実験にもちいた検出器は、ブルガリア太陽地球影響研究所[2]で開発された携帯型の粒子線検出器である Liulin-4J、電荷分極型位置検出シリコン半導体検出器、球形シンチレーション検出器などがある。ここでは、主に Liulin-4J について報告する。

(1) Liulin-4J

Liulin-4J は、測定部である MDU(Mobile Dosimeter Unit)と CIU(Control and Interface Unit)からなり、それを読み込む Windows PC を必要とする。(図 1) MDU は 4 台がそれぞれ単独で動作する。MDU は、10mmx20mm の有効面積と 300 μ m の厚さをもつシリコン半導体検出器(浜松ホトニクス社 S2744-08)を内蔵し、その信号は Amptek 社製のチャージアンプ A225F で増幅し、OP アンプで波形整形される。この増幅整形された信号は Analog-to-Digital Converter(ADC)でデジタル化される。このデータを PIC マイクロコントローラで読みとり、SRAM に書き込む。さらに、別の PIC マイクロコントローラがこれを読みとり、単位時間あたりのヒストグラムを作って、SRAM に書き込む。測定終了後、このデータは、CIU を通して Windows

PC が読み出し記録する。MDU は、1500mAh のリチウムイオンバッテリーを搭載し、約 5 日間の連続運転が可能である。このバッテリーは CIU と接続時に充電される。

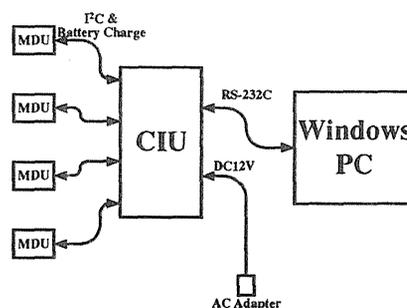


図 1 Liulin-4J は MDU(Mobile Dosimeter Unit)と CIU(Control and Interface Unit)からなり、Windows PC によりデータを読み込む。

MDU には、シリコン半導体検出器が搭載されており、荷電粒子もしくはガンマ線がシリコン内でエネルギー損失量(ΔE)に比例した電荷が信号として取り出される。内蔵の ADC は 8 ビット(=256 チャンネル)でデジタル化をしており、増幅器は $\Delta E = 21\text{MeV}$ まで測定可能なように設定してある。この増幅器の調整は主にガンマ線源、ベータ線源による較正から行われ、 ΔE が大きなところまでのリニアリティは確認されていなかった。そこで、サイクロトロンからの陽子あるいはア

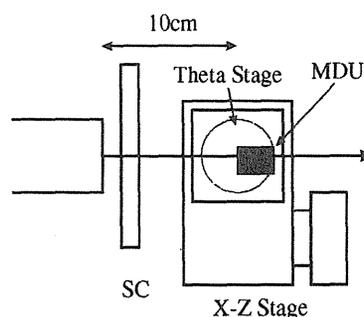


図 2 MDU は X-Z ステージと θ ステージの上に置かれ、照射室外からコンピュータコントロールで照射位置、照射角度を調整された。また、ビーム調整時にはシンチレーション検出器(SC)にてビーム強度の調整を行った。

ルファ粒子を用いて、較正を行うことが要求される。

実験のセットアップは図2のように、MDUをX-Zと θ ステージの上に乗せ、上流にシンチレーション検出器を置いた。それぞれのステージは照射室外からコンピュータコントロールが可能である。また、シンチレーション検出器も同様なXステージ上に置かれ、ビームライン上への出し入れが可能である。シンチレーション検出器はビームの強度を確認するために設置され、MDUへの照射時はビームラインからはずして実験を行った。

実験はまず、ビームのプロファイルを蛍光板で確認しながら、なるべく細いプロファイルになるように、また、なるべく平坦になるように調整した。そのプロファイルについては、後でのべる位置検出シリコン検出器でも確認した。核種やエネルギーにもよるが、一般的に約5mm ϕ に調整した。次にビーム強度を約1000 particles per sec (pps)にシンチレーション検出器で調整した。このビームを直接、MDUに照射し、照射終了後、Windows PCでデータを読みとった。30MeVの陽子をMDUに照射した際のADCの分布を図3に示す。約30 MeVの陽子(実際には、陽子はビー

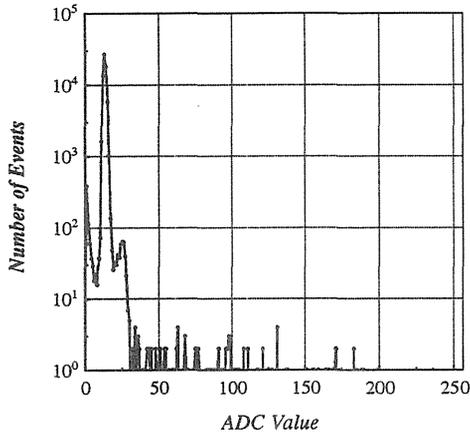


図3 30MeVの陽子をMDUに照射した際のADCの分布。シリコン素子の中での損失エネルギーは約1.1MeVと推測される。

ムパイプのアルミ窓や空気中さらにMDUの窓でもエネルギーを失うので、エネルギーは少し落ちており、計算により見積もられた値を使用した。)がシリコン素子の中で落とすエネルギーは、約1.1MeVと推測され、図3の最も高いピークはそのエネルギー損失量に相当する。そのメインピークのADC値のちょうど2倍のところに強度として2桁以上低い小さなピークが存在するが、これはシリコン検出器に2個の陽子がデータ収集のゲート幅の時間内で同時に入射した現象(パイルアップ)を示している。これは、ビームの強度を落と

した際に減少したことから確認された。

さらに、MDUへの照射は θ ステージを利用して、MDUのシリコン検出器の面に対して、45度、60度、75度、90度の角度で照射した。これらの照射により、シリコン素子中の粒子の通過距離が $1/\cos\theta$ 倍だけ大きくなり、検出される電荷量が増える。これらの照射によるADCの分布を計算的に確認するために、ヨーロッパにおける高エネルギー加速器共同研究所であるCERNを中心として開発されたGEANT4[3]によるコンピュータシミュレーションを実行した。GEANT4は検出器のジオメトリを数値的に再現し、粒子の相互作用過程を数学的に3次元座標で追いかけることが可能である。(図4)このシミュレーションによつ

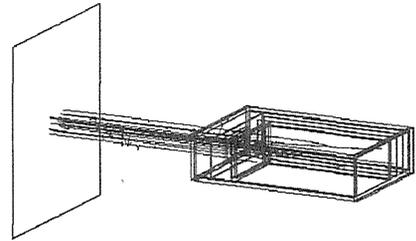


図4 GEANT4で数値的に再現されたMDUとビーム。MDU内部の構造やビームパイプのアルミ箔や空気も再現されており、粒子の様々な相互作用を再現している。

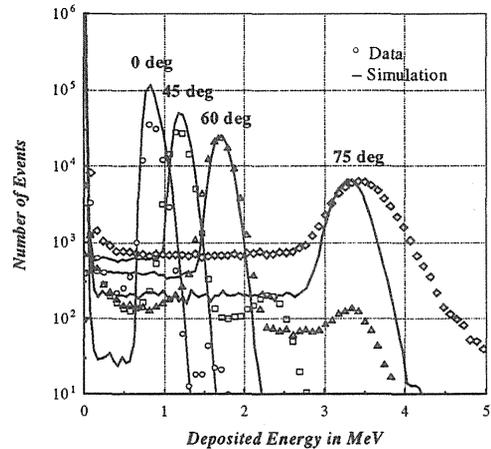


図5 ビームの照射角度を0度、45度、60度、75度と変えたときの実験結果によるエネルギー損失量の分布(印)と、GEANT4でシミュレーションによって得られたエネルギー損失量の分布(実線)。シミュレーションの縦軸は、60度の分布のピークを実験値と合わせた。

て再現されたエネルギー損失量の分布を実験結果とともに、図5に示す。ここで、シミュレーションにおける縦軸は60度の分布のピーク値と実験値の60度のピーク値で規格化してある。また、横軸は実験データもエネルギー損失量で表しているがこれは次に述べるADC値からエネルギー

損失量への変換式から導出した。実験値とシミュレーションとの比較から、ピークの位置と広がりには非常によい再現性を持っており、物理的な相互作用により、実験の分布が説明できることを示している。図3に存在したパイルアップが実験データにはあるが、シミュレーションには存在しない。これは、シミュレーションではデータ収集の時間情報を入れていないためと推測される。

Date (2000)	Particle	Energy (MeV)	Estimated Deposited Energy (MeV)	MDU Used
Apr. 5	Proton	70	0.54	1, 2, 3, 4
Apr. 6	Proton	30	1.09	1, 2, 3, 4
June 28	Proton	40	0.85	1, 2, 3, 4
June 29	Alpha	100	5.14	1, 2, 3, 4
July 26	Proton	30	1.09	1, 2, 3, 4
Aug. 3	Alpha	86	6.00	1, 2, 4
Aug. 4	Proton	50	0.70	1, 2, 3, 4
Sep. 13	Proton	30	1.09	1, 3
Nov. 16	Proton	40	0.85	1, 3

表 1 照射されたビームの種類とエネルギーとシリコン素子内のエネルギー損失量。

表1に示すように、陽子線あるいはアルファ粒子線を使用して、実験を繰り返した。図6には、これらの実験によって得られた、陽子やアルファ粒子のシリコン検出器内でのエネルギー損失量の推定値とMDUのADC値との関係を示した。実線で示された直線は照射角度0度の際のデータに対してフィッティングした線であり、 $ADC(ch.) = \Delta E(kV) \times 0.0123(ch./keV)$ で表される。大角度で照射した際には数%高いADC値を示しているが、照射角の不確定さによる通過距離

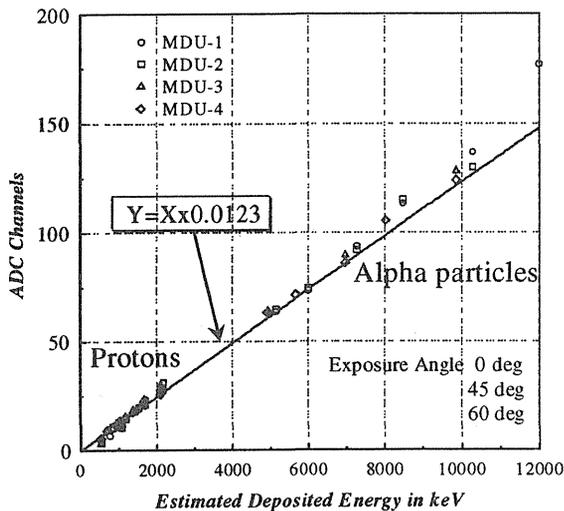


図 6 ビームのエネルギーから推測された検出器内のエネルギー損失量と MDU で測定された ADC 値の関係。実線は 0 度の照射角のデータに対してフィッティングした直線。

の不確定さからするとそれほど大きなずれではない。この較正実験より、MDUによる測定値から荷電粒子のエネルギー損失量の推定式は、 $\Delta E(kV) = ADC(ch.) \times 81.3(kV/ch.)$ がえられる。

さらに、大きなエネルギー損失の領域におけるこの式の有効性を調べるために、我々のグループでは HIMAC における重粒子照射も行い、この式が 20MeV のエネルギー損失量の領域まで有効であることを確認している。[4]

さらに、データ収集系のデッドタイムを推定するために、ビーム強度を変えてすべての現象を MDU で計測できているか確認した。(図7) これより、3000Hz を越えると収集系のデッドタイムが大きくなり、すべての現象をとらえていないことが示唆される。ただし、ビーム中の粒子は規則正しいもしくはランダムな時間構造しているわけではなく、ある程度バンチした時間構造を持っていることが推測されるので、この 3000Hz という推定は最小値として評価される。

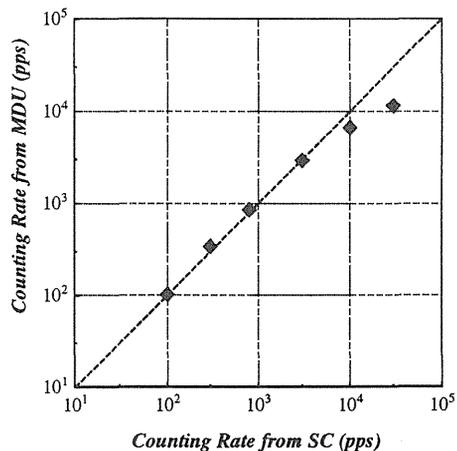


図 7 供給されたビームの強度(SCによる計測)と計測されたカウンティングレートの比較。ビーム強度が 3000pps を越えるとデータ収集が追いつかなくなっている。

(2) 電荷分極型位置検出シリコン検出器

正方形のシリコン検出器の片面に抵抗性の電極をつけ、この面の四隅から取り出した信号の大小から、電荷が発生した位置を推定する位置検出器(Position Sensitive Detector, PSD)が浜松ホトニクスより市販されている。[5]このタイプの検出器の位置検出精度は、重粒子ビームなどの大きなエネルギー損失による実験、あるいは、大量の可視光による実験によって確認されている[6]が、低いエネルギー損失量である陽子線あるいは軽粒子についてはあまり研究が行われていない。その

理由の一つには、発生する電荷量が少なく、増幅後の信号がノイズに隠れてしまうという問題がある。これは、45mm 角の面積をもつシリコン検出器であるので、電気容量が大きいために電気的なノイズが無視できないほど大きくなるからである。我々のグループでは、新規に開発された電流ドライブタイプの増幅器を使用し、バックグラウンドの低減を計り、宇宙放射線中に大量に存在する陽子やヘリウム核子の検出に対応できるよう較正を行っている。図 8 にこの検出器の外観図を示す。

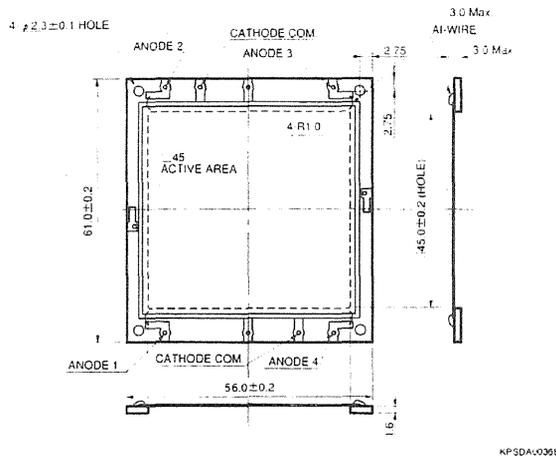


図 8 電荷分極型位置検出シリコン検出器の外観図。
カタログ[3]より抜粋。

現在実験を継続中であるので、ここでは現在得られている位置測定の結果の一部についてのみ報告する。実験は図 2 と同様にこのシリコン検出器を X-Z ステージ上に載せ、外部よりコントロールした。ビームプロファイルはやはり 5mm φ 程度に調整し、ビーム強度は 500pps 程度に調整した。図 9 は、アルファ 100MeV の粒子ビームの検出結果を示す。図の各点は一粒子が PSD に入射した位置を示している。照射は 10 セット行い、各 1 セット終了後、X-Z ステージで PSD の位置を 10.0mm づつ移動させて次の照射を行った。丸い濃い部分が 1 セットの照射に対応しており、約 5mm φ のビームサイズが再現できている。また、移動距離はほぼ 10.0mm を再現しているが、約 3%ほど小さい。また、PSD の端のデータではさらに移動距離が短く見えているが、この原因は粒子の一部が PSD の有効検出部からはずれてしまっていることと、PSD の信号からの位置の再現の方法に位置依存性が存在することが推定される。後者については、文献にて指摘されており[7]、今後その確認のための研究を進めたいと考えている。

(3) その他の検出器

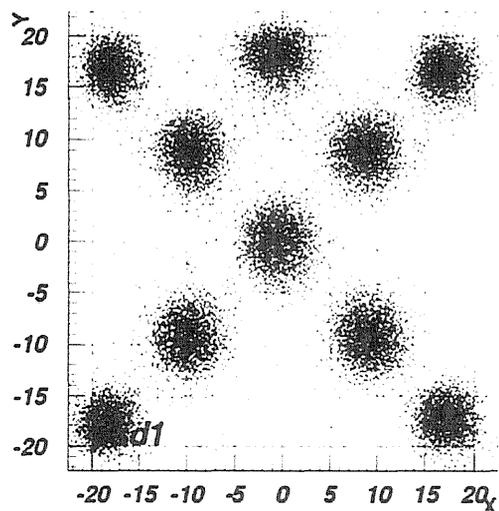


図 9 PSD によって検出された α 100MeV の通過位置。X 軸、Y 軸の単位は mm。直径約 5mm のビームを入射させ、X-Z ステージにて PSD を計 10 箇所移動させて照射した。一つの丸く濃い部分が 1 セットの照射に相当する。X-Z ステージの移動距離は 10.0mm である。

その他にも、航空機実験を目的とした球形のプラスチックシンチレーション検出器の陽子線に対する応答実験や、あるいは、人工衛星搭載予定の薄いシリコン検出器の性能評価を行っている。

また、中性子検出器であるバブル検出器の陽子線あるいは軽粒子といった荷電粒子に対する感度の評価などを行っている。

他には、プラスチック飛跡検出器である CR-39 に、 α 粒子を照射しその性能の評価に利用している。

今後の課題

Liulin-4J について、陽子線および α 粒子線によって、非常によい較正実験を行うことができることが確認されたので、現在製作中であるテレスコプ型のシリコンスタック検出器のビームによる較正を進めていくことを計画している。このシリコンスタック検出器では、PSD を一部使用することを考えているので、電気的なノイズをなるべく小さくする必要がある。この低ノイズの環境をつくるために、増幅器の性能をあげることや電磁波ノイズの対策をしていく必要がある。シリコンスタック検出器により、精度を上げたエネルギー損失量の推定が可能になることで、 $\Delta E-E$ 法による粒子弁別などの可能性ができ、宇宙放射線の荷電粒子の測定に非常に強力な測定器として考えることができる。

また、その他の検出器についても、今後、さらに照射実験を行い、検出器の性能評価を行っていくことを計画している。

Reference

- [1] Fujitaka, K., Majima, H., Ando, K., Yasuda, H., Suzuki, M. ed., 1999, Risk Evaluation of Cosmic-Ray Exposure in Long-Term Manned Space Mission.
- [2] Dachev, Ts P., Tomov, B.T., Matviichuk, Yu N., Koleva, R.T., Semkova, J.V., Petrov, V.M., Benghin, V.V., Ivanov, Yu V., Shurshakov, V.A., Lemaire, J.F., 1999. Solar Cycle variations of MIR radiation environment as observed by the LIULIN dosimeter. Radiation Measurement 30, 269-274.
- [3] <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4/geant4.html>.
- [4] HIMAC 平成 12 年度報告書、課題番号 P-084、Ts.Dachev et al.
- [5] Hamamatsu Photonics K.K., Cat. No. KOTH0002E05.
- [6] Yanagimachi, T., Doke, T., Hasebe, N., Imai, T., Kashiwagi, T., Kikuchi, J., Kohno, T., Liu, W.P., Munakata, K., Motobayashi, T., Murakami, H., Nagata, K., Nakamoto, A., Yamaguchi, H., 1989, New Two-Dimensional Position Sensitive Silicon Detector with Good Position Linearity And Resolution. Nucl. Inst. Meth. A275, 307-314.
- [7] Lisi, E., Colonna, N., 1994, Position reconstruction in two-dimensional position-sensitive silicon detectors: a new analytical method. Nucl. Inst. Meth A348, 703-706.

^a 放医研 宇宙放射線防護プロジェクト

^b 東邦大学 理学部

4. 重イオン衝撃による水分子からの二次電子の エネルギー及び角度分布等の測定

重イオン衝撃による水分子からの二次電子のエネルギー及び角度分布の測定

Measurement of Energy and Angular Distribution of Secondary Electrons from Water Vapor with Heavy-Ion Impact

佐藤幸夫、大澤大輔^a、川内秀貴^b、本間寿広、曾我文宣
Y.Sato, D.Ohsawa^a, H.Kawauchi^b, T.Honma and F.Soga
放医研,^a京大、^b理科大

Abstract

Some improvements have been made for the apparatus for measuring the DDSCS (doubly differential cross section) of electron emission from water vapor with the impact of fast heavy ions, which are accelerated by NIRS 930 isochronous cyclotron. A good S/N ratio has thus been obtained, and the high-energy with low-yield electrons are effectively measured.

1. Introduction

“What kind of DNA damage is related to the lethality of a cell?” is a highly important question in not only radiation biology, but also practical cancer therapy. For this approach, the track structure is firstly the key point from the viewpoint of physics. Along this line, we have challenged to obtain the DDSCS of electron emission from water vapor by heavy-ion impact [1]. Since 1999, much effort has been made for the measurement using 6 MeV/n He²⁺ ions, which are accelerated by the NIRS 930 isochronous cyclotron having a K-value of 110. Before 1998, the apparatus was installed in the experimental cave of HIMAC injector linac. In this case the beam was sharply pulsed and not appropriate for the measurement with a high counting rate.

2. Reduction of background level

Since 1998, much effort has been made to reduce the background (BG) level in the measurement. Recently we succeeded to stabilize the background level down to 2-3 cps for the wide electron-energy range of 5-12000 eV mainly by following three improvements: 1) the first one is to attain good vacuum ($\sim 10^{-8}$ Torr) along with the

high-density water vapor jet (10^{-2} - 10^{-3} Torr) by using a cooled panel with liquid N₂; 2) the second is the appropriate shielding of the detector (MCP) against X-rays, γ -rays, neutrons, etc.; 3) the last is to set the pre-acceleration voltage (before analyzing) to zero, in order to exclude the unwanted electrons coming except from the target region (Fig.1). The high-energy and low-yield electrons have thus been successfully measured with a good S/N ratio that reaches about 10 at the low-energy region.

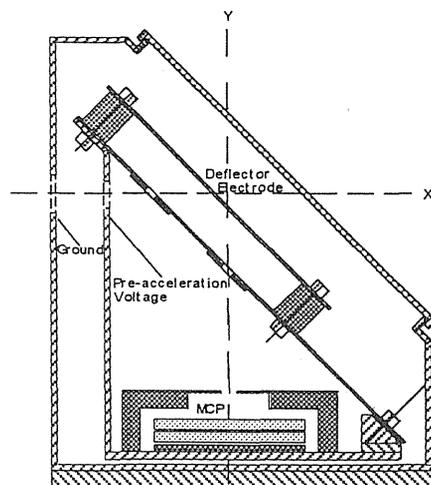


Fig.1 Sectional view of the electrostatic analyzer and the detector (MCP).

3. Results and discussion

We recently obtained the DDSCS data of electron emission from water vapor using 6 MeV/n α particles, in which the 5-12000 eV electrons were precisely measured, at angles of 30-150 degrees. The K-LL Auger peak (~ 500 eV) of oxygen at all angles and binary peaks (several keV) mainly at the

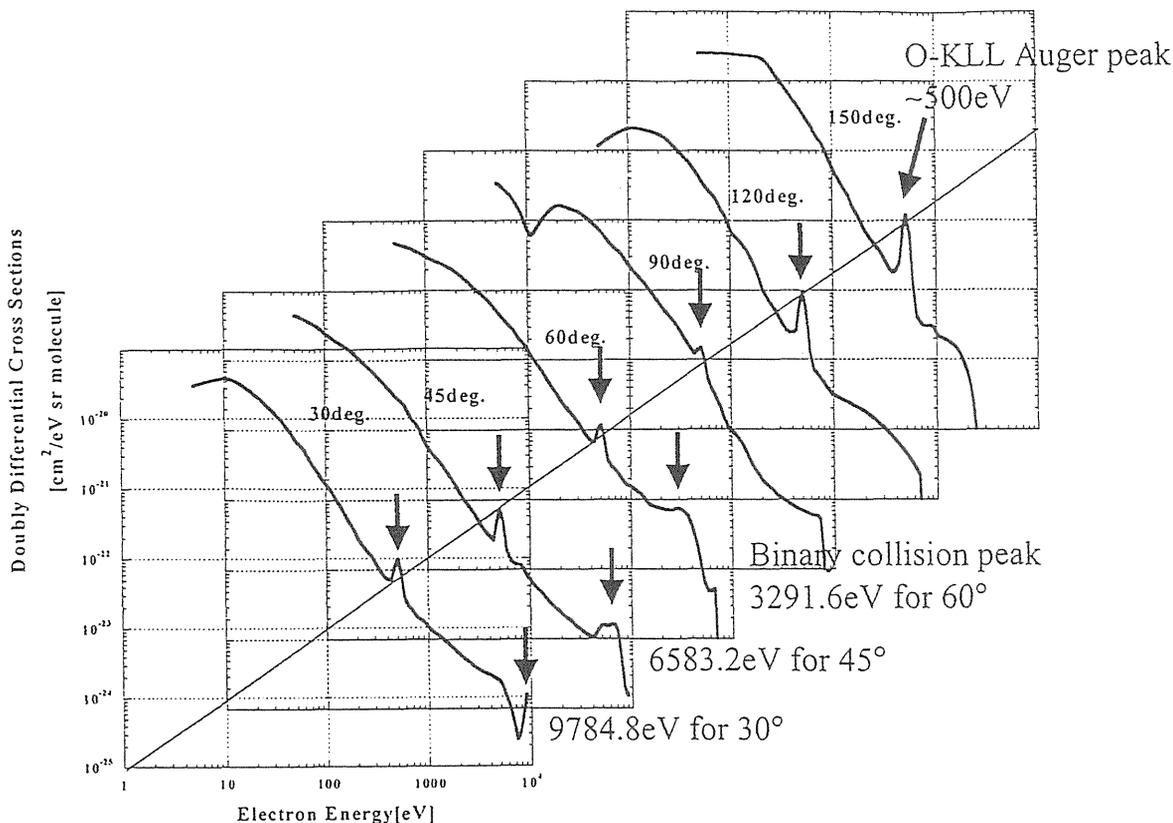


Fig.2 Doubly differential cross section (DDCS) of electron emission from water vapor with the impact of 6 MeV/n α particles. Observed angles were 30, 45, 60, 90, 120 and 150 degrees.

forward angles were clearly observed, as shown in Fig.2. The well-known SDCS (singly differential cross section) was also obtained by integrating the DDCS, which agreed well with that of the Rudd model [2] except at low-energy region, as can be seen in Fig.3.

As the next step, it is necessary to again measure the detection efficiency of MCP at the high-energy (≥ 3 keV) region, which has not yet been made. A new apparatus for this purpose has been designed, which will be installed in the near future.

In order to obtain reliable DDCS values, it is necessary to precisely know the density of water molecules in the interaction area. This measurement for a water-jet was started again using a nude ionization-gauge in the two perpendicular directions (longitudinal and transverse). The absolute density can be obtained using a flow-rate of H_2O and the measured (relative) distribution by a calculation.

An automatic counting system was also designed and installed, by which the data-taking process becomes faster than before. The next plan is to measure the DDCS of electron emission from

water molecules with 11.25 and 15.0 MeV/n He^{2+} ions from the cyclotron.

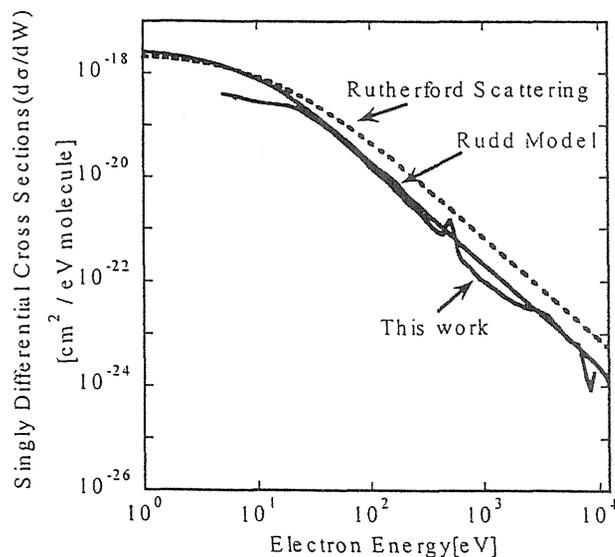


Fig.3 Comparison of SDCS values between this work and Rudd model.

References

- [1] Y.Sato et al, Rev. Sci. Instrum. 67 (1996) 2000.
- [2] M.E.Rudd et al, Rev. Mod. Phys. 64 (1992) 441.

成果一覧

(Proceedings等)

- ・ 佐藤幸夫：重粒子線と生体組織の相互作用の基礎と応用 Vol.1、物理学会ISSN-1345-9163、関西大学 (2000) 35-53.
- ・ 大澤大輔：重粒子線と生体組織の相互作用の基礎と応用 Vol.1、物理学会ISSN-1345-9163、関西大学 (2000) 55-80.

(その他の出版物)

- ・ 佐藤幸夫：高LET効果とRBE、放射線科学43、No.7、(2000) 205-211.
- ・ 大澤大輔：イオン衝撃による水分子からの二次電子放出 (上)、放射線科学43、No.10 (2000) 302-305.
- ・ 大澤大輔：イオン衝撃による水分子からの二次電子放出 (下)、放射線科学43、No.11 (2000) 348-354.

5. 眼腫瘍に対する陽子線治療の
フェイズII臨床試験研究

サイクロトロン利用者・報告書

研究テーマ； 眼腫瘍に対する陽子線治療のフェイズ II 臨床試験研究
研究者； 辻比呂志、森田新六、辻井博彦（以上放射線医学総合研究所・重粒子医科学センター）
箕田健生（戸田病院）、中野隆史（群馬大学）、佐野秀一（佐野眼科医院）、

本研究の背景

ぶどう膜悪性黒色腫に対しては古くから眼球摘出術が施行されていたが、欧米を中心に光凝固、局所切除、放射線療法が積極的に試みられ、眼球摘出術と同等の生存率で眼球および視機能が温存できる症例が増えてきた。中でも陽子線治療は、線量分布上の利点からこの疾患に適しているとされ、欧米では多数の症例に適用されて、良好な治療成績が得られている。放医研においても 1986 年より陽子線によるぶどう膜悪性黒色腫の治療を開始しており、欧米各施設と同等の良好な治療成績が得られてきた。しかし、比較的大きな腫瘍においては、やや制御率が低下する傾向が見られ、将来的には陽子線同様の線量分布上の利点を持ち、陽子線より抗腫瘍効果の高い重粒子線の適用を検討すべきと考えられる。

研究の概要（目的）

眼球腫瘍に対する重粒子線治療の準備的な臨床研究として、陽子線のぶどう膜悪性黒色腫に対する抗腫瘍効果と眼球並びに周辺正常組織の反応を評価する。

試験治療の内容

腫瘍径 15mm 以下または腫瘍厚 10mm 以下のぶどう膜悪性黒色腫を対象として、腫瘍径 10mm 以下かつ腫瘍厚 3mm 以下の症例には 60Gy/5 回、それ以外の症例には 70Gy/5 回の陽子線治療を行う。

症例登録

平成 12 年度には、6 症例が新たに登録され、陽子線治療を施行した。これにより、平成 8 年 4 月に本プロトコルの運用が開始されてから、これまでに登録された症例は 34 例となった。

1. 年度別の症例登録状況を表 1 に示す。

表 1. 症例登録状況

96 年度	97 年度	98 年度	99 年度	00 年度前期	00 年度後期	計
3	8	11	6	2	4	34

もともと本邦にはまれな疾患であるため、症例数は年度によりばらついているが、適応症例は全国から広く紹介されており、順調に症例の蓄積が進んでいる。半年ごとの研究班会議において、34 例全例が適格症例として認められており、また不完全治療例となった症例もない。

登録症例の概要

34 例の平均年齢は 51.5 歳（19～68）で、性別では男性 13 例、女性 21 例であった。

病期（TNM 分類）では NOM0 例が対象となるので T 分類についてみる T1；2 例、T2；13 例、T3；19 例と進行例が多かった。腫瘍の大きさ（直径と厚さ）別の症例数を表 2 に示す。

腫瘍の部位としては右眼球が 16 例、左が 18 例であった。視神経乳頭や黄斑部との距離により分類した結果を表 3 に示す。

表 2. 腫瘍の大きさ

Height (mm)	Diameter (mm)				Total
	0~7	7~10	10~15	15 以上	
0~2	1	0	0	0	1
2~3	0	0	1	1	2
3~5	2	5	6	0	13
5~10	1	2	9	4	16
10 以上	0	0	2	0	2
Total	4	7	18	5	34

表 3. 腫瘍の部位

Dist. from Macula (mm)	Dist. from disk (mm)				Total
	0	0~3	3~5	5 以上	
0	4	1	3	0	8
0~3	3	4	3	1	11
3~5	1	1	5	2	9
5 以上	0	0	2	4	6
Total	8	6	13	7	34

解析対象と方法

本プロトコールによって平成 12 年度前期（～平成 12 年 8 月）までに治療され、治療後 6 ヶ月以上が経過した症例は平成 13 年 3 月 1 日時点で 30 例である。

その平均年齢は 51.6 歳（19～68）で、性別では男性 11 例、女性 19 例であった。

病期（TNM 分類）では T1；2 例、T2；11 例、T3；17 例であった。30 例の腫瘍の大きさ（直径と厚さ）別の症例数を表 4 に、視神経乳頭や黄斑部との距離により分類した結果を表 5 に示す。

陽子線治療の線量は T1；2 症例が 60Gy/5 分割、他 28 症例が 70Gy/5 分割であった。

表 4. 腫瘍の大きさ（解析対象例）

Height (mm)	Diameter (mm)				Total
	0~7	7~10	10~15	15 以上	
0~2	1	0	0	0	1
2~3	0	0	1	1	2
3~5	2	4	5	0	11
5~10	1	2	8	4	15
10 以上	0	0	1	0	1
Total	4	6	15	5	30

表 5. 腫瘍の部位

Dist. from Macula (mm)	Dist. from disk (mm)				Total
	0	0~3	3~5	5以上	
0	4	1	2	0	7
0~3	3	4	3	1	11
3~5	1	1	5	1	8
5以上	0	0	2	2	4
Total	8	6	12	4	30

治療前の患側視力は 1.0 以上 ; 3 例、0.5~1.0 ; 7 例、0.1~0.5 ; 15 例、0~0.1 ; 4 例、0 ; 1 例であった。

解析結果

1. 正常組織への影響 (治療期間 1996 年 4 月~2000 年 8 月、30 例)

表 6. 皮膚反応 ; grade 1 の皮膚反応が 7 症例で見られただけで、軽微であった。

	早期スコア (RTOG)					晩期スコア (RTOG/EORTC)						
	症例	0	1	2	3	4 _≤	症例	0	1	2	3	4 _≤
皮膚	30	23	7	0	0	0	30	23	7	0	0	0

他の合併症としては、白内障 2 例、緑内障 4 例、網膜症、網膜出血、網膜剥離が 12 例で認められた。

治療前後の患側視力を表 7 に示す。現時点で 0.1 以上の視力を保存出来ている症例は 12 例 (40%) で、治療前に 0.1 以上の視力があつた症例に限ると (実効視力保存率) 25 例中 12 例で 48% であつた。視力予後は腫瘍の部位と深く関係しており (表 8)、Disk、Macula 両方から 3mm 以上離れていた症例では、10 例中 7 例 (70%) で視力保存されていた。

表 7. 治療前後の視力

視力	0	0~0.1	0.1~0.5	0.5~1.0	1.0 以上
治療前	1	4	15	7	3
最終	6	12	6	3	3

表 8. 腫瘍の部位と視力保存の関係 (0.1 以上の視力が保存されている症例/全症例)

Dist. from Macula (mm)	Dist. from disk (mm)				Total
	0	0~3	3~5	5以上	
0	0/4	1/1	0/2	0	1/7
0~3	0/3	3/4	1/3	0/1	4/11
3~5	0/1	0/1	3/5	1/1	4/8
5以上	0	0	2/2	1/2	3/4
Total	0/8	4/6	6/12	2/4	12/30

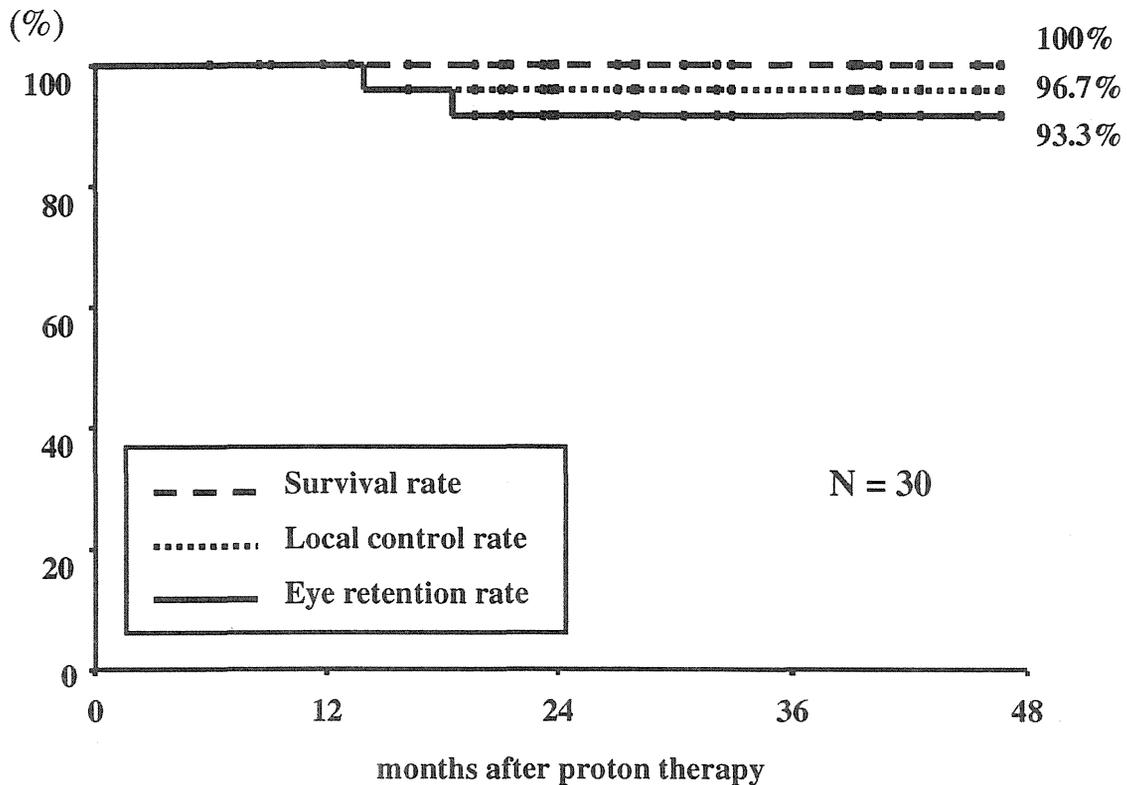
2. 抗腫瘍効果

1) 局所制御率

これまでに死亡した症例はなく、3年生存率は100%であった。局所再発を来した症例が1例認められ、3年局所制御率は96.7%であった(図1)。局所再発の1例は、腫瘍径12mm、腫瘍厚さ7mmと大きな腫瘍の症例であった。肺への遠隔転移を認めた症例が1例あった。

局所再発で1例、緑内障で1例が眼球摘出術を受け、3年眼球温存率は93.3%であった。

図1. 生存率・局所制御率・眼球温存率 (Kaplan-Meier 法)



まとめ；

- 96年度から、合計34症例を登録し、全例中止することなく治療を終了した。
- 生存率(3年)100%、局所制御率96.7%と良好な結果が得られている。1例のみ局所再発にて眼球摘出が行われたが、腫瘍径12mm、腫瘍厚さ7mmと大きな腫瘍の症例であった。
- 大きな腫瘍の症例、視神経に近接した症例が多く含まれていたが、実効視力保存率も48%と欧米の成績と同程度であった。また腫瘍部位が視力温存に深く関与していることがわかった。
- 緑内障により眼球摘出を要した症例が1例あり、局所再発例と合わせて、2例で眼球が温存できず、眼球温存率は3年で93%であった。
- 欧米での成績でも大きな腫瘍では局所制御率が低下し、視力予後も不良であることが知られており、こうした腫瘍に対しては炭素イオン線治療がより有効であると考えられる。すでに炭素イオン線による臨床研究も開始しており、今後は陽子線治療と併行して研究を進め、それぞれの適応をより明確にすることが求められている。

6. サイクロトロンのR I 製造への応用

サイクロトロンでの RI 製造への応用

画像医学部
放射薬剤製造・開発室
鈴木和年

RI 製造

RI 製造グループでは、大型・小型サイクロトロンを利用して ^{11}C -, ^{13}N -, ^{15}O -, ^{18}F -, ^{38}K -標識化合物を定常的に製造している。その主な用途は、放射薬剤の開発研究用、動物実験用、臨床研究用、等である。臨床研究用に製造された放射薬剤は、1) HIMAC を用いた腫瘍の治療前後で診断に用いられ、その治療効果の判定や転移の有無などの判断に利用される。2) 精神分裂病、躁鬱病、アルツハイマー病などの精神神経疾患の診断や病体解明研究、3) 負荷試験と血流測定を組み合わせた脳機能研究等に利用されている。一方、最適照射条件、製造法の検討、自動合成装置の開発等にもサイクロトロンは利用されている。

RI 製造用には C1, C2 コースだけでなく HN18 に直結した照射ポートが利用できる。それぞれの照射ポートには4種類のターゲットが同時にセットでき、遠隔的に交換することが可能である。現在対象にしているターゲットは気体・液体でそれらは全て遠隔的・自動的に取り扱い可能であるが、固体ターゲットを照射する場合には、被ばく覚悟で人が照射室に入り照射済みターゲットを回収しなければならない。

サイクロトロン棟には第1, 第2のホットラボが2室あり、化学処理用の鉛厚さ5 cm 以上のホットセルがそれぞれ3台、1台設置されている。第1ホットラボは主に研究開発用に利用され手作りの自動合成装置がホットセル内で5台ほど稼働している。第2ホットラボは主に臨床用の放射薬剤製造に利用され、 ^{11}C 標識放射薬剤、 ^{13}N NH_3 , ^{18}F FDG 製造用自動合成装置が設置されている。照射後、ターゲットは自動的にホットセル内の自動合成装置に輸送され、化学処理、分離精製処理、調剤処理が行われ、静注可能な最終製剤の形でホットセルから取り出された後、品質検査を行って人体などに投与される。

サイクロトロン棟では放射薬剤は、1週平均4.5日、1日あたり7~10回、1回あたり10~100mCi 程度製造され利用されている。その用途は、1日あたり臨床用3~4回、動物実験用1~2回、開発用3~4回、その他1回程度の製造である。大型サイクロトロンは、 ^{38}K 製造や励起関数測定など小型サイクロトロンでは代替不可能な場合や、 ^{15}O 製造の場合のよう

に加速粒子が d で、他の核種のように p を利用しないため粒子の切り換えに時間がかかり、マシンタイムの効率的な運用ができない場合などにも利用している。アイソトープ製造用には、ビームは直径 6 ~ 10 mm 程度で、その強度分布はできるだけ均一であることが望ましい。また、20 μ A 程度のビーム強度が短時間で利用でき、しかも、照射中は安定していることが望ましい。加速粒子 p, d の交換も 5 ~ 10 分程度で可能であればビームの利用効率も改善されることが期待される。これは、製造する放射薬剤の半減期が短く (^{15}O ; 2分、 ^{13}N ; 10分、 ^{11}C ; 20分、 ^{18}F ; 110分、 ^{38}K ; 7.6分)、作り置きが不可能なことと、一方で、患者さんをあまり長く待たせられないためである。

表 1 に平成 12 年度に製造された放射薬剤のリストと核種別の簡単な説明を行った。

- 1) ^{11}C 標識化合物; 一般に、高純度窒素ガスを 14 気圧でターゲット容器中に充填し、プロトン 18 MeV (14.2 MeV on target) で 20 μ A、20 分程度照射し、 $^{11}\text{CO}_2$ を一次生成物として得る。これを、化学的処理、脱水・精製処理などを行い $^{11}\text{CH}_3\text{I}$ に変換する。この $^{11}\text{CH}_3\text{I}$ を用いて [^{11}C]WAY100635 ($^{11}\text{CO}_2$ を直接グリニヤ試薬と反応させる) を除く全ての ^{11}C 標識化合物 (臨床使用したものだけでも 17 種類) が製造されている。この後、ラジオ HPLC 等を用いて目的化合物を分離精製し、注射薬としての調剤処理を施し、最終製剤を得る。この溶液に対し、品質検査を行い、放医研の治検等審査委員会で承認された基準に達しているか否かの判定を行った後、臨床利用されている。最終製剤を得るまでの時間は薬剤により異なるが、照射終了後 20 ~ 30 分である。高比放射能化、準備の簡便化、放射線被ばくの軽減、繰り返し製造などのため、自動合成装置に対する様々な改良は常に行われている。
- 2) ^{13}N 標識化合物; 核反応は、 $^{16}\text{O}(p,\alpha)^{13}\text{N}$ 反応で、ターゲットに水、入射粒子に 18 MeV プロトンを用いる。ターゲットに少量の添加物やガスを飽和することにより様々な ^{13}N 標識一次生成物がターゲット中に得られる。たとえば、水素ガスを飽和したり、5 mM 程度のエタノール水溶液を用いれば $^{13}\text{NH}_3$ が 90% 以上の収率で得られる。精製、調剤処理を施した後 $^{13}\text{NH}_3$ はそのまま PET 薬剤として利用できるが、酵素などと反応させ ^{13}N 標識アミノ酸にしたり、酸クロライドと反応させ酸アミドを得ることもできる。いずれにしても半減期 10 分という制約の中で全ての処理を行わねばならない。これを可能にする自動合成装置の開発も既に行った。
- 3) ^{15}O 標識化合物; 半減期が 2 分と極めて短いため、複雑な化学処理は不可能で、利用できる化学形は $^{15}\text{O}_2$ や H_2^{15}O 等簡単なものに限られる。核反応は $^{14}\text{N}(d,n)^{15}\text{O}$ 反応を利用している。ターゲットには 0.1 ~ 2% 程度の酸素を含んだ窒素ガスを用い、10 MeV の d 15 μ A 程度で連続的に照射し、 $^{15}\text{O}_2$ をターゲット中に生成させ、鉛遮へい付きステンレス管で人間用 PET や動物用 PET の設置されている部屋まで輸送され、そこで水素ガスと混合し、白金触媒で還元して H_2^{15}O に変換している。このうちの一定量が自動的に被験者に対し、静脈注射される。
- 4) ^{18}F 標識化合物; 現在まで、放医研で臨床利用されたものは ^{18}F FDG と ^{18}F のみで、その他の ^{18}F 標識化合物については製造法、自動合成装置開発などを行っている状況である。 ^{18}F は、 $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ 反応により効率よく製造されるが、ターゲットに高価な濃縮 H_2^{18}O 水を必要とする難点がある。しかし、 ^{18}F は反応収率が高く、半減期が 110 分と比較的長いため、

取り扱いやすい核種である。

我々は、作業者の放射線被ばくを低減するため、照射装置や製剤処理・分注処理・品質検査処理などの機能を持つ自動合成装置の開発などをおこなうとともに、極微量で非常に強い放射線を出す超高比放射能薬剤の製造法開発も行い、 ^{11}C -、 ^{13}N -、 ^{18}F -標識化合物で $1\ \mu\text{mol}$ (～ $100\ \mu\text{g}$ 程度) あたり、数 10 Ci の放射能を有する放射薬剤の製造法に成功している。これらの放射薬剤を利用した研究を以下に、簡単に紹介する。これらの研究は、高度診断機能研究ステーションを中心に、治療診断部や脳研究グループ、高度診断研究ネットワーク会議の各種研究班等により遂行されたものである。

1) 新規放射薬剤の開発研究

脳神経受容体として脳の高次機能の発現や神経障害、神経疾患の発症に強く関連しているグルタミン酸受容体の PET リガンド開発を目指し、種々の ^{11}C 標識薬剤の合成とマウスなどの小動物およびサルを用いた評価を行っている。また、 ^{11}C MP4A 等を用いた中枢コリン神経系酵素のアセチルコリン・エステラーゼ (AChE) 活性の *in vivo* 測定を目的にした放射薬剤及び測定方法論の開発研究を行っている。また、この類似化合物の SPECT 薬剤開発や動物 PET を用いた評価研究も行っている。

2) PET 計測研究

3次元データ収集に伴う装置の物理特性について ^{11}C 、 ^{18}F などのファントムを用いた測定を行い、3次元データ収集に伴う諸問題の解析を行っている。また、PET装置のリング形状検出部を構成する検出器素子の応答について分析し、画質低下を抑える新しい画像再構成法の研究も行った。

3) 臨床研究

3-1) 腫瘍

現在放医研での PET による腫瘍診断は、蛋白合成・アミノ酸代謝の指標である ^{11}C -メチオニンを用いた PET 検査が全体の約 77%で、残り 23%が糖代謝の指標である ^{18}F -FDG を用いた検査が行われている。FDG 検査は肝癌が主な対象で、その他消化器癌の全身転移検索等が検査対象となっている。

一般に癌診療の観点から PET は治療前には癌の悪性度診断、癌の浸潤範囲や転移病巣の検出などによる臨床病期の診断、治療中・治療直後においては癌の治療に対する反応の評価、そして治療後には予後予測や再発の診断などに精度良い情報を提供するものと期待される。従来 CT や MRI による形態学的な変化を測定して判定する治療効果判定法と比較すると PET 代謝情報解析による治療効果判定法はより早期に、より鋭敏で正確な情報を提供すると考えられ、適切な治療法を、早期の適切な時期に実施することが可能となる。

3-2) 脳

^{11}C -標識放射薬剤を中心とした様々な放射薬剤を用いた PET によるアルツハイマー病、精神分裂病、躁鬱病などの診断研究や脳の高次機能研究などが行われている。以下にその主なものを示す。

① 痴呆性疾患における脳内コリン神経系の病態の把握や鑑別研究

- ② 精神分裂病者を対象とした線条体外のドーパミン D2 受容体結合能に関する検討
- ③ [¹¹C]FLB 457 を用いた皮質一辺縁系領域の D2 受容体占有率に関する検討
- ④ [¹¹C]FLB 457 を用いた正常者を対象とした線条体外 D2 受容体結合能に関する検討
- ⑤ [¹¹C](+)McN5652 を用いたうつ病、躁うつ病患者のセロトニントランスポーターの検討
- ⑥ [¹¹C]McN5652(+)体と(-)体を用いた新しい抗うつ薬 SSRI の評価
- ⑦ [¹¹C]McN5652 および [¹¹C]MP4A を用いたナルコレプシー患者における神経伝達に関する多角的な検討
- ⑧ [¹¹C]WAY100635 と [¹¹C]Ro15-4513 を用いた精神分裂病のセロトニン 1A 受容体とベンゾジアゼピン受容体測定
- ⑨ [¹¹C]WAY100635 と [¹¹C]FLB457 を用いた電気けいれん療法によるセロトニン 1A 受容体とドーパミン D2 受容体の変化
- ⑩ [¹⁵O]-水を用いたメラトニンによる脳の光反応性の変化に関する研究

3-3) 動物実験

- ① [¹⁵O]H₂Oを用いたサルによる道具課題時の脳内局所血流の測定
- ② アカゲザルにおける [¹¹C]Ro15-4513 の in vivo 結合特性の解明
- ③ [¹¹C]-raclopride を用いた非定型抗精神病薬の線条体 D2 受容体占有能測定

研究成果

[製造法および新規放射薬剤開発]

- 1) Nagatsu K., Kubodera A and Suzuki K.: A Novel Way of Producing an Aqueous Solution of ³⁸K⁺ via the ⁴⁰Ar(p,3n)-Process.. Applied Radiation and Isotopes, 49, 1505 - 1510, 1998.
- 2) Ikemoto M., Sasaki M., Haradahira T., Okamoto E., Omura H., Furuya Y., Watanabe Y., and Suzuki K.: A New Synthesis of [³⁻¹¹C]Pyruvic Acid Using Alanine Racemase. Applied Radiation and Isotopes, 49, 1557 - 1562, 1998.
- 3) Haradahira, T., Inoue, O., Kobayashi, K., and Suzuki, K. Synthesis and Evaluation of Carbon-11 Labeled Non-peptide Antagonists for Cholecystinin (CCK) Receptors: [¹¹C]L-365,260 and [¹¹C]L-365,346. Nucl. Med. Biol., 25, 203-208 (1998)
- 4) Haradahira T., Hasagawa Y., Furuta K., Suzuki M., Watanabe Y., and Suzuki K. Synthesis of a F-18 Labelled Analog of Antitumor Prostaglandin ₇-PGA₁ Methyl Ester Using p-[¹⁸F]Fluoro benzylamine. Appl. Radiat. Isot., 49, 1551-1556, (1998)
- 5) Haradahira, T., Sasaki, S., Maeda, M., Kobayashi, K., Inoue, O., Tomita, U., Nishikawa, T., and Suzuki, K. Synthesis and Brain Distribution of Carbon-11 Labelled Analogs of Antagonists for the NMDA Receptor Coupled PCP-Binding Site. J. Label. Compods. Radiopharm., 41, 843-858 (1998)
- 6) Suzuki K. and Yoshida Y. Production of [¹³N]NH₃ with Ultra-High Specific Activity. : Applied Radiation and Isotopes, 50, 497-503, 1999.

- 7) Ikemoto M., Sasaki M., Haradahira T., Yada T., Omura H., Furuya Y., Watanabe Y., and Suzuki K.: Synthesis of L- $[\beta\text{-}^{11}\text{C}]$ Amino Acids Using Immobilized Enzymes. *Applied Radiation and Isotopes*, 50, 715 - 721, 1999.
- 8) Nagatsu K., Kubodera A and Suzuki K.: Excitation function Measurements of $^{40}\text{Ar}(p,3n)^{38}\text{K}$, $^{40}\text{Ar}(p,2pn)^{38}\text{Cl}$ and $^{40}\text{Ar}(p,2p)^{39}\text{Cl}$ Reactions. *Applied Radiation and Isotopes*, 50, 389-396, 1999.
- 9) Suzuki K., Yoshida Y., Shikano N. and Kubodera Y. Development of an Automated Equipment for the Quick Production of ^{13}N -labeled Compounds with High Specific Activity Using Anhydrous ^{13}N NH_3 . : *Applied Radiation and Isotopes*, 50, 1033 - 1038, 1999.
- 1 0) Haradahira T. and Suzuki K. An Improved Synthesis of ^{11}C L-703,717 as a Radioligand for the Glycine Site of the NMDA Receptor. *Nucl. Med. Biol.*, 26, 245-247 (1999)
- 1 1) Sasaki M., Ikemoto M., Mutoh H., Haradahira T., Tanaka A., Watanabe Y. and Suzuki K. Automatic synthesis of L- ^{11}C amino acids using an immobilized enzyme column. *Appl. Radiat. Isot.*, 52, 199-204, (2000).
- 1 2) Sasaki M., Haradahira T. and Suzuki K. Effect of dissolved gas on the specific activity of N-13 labeled ions generated in water by the $^{16}\text{O}(p,a)^{13}\text{N}$ reaction. *Radiochimica Acta.* 88, 217-220(2000).
- 1 3) Suzuki K., Yamazaki T., Sasaki M. and Kubodera A. Specific activity of ^{11}C CO_2 generated in a N_2 gas target . -Effect of irradiation dose, irradiation history, oxygen content and beam energy-. *Radiochimica Acta.* 88, 211-215(2000).
- 1 4) Makoto Takei, Takayo Kida, Kazutoshi Suzuki. Sensitive Measurement of Positron Emitters Eluted from HPLC. *Appl. Radiat. Isot.* 55, 229 - 234, 2001.
- 1 5) T. Haradahira, M.-R. Zhang, J. Maeda, T. Okauchi, K. Kawabe, K. Kida, K. Suzuki, T. Suhara. A Strategy for Increasing the Brain Uptake of a Radioligand in Animals: Use of a Drug That Inhibits Plasma Protein Binding. *Nucl. Med. Biol.*, 27, 357 - 360 (2000)
- 1 6) N. Ishibashi, T. Kuwamura, H. Sano, F. Yamamoto, T. Haradahira, K. Suzuki, T. Suhara, S. Sasaki, and M. maeda. Synthesis and Evaluation of ^{18}F - and ^{11}C -Labelled 9,10-Ethanobenzo[b]quinolizinium Derivatives for Imaging of the NMDA Receptor at the TCP-Binding Site. *J. label. Compds. Radiopharm.*, 43, 375-383 (2000)
- 1 7) Ueda, T., Irie, T., Fukushi, K., Ikota, N., Maeda, M., Takatoku, K., Yomoda, I., Nagatsuka, S., *J Label Compds Radiopharm.*, 43, 753-765, 2000
- 1 8) 原田平輝志、須原哲也。新規放射薬剤の開発研究-グルタミン酸受容体イメージングの可能性と問題点。 *脳の科学* 23, 229-237 (2001)
- 1 9) T. Haradahira, M.-R. Zhang, J. Maeda, T. Okauchi, T. Kida, K. Kawabe, K. Suzukia and T. Suhara. .A Prodrug of NMDA/Glycine Site Antagonist, L-703,717, For Improved BBB Permeability: 4-Acetoxy Derivative and Its Positron-Emitter Labeled Analog. *Chem. Pharm. Bull.*, 49, 147-150 (2001)

Production of radioisotopes in 1998~2000 at NIRS

Nuclides	Compounds	GBq	n1	n2	n3
¹¹ C	SCH23390	108.8	72	0	46
	NMSP	85.3	36	5	16
	Ro15-1788	41.5	32	0	0
	NMPB	17.5	11	0	6
	Ro15-4513	320.8	108	21	13
	Methionine	2021.4	572	0	452
	MP4A	222.6	107	0	92
	(+)McN	145.9	110	11	66
	FLB457	142.2	186	24	112
	(-)McN	47.0	31	0	13
	Raclopride	80.3	61	36	8
	WAY	113.4	16	1	41
	Others	1468.7	702	93	4
Total		4815.4	2044	191	869
¹³ N	NH ₃	225.4	187	13	11
	Others	55.8	72	0	0
	Total	281.3	259	13	11
¹⁵ O	H ₂ O	922.7	145	48	44
	Total	922.7	145	48	44
¹⁸ F	FDG	463.3	239	17	163
	Others	61.5	99	0	0
	Total	524.8	338	17	163
³⁸ K	K ⁺	113.9	206	21	8
	Total	113.9	206	21	8
Total		6658.1	2992	290	1095

n1: number of productions

n2: number of delivery for clinical applications

n3: number of animal experiments

7. 陽子線の拡大ピークに関する研究

陽子線の拡大ピークに関する研究

大谷浩樹^a 平岡 武^b

^a都保健大、^b放医研

1. はじめに

陽子線は質量が大きいいため物体内を直進し、加速エネルギーによって定まる一定の深さでブラッグピークを作り、線量が急に大きくなる。したがって、より効果的な治療を行うためには、陽子線の物理的特性とエネルギーおよび線量分布の測定を重視しなければならない。

陽子線を治療に用いる場合には病巣を均一な線量域で照射する必要がある。そのためにブラッグピークを病巣の大きさに合わせて拡大しなければならないが、これには厚さの異なるリッジフィルター散乱体により平坦部分を作り対応している。また、体表面からの病巣の深さに応じて陽子線の飛程を調整する必要がある。レンジシフター吸収体を通過させることにより飛程末端部を病巣深部に合わせている。

今回は、レンジシフターの厚さを変えた場合の拡大ピークの傾斜について報告する。陽子線エネルギーは 70 MeV で、15 mm と 30 mm のリッジフィルターを使用した。アルミニウムのレンジシフター厚を変化させ、水中において平行平板型電離箱を用いて深部線量分布をもとめ拡大ピークを検討した。また、理論計算から得られた値と測定値とを比較検討した。

2. 研究方法

2.1 陽子線治療装置

陽子線は二次荷電粒子線の発生が少ないため、飛程以上の深さにエネルギーをほとんど与えない特徴を有している。Fig.1 に今回の研究に使用した 70 MeV 陽子線治療装置の概略図を示す。

陽子線治療に必要な広い照射野を形成するため、垂直・水平偏向電磁石を用いている。磁極形状は、それぞれ 350 mm×250 mm と 400 mm×250 mm で、磁極間隔は 80 mm、最大磁場は 1000 gauss である。レンジシフターは密度 2.69 g/cm³ のアルミニウムでできており、最大の厚さとして 16 mm まで使用可能である。治療する腫瘍に合わせて深部線量分布を得るためのリッジフィルターは、アクリル製の 15 mm とアルミニウム製の 30 mm であり、これにより異なる拡大ピークを得ることができる。

2.2 線量測定

(1) 陽子線を一般の放射線治療 (X線、電子線など) と比較すると、物理的な特性がある。その一つとして、飛程の末端部にブラッグピークが存在することがあげられる。このブラッグピークを最初に測定することは、各測定において飛程を正確に確認する上で重要である。平行平板型電離箱を水ファン

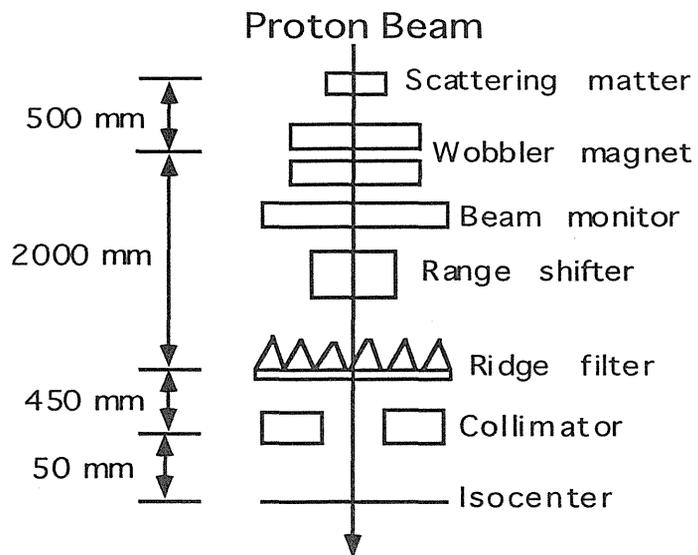


Fig.1 A System of Proton Radiotherapy

トムの表面に設置し、0.5 mm 間隔で水中深部に移動させ電離電荷を測定した。照射野のサイズは $3 \times 3 \text{ cm}^2$ とした。

(2) 照射時に用いられるコリメータは、腫瘍の大きさにより選択され使用している。しかし、そのサイズにより散乱線の発生などで線量に変動を生じる可能性があり、拡大ピークに影響を及ぼすことも考えられる。そこで、各コリメータサイズごとに電離電荷を測定し、拡大ピークの傾斜を検討した。使用したコリメータは直径 6 mm から 20 mm の真鍮製であり、その影響を比較するために照射野 $3 \times 3 \text{ cm}^2$ についても同様の測定を行った。リッジフィルター 15 mm と 30 mm について、水中に平行平板型電離箱を用いて測定した。

(3) 拡大ピークの傾斜は腫瘍の吸収線量に影響する。深部線量分布を正確に測定し、拡大ピークを得ることは治療計画において重要である。直径 6 mm から 20 mm の各コリメータサイズごとにレンジシフターの厚さを変化させ、電離電荷を平行平板型電離箱を用いて測定し拡大ピークを得た。測定は水中にて行い、レンジシフター厚は 0 mm から 8 mm まで変化させた。リッジフィルターは 15 mm と 30 mm を用いた。同様に照射野 $3 \times 3 \text{ cm}^2$ についても測定を行った。

3. 結果および考察

ブラッグピークの測定結果を Fig.2 に示す。横軸は、水中での測定位置を理論計算で得られた 70 MeV 陽子線の飛程 37.81 mm で除した値で表示している。これは、電離箱を水ファントムの表面に設置する際に生じる深部のずれを補正するためである。縦軸は、深部線量分布を比較しやすくするために表面での線量を 1 としたときの値で表示している。本研究では、各測定を行う前にこのようにブラッグピークを測定し飛程を得ることにより、電離箱の設置の誤差を補正することができる。

Fig.3 にリッジフィルター 15 mm の時のコリメータサイズによる拡大ピークの変化を示す。コリメータサイズの減少と共に拡大ピークの傾斜は緩やかになった。しかし、直径 6 mm のコリメータにおいては値が低く、最も急勾配を示したためここには表示しない。この直径 6 mm のコリメータでの測定において、照射サイズと用いた電離箱の電離容積の問題が影響し正確な測定には注意が必要と思われた。また、照射野 $3 \times 3 \text{ cm}^2$ については、単純に照射の大きさだけの問題ではなく、コリメータの材質と照射野 $3 \times 3 \text{ cm}^2$ を設置するための鉄製のア

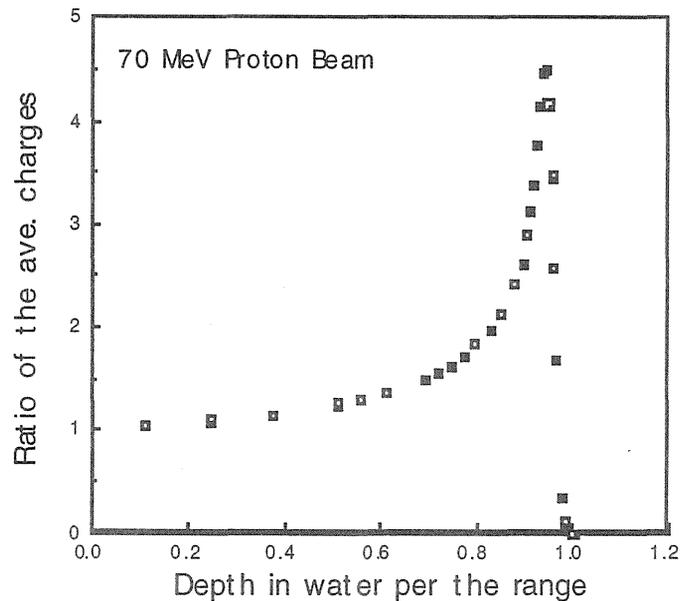


Fig.2 Bragg-Peak curve in 70 MeV Proton Beam

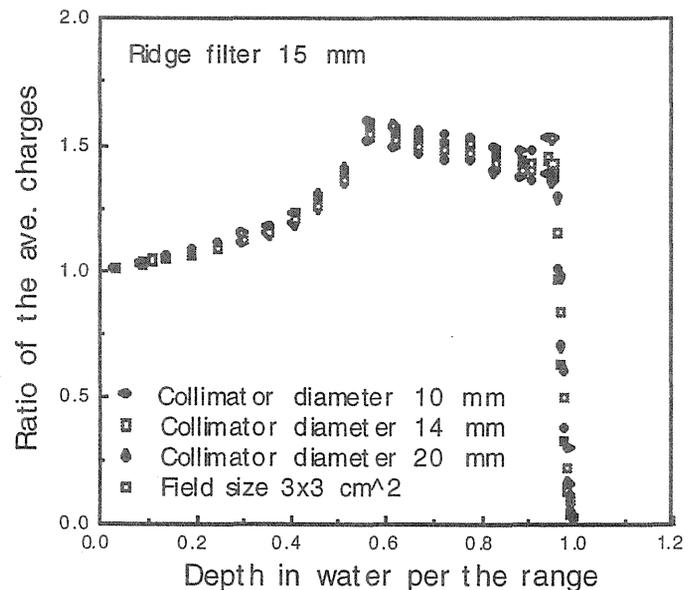


Fig.3 Spread-Out-Bragg-Peak curve as a function of field size

タッチメントにより発生する二次荷電粒子が影響すると考えられる。なお、リッジフィルター 30 mm においても同様の結果が得られた。

Fig.4 (a)に照射野 $3 \times 3 \text{ cm}^2$, (b)にコリメータサイズ 20 mm における拡大ピークを各レンジシフター厚ごとに示す。照射野 $3 \times 3 \text{ cm}^2$ ではレンジシフターが厚くなると拡大ピークの傾斜は緩やかになった。そしてコリメータを用いた場合、レンジシフター厚による拡大ピークの傾斜は、若干緩やかになったと思われるが顕著な差異は現れなかった。

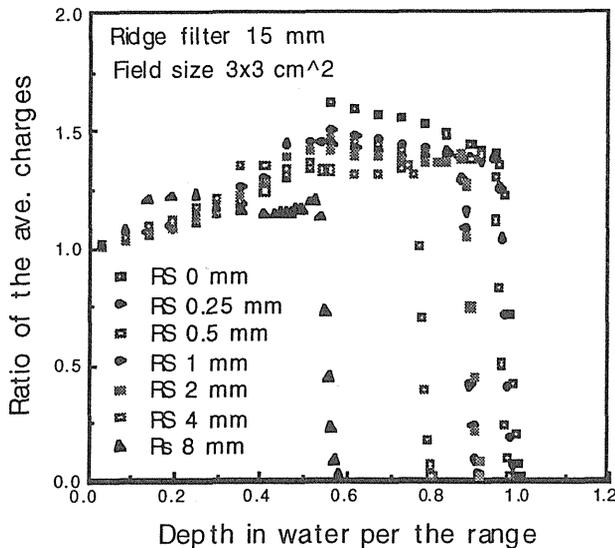


Fig.4 (a) Spread-Out-Bragg-Peak curve as a function of range shifter

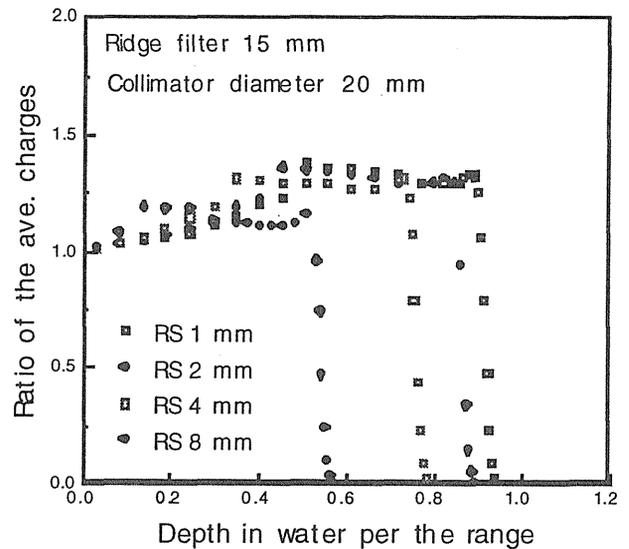


Fig.4 (b) Spread-Out-Bragg-Peak curve as a function of range shifter

Litton 等の計算を基に求めた陽子線の深部線量分布と、陽子線エネルギーと半値幅、並びにピーク・プラトー線量比の関係では、エネルギーの増加と共にピークとプラトー比が小さくなり、その結果ピークの半値幅 (50%線量幅) が増大した。

以上の結果から、レンジシフター厚によりエネルギーの減少があり、半値幅が小さくなることにより、照射野 $3 \times 3 \text{ cm}^2$ ではレンジシフターが厚くなると拡大ピークの傾斜は緩やかになったと考えられる。また、各コリメータを使用した場合、小照射野サイズで散乱線の発生による減少により半値幅が小さくなり、拡大ピークの傾斜にほとんど差が現れなくなったと考えられる。

4. まとめ

陽子線の線量測定において、レンジシフターの厚さを変えた場合の拡大ピークの傾斜について検討した。陽子線治療において、腫瘍の深さに相当したエネルギーで照射するか、より高いエネルギーの陽子線を用いて吸収体で吸収した後、照射することが可能となるが、拡大ピークの形成に十分な注意が必要である。それには陽子線の各吸収体となる物質の阻止能等を考慮することが重要である。本研究において、測定結果と理論計算から線量分布の正確な評価を行うための方向性を示唆した。

[投稿論文および学会発表]

- ・ Application of Scatter-to-primary Dose Ratio to Proton Dosimetry.
Japanese Journal of Radiological Technology, Vol.56 No.4, 591-595, April 2000.
- ・ Comparison of Primary Proton Beams and Secondary Charged-particles.
European Congress of Radiology 2001 : C-0696, 447, March. 2001.

関 連 資 料

1. 平成12年度サイクロトロン¹の運転
及び、改良・開発

IMPROVEMENTS AND APPLICATIONS AT NIRS CYCLOTRON FACILITY

T. Honma, S. Hojo, N. Miyahara, K. Nemoto, Y. Sato, K. Suzuki, M. Takada and S. Yamada
National Institute of Radiological Sciences, 4-9-1, Anagawa, Inage-ku, Chiba 263-5888, JAPAN

Y. Kuramochi, T. Okada, M. Hanagasaki, K. Komatsu and H. Ogawa.
Accelerator Engineering Corporation, 2-13-1 Konakadai, Inage-ku, Chiba 263-0043, JAPAN

Abstract

The NIRS-Chiba isochronous cyclotron has been working in routinely, and providing the stable beams for bio-medical studies and various kind of related experiments since 1975. The clinical trail of eye melanoma has been under continued. Recently two new beam lines were constructed in order to carry out the bio-physical study, and to produce the long-lived R.I.s for SPECT. Some progressive improvements, such as updating the magnetic-channel and development of a floating septum system, were performed for stable operation of the cyclotron. A brief review of the current status of the cyclotron and typical application of latest experiments in the various fields are described.

1. INTRODUCTION

The NIRS cyclotron facility constitutes of a large isochronous-cyclotron^[1](NIRS-930), a small cyclotron(HM-18) and nine experimental beam lines. In Fig.1 the present layout of the cyclotron facility is shown. The NIRS-930 has been used mainly for clinical trials of proton therapy such as eye melanoma, production of the short-lived radio-nuclides, research of bio-physics, development of particle detectors for space application and so on. The small HM-18, constructed in 1994, has been operating routinely to product short-lived radio-pharmaceuticals for PET in conjunction with a heavy ion therapy in HIMAC^[2](Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba).

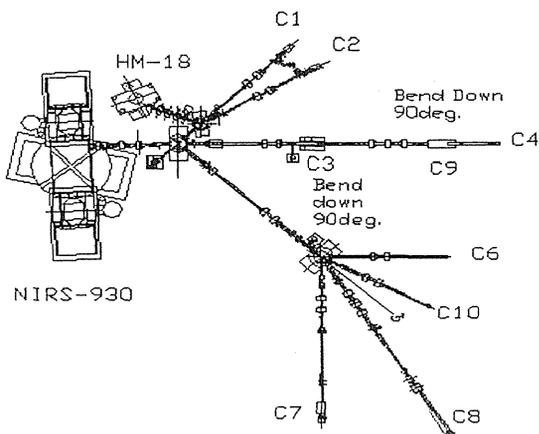


Fig.1 Floor plan of NIRS cyclotron facility in March, 2000.

Two new beam lines C10 and C4 were constructed during the past two years. The line C10, which was installed in the general-purpose experimental cave, is used for basic study of bio-physics as described in section 3.3. The line C4 was designed and constructed for development of long-lived radio-nuclides for SPECT with high current proton beam of 65 MeV. It will be started in this summer. The high flux neutron cave C3, which had been used for fast neutron therapy, was modified in order to study biological effects by an accidental neutron exposure to humans.

Operation of those two cyclotrons is scheduled in the daytime from Monday afternoon to Friday except the regular maintenance time during two weeks of March and August annually. Table 1 shows the statistics of beam time distributions among the research fields in 2000.

The following, some progressive improvements in the NIRS-930 and current status of the latest experiments in the field of applications are presented.

Table 1. The distribution of beam time among research field.

1. Clinical trial of eye melanoma	: 88.8 h (6.8 %)
2. Production and development of short-lived radio-nuclides	: 215.8 h (16.6 %)
3. Studies of particle detectors and radiation dosimetry	: 450.2 h (34.6 %)
4. Basic research of radiological experiments	: 7.5 h (0.6 %)
5. Related Experiments	: 207.3 h (15.9 %)
6. Preparing beam	: 331.9 h (25.5 %)
Total	: 1301.5 h

- C1, C2 : Production and development of short-lived R.I.s,
- C3 : Biological studies with high flux neutron beam
- C4 : Production of R.I.s for SPECT,
- C6 : Development of particle detectors and beam monitors,
- C7 : Radiobiological experiments with heavy ions,
- C8 : Studies of radiation dosimetry,
- C9 : Proton therapy for eye melanoma,
- C10 : Experiments of biophysics.

2. IMPROVEMENTS

The NIRS-930 cyclotron having $K=110$ consists of four sectors and two Dees(86 deg.) connected to moving panel type of rf-cavities. The frequency range of 10.7-21 MHz

covers 1st and 2nd harmonic in the acceleration modes. The stable beams of proton with energy up to 70 MeV, and deuteron, ^3He , alpha and few kind of heavy ions are sufficiently delivered with the extraction efficiencies of 50 ~ 70 %. In the past three years, we performed few improvements for the extraction system such as applying a "floating-septum" to the electric-static deflector and updating the magnetic-channel by a new one.

2.1 Floating Septum

It has been required high energy and high intensity beam extraction from the NIRS-930 cyclotron. For examples, proton beams of 40MeV x 15 μA for ^{38}K and 65MeV x 10 μA for SPECT are needed in the field of R.I. production, and the deuteron beam of 25MeV x 25 μA is minimum requirements to produce high flux neutron beam for biomedical studies, respectively. In order to preserve the pre-septum electrode by the thermal damage owing to the irregular beam hitting in such the operation, we developed a "floating septum system" for the deflector. The system is composed of a new pre-septum electrode insulated from the earth potential, a beam current read-out electronics and interlock-circuit to control the ion source. The system works under the condition that, when the electric beam power on the pre-septum exceeds more than 600 W then the arc voltage of the ion source should be turn-off in an instant.

2.2 Magnetic Channel

The magnetic-channel, which had been used almost twenty-six years since the cyclotron construction, was replaced by a new one due to troubles of the small air leak and going down the flow rate of the cooling water. The new magnetic-channel was designed and manufactured by Sumitomo Heavy Industry in Japan. On the occasion of the replacement we have checked up on the magnetic field characteristics such as field strength and field polarity for the both of the old and new one. Of course we verified the field distribution with a computer simulation by MAXWELL-2D^[3] as shown in Fig.2. In resulting, those three cases were accepted as almost same stance. The temperature rise between inlet and outlet of the cooling water for an one of

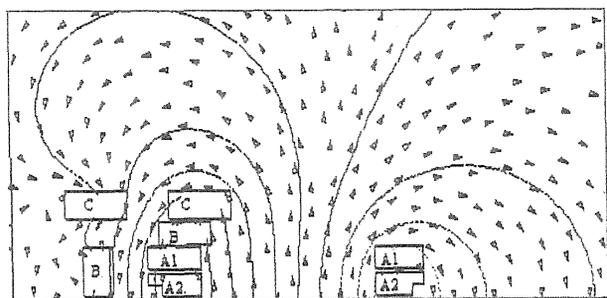


Fig. 2. Mid-plane symmetry of magnetic field distribution of the magnetic-channel.

the longest coil (A1) as shown in Fig.2 become 65 degrees at the excitation current of 1100A in the flow-rate of 2.8 l/min.

3. APPLICATIONS

3.1 Proton therapy of the eye

The physical properties of heavy charged particles such as proton and carbon ions are uniquely suited to precise localization of radiation dose for many head and neck tumor including the orbit and eye, because of the sharp fall off of the dose at the distal end of the Bragg peak, sharp lateral edges of the beam, and ability to tailor the depth of penetration and spread of the modulated Bragg peak. The use of charged particles permits delivery of equivalent tumor dose much higher than can be delivered with standard X ray therapy, and accordingly, higher local control and survival rates are possible. The use of proton for irradiation of uveal melanoma began in 1985 at NIRS.

We developed irradiation port for the eye treatment using a vertical course of the 70MeV proton beam. Patient relax to taking treatment on a flat treatment couch, patient immobilization devises are simple and comfortable. From 1985 to 1996 eye irradiation was conducted without compensator and fine pitched bar ridge filters, which gives conformal dose distribution. We had treated 95 patients until end of March 2000. From 1985 to 1997 we had treated 65 patients without compensator and fine pitch bar ridge filters. The local control rate of the patients is 88% and enucleate rate is 31%. From 1997 to 2000 patients were treated with compensator and fine pitch bar ridge filters show that only 8% patients were enucleated for complications and 96% local control rate.

3.2 Production of Short-lived Radiopharmaceuticals

In a recent few years, short-lived isotopes such as ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{18}F and ^{38}K have been produced routinely by using two cyclotrons, i.e., NIRS-930 and HM18, and labeled to biologically interesting compounds. They were mainly used for the studies of brain function, cancer imaging, myocardial blood flow measurement and so on, in conjunction with PET (positron emission tomography) cameras (three for human study and two for animal study). [^{11}C]methionine and [^{18}F]FDG have been routinely produced to evaluate the effectiveness of the cancer therapy by heavy ions from HIMAC. Many ^{11}C -labeled radiopharmaceuticals, [^{11}C]MP4A, [^{11}C]FLB457, [^{11}C]WAY100635, [^{11}C]raclopride, [^{11}C](+)McN5652-X, and [^{11}C]Ro15-4513 etc. have been produced and used for the diagnosis of psychoneurosis, i.e., schizophrenia, depression, Alzheimer's disease, etc. [^{13}N]NH $_3$ [4] and [^{38}K]K $^+$ have been used for the evaluation of a myocardial and renal blood flow, and [^{15}O]H $_2\text{O}$ for activation studies of brain function.

A new apparatus was installed to irradiate solid targets and to transfer the irradiated target remotely. It is coupled with a He gas and a water cooling device, a robot for remote handling of the irradiated target and a truck system to

transfer the target to a hot cell for chemical processing. Metallic radionuclides (^{52m}Mn , ^{52}Fe , ^{61}Cu , ^{62}Zn , etc.) and radiohalogens ($^{76,77}\text{Br}$, $^{123,124}\text{I}$, etc.) are planned to be produced.

3.3 Bio-physics study

Since 1994, an apparatus has been fabricated for the measurement of the doubly differential cross section (DDCS) of electron emission from water vapor with fast heavy-ion (6-25 MeV/n) impact^[5]. Recently, we precisely measured the DDCS (5-1000 eV and 30-150°) with the impact of 6.0 MeV/n α particles (~ 50 nA at the target). The vacuum in the chamber was of the order of 10^{-8} Torr, and the background level was suppressed down to 2-3 cps under beam ON and water vapor jet OFF. Binary collision peaks (several keV) and the K-LL Auger peak of oxygen (~ 500 eV) were clearly observed, as shown in Fig.3.

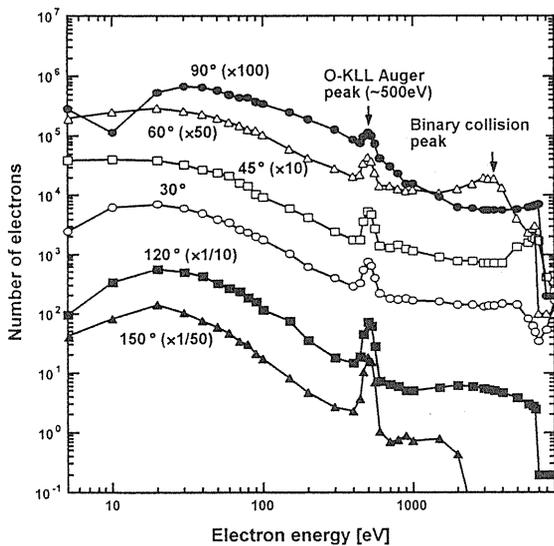


Fig.3. Electron emission from water vapor with the impact of 6 MeV/n α particles. Observed angles were 30, 45, 60, 90, 120 and 150 degrees.

3.4 Performance of a Phoswich Neutron Detector for Space Application.

The measurement of neutron energy spectra is a difficult problem in a large human spacecraft, because a flight neutron spectrometer needs properly to discriminate neutrons from charged particles. For this purpose, we have developed the phoswich neutron spectrometer^[6], which consists of a NE213 organic liquid scintillator surrounded by a thin NE115 plastic scintillator. This detector can measure neutron spectra with discriminating neutron from charged particle using different pulse shapes of signals. The performance of the detector as a particle spectrometer was investigated in a neutron-proton mixed field produced from a 2 mm-thick ^9Be metal target irradiated by 70 MeV protons. Fig.4 shows the two-dimensional distribution of a particle identification. It can be clearly seen from Fig.4 that the gamma-ray events of (A), neutron events of (B) and (C), and proton events of (D)

and (E) can be separated from each other. From each particle pulse-height spectra obtained by selecting each region of interest in the Fig.4, the photon, neutron, and proton energy spectra were obtained.

By using this NE115-NE213 coupled phoswich detector, the photon and neutron energy spectra can be measured in a neutron and charged-particle mixed field which is usually present in aircraft and spacecraft.

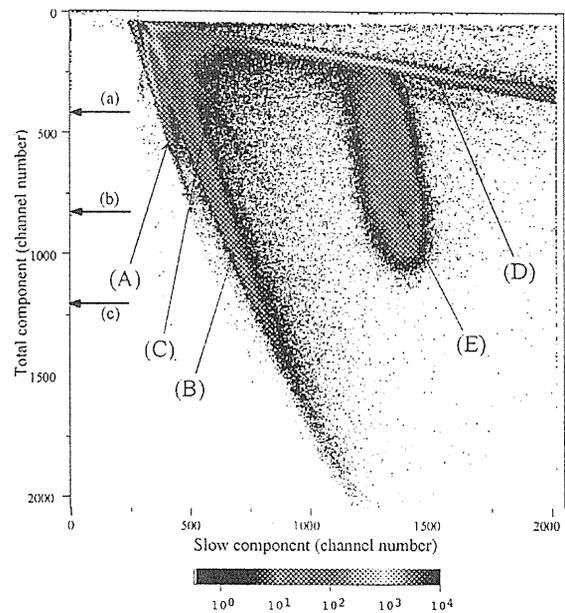


Fig.4. Two-dimensional plot of the slow component versus the total component.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to express their thanks to Dr. F. Soga and members of the Div. of Accelerator Physics and Engineering at NIRS for helpful discussions. We would like to thank Dr. Y.Hirao for his continuous encouragement.

REFERENCES

- [1] H.Ogawa, et al, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-26, No2, (1978) 1988.
- [2] S.Yamada, et al., Proc. 1995 PAC, Dallas, (1995)
- [3] "MAXWELL 2D" Field simulator, Ansoft corporation.
- [4] Suzuki K. et al., Appl. Radiat. Isot. 50, 1033 – 1038, 1999.
- [5] Y.Sato et al, Rev. Sci. Instrum. 67 (1996) 2000.
- [6] M.Takada, et al., Nucl. Instr. and Meth. A, in press.

関 連 資 料

2. 宇宙環境中における中性子測定器の開発



Development of multi-moderator neutron spectrometer using a pair of ^6Li and ^7Li glass scintillators

Shingo Taniguchi^a, Masashi Takada^b, Takashi Nakamura^{c,*}

^aJapan Synchrotron Radiation Research Institute, Koto 1-1-1, Mikazuki-cho, Sayo-gun, Hyogo 679-5198, Japan

^bNational Institute of Radiological Sciences, Anagawa 4-9-1, Inage-ku, Chiba-shi, Chiba 263-8555, Japan

^cDepartment of Quantum Science and Energy Engineering, Tohoku University, Aza-aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai-shi, Miyagi 980-8579, Japan

Received 28 August 2000; accepted 14 September 2000

Abstract

A multi-moderator spectrometer using a pair of ^6Li and ^7Li glass scintillators has been developed. This new type of neutron spectrometer can measure the neutron spectrum in a mixed field of neutrons, charged particles and gamma-rays. The particle identification capability was investigated in neutron–gamma-ray and neutron–proton mixed fields and the neutron response functions of the spectrometer were obtained by calculations and experiments up to 200 MeV. This spectrometer has been applied to measure neutron spectrum in a neutron–proton mixed field, produced by bombarding a Be target by 70 MeV protons from the cyclotron. © 2001 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

PACS: 29.30.Hs; 29.40. – n; 29.40.Mc

Keywords: Mixed field; Neutron measurement; Lithium glass scintillator

1. Introduction

Space activities by satellites and airplanes have been increased considerably in recent years. The estimation of exposures of astronauts and airline crews is an important area of investigation. They are exposed in space to various radiations like neutrons, protons, heavier charged particles, electrons and photons, which we scarcely encounter in the ground environment. Neutrons in the energy range from thermal to a few tens of MeVs are

produced through interactions of cosmic-ray particles with walls and other surrounding materials of space and air crafts. Although neutrons contribute a significant fraction of doses in space and air crafts, there exist only a few neutron measurements due to the difficulty in neutron detection by separating them from the mixed field radiation in space.

For neutron spectrometry, the multi-moderator spectrometer, the so-called Bonner sphere, has been widely used, because this detector is capable of measuring neutron energy spectrum in the energy range from thermal to a few tens of MeVs. Very recently, the Bonner sphere including a ^3He proportional counter was fabricated for use in space and incorporated a Mir shuttle mission for neutron spectrum measurement [1].

* Corresponding author. Tel.: + 81-22-217-7805; fax: + 81-22-217-7809.

E-mail address: nakamura@cyric.tohoku.ac.jp (T. Nakamura).

In order to measure neutrons in the mixed field, we developed a spherical multi-moderator spectrometer which mounted a pair of ^6Li and ^7Li glass scintillators. This spectrometer is aimed to discriminate neutrons from other particles, especially protons which are dominant components of space radiation, by subtracting the light outputs of ^7Li glass scintillator from those of ^6Li glass scintillator. Compared with the Bonner sphere mounted with a ^3He gas counter, we expect that this detector will have higher detection efficiency with smaller size. More sophisticated spherical moderator spectrometer with many pairs of ^6Li and ^7Li glass scintillators has been developed for space application [2]. This detector has a great advantage of needing only one moderator, but requires complicated circuit and data taking system compared with the conventional multi-moderator system.

Here in this study, we therefore have developed a conventional multi-moderator detector system and investigated the capability of neutron identification in neutron–photon and neutron–proton mixed fields and calculated the response functions of this detector to neutrons up to 200 MeV to get the neutron energy spectrum.

2. Detector

A pair of 2.54 cm diameter \times 2.54 cm long NE912 and NE913 glass scintillators are used. The NE912 is a glass scintillator in which 7.7 wt% of 95% ^6Li -enriched lithium is doped, and in the NE913 8.3 wt% of 99.99% ^7Li -enriched lithium is doped. Although ^7Li has a low sensitivity to neutrons, ^6Li has a high sensitivity to low-energy neutrons through the $^6\text{Li}(n,\alpha)$ reaction. The difference of light outputs of NE912 and NE913 is then considered to be only due to neutrons. Each of these two scintillators are coupled with a photo-multiplier of R1924 (Hamamatsu Photonics Co., Ltd.), mounted outside the moderator through an acrylic light-guide. The output pulses of NE912 and NE913 are counted by a multi-channel pulse height analyzer after amplification by the two preamplifiers (ORTEC 113) and linear amplifiers (ORTEC 572). The two output pulse heights are then normalized with the peak channel of the Compton

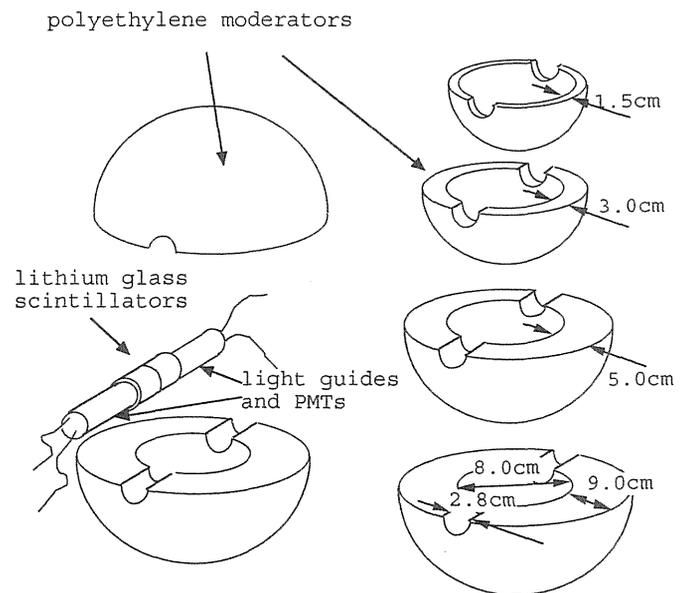


Fig. 1. Schematic view of the multi-moderator spectrometer with a pair of ^6Li and ^7Li glass scintillators.

edge of ^{60}Co photons. The spherical moderators are made of polyethylene (density of 0.928 g/cm^3) and their thicknesses are 1.5, 3.0, 5.0 and 9.0 cm. A schematic view of the spectrometer is shown in Fig. 1.

3. Response functions

The response functions to neutrons were calculated using the MCNPX Monte-Carlo code [3] and ENDF/B-VI neutron cross section data library [4]. The calculations were done with mono-energetic parallel neutron beam of one hundred different energies from 10^{-9} to 200 MeV for each moderator thickness. The parallel neutron beam is injected onto the whole moderator surface in the direction normal to the ^6Li and ^7Li scintillator axis as shown in Fig. 2. Fig. 3 shows the calculated response functions for 0, 1.5, 3.0, 5.0 and 9.0 cm polyethylene thicknesses.

The response functions were also measured using 0.25, 0.55, 1.0, 5.0, 15.0 and 22.0 MeV neutrons in the mono-energetic neutron fields at the Fast Neutron Laboratory (FNL) and the Cyclotron and Radioisotope Center (CYRIC) of Tohoku University, Japan [5,6]. The agreement between experimental and calculated values was rather good,

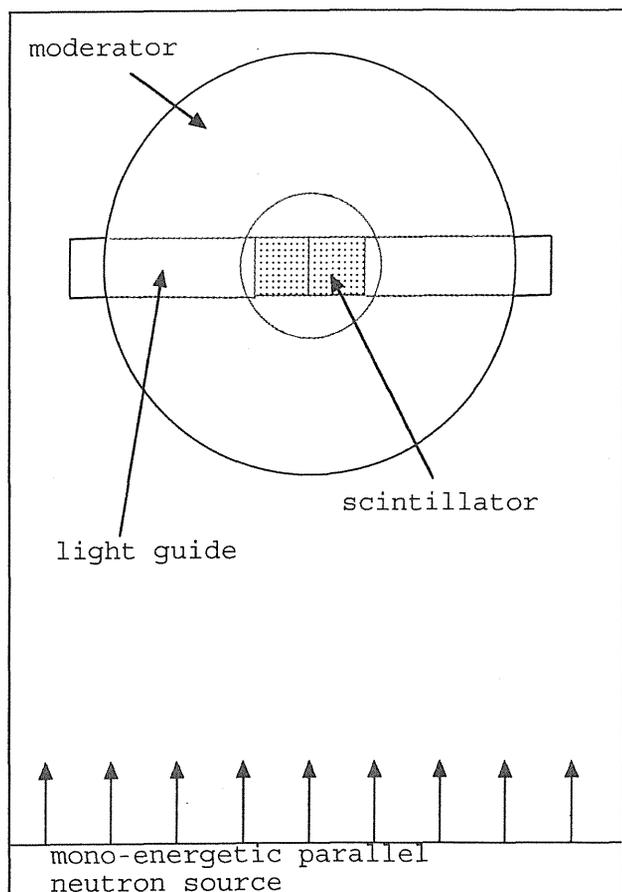


Fig. 2. Schematic view of calculational geometry.

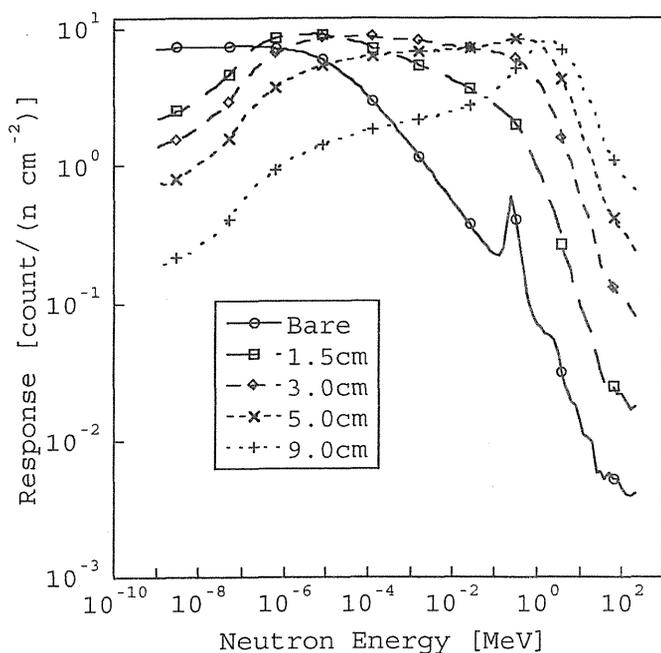


Fig. 3. Response functions of five moderator thicknesses from thermal up to 200 MeV, calculated by the MCNPX code.

roughly within 50%, except for thin moderator of 1.5 cm thickness. These experiments were also done to get the angular dependence of the neutron sensitivity by injecting neutrons onto the moderator along the scintillator axis, which corresponds to 90° difference of the normal to the scintillator axis. These two results gave about 10–30% difference in the neutron counts, which means that this detector has nearly isotropic neutron sensitivity.

4. Particle discrimination

4.1. Neutron-photon mixed field

Because of the gamma-ray sensitivities of the lithium scintillators, the detector performance to discriminate neutron events from gamma-ray events was first tested by using point radioisotope sources of ²⁵²Cf (3.7 × 10⁶ MBq) and ⁶⁰Co (3.7 × 10⁸ MBq). These measurements were done with a pair of lithium glass scintillators without a moderator. The experiment was done by changing the distance between the detector and the ²⁵²Cf source, keeping the ⁶⁰Co source at the same position. Neutron and gamma-ray dose rates were monitored by a neutron rem counter and a NaI(Tl) scintillation survey meter, respectively. It was confirmed from this experiment that the neutron events were buried in gamma-ray events when the gamma-ray flux was ten times higher than the neutron flux under the rough approximation of neutron quality factor of 10, and when the ratio of neutron flux to gamma-ray flux was higher than 0.3, the neutron events could be clearly separated from the gamma-ray events.

4.2. Neutron-proton mixed field

The performance of the detector with moderator in discriminating neutrons from charged particles was then investigated in a neutron and proton mixed field which was realized by bombarding 135 MeV proton beam with 10 mm-thick lithium target at the ring cyclotron in the Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN), Japan. Fig. 4 shows the experimental geometry at the E-4 experimental room of RIKEN. By using a beam swinger system, 135 MeV proton beams were rotated by 30° to hit

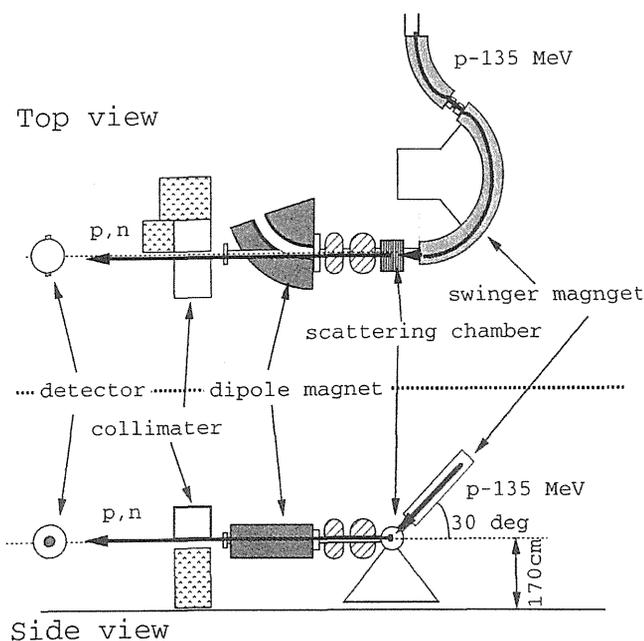


Fig. 4. Experimental geometry in the neutron-proton mixed field at the Ring cyclotron of RIKEN.

the target. The protons and neutrons produced in the direction of 30° from the target were extracted through the iron collimator of 120 cm thickness. In this geometry, the neutron and proton fluxes are almost equal. Fig. 5 shows an example of pulse height distribution measured with the NE912 and NE913 with 5.0 cm thick polyethylene moderator. The upper graph is with low amplifier gain and the lower graph is with high gain. In the upper graph, both spectra for NE912 and NE913 give a peak of 96 MeV protons elastically scattered at 30° to the incident 135 MeV protons and the peak counts for NE912 and NE913 are almost equal together. On the other hand, in the lower graph a distinct peak corresponding to thermal neutrons produced by the ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ reaction is clearly seen only in NE912. From this figure it is clearly found that the subtraction of two pulse heights from the NE912 and NE913 detectors makes it possible to discriminate the neutron events and proton events.

5. Neutron spectrum measurement in the neutron-proton mixed field

The neutron spectrum measurement was performed in the proton and neutron mixed field using

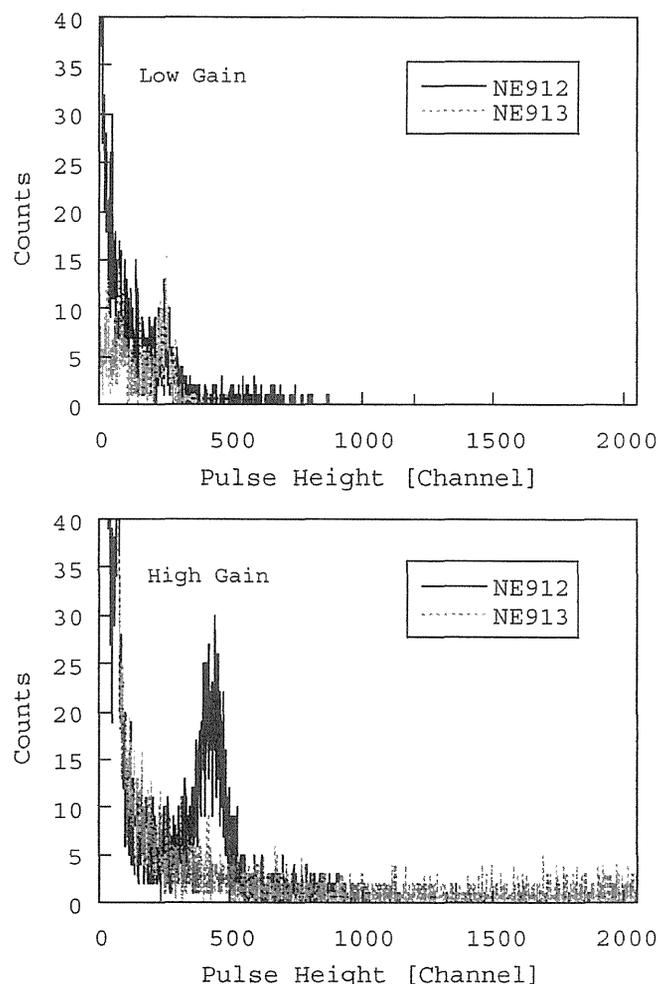


Fig. 5. Measured pulse height distributions from NE912 and NE913 at the RIKEN experiment; the upper graph is for low amplifier gain and the lower graph is for high gain.

the AVF cyclotron of the National Institute of Radiological Sciences (NIRS), Japan. The protons which were accelerated up to 70 MeV irradiated a 2 mm-thick beryllium target. The experimental geometry is shown in Fig. 6. Protons that passed through the Be target were stopped at a beam dump of 21 mm thick aluminium placed 2.3 m behind the target. This beam dump is set in a stainless-steel duct and is insulated so as to be used as a beam monitor. The height of the beam line is 1.3 m from the floor. The detector was set at 45° with respect to the beam direction and 2.8 m downstream from the target. In order to shield a large amount of low-energy neutrons produced by the beam dump and streamed down to detector position, polyethylene blocks of 52 cm length \times 73 cm

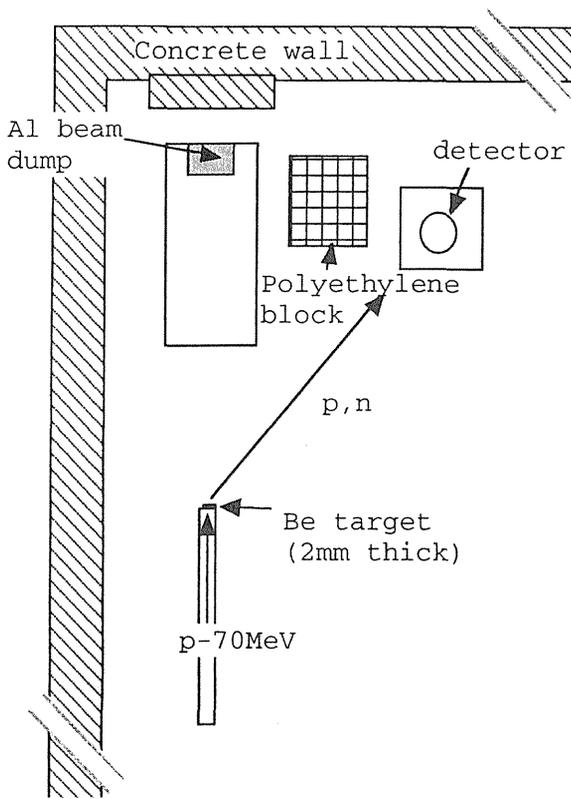


Fig. 6. Experimental geometry in the neutron-proton mixed field at the AVF cyclotron of NIRS.

width and 61.5 cm height were placed between the detector and the beam dump. As the experimental room is small and the detector is only 1.3 m away from the wall, many scattered neutrons were measured. The average beam current onto the target was adjusted to be about 100 pA.

Fig. 7 shows the pulse height distributions of the NE912 and NE913 detectors without polyethylene moderator, as an example. In the graph, the proton peaks at the high-energy end are also due to the 58 MeV protons elastically scattered at 45° from the 70 MeV incident protons, and a thermal neutron peak only in NE912 is clearly identified from the proton background spectra. The counts measured by using five different moderators were unfolded with the SAND-II code by using the response functions in Fig. 3 to get the neutron spectrum in this field [7]. In this unfolding, the $1/E$ spectrum was used as an initial guess spectrum. The unfolded spectrum is shown in Fig. 8 with the spectrum calculated by the MCNPX code for comparison.

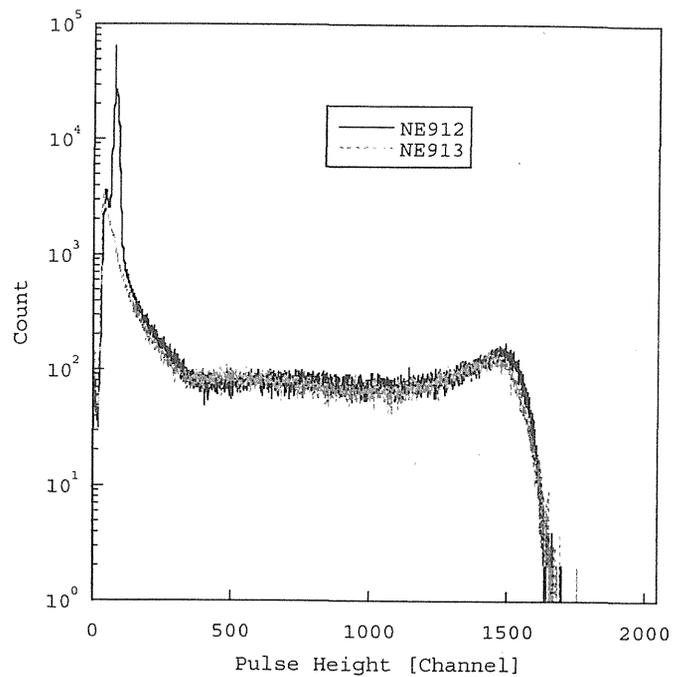


Fig. 7. Measured pulse height distributions from NE912 and NE913 at the NIRS experiment.

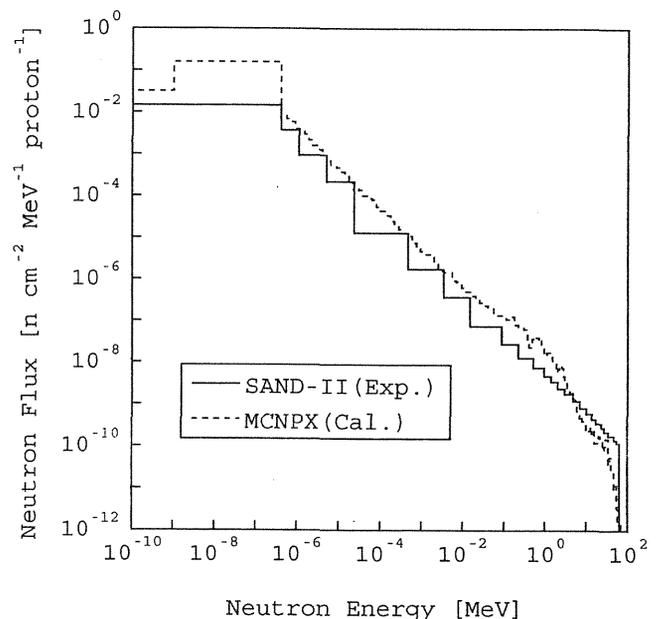


Fig. 8. Comparison of the unfolded neutron spectrum with the SAND-II code and the spectrum calculated with the MCNPX code.

The spectrum measured with the detector gives, in general, a good agreement with the calculation both in spectral shape and in absolute values.

6. Conclusion

A new type multi-moderator neutron spectrometer using a pair of ^6Li and ^7Li glass scintillators have been developed. Neutron discrimination performance of this detector from gamma-rays and protons was investigated and it was verified that this spectrometer can be used to measure the neutron spectrum in a mixed field of neutrons and protons.

Acknowledgements

We wish to thank Dr. Y. Uwamino of RIKEN and Dr. T. Yamada of NIRS for their assistance during the experiments. We also thank the cyclotron staff for their cyclotron operation. This work has been done as a frontier research project for space utilization.

References

- [1] H. Matsumoto, T. Goka, S. Iwai, T. Uehara, O. Sato, S. Takagi, Real-time measurement of the low-energy-range neutron spectra inside the space shuttle STS-89(S/MM-8), *Radiat. Measurements*, (2001), in press.
- [2] S. Yamaguchi, A. Uritani, H. Sakai, C. Mori, T. Iguchi, H. Toyokawa, K. Kudo, *Nucl. Instr. and Meth. A* 422 (1990) 600.
- [3] L.S. Waters (Ed.), *MCNPX User's Manual*, ver 2.1.5, LA-UR 99-6058, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico, 1999.
- [4] P.F. Rose, ENDF-201, ENDF/B-VI Summary Documentation, BNL-NCS-17541 4th Edition, 1991.
- [5] M. Baba et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 376 (1996) 115.
- [6] M. Takada et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 372 (1996) 253.
- [7] W.N. McElroy et al., A computer-automated iterative method for neutron flux spectra determination by foil activation, AFWL-TR-67-41, Air Force Weapons Laboratory, 1967.

Development of a Phoswich Detector to Detect Neutrons and Charged Particles for Space Application

M. Takada¹, S. Taniguchi², T. Nakamura² and K. Fujitaka¹

¹National Institute of Radiological Sciences, 4-9-1, Anagawa, Inage-ku, Chiba 263 Japan

²Cyclotron and Radioisotope Center, Tohoku University, Aoba Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980 Japan

Abstract

We have developed a new phoswich detector consisting of an NE213 liquid scintillator surrounded by an NE115 plastic scintillator to measure high energy neutron spectra accurately in a charged-particle mixed field. Differences in the decay time constants of light outputs from the two scintillators make it possible to separate charged-particle-induced and neutron-induced pulses. Experiments were carried out at the RIKEN and at the NIRS cyclotrons. This detector was found to be able to discriminate neutron and gamma-ray events from external-proton events. This detector will be useful to measure high energy neutron in space.

I. INTRODUCTION

Manned-space missions are exposed to corpuscular radiation which is different from what we encounter on the ground. In the space environment, many secondaries are produced through interactions of cosmic ray primaries with spacecraft walls and other materials. We need to measure the radiation environment in and out of a spacecraft for any planned manned space mission. With increasing long-term missions, it becomes important to know the features of cosmic-ray exposure. Among the radiation components in space, the contribution of neutrons to the radiation exposure of astronauts must be studied due to its poor information. It is also necessary to measure the dose of neutrons to study damage to electronic equipments and biological materials.

Though there are measurements of albedo neutrons from balloons and unmanned satellites [1],[2], and of the neutron flux in the MIR[3], a systematic series of measurements of the neutron energy spectra and dose distribution in space has not been conducted. Efforts to measure neutron dose equivalent have been made using passive detector systems [4],[5],[6]. Considering uncertainties involved in current measurements and estimations of high energy neutrons, and their increasing importance for future manned missions, it is necessary to measure neutron spectra in the spacecraft under realistic conditions. We cannot estimate the neutron exposure to astronauts in manned satellites without such measurements.

Neutron spectra have rarely been measured on board a spacecraft, because the neutron measurement requires to discriminate between neutron events due to charged particles caused from neutron reactions and external charged-particle events. In this viewpoint, we have developed a new real-time neutron detector that can be used to measure the spectrum between a few to tens of MeV. This detector can discriminate between neutrons and charged particles using the differences in

the light-decay time constants. It is also smaller and lighter, and has smaller directional dependence to secondary particles than conventional detectors.

II. PHOSWICH DETECTORS

The neutron detector in space must pass the following characteristics:

- a capability to discriminate neutron events from charged-particle and gamma-ray events;
- a capability to measure neutron spectra in intense charged-particle environments, such as the South Atlantic Anomaly (SAA);
- a capability to follow real-time variations of the neutron spectrum when the spacecraft crosses the SAA or polar regions, or during a solar flare;
- a small dependence on neutron-incident angle;
- a simple, small and light package for use in space;
- a large detection efficiency and good resolving power in the range from a few to tens of MeV.

We have developed new neutron detectors and conducted experiments to measure neutrons in a charged-particle field. First we designed and tested a phoswich detector consisting of an NE213 liquid organic scintillator and a $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ inorganic crystal scintillator [7]. This detector can discriminate neutron events from charged-particle events, but has a long light-decay time constant from the $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ scintillator, and is therefore not suitable for neutron measurements on a spacecraft. Therefore, we developed two other detectors. One is a phoswich detector consisting of an NE213 liquid organic scintillator and an NE115 slow plastic scintillator. The other is a phoswich detector combining with NE213 and an NE913 lithium glass scintillator (^6Li depleted, 99.99% ^7Li). They will be simply referred to below as the NE115 phoswich detector and the NE913 phoswich detector, respectively.

In the NE115 phoswich detector, the two scintillators are optically coupled to a single photomultiplier tube (Hamamatsu H1949). A cross-sectional view is shown in Fig.1. Surrounding the liquid scintillator is a thin slow plastic scintillator (NE115, 5mm thickness) with a low sensitivity to neutral particles. The inner detector is a liquid organic scintillator (NE213, 58.5mm diam. \times 58mm length which corresponds to the range of 70MeV proton) that has much greater sensitivity to neutrons. The NE213 is contained in the glass cell because both scintillators are chemically unstable. Charged particles are detected by both scintillators. The light in the NE115 from charged particles has a long characteristic time constant of about 225ns, whereas the light in the NE213

by recoil protons from energetic neutrons has a time constant of about 30ns and that by Compton electrons from gamma rays is about 3.7ns. These differences in the light-decay time constant make it possible to separate pulses of the three different particle species. Fig.2 schematically shows the signals that are produced by interactions of a gamma ray, neutron and proton in this detector.

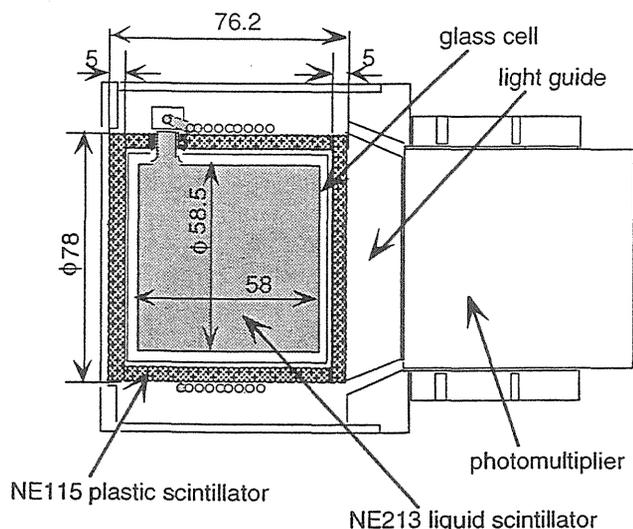


Figure 1: Diagram of the phoswich detector.

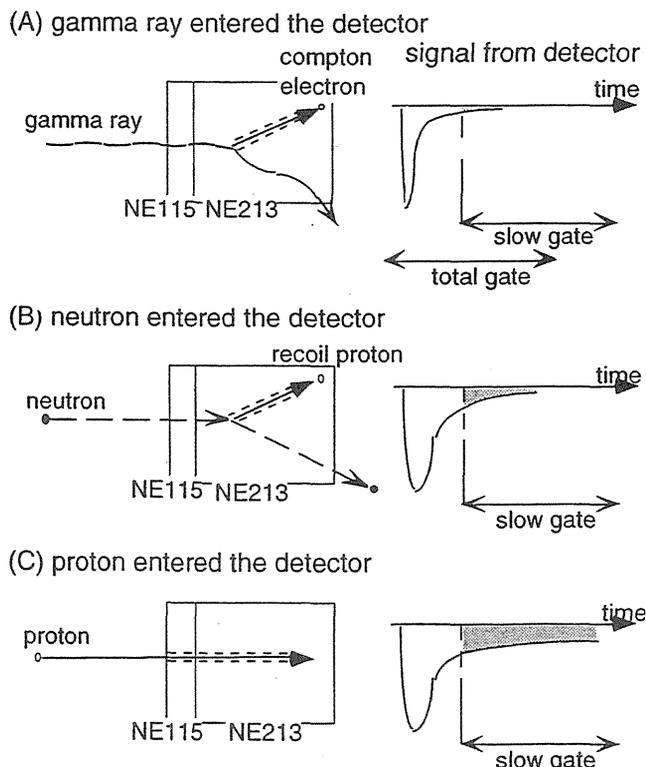


Figure 2: Schematic models of signals produced by this phoswich detector. (A), (B) and (C) are the cases where a gamma ray, neutron and proton entered the detector, respectively.

In the NE913 phoswich detector, the NE213 is contained in an Al cylinder where both end faces are glass windows: one

face is mounted on a single photomultiplier tube (Hamamatsu H1949) and the other face is attached to the NE913, though the glass cell is unnecessary because the NE913 glass scintillator is chemically stable in contact with the liquid scintillator. This detector system was used for test experiments. The NE913 has a shorter time constant of about 60ns and has a lower efficiency for neutrons than that of NE115. The basic operational principle is the same as in the NE115 phoswich detector.

Protons, neutrons and gamma rays are detected separately by the use of a pulse-shape discrimination technique based on standard CAMAC charge integration ADCs. The charge integration of the signal is carried out during the time period specified by a gate pulse (total-gate, slow-gate) as shown in Fig.2. The total and slow components can be obtained by a total gate pulse adjusted at the peak of the signal and by a wider delayed slow gate set at the long tail of the signal, respectively. Table 1 compares the properties of various scintillators used for these phoswich detectors (NE213, NE115, NE913, $\text{CaF}_2(\text{Eu})$). The light outputs of both NE115 and NE913 scintillators are smaller and their decay times are longer than those of the NE213 scintillator.

Table 1.

Comparison of the decay time constant, light output and density of the scintillators used for these phoswich detectors.

scintillator	decay time constant	light output (anthracene=100)	density (g/cm^3)
NE213	(γ) 3.2nsec (n) 30nsec	78	0.874
NE115	225nsec	35	1.032
NE913	55nsec	25	2.4
$\text{CaF}_2(\text{Eu})$	900nsec	115	3.18

III. EXPERIMENTS

Experiments were carried out at two cyclotron facilities: the ring cyclotron facility at Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN), Wako, Japan and the AVF cyclotron facility at National Institute of Radiological Sciences (NIRS), Chiba, Japan. We produced mixed fields of neutrons and protons by bombarding 135MeV protons on a 10mm thick Li target at RIKEN and by bombarding 70MeV protons on a 2mm thick Be target at NIRS. The detector was placed at 5-10m downstream from the target at 30° - 45° to the proton beam axis as shown in Fig.3. The average beam current onto the target was adjusted to be a few nano ampere at RIKEN and a few tenths of a nano ampere at NIRS. A thin plastic scintillation detector (NE102A) was positioned in front of the phoswich detector. This thin detector was used to discriminate between neutrons and protons for confirming the particle identification ability of the phoswich detector.

Protons elastically scattered by the Li target and neutrons

produced by the $\text{Li}(p,n)$ reaction were detected with the phoswich detector. The proton energy is about 58MeV at NIRS, and the range of such a proton is shorter than the length of NE213 scintillator. At RIKEN the proton energy is about 96MeV where the range is longer than the length of NE213 scintillator. The monoenergetic peak neutron energy is about 63MeV at NIRS, and is about 122MeV at RIKEN. The protons enter the NE213 scintillator through either the NE115 or the NE913.

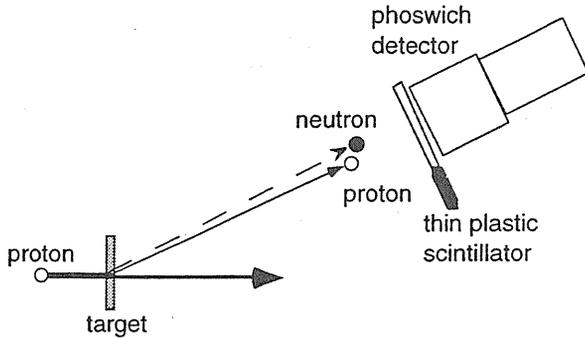


Figure 3: Schematic view of the experimental set up in a proton-mixed field, at NIRS and RIKEN.

IV. RESULTS

A. Experiments at the NIRS

A two-dimensional spectrum of the light outputs of the slow component versus the total component measured with the NE115 phoswich detector at the NIRS is presented in Fig.4. In this figure, there are seven distinct groups, labelled "A" through "G." The component "A" is the electrons scattered by gamma rays. The four components "B" through "E" having small fractions of slow components are due to neutrons, where the components "B" and "C" correspond to knock-on protons produced by interactions of neutrons with hydrogen in the liquid scintillator. The component "D" represents deuterons attributed to the $^{12}\text{C}(n,d)$ reaction, and the component "E" represents alpha particles produced in the $^{12}\text{C}(n,\alpha)$ and $^{12}\text{C}(n,n'3\alpha)$ reactions. Some of component "B" is due to protons that lost some energy in the NE213 and then escaped from the NE213. This fraction depends strongly on the neutron energy and the size of detector, which is consistent with the interpretation given in [8]. The component "C" corresponds to protons that deposited all of their energy in the NE213. The components "F" and "G" doubtless contain external protons reaching the NE213 through the NE115 scintillator and the glass cell. The events where the external protons stopped in the NE115 are not seen in this figure because of the detection logic. This phoswich detector was found to be able to clearly discriminate neutron and gamma-ray events from external proton events at about 60MeV.

All events in the two-dimensional plot of Fig.4 were projected onto the total component axis to obtain individual spectra of gamma-ray, neutron and proton events, as shown in Fig.5. We can see in these spectra that the discrimination between gamma rays, neutrons and protons is excellent, and

that the proton peaks are clearly identifiable. By experiments with a thin plastic scintillation detector, we could clearly discriminate between neutral-charge events and charged-particle events clearly. Fig.6 shows a cross sectional view of the two-dimensional spectra of Fig.4 at the channel 600 on the total component axis seen along the slow component axis. Thin and thick lines in this figure correspond to events due to neutrons, and to protons identified with the thin plastic detector. The symbols are the same as in Fig.4.

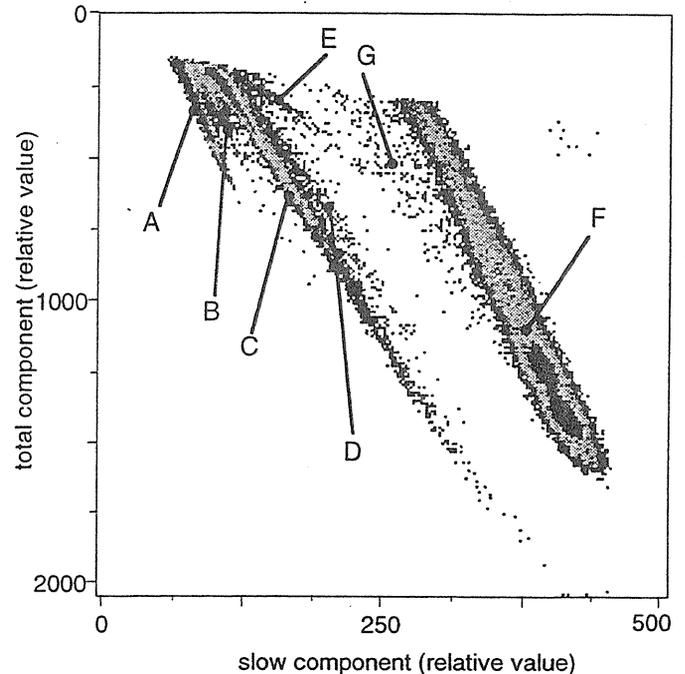


Figure 4: A two-dimensional spectrum of the slow component versus the total component measured with the NE115 phoswich detector at the NIRS. The component "A" shows gamma-ray events, the components "B" through "E" show neutron events and the components "F" and "G" show proton events.

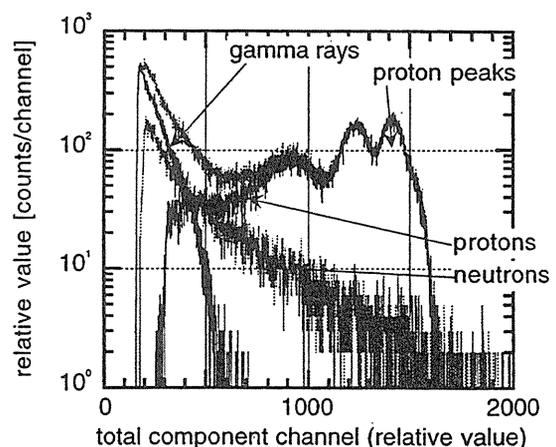


Figure 5: The light output spectra projected on the total component axis obtained by discriminating between gamma-ray, neutron and proton events in Fig.4.

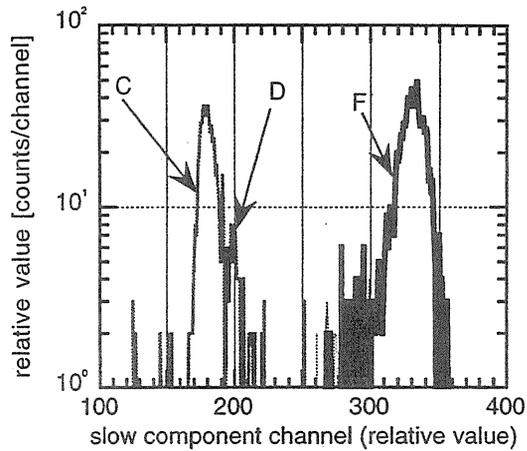


Figure 6: The particle discrimination spectra for events from Fig.4. The thin and thick lines correspond to the events due to neutrons, and protons obtained with the thin plastic detector, respectively.

B. Experiments at the RIKEN

A Two-dimensional plot of the slow versus the total components measured with the NE115 phoswich detector at the RIKEN is shown in Fig.7. Symbols in Fig.7 mean the same as those in Fig.4. The component "H" shows a case where the external protons passed through the NE115 and NE213 scintillators and stopped in the glass cell. The component "I" was caused by lowering the discrimination level.

The spectra of gamma-ray, neutron and proton events of Fig.7, projected on its total component axis, is shown in Fig.8. The proton peaks are clearly identifiable, but the discrimination of the incident particles at high energy is poor due to the component "H." The same is true at about the channel 350 due to component "I." The cross sectional view of the two-dimensional spectra at the channel 520 on the total component axis in Fig.7 projected along the slow component axis is shown in Fig.9. The symbols are again the same. This phoswich detector can discriminate neutron events from external-proton events in general, but it cannot at higher total component channels because of overlapping of deuteron events due to neutrons "D" and external-proton events "G" that are scattered in the NE213 scintillator. One reason for the poor discrimination is the glass cell between the liquid scintillator and the plastic scintillator. Another is that the detector size is small for measuring particles having on the order of 100MeV.

The NE913 phoswich detector was next tested for discrimination between neutron and proton events in the same manner as the NE115 phoswich detector. A two-dimensional plot of the slow versus the total components measured with the NE913 phoswich detector is shown in Fig.10. All labels are as previously stated. The discrimination between neutron and proton events is satisfactory for the most part, but the discrimination of deuterons and alphas produced by neutrons

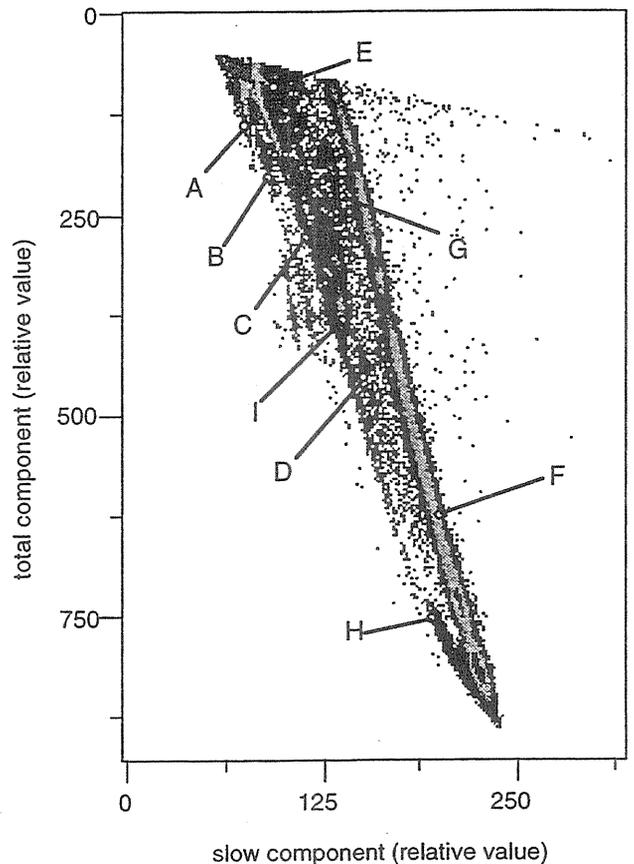


Figure 7: A two-dimensional spectrum of the slow versus the total components measured with the NE115 phoswich detector at the RIKEN. The component "H" shows a case where external protons passed through the NE213 and NE115, and the component "I" was caused by lowering discrimination level. Others are the same as in Fig.4.

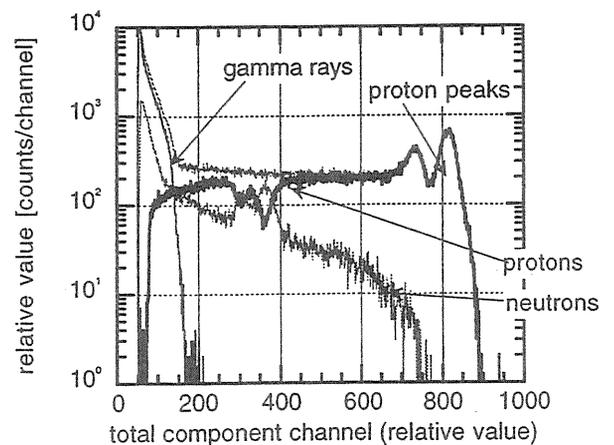


Figure 8: The light output spectra projected on the total component axis obtained by discriminating between the gamma-ray, neutron and proton events of Fig.7.

from external protons scattered in the scintillator is imperfect in this 2-D plot. The projected total component spectra of each type of particles with this detector is shown in Fig.11.

The discrimination between gamma rays, neutrons and protons is almost satisfactory. The proton peaks are clearly identifiable.

The cross sectional view of the two-dimensional spectra at the channel 600 on the total component axis projected along the slow component axis is shown in Fig.12. The symbols are the same as before. Though deuteron events due to neutrons and external-proton events where protons are scattered in the scintillator overlap, this problem will be solved in the new detector that has no glass cell.

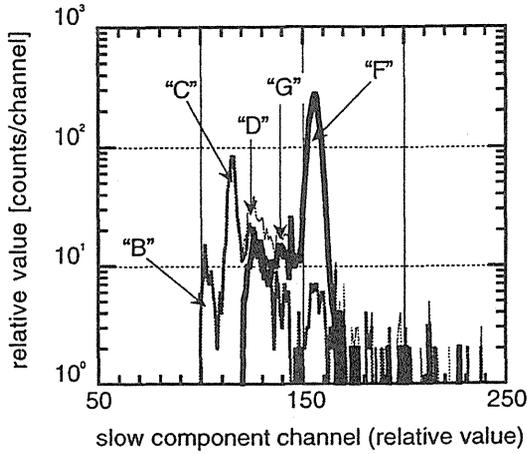


Figure 9: The particle discrimination spectra for events from Fig.7. The thin and thick lines correspond to the events due to neutrons, and protons with the thin plastic detector, respectively.

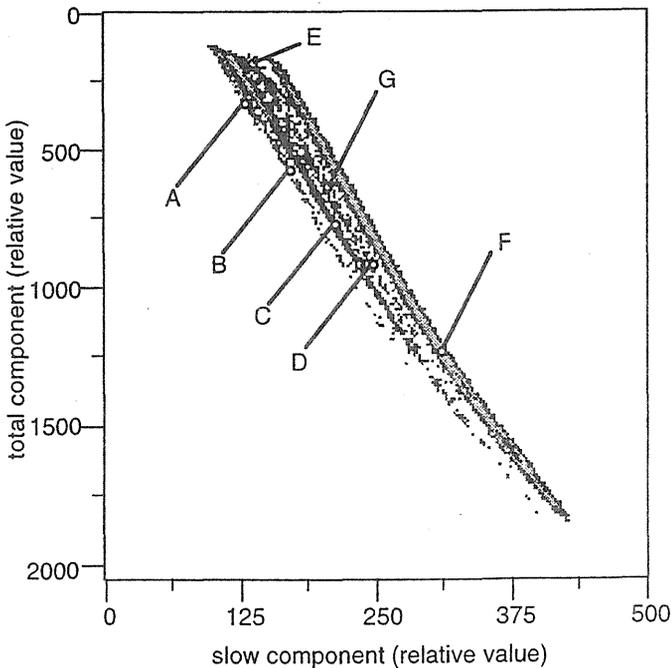


Figure 10: A two-dimensional spectrum of the slow versus the total components measured with the NE913 phoswich detector at the RIKEN. All symbols are the same as in Fig.4.

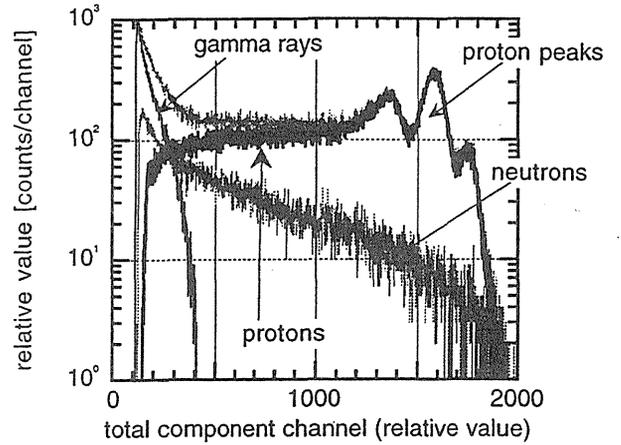


Figure 11: The light output spectra projected on the total component axis obtained by discriminating between the gamma-ray, neutron and proton events of Fig.10.

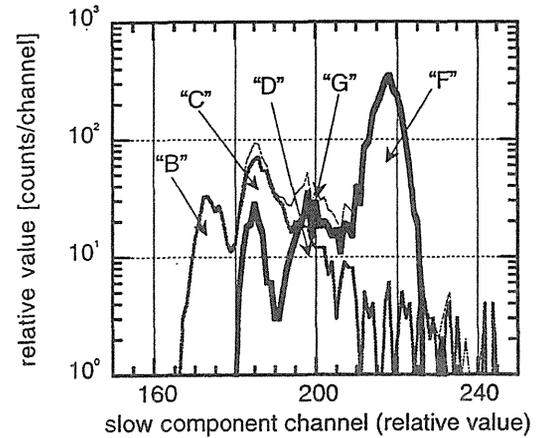


Figure 12: The particle discrimination spectra for events from Fig.10. The thin and thick lines correspond to the events due to neutrons, and protons with the thin plastic scintillator, respectively.

V. CONCLUSIONS

An NE115 phoswich detector and an NE913 phoswich detector were made, and their performance in discriminating neutron and gamma-ray events from external-proton events was tested in the proton and neutron mixed field. It was found that the NE115 phoswich detector was able to discriminate events of these particles clearly at energies below 60MeV where the proton range is shorter than the length of NE213 scintillator. For particles in the energy region of about 100MeV where the range is longer than the length of NE213 scintillator, the particle discrimination is poor because the deuteron events due to neutron reactions and the external proton events overlap. One of reasons for poor discrimination is the glass cell

between the liquid scintillator and the plastic scintillator. Another reason is that the detector is too small for measuring particles at 100MeV.

The performance was almost satisfactory for discriminating neutron and gamma-ray events from charged-particle events with the NE913 phoswich detector, but it was imperfect for the deuterons. But this situation may improve if the scintillator is made without the glass cell.

We plan to make a new detector that is capable of measuring neutron spectra up to 100MeV in the presence of charged particles. We are also planning to measure neutron spectra on board an aircraft to verify the detector performance.

This neutron detector is suitable for use in restricted spaces, such as in a space station, because it is smaller and lighter and has less directional dependence than others. We can then estimate the exposure of neutrons and gamma rays to astronauts for long-term manned space missions, moon and mars missions.

VI. ACKNOWLEDGEMENTS

We wish to thank Dr. Y.Uwamino of RIKEN and Mr. N.Nakao of the High Energy Accelerator Research Organization and Dr. T.Yamada of NIRS for their assistance

during the experiments. We also thank the cyclotron staffs for their cyclotron operation.

VII. REFERENCES

- [1] J.A.Lockwood, C.Chen, L.A.Friling and R.N.St.Onge, *J.Geophys. Res.* Vol.81, No.34, pp177-182, 1976.
- [2] D.J.Morris et al. *J.Geophys. Res.* Vol.100, No. A7, pp.12,243-12,249, 1995.
- [3] A.P.Lobakov, V.I.Lyagushin, M.Panasyuk, V.M.Petrov and P.I.Shavrin, *Nucl. Tracks. Radiat. Meas.* Vol.20, No.1, pp.55-58, 1992.
- [4] J.E.Keith, G.D.Bradhwar and D.J.Lindstrom, *Nucl. Tracks. Radiat. Meas.* Vol.20, No.1, pp.55-58, 1992.
- [5] G.D.Badhwar et al., *Radiat. Meas.* Vol.24, pp.283-289, 1995.
- [6] G.D.Badhwar et al., *Radiat. Meas.* Vol.26, pp.17-34, 1996.
- [7] M.Takada, T.Shibata, Y.Uwamino and T.Nakamura, *Nucl. Instr. and Meth.* Vol. A379, pp.293-306, 1996.
- [8] R.St. Onge, A.Galonsky, R.K.Jolly and T.M.Amos, *Nucl. Instr. and Meth.* Vol.126, pp.391-395, 1975.

CHARACTERISTIC OF A PHOSWICH DETECTOR TO MEASURE NEUTRON SPECTRUM IN A MIXED FIELD OF NEUTRONS AND CHARGED PARTICLES

*M. Takada**, *S. Taniguchi**, *T. Nakamura***, *N. Nakao[§]*, *Y. Uwamino⁺⁺*, *T. Shibata[§]* and *K. Fujitaka**

* *National Institute of Radiological Sciences, Chiba 263-8555, Japan*

+ *Japan Synchrotron Radiation Research Institute, Hyogo 679-5198, Japan*

** *Quantum Science and Energy Engineering, Tohoku University, Sendai 980-8579, Japan*

§ *High Energy Accelerator Research Organization, Tsukuba 305-0801, Japan*

++ *Institute of Physical and Chemical Research, Wako 351-0198, Japan*

Neutron spectra have scarcely been measured on board a spacecraft or an aircraft, because the neutron measurement requires a discrimination between neutron and charged-particle events. In this viewpoint, we have developed a new phoswich detector consisting of an NE213 liquid scintillator (133 mm diam. x 133 mm long) surrounded by an NE115 plastic scintillator (10 mm thickness). The light induced by charged particles in the NE115 scintillator has a long characteristic decay time constant of 225 nsec, whereas the light by recoil protons from neutrons in the NE213 has the time constant of 30 nsec. These differences in the light-decay time constant make it possible to separate pulses of the different particle species. This detector can measure the neutron spectrum up to about 130 MeV by discriminating between neutron and charged-particle events in a mixed field in space.

A mixed field of neutrons and charged particles were produced by bombarding 70 MeV protons on a 2 mm thick Be target at the NIRS (National Institute of Radiological Sciences) cyclotron facility and by bombarding 100 MeV/n carbon ions on stopping length carbon or aluminium target at the HIMAC (Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba) in the NIRS. The detector was placed at 3 ~ 5 m downstream from the target at 0 ~ 45 deg. to the beam axis. It was found that this phoswich detector was able to discriminate neutron and gamma-ray events from incident charged-particle events.

The response functions of the phoswich detector to neutrons were measured with neutrons from the Be+C target bombarded by 135 MeV protons from the RIKEN (Institute of Physical and Chemical Research) ring cyclotron. The measured response functions for neutrons were compared with Monte Carlo calculations, SCINFUL code. From these experimental and calculated response functions, the response matrices were completed for neutrons up to 130 MeV. By unfolding the experimental spectra with the FERDOU code, the gamma-ray and neutron spectra in a mixed field of neutrons and charged particles at two accelerators were obtained.

B17

75MeV 中性子に対する窒素, 酸素, アルミニウムの荷電粒子生成二重微分断面積の測定

Measurements of Double Differential (n,xZ) Cross Sections of Nitrogen, Oxygen, Aluminum for 75MeV Neutrons

東北大 ○廣石勉 馬場護 萩原雅之 三浦孝子 青木伯夫 川田直輝
 Hiroishi.T Baba.M Hagiwara.M Miura.T Aoki.T Kawata.N

KEK 佐波俊哉
 Sanami.T

原研 田中進 中島宏 明午伸一郎
 Tanaka.S Nakashima.H Meigo.S

原研高崎研 TIARA⁷Li(p,n)中性子源と, 広帯域スペクトロメータを用いて窒素, 酸素, Al の(n,xz)二重微分断面積の測定を行い, LA-150 データライブラリとの比較を行った。

キーワード N, O, Al, 75MeV 中性子, 荷電粒子生成二重微分断面積(DDX), 広帯域スペクトロメータ

1. 緒言 数 10MeV 中性子による荷電粒子生成二重微分断面積(以下;DDX)データは照射損傷や生体効果, 被曝線量等の評価に不可欠である。特に生体構成元素である軽核(C,H,N,O 等)については生体内での KERMA や線量評価の点からデータの整備が必要とされている。

我々はこれまで原研高崎研 TIARA の⁷Li(p,n)準単色中性子源と広帯域スペクトロメータを用いて 75, 55, 65MeV 中性子に対する鉄, ニッケル, 炭素, Al 等の荷電粒子生成 DDX の測定を行ってきた^[1,2]。今回, 75MeV 中性子に対する窒素, 酸素, Al の測定を行い, ライブラリとの比較検討を行った。

2. 測定 実験は原研高崎研の AVF サイクロトロン²の 75MeV 中性子源を用いて行った。測定手法は従来とほぼ同じである^[2]。スペクトルメータは, ガス比例計数管(GPC)-SSD-BaF₂ の 3 要素検出器 3 台(実験室系で 25°, 65°, 125°)から成る。測定は主に SSD-BaF₂ の組み合わせによる ΔE-E 手法で行い, また低エネルギー α 粒子に対しては GPC-SSD の組み合わせで測定を行った。サンプルには AlN[φ 48mm, 厚さ 1.2mm], Al₂O₃[φ 48mm, 厚さ 1.0mm], Al[φ 51mm, 厚さ 1.6mm]を用い, それらのスペクトルの差し引きにより, 窒素, 酸素の断面積を導出した。サンプル内におけるエネルギー損失の補正には, 水素同位体においては平均エネルギー損失補正法を用い, エネルギー損失の大きい α 粒子に対しては, ベイズ理論に基づく Unfolding 法を用いた^[2,3]。

3. 結果 図 1 に Al 及び O の DDX データの結果(Dot)を LA-150 ライブラリ(実線)とともに示す。LA-150 は全体的に実験値と比較的良好一致を見せるが高エネルギー部, 特に Deuteron の場合, 核種によらず過大な評価を与える結果となった。この傾向は Fe, Ni の場合にもみられ, LA-150 に共通の傾向のようにみえる。

参考文献

- [1] Y.Nauchi *et al.*, J.Nucl.Sci.Technol.,36(2)143(1999)
- [2] 廣石 他, 日本原子力学会 2000 年春の大会 P18
- [3] Y.Nauchi *et al.*, JAERI-Conf 99-002 p.274 (1999)

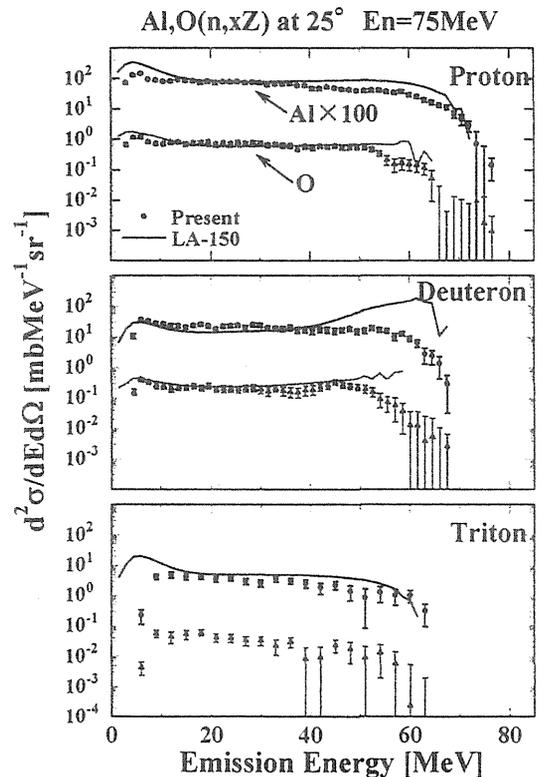


図 1. Al, O の荷電粒子生成二重微分断面積データ

C28

高エネルギー陽子線のマイクロシメトリー

High Energy Proton Microdosimetric Distributions

放医研 ○ 高田真志、 山口 寛、 内堀幸夫、 北村 尚、 藤高和信

Takada Masashi Yamaguchi Hiroshi Uchihori Yukio Kitamura Hisashi Fujitaka Kazunobu

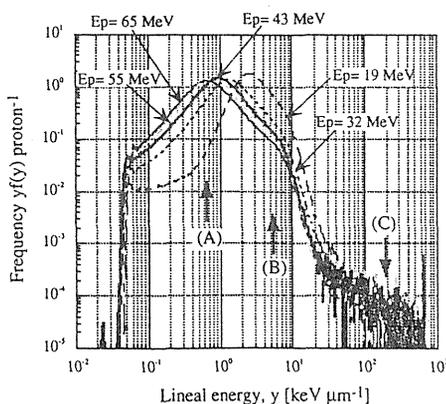
要約：高エネルギー陽子の微小領域へのエネルギー付与を低圧ガス比例計数管で測定した。測定したエネルギー付与分布について、モンテカルロコードと半経験的な式で分析を行い、分布の平均値、実効線質係数を得た。

キーワード：低圧ガス比例計数管、陽子、マイクロシメトリー、線エネルギー、モンテカルロコード

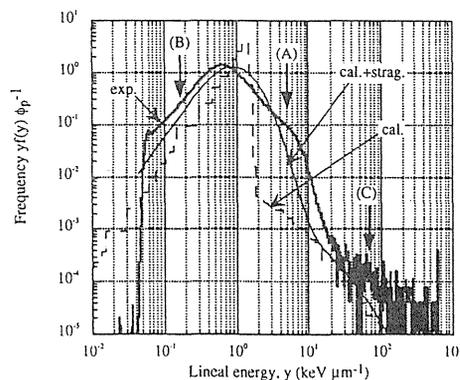
低圧ガス比例計数管は、直接、線エネルギー(LETの近似値)を測定できるため、宇宙、航空機飛翔体内、加速器周辺などの被曝線量を測定する機器として使用されている。宇宙と航空機飛翔体内は半分を陽子、残りを中性子が占める特殊な放射線環境である。また、中性子の吸収線量測定は、主に反跳された陽子を測定して行われる。そのため、陽子に対する低圧ガス比例計数管の応答特性を評価することは、陽子、中性子に対する被曝線量測定の精度の向上、生物学の影響評価、計算コードによる評価において重要である。本研究では、数10 MeVの陽子の微小領域へのエネルギー付与を低圧ガス比例計数管で測定し、2種類の計算手法で分布の評価を行った。

放射線医学総合研究所のサイクロトロン施設で陽子照射の実験を行った。19, 32, 43, 55, 65 MeVの陽子を微小なガス領域に照射し、計数管の前後に薄いシンチレーターを置き、微小領域に入射した陽子、または通過した陽子が1 μm (細胞サイズ)に付与したエネルギー量を測定した。得られた頻度分布を図-(a)に示した。この分布は、荷電粒子が単純に球形領域にエネルギーを付与した場合の分布(Continuous Slowing Down Approximation)とは大きく異なっており、大きく分けて3つの領域から構成されている。陽子が直接、エネルギーを付与した事象(A)、陽子により発生した δ 線による事象(B)、陽子が壁材、ガス中で散乱などの核反応を起こした事象(C)である。

この分布をモンテカルロコード(MCNPX version 2.1.5 β version)にエネルギーストラリングを考慮した手法と、半経験的な式を用いてフィッティングした手法で分析した。65 MeV陽子のマイクロシメトリー分布をモンテカルロ法で解析した結果を図-(b)に示した。実験と計算のピークは形状は似ているが、ピーク位置が異なり、計算では δ 線と思われる肩の部分再現出来ていないが、核反応と思われる位置は再現できている。これは、モンテカルロコードに荷電粒子による2次電子(δ 線)の寄与が含まれていないためである。半経験的な式では、 δ 線と直接線を再現できたが、核反応領域の再現はできなかった。頻度平均、線量平均、実効線質係数を導出し、実験値と計算値との比較を行った。



(a) Measured proton frequency distribution



(b) Compared with calculated distribution for proton 65 MeV

関 連 資 料

3. 宇宙放射線の荷電粒子成分検出器の開発

CALIBRATION RESULTS OBTAINED WITH LIULIN-4 TYPE DOSIMETERS

Ts. Dachev¹, B. Tomov¹, Yu. Matviichuk¹, Pl. Dimitrov¹, J. Lemaire², Gh. Gregoire³, M. Cyamukungu³
H. Schmitz³, K. Fujitaka⁴, Y. Uchihori⁴, H. Kitamura⁴, G. Reitz⁵, R. Beaujean⁶, V. Petrov⁷
V. Shurshakov⁷, V. Benghin⁷, F. Spurny⁸

¹Solar-Terr. Influences Laboratory-BAS, Sofia Bulgaria, tdachev@bas.bg

²Institut d'Aeronomie spatiale de Belgique, Bruxelles, jl@oma.be

³Institut de Physique, Universite Catholique de Louvain, Belgique, gregoire@fynu.ucl.ac.be

⁴National Institute of Radiological Sciences-STA, Chiba, Japan, fujitaka@nirs.go.jp

⁵DLR, Institute fuer Luft-und Raumfahrtmedizin, Cologne, Germany, guenther.reitz@dlr.de

⁶Institute fuer Kernphysik des Universitaet Kiel, Germany, r.beaujean@email.uni-kiel.de

⁷Institute of Biomedical Problems, Moscow, Russia, petrov@mmcc.ibmp.rssi.ru

⁸Nuclear Physics Institute, Czech AS, Praha, Czech republic, spurny@ujf.cas.cz

ABSTRACT

The Mobile Radiation Exposure Control System's (Liulin-4 type) main purpose is to monitor simultaneously the doses and fluxes at 4 independent places. It can also be used for personnel dosimetry. The system consists of 4 battery-operated 256-channel dosimeters-spectrometers. We describe results obtained during the calibrations of the spectrometers at the Cyclotron facilities of the University of Louvain, Belgium and of the National Institute of Radiological Sciences-STA, Chiba, Japan with protons of energies up to 70 MeV. The angular sensitivities of the devices are studied and compared with Monte-Carlo predictions. We also present the results obtained at the HIMAC accelerator with 500 MeV/u Fe ions and at the CERN high energy radiation reference fields. Records made during airplane flights are shown and compared with the predictions of the CARI-6 model.

LIULIN-4 SYSTEM DESCRIPTION

Introduction

The Mobile Radiation Exposure Control System's (Liulin-4) main purpose is to monitor simultaneously the doses and fluxes at four independent places. Liulin-4 precursor was the dosimeter-radiometer Liulin successfully used 1988-1994 on MIR space station Dachev *et al.*, (1989). The system consists of 4 Mobile Dosimetry Units (MDU) and one Control and Interface Unit (CIU) (see Figure 1). The MDU is a miniature spectrometer-dosimeter containing: one semiconductor detector, one charge-sensitive preamplifier, 2 microcontrollers; a flash memory and Li-Ion cells. Pulse analysis technique is used for the measurement of the deposited energy in the detector. The unit is managed by the microcontrollers through specially developed firmware. Plug-in links provide the transmission of the stored on the flash memory data through the Control and interface unit toward the standard PC. 28 V DC current and DC/DC

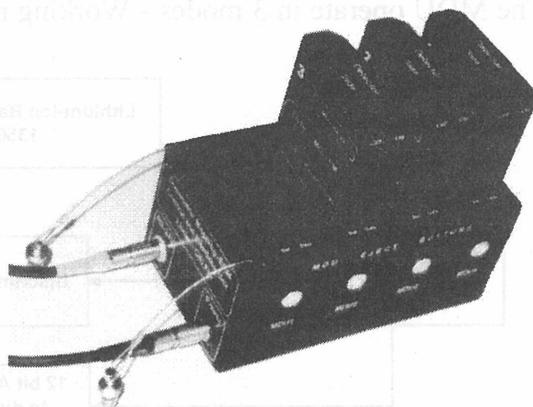


Fig. 1. Picture of the Liulin-E094 Flight model (Only 3 MDUs are inserted into the CIU).

converter is used for recharging of the Li-Ion cells in the MDUs. CIU is a miniature interface between the PC power supply and the MDUs. Power Supply (external from the system Liulin-4) must generate DC current with voltage between 8.4 and 36 V and current not less than 0.2 A per MDU. PC provides to CIU standard serial communication port of RS-232 type.

Description of the Mobile Dosimetry Unit (MDU)

The MDU is designed as a handy spectrometer-dosimeter for continuous monitoring of the radiation environment in different radiation fields. After switching on, the MDU starts to measure in 256 channels the spectrum used to calculate the dose and the flux of particles in the silicon detector. The exposition time of one spectrum is variable in the interval 10 sec - 3539 sec with 10-sec step. After finishing the first measurement cycle the spectra, accumulated dose and flux are stored in the flash memory. Each next measurement results are stored in a different place of the memory, which later is used for recalculating of the time of the measurement. After connection of the MDU with the CIU, the MDU transmits to CIU and further to PC all data accumulated.

The MDU contains: one semiconductor detector; one low noise, hybrid, charge-sensitive preamplifier A225 type of AMPTEK inc.; a fast 12 channel ADC; 2 microcontrollers and an flash memory (0.5 Mbytes). Pulse high analysis technique is used for measurement of the energy losses in the detector. The unit is managed by 2 microcontrollers through specially developed software. In the MDU a Lithium-Ion battery pack of SONY QN-011BP 7.2 V, 1350 mAh type is used. The battery pack consists of 2 cylindrical cells SONY 18650 in 1S-1P configuration. A block schema of portable spectrometer-dosimeter in the MDU is presented on Figure 2.

The main measurement unit in the MDU is the amplitude of the pulses after the preamplifier, which are proportional by a factor of 240 mV/MeV to the energy loss in the detector and respectively to the absorbed dose. By the 12 bit ADC and by the master processor of the system these amplitudes are digitized and organized in a 256-channel spectrum using only the oldest 8 bits of the ADC. The spectrum together with information for the real time is saved in the flash memory of the instrument. The capacity of the memory is 0.5 MB.

The following method for calculations of the dose is used: The dose D (Gy) by definition is one Joule deposited in 1kg or:

$$D = K \cdot \text{Sum}(A_i \cdot i) / MD,$$

where MD is the mass of the detector in (kg). Energy loss in channel i is proportional to the number of events A_i in it multiplied by i . Energy loss in the whole detector is a sum of the energy losses in each channel. K is a coefficient.

The MDU operate in 3 modes - Working mode, Mode of Data transfer from the flash memory to Control

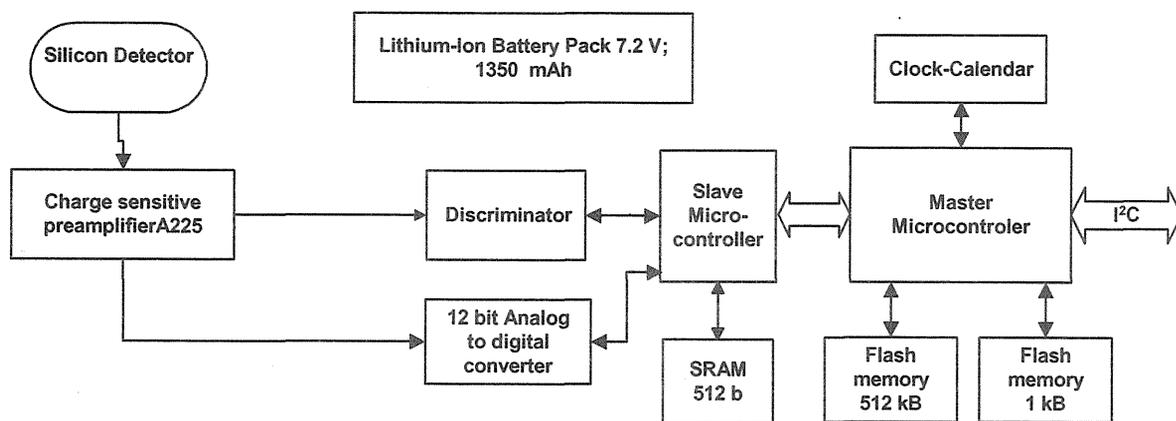


Fig. 2. Block-scheme of the Mobile Dosimetry Unit (MDU).

and interface unit and mode of battery recharging:

- In the Working mode the instrument is operating under the software in the microcontrollers. The operational time of the instrument depends on the lifetime of the accumulators and on the rate of the memory fills up. In a case of continuous operation the lifetime is about 120 hours with the standard 1350 mAh Li-Ion accumulators. The working mode is switched OFF automatically when either the memory is totally filled up or the supply voltage is falling below 6.0 V DC. When the supply voltage of the battery falls down then 6.0 V the process of measurements stops and the MDU's status indicator start to flash each second, signaling the necessity for charging of the battery.
- In the mode of data transfer the instrument is switched on by special command when it is connected to one of the 4 sockets of the Control and interface unit after the end of the experiments. The mode allows the transfer of the accumulated in the flash memory data through the CIU to the PC. In this mode the connection of the data with real time and the calculation of the physical values is performed through a special program in the PC.
- The mode of battery recharging is performed when the batteries in MDUs are discharged. The batteries are charged inside of the MDUs with the 4 chargers in the CIU. Charging process is controlled by 4 LT1512 SEPIC Constant Current/Constant voltage battery chargers and is indicated by the red light (Shown with the sign "Bat." on the CIU.). When the red light on CIU is off the battery in the correspond MDU is fully charged. The charging process continues about 15 hours.

Description of the Control and Interface Unit

The Control and Interface Unit (CIU) is a miniature interface between the external power supply, PC and MDUs. Power supply passes to the CIU DC current with the voltage in the interval +8.4 to 36 V DC (see Figure 3). CIU is connected to PC by standard interface RS-232 type. CIU contains microcontroller, clock-calendar, DC/DC converter (20 IMX 15-12-12-7 type) from +28 V to 2x12 V 2x0.65 A, 4 chargers (LT1512 type), one serial communication port of RS-232 type, 4 red LEDs indicating the charging process and 4 yellow LEDs indicating the transfer data process.

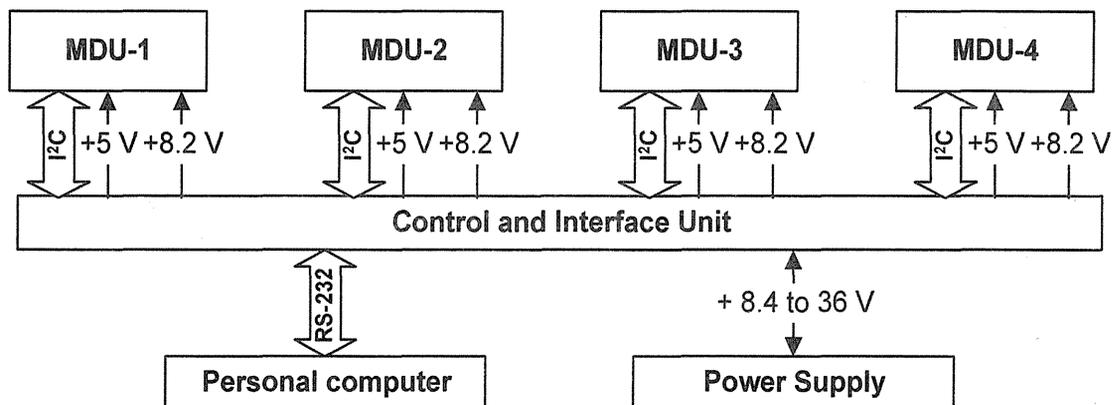


Fig. 3. Place and functions of the Control and Interface Unit.

The initialization of the Control and Interface Unit is performed automatically when it is connected to the power supply. The success of the internal test is indicated by subsequent turn off of the yellow lamps on CIU. Further CIU continue to work independently till the first connection to the PC. When CIU is connected to PC it takes from the PC system information block the real calendar and clock time. These values are permanently with 10-sec step compared and updated if necessary with the new real data. Clock-calendar data are transmitted from CIU to each MDUs and used further to evaluate the measurements and to perform them in equal time interval at all 4 MDUs. Simply by default all MDUs produces 2 spectra per minute while the first spectrum is starting at 00 seconds and the second one at 30

seconds of each minute. Time accuracy of the intervals in the different MDUs is about 10^{-5} s. Data accumulated in the flash memories of MDUs are transmitted through CIU to the PC by the serial interface connection using a specially developed protocol. The Liulin software product (Liulin-4X.exe) is developed in "WIN95/NT" environment. At the PC it creates automatically the subdirectory "Liulin-XX Data" in the directory in which "Liulin-4X.exe" is located. In the subdirectory "Liulin-4X Data" two types of files are automatically created. The binary file for each MDU is named automatically and contains in the name YYMMDDHHmm.LIx, where "YYMMDDHHmm" is the date and time of the first measurements with the MDU and "x" is the number of MDU. This file contains the rough binary data and are for permanent storage of data from the instrument, because of the minimal volume of the file. Two additional ASCII files are created automatically for each binary file. The names of these additional ASCII files contain the same "YYMMDDHHmm" string as the binary files. The files with extensions of type "DIx" and "SIx" contains the "D"ose and "S"pectrum data from each MDU.

LIULIN-4 CALIBRATIONS

Comparison of Liulin experimental specters

Figure 4. presents 7 different experimental specters, which are obtained with one MDU at different sources and conditions. The lowest in intensity specter is obtained at natural background gamma radiation. Here we emphasize the fact that all MDUs do have enough sensitivity to register through conversion in electrons the natural background gamma radiation and when the value of the measured dose is in the range 0.07-0.14 $\mu\text{Gy}/\text{hour}$ this is used like a referent point for the appropriate working of the whole instrument. Another very low depositing energy specter is the X rays one. The specter obtained from ^{137}Cs source as it is expected is very short because its gamma emission line is with energy of 661.7 keV. The next relatively short spectra is the ^{90}Sr one because the maximum energy of electrons emitted by it is 2.2 MeV. The last point in it is at 1.18 MeV, while the last point in the specter obtained during an airplane flight at about 12 km altitude is at 6.14 MeV. In other cases at this altitude we observe energy depositions even above the range of the spectrometer, which is 20.7 MeV. The maximums of all described till now specters, except of ^{90}Sr , are situated at 122 keV, which is the expected energy loss by relativistic charged particles in 300 microns of silicon. The specter maximum by protons with 60 MeV energy is at 691 keV, while the GEANT code predictions is 710 keV. The most right shifted specter maximum is obtained by alpha particles and its maximum energy is 4.35 MeV. The energy reduction from the expected 5.485 MeV (^{241}Am alphas) can be explained by the energy degradation in air.

Absolute dosimetric calibrations with standard ^{137}Cs source

Two different MDUs were used to detect the gamma

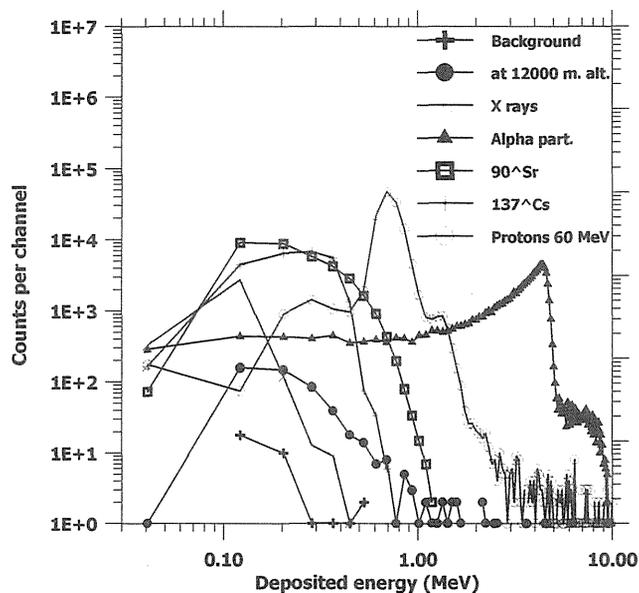


Fig. 4. Comparison of MDU specters obtained by different sources and under different conditions.

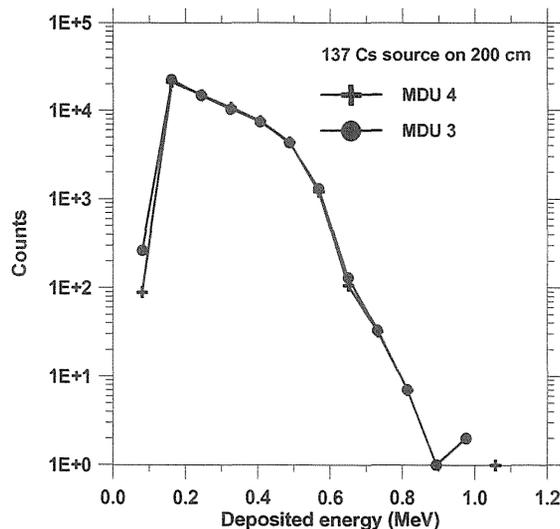


Fig. 5. Specters obtained by standard ^{137}Cs gamma ray source.

radiation from the source at 2 m distance. Behind the MDUs there was about 9 meters free space to avoid contamination of the measurements by reflection. One example of the observed mean specters is presented at Figure 5. Two different curves from two different MDUs are seen there, which overlap strongly because the very similar conditions and instrument setup. The absolute predicted at the point of the detectors of the MDUs dose is 3124 $\mu\text{Gy}/\text{hour}$ in air while the obtained in MDU 3 and MDU 4 doses are 3449.4 and 3459.6 $\mu\text{Gy}/\text{hour}$ in Silicon respectively, which gives about 10% overestimation by Liulin.

Calibrations at the cyclotron in Universite Catholique de Louvain, Louvain-la-Neuve, Belgium

Our setup uses the W2 area of the Louvain-la-Neuve cyclotron. The 65 MeV pencil beam delivered by the accelerator passes first through a 0.25 mm lead foil to spread it more or less uniformly across the entrance window of the Liulin sensor. This lead foil is located about 4 m upstream the MDU module. A 30-mm thick brass collimator defines an effective beam spot of about 30 mm diameter at the sensor position. It is immediately followed downstream the beam line by a thin (1 mm) scintillation detector NE102 used to check continuously the beam intensity. The MDU is fixed in an aluminum frame mounted on a goniometer. Since the energy losses in the MDU silicon sensor in a case of normal coincidence range between 0.06 (electronic threshold) and 5.7 MeV, one chooses incident proton energies so as to sample uniformly the energy deposits between these values. But instead of varying the cyclotron beam energy, we put absorbers of known thicknesses in the 65 MeV proton beam delivered by the accelerator. This is much more efficient to change the proton energy at the position of the Liulin MDU. The table 1 lists the various absorber thicknesses chosen for the experiments, the corresponding proton energies at the position of the aluminum front plate and the energy deposits in the Liulin detector. The energy without absorber (first row) is 60 MeV because the incident particles loose about 5 MeV when crossing the

Absorber	Thickness (cm)	Expected energy on the Liulin Al front plate (MeV)	Expected energy loss in sensor (unshielded) (MeV)	Expected energy loss in sensor shielded (MeV)
No	0.00	60.0	0.7	0.71
Graphite	1.00	41.6	0.87	0.89
Graphite	1.40	31.9	1.02	1.05
Graphite	1.45	29.7	1.08	1.12
Aluminum	0.4	50.5	0.79	0.81
Aluminum	1.45	7.8	3.3	3.4

Table 1. Energies expected in front of the Liulin MDU and in the sensor behind different material and thicknesses absorbers.

different materials (lead, Mylar, air) along the beam line.

At any given energy and angle of incidence of the protons, a single measurement lasts about 10 seconds. We accumulate several spectra (6 or 12) to increase the statistics. By rotating the MDU around a vertical axis passing in the plane of its entrance face, we vary the angle of incidence θ of the proton beam between 0° and 90° .

Analysis of the peak position and calibration curve

The relation between the channel number and the energy deposition in the Liulin-4 detector is assumed to be linear $E=aC + b$ where E is the deposited energy in the Silicon sensor and C is the channel number. The theoretically predicted curve depends mainly by the resolution and accuracy of the ADCs in the

MDUs and its formula is as follows: $E_t = 0.0813765C_t$. In this case when the channel number is 0 the deposited energy is also 0. In the channel number 1 the deposited energy is between 0 and 81.13765 keV. The calibrations with 60 keV photons of the ^{241}Am source show us that the first channel has to be divided on 2 parts. Then the modified theoretical formula becomes $E_{tm} = 0.0813765C_{tm} - 0.406882$ and is shown by the heavy line on Figure 6.

The points shown in Figures 6, 7 and 8 were obtained experimentally during the calibration and by computing of the energy losses using GEANT 3.21 code, Gregoire's programs based on Ziegler, Williamson and Hubert tables and plotting them as a function of experimental centroid position (in channels). Standard peak fitting software and algorithms give the peak positions. The results shown on Figure 5 correspond to the beam test in September-October 1999. The intensity of the protons beam was less than 1000 protons per second across the collimator. Some points of the first experiment were done again to check the reproducibility. At first the measurements were performed without the 0.3mm aluminum cover plate shielding the sensor to avoid any effect of this plate. Points are shown with Δ . Later we put the aluminum cover plate back to verify if this actual layout agrees with our previous outcomes and these points are shown with \oplus . The linear fit straight line in Figure 6 is obtained when all experimental points were used and is given by:

$E_e = 0.0764671C_e + 0.0688406$, where E_e is the energy deposit in MeV and C is the channel number.

Then we evaluate the energy losses using the nominal silicon thickness and tables or software appropriate to low particle energies. The results for the 14.5 mm aluminum absorbers are displayed in Figure 7, which show the nice agreements between theoretical and experimental specters at the various incidence angles. The relatively thick aluminum absorber produces a large amount of secondary particles including neutrons and the beam at the detector is not mono-energetic. These effects were not considered during the calibration procedure.

Next we compare the predicted energy losses with the experimental energy deposits at 0 degree incidence angle only.

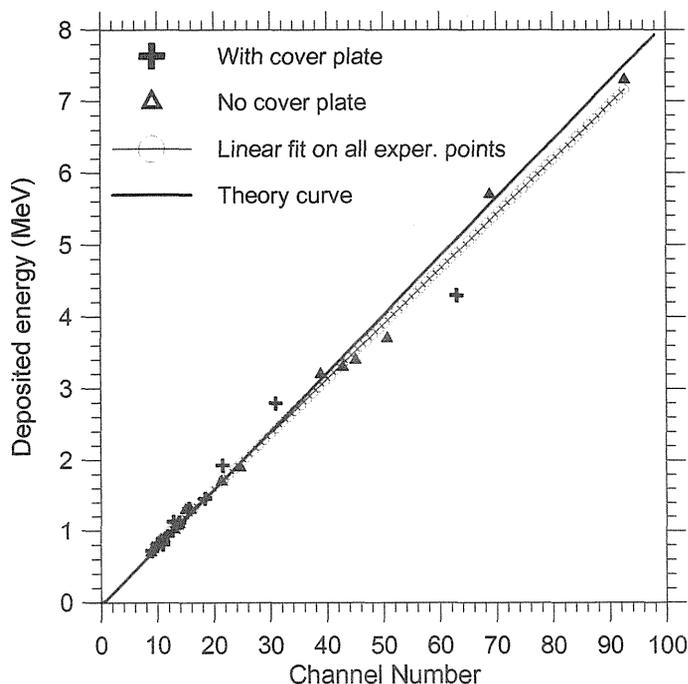


Fig. 6. Analysis of specter's peak positions versus energy losses obtained theoretically and experimentally.

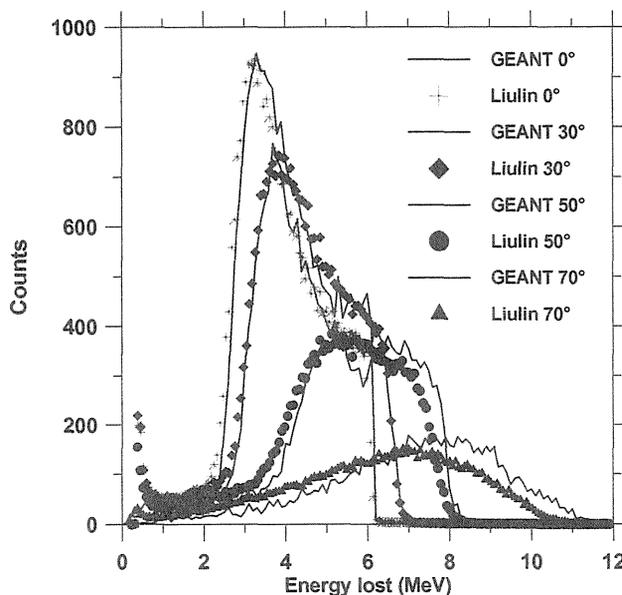


Fig. 7. Theoretical and experimental energy specters recorded by the unshielded MDU for 14.5 mm aluminum absorber (7.8 MeV) at different incidence angles.

On Figure 8 the "Bethe-Bloch" behavior of Liulin experimental data at normal incidence (pluses) versus energy is shown. The squares refer to Ziegler and Williamson estimations while the continuous line is the prediction of GEANT 3.21.

Calibrations at the cyclotron in National Institute of Radiological Sciences, Chiba, Japan

Very similar calibrations to the described in the previous paragraph were performed by another set of Liulin MDUs with same mechanical and electronic design at the cyclotron in National Institute of Radiological Sciences, Chiba, Japan. The experimental setup there is simpler than in Louvain-la-Neuve, Belgium. Only 10 cm air shielding was measured between the cyclotron beam pipe and the Liulin entrance. The obtained results with 40 MeV proton beam is shown on Figure 9 for 4 different incidence angles toward the detector surface 0°, 45°, 60° and 75°. In the lower panel of the figure the experimental Liulin-4 data are plotted, while the GEANT 4.0 predictions are shown in the upper panel.

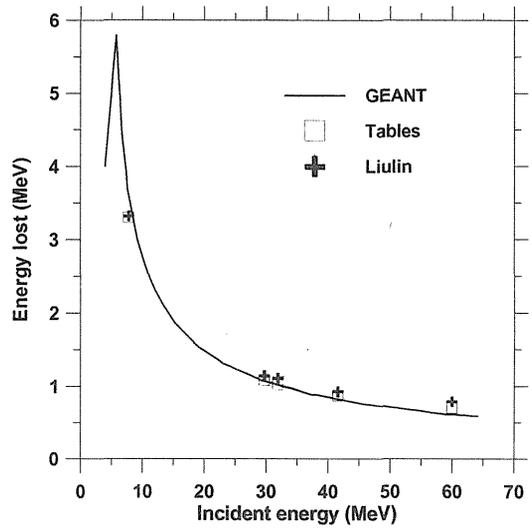


Fig. 8. "Bethe-Bloch" behavior of Liulin experimental data at normal incidence.

The dashed vertical lines shows the positions of the predicted by GEANT maximums. It is well seen that the positions of the predicted and measured spectra maximum coincide with accuracy less than 0.2 MeV.

Calibrations at the CERN high energy radiation reference field

Quite recently, we have also tested the behavior of Liulin dosimeter in the high energy radiation reference fields available at CERN and described by Höfert, and Stevenson. As far as the CERN high energy radiation reference fields are concerned, we have observed quite good linearity of the response for the beam intensity varying between about 70 and 470 μSv per hour, when expressed in the ambient dose

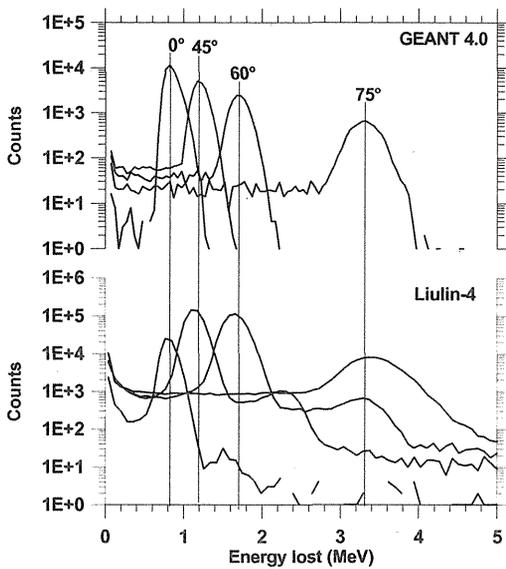


Fig. 9. Liulin and GEANT 4.0 comparisons for 40 MeV proton beam.

equivalent $H^*(10)$. The response was about 100 pGy (Si) per 1 count of PIC monitor, close to the value corresponding to the low LET radiation contribution. The influence of beam intensity on the spectral distribution observed as also only limited as can be seen in the Figure 10.

Calibrations at the NIRS-HIMAC heavy ions accelerator

The experimental setup of the HIMAC was as

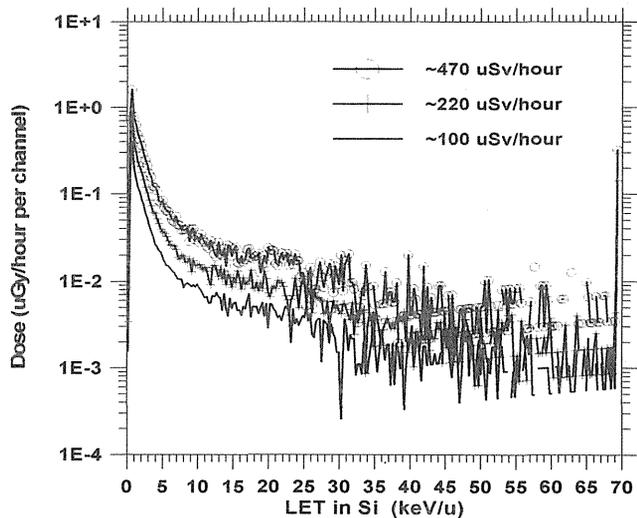


Fig. 10. LET dose distribution in CERN high energy radiation reference field as measured with Liulin dosemeter.

follow: The 500 MeV/u Fe ions beam delivered by the HIMAC exit passes first through the target of different thicknesses and materials located at 1 cm distance from the exit. Next the beam passes of 100 cm air before the entrance of the MDU sensor. The MDU is fixed on a computer X-Y and rotating table. A removable ZnS plate before the real experiments tests the uniformity of the beam. Plastic scintillation counter was used to measure the count rate of the beam.

When MDU 1 spectrometer was irradiated with iron 500 MeV/u ions at 0° offset from the beam for 30 seconds the major amount of counts are delivered to first 3 channels and in the last channel of the spectra. The deposited energy in the last channel is greater than 20.83 MeV and can be attributed to the primary iron ions. Mainly secondary light ions and protons populate the amount of channels between 255 and 4, while mainly protons and electrons fill the first 3 channels.

On Figure 11 are presented the results obtained by the irradiation of same spectrometer placed at 2.6° from the main beam for 30 seconds. The spectrum presented at Figure 11 is populated by secondary particles, produced by the interaction of the primary 500 MeV/u iron ions with the polyacryl target with 2 mm thickness. Lithium, Beryllium Boron, Carbon, Nitrogen, Oxygen, Fluorine, Neon and Sodium ions was recognized in the spectrum using the Kanai calculations.

The experiments performed with Liulin-4J instrument on HIMAC facility in our opinion are successful. They show the ability of the instrument to be used for investigation of the fragmentation of the beam after different targets. Calibrations of the instrument with light ions as Neon and Carbon is necessary to be planed in future.

Tests with neutron sources

As far as the neutron exposure is concerned during space experiments we have try to evaluate the Liulin-4 type spectrometers sensitivity toward two different neutron sources. It can be seen from the spectra presented in Figure 12 that the energy deposition event are going to much higher energies than in the case of photons (For comparison please see Figure 4.). Of course, the dose absorbed from neutrons in Si calculated from the event spectra is much lower than the kerma in tissue. Relatively it increases from 0.26 MeV for AmF source with average neutron energy about 1.5 MeV to about 0.60 for AmBe source with average energy 4.4 MeV. What should be stressed is rather large difference in the event spectra characteristic for neutrons as compared to photons. It could permit to distinguish photon and neutron induced events also in other, more complex radiation fields.

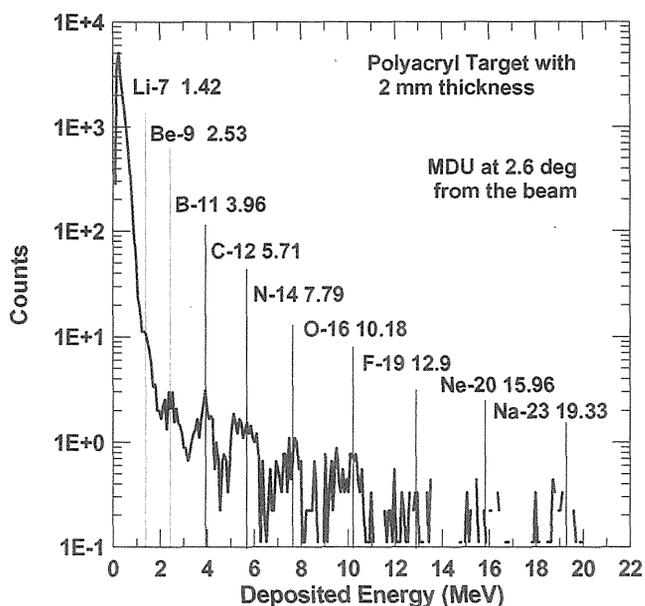


Fig. 11. Example of the fragmentation behind of 2 mm polyacryl target.

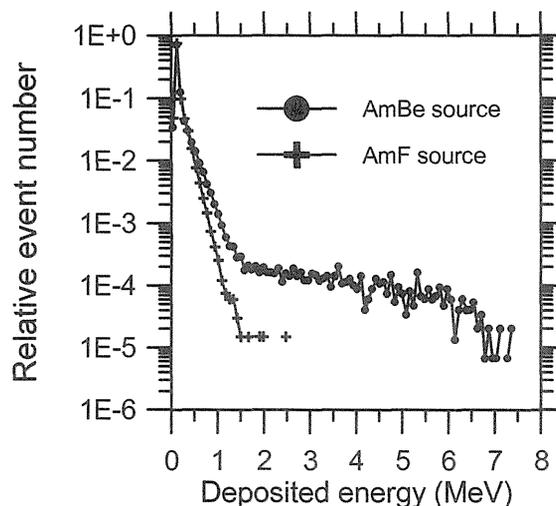


Fig. 12. Experimental spectra obtained by irradiation of Liulin-4C MDU with two different neutron sources.

Aircraft flight results

On Figure 13 are presented the measured dose and flux profiles from MDU 2, MDU 3 and MDU 4 of the Liulin instrument for the experiment E094 ("Dosimetric mapping") on the American Laboratory module of ISS. Excluding the X-rays security check maximum we see that the measured doses and fluxes in the time before the take off are relatively stable around $0.2 \mu\text{Gy}/\text{hour}$. The most remarkable feature on Figure 11 is the dose and flux decrease seen after the take off of the plane and before the landing. The decrease of the doses and fluxes is because of the air shielding between the ground surface and the airplane. This shielding prevents the penetration in the MDUs the natural background gamma radiation from the earth. When the airplane reaches about 2000 m the space component of the radiation start to dominate and further with the raising up of the altitude this component increase rapidly. The flight profile with the Russian build Tupolev-154 aircraft has 3 steps in altitude, which are well seen on the dose and flux measurements.

Parameter	MDU 2	MDU 3	MDU 4
Number of cells	7	7	8
Average ($\mu\text{Gy}/\text{h}$)	3.58	3.49	3.49
Stand. Deviation ($\mu\text{Gy}/\text{h}$)	0.476	0.212	0.268
Standard Deviation (%)	13.3	6.1	7.7
Minimum ($\mu\text{Gy}/\text{h}$)	3.15	3.33	3.15
Maximum ($\mu\text{Gy}/\text{h}$)	4.58	3.89	4.33

"Point 1" mentioned on

the figure correspond to the X-ray security check at the Sofia airport. "Point 1" mentioned on the figure correspond to the X-ray security check at the Sofia airport. The spectrum obtained at this point is seen on Figure 4 and is marked with "x". The spectrum in "Point 2" is shown on Figure 4 and marked with "+". The spectrum in "Point 3" is marked with "•". For the purposes of statistical analysis the Table above is prepared for the points along the path at which the measured doses exceeds $3 \mu\text{Gy}/\text{hour}$ (7-8 points close to the mentioned "Point-3" on the figure). It is well seen from the table that the standard deviations in the measured values of one MDU do not exceeds 14%, which is good result keeping in mind the high probability in the dose measurements. The intercomparison of the MDU 1 with MDU 2 for example show that the dose differences in average dose is 2.61% and the same calculation of MDU 2 and MDU 4 show 2.63%.

CARI-6 model developed by Friedberg et al. predictions for a point with geographic coordinates 48 North 15° East and 12000 m (39390 feet) for July 1999 is $5.96 \mu\text{Sv}/\text{hour}$. This point is close to "Point-3" mentioned on figure 13. The ratio

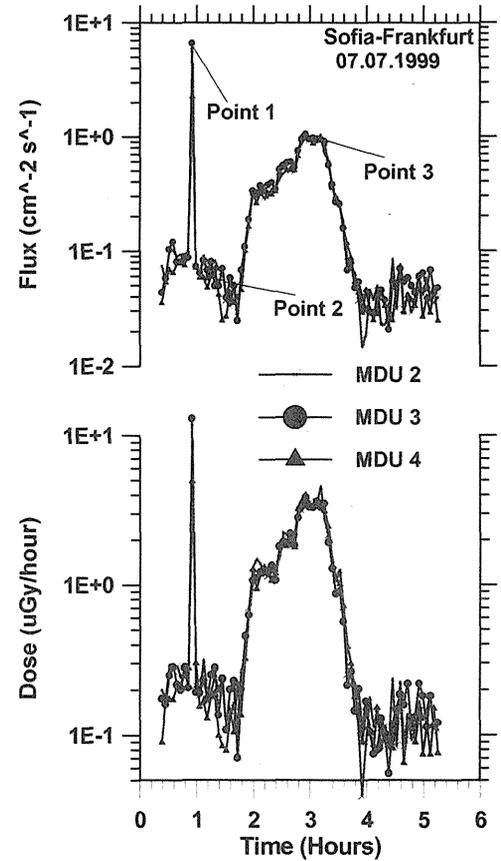


Fig. 13. Flight dose and flux profiles obtained between Sofia and Frankfurt.

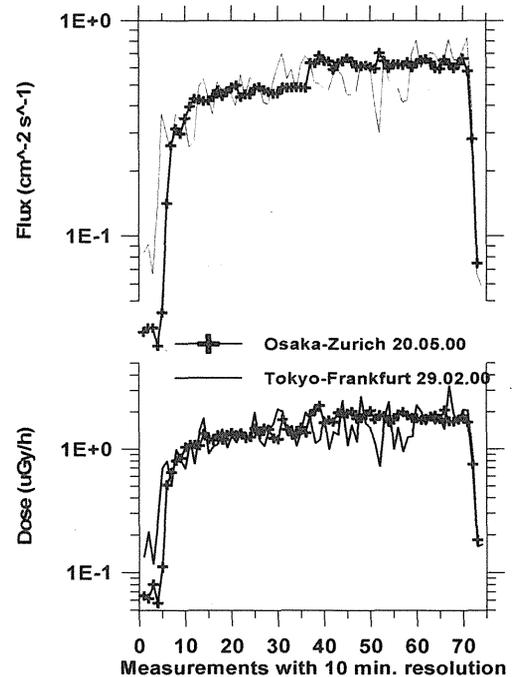


Fig. 14. Latitudinal dependence by graduate increase in the Liulin transcontinental doses and fluxes is seen at left side of the flight profiles.

between CARI-6 prediction and our data is 1.89 for MDU 2 and MDU 4 and 1.79 for MDU 3.

The latitudinal dependence in the dose and flux distribution is well seen at Figure 14. Two independent sets of measurements were selected from the available number of transcontinental flights between Europe and Japan on 29.02.00 and on 20.05.00. Both flights are on very similar routes from Tokyo and Osaka to Frankfurt and Zurich respectively. On the left hand side part of the profiles on Figure 14 a gradually increase of doses and fluxes is seen, which in our understanding are generated by the gradual increase of the geomagnetic latitude. The "steps" in the right hand side of the profiles are connected with increase of the aircraft altitude at the end of flight.

On Figure 15 is shown two specters obtained on low and high latitudes. Both specters are for 16 minutes of flight and are presented in a coordinate system Dose Rate ($\mu\text{Gy}/\text{hour}$) versus Linear energy transfer in Silicon. The first remarkable feature of the picture is that the increase of the latitude increases totally the whole spectra. Falling part of the specters is under a power law organization and the power law formulas for the both specters are shown in the bottom of the figure. The major part (94%) of the doses is delivered by particles with LET below 10 keV/u. In the maximum the deposited doses reaches 2 $\mu\text{Gy}/\text{hour}$. The part of specters above 10 keV/u is produced by single events and the rising doses in it are attributed to the rising number of the channel, from which the dose values depends.

CONCLUSIONS

The results of our studies have shown, we believe, that the Liulin-4 type dosimeter with MDU units represent a very useful, versatile and flexible facility to monitor the absorbed dose from many types of ionizing radiation and the charged particle fluence rates.

During the absolute dosimetric calibrations at the ^{137}Cs facility was found that Liulin dosimeters overestimated the predicted values by 10%. This result can be easy understand having in mind the fact that movement of the specter by 1 step in left or right direction bring $\pm 40\%$ differences in the dose.

As far as the absorbed dose rate is concerned it was shown that the dosimeter could reasonably correctly estimate the low LET radiation doses within the range of dose rates from the natural background (~ 100 nGy/h) up to, at least, few mSv/h. The minimum observed doses in a high-shielded environment by MDU is 44 nGy/hour. Some additional studies seem to be useful to verify the instrument's calibration using more large scale of particle types and theirs energies.

As far as the charged particle fluence rate is concerned, the instrument permits to register particles with fluence rates between 0.01 and 1000 cm^{-2}s . Spectrometry quality of the instrument permit to determine also the quality of radiation, i.e. the particle type and its energy in a case of simple radiation field. In more complicated radiation field the recognition of the primary radiation sources.

The calibrations in the Louvain-la-Neuve cyclotron facility shows that the predicted proton energy losses computed by Ziegler and Williamson's tables agree fairly well with the measurements. The small differences between experimental and predicted data may come from inaccuracy on the experimental incidence angles read on the goniometer. GEANT correctly predicts the energy losses above 8 MeV. In this range, the observed angular dependence of the energy losses is in good agreement with GEANT

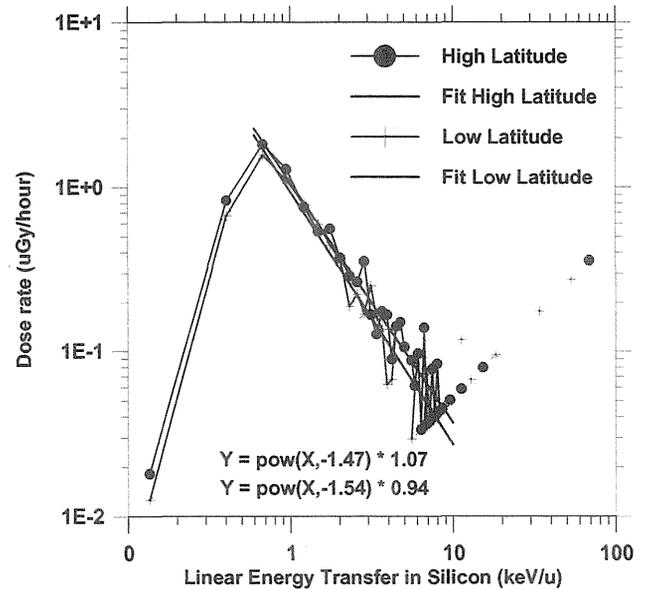


Fig. 15. Comparison of Liulin specters obtained on different geomagnetic latitudes

predictions. At lower than 8 MeV incident energies, the GEANT 3.21 code is inappropriate to predict the energy losses.

The experiments performed with Liulin-4J instrument on HIMAC facility show the ability of the instrument to be used for investigation of the fragmentation of the beam after different targets. Calibrations of the instrument with light ions as Neon and Carbon is necessary to be planned in future.

The obtained aircraft results are in good agreement with the CARI-6 model predictions and demonstrate the ability of the instrument to be used for dose and flux measurements in aircraft and spacecraft measurements and specially on the International Space Station. Further use of Liulin-4 dosimeters in aircraft and balloons experiments may give additional data for intercomparison of real and predicted by CARI-6 model latitudinal profiles.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work is partly supported by: 1) Agreement between STIL-BAS and DLR and Kiel University, Germany; 2) Liulin-4 Agreement, leaded by SSTC, number IN/BW/004 between STIL-BAS and the Belgian Institute for Space Aeronomy, Brussels and Institut Georges Lemaître and the Institut de Physique Nucléaire of the Université Catholique de Louvain, Belgium; 3) Memorandum of Agreement between STIL-BAS and the National Institute for Radiological Sciences, Chiba, Japan; 4) CONTRACT No NZ-701 of 24.11.1997 between STIL-BAS and the National scientific fund of Bulgaria. Bulgarian authors are thankful to Dr. Zdravko Buchakliev, which perform the absolute calibrations with ^{137}Cs source.

REFERENCES

Dachev, Ts. P., Yu. N. Matviichuk, J. V. Semkova, R. T. Koleva, B. Boichev, P. Baynov, N. A. Kanchev, P. Lakov, Ya. J. Ivanov, B.T. Tomov, V. M. Petrov, V. I. Redko, V. I. Kojarinov, R. Tykva, Space radiation dosimetry with active detection's for the scientific program of the second Bulgarian cosmonaut on board the MIR space station, *Adv. Space Res.*, **9**, 10, 247-251, 1989.

Friedberg W., K. O'Brien, III, D.E. Parker, M.A. Shea, D.F. Smart, CARI-6 model, <http://www.cami.jccbi.gov/aam-600/610/600radio.html#CARI6EXE>.

GEANT Version 3.21, Simulation package, CERN, Geneva.

Gregoire, Gh., VRANGE and VSTOP range/stopping power programs based on Ziegler's tables, Williamson's tables and Hubert's tables, private communication, 2000.

Höfert, M., G.R. Stevenson: "The CERN-CEC High Energy Reference Field Facility". Contribution presented at the American Nuclear Society Meeting - 8th Inter. Conf. on Radiation Shielding, Arlington, Texas, April 1994.

Hubert et al., *Annales de Physique*, **S-5**, 1980.

Kanai T., private communication, 1998.

Peakfit Version 4.0, Peak separation and analysis software, Jandel Scientific software, 1982.

Williamson, C. et al., Saclay report CEA-R3042, 1966.

Ziegler, J.F., H.H. Anderson, The stopping power and range of ions in all elements, New York, Pergamon Press, 1977.

関 連 資 料

4. 重イオン衝撃による水分子からの二次電子のエネルギー及び角度分布等の測定

高LET効果とRBE

佐藤 幸夫*

はじめに

平成6年のHIMAC完成以来、高LET線を用いた臨床試行(炭素線)や共同利用実験(プロトン~キセノン)は精力的に行われている。目下、前者においては腫瘍部位及び種類別に「有効性を確認しながら照射線量及び分割法を明らかにする」ことに主眼がおかれ、後者においては「幅広い研究」が色々な分野(核物理、原子物理、化学、生物等)において実施されている。中でも、高LET効果とRBEに関する点に対しては大きな関心が集まっていると思われるので、物理的側面から表記問題を再検討し、「何が解かっていて、今後何をすべきか?」を考えて見る。

ポイントとしては、1)微細構造のDNA damageを調べるパラメータとして先ず「電離」を考え、2)引き続いて起るナノメータ領域の事象を丹念に辿り、3)どのようなdamage形態が修復不能で致死的なのか?を明らかにすることに向けて色々な角度からアプローチすることが重要と思われる。

1. RBE

RBEには二つの使われ方があるように思われる。一つは「ある細胞に対して、重粒子線のRBEは陽子線やX線と比べて高い」と言う場合でありイオン種やLET特性を議論する、他は「ある放射線に対して細胞(臓器)別のRBEの差」を問題にする場合であり(これは)むしろ放射線に対する“感受性の違い”という議論に近い。後者は純粋に生物学

(医学)であり、前者は生物物理的であるとも言える。ここでは重粒子線の利用に着目し、主に前者の問題(RBEのLET依存性)を検討する。

特定のLET領域(100~200keV/ μ m)においてRBEが高くなることは昔から良く知られている(図1)。これは次のように説明出来る。粒子線の生物効果を表す量として不活性化断面積(σ)がある。この値は、重イオン(高LET線)による細胞の生残率(survival fraction)Sが(一般的に)次のように線量(D)を横軸とする片対数グラフで直線に表されることから導かれる。

$$S = \exp(-\alpha D) \quad (1)$$

粒子線の場合には、F(フルエンス)と σ を用いて(横軸はF)

$$S = \exp(-\sigma F) \quad (1)'$$

のよう(片対数グラフで直線)に表す事が出来る。LはLET、 $F \cdot L$ は線量(D)とすると、Dと σ を用いる事により、(1)'式は更に次のように書き直せる。

$$S = \exp(-\sigma D/L) \quad (1)''$$

陽子(低LET粒子)線の生残率曲線は(片対数グラフで)曲線となる(肩を持つ)ことが分かっており(1)式のように単純には表せない。しかし今、1図の説明のためは「SとFには相関がある」と言う傾向の事実が重要であり且つ話しを分かり易くすることも大事なので、(厳密には正しく無いが)大まかには(1)式は陽子線にも適用可能とさせて頂く。RBEの正しい定義はX線かCo(γ)に対する($S = \text{一定}$)線量比であるが、低LET粒子線である陽子線のSを(1)''式のように近似した後に基準としてもRBE値の対LET特性の議論に支障は無い。

* Sato, Yukio/放医研重粒子治療センター医用重粒子物理・工学研究部

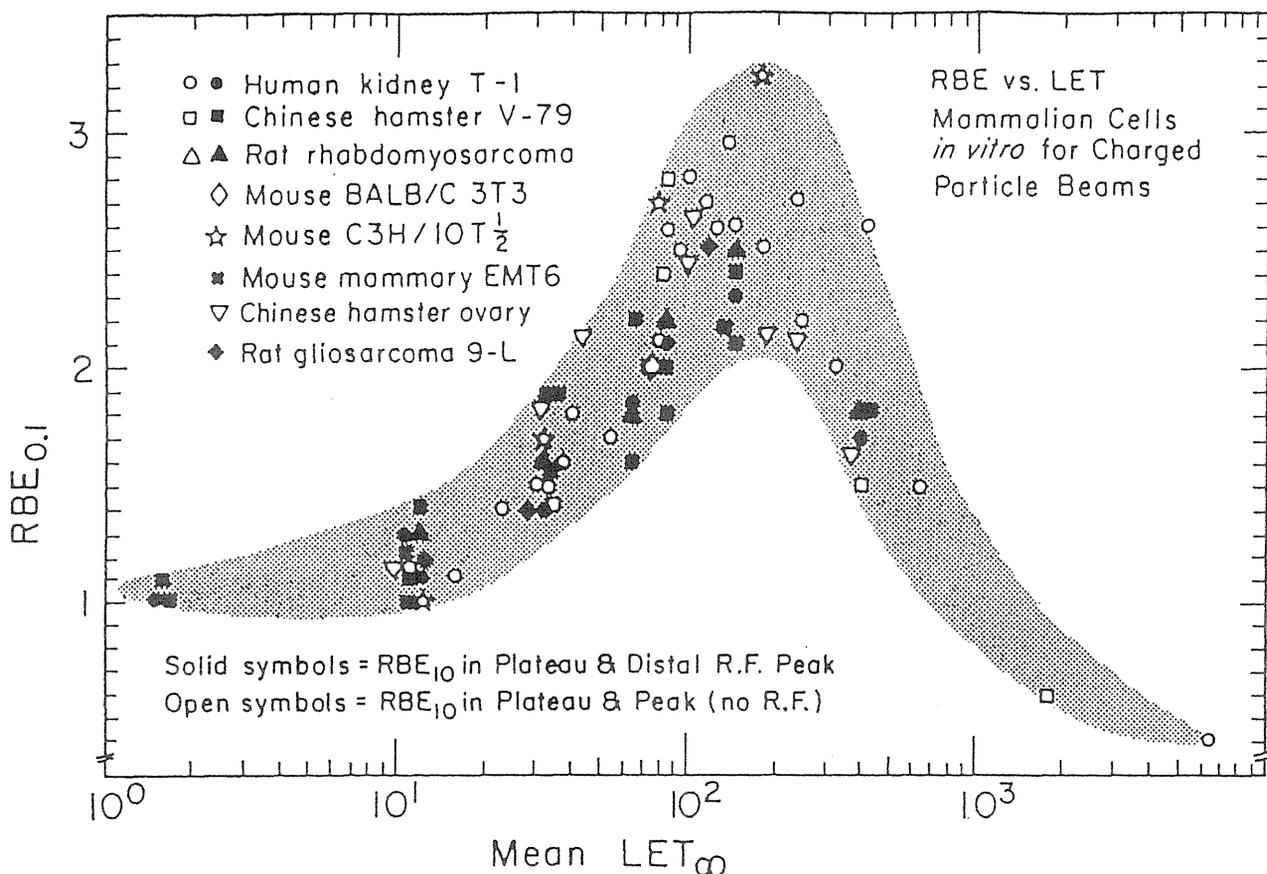


図1 哺乳細胞に対するRBEのLET特性(一般的傾向)。100~200keV/μmのLET領域においてRBEが極大となる。1~10 keV/μmでRBE~一定(~1)ということが、この領域において $\sigma \propto LET$ という意味でもある。

よって、近似的に重粒子線のRBEは任意のSを与えるD値($-L/\sigma \times \ln S$)の陽子のD値に対する比($-\ln S$)は与えられたsurvival levelに対応する一定値なので結局L/σ値の比)で与えられる。陽子のパラメータを σ_p 及び L_p 、重イオンのそれを σ 及びLとする時、 $RBE = L_p/\sigma_p \times \sigma/L$ となり、「RBEは $\sigma(L)/L$ に比例する量」であることが分かる。

$$RBE \propto \sigma(L)/L \quad (2)$$

(2)式は物理的には、「粒子の線エネルギー付当たりの生物効果」というような意味となり、一般的に粒子数の少ない重粒子線の場合に考え易い便利な量である。又、本来のRBEの概念である「線量当たりの生物効果」に似たものとも言える。一方、(2)式は(1)式の変型から近似的に(直接)求めることも出来る。RBE → (生物効果/線量) → mortality/D → (1-S)/D → ((1 - exp(-σ/L × D))/D) → ~σ/Lのように得られる。

2. σ (不活性化断面積)

この σ は、1個の粒子の細胞通過に起因する生物効果を表す量(面積の次元を持つ確率)であり、一般的にはLETの関数{ $\sigma(L)$ }となる。 $\sigma(L)$ に関するデータも昔から沢山あると共に、その特性もよく分かっており、一般的な傾向は図2¹⁾のようになる。図3は、高LET領域(>10keV/μm)における放医研生物グループのデータ²⁾である。これらの図から読み取れる重要(明らかな)事象の一つは、表1のようなLET依存性である。

表1 σ のLET依存性

LET領域	依存性
<20keV/μm	$\sigma \propto LET$
<20keV/μm < LET < 数100keV/μm	$\sigma \propto LET^2$
>数100keV/μm	$\sigma \sim$ 一定 (saturation)

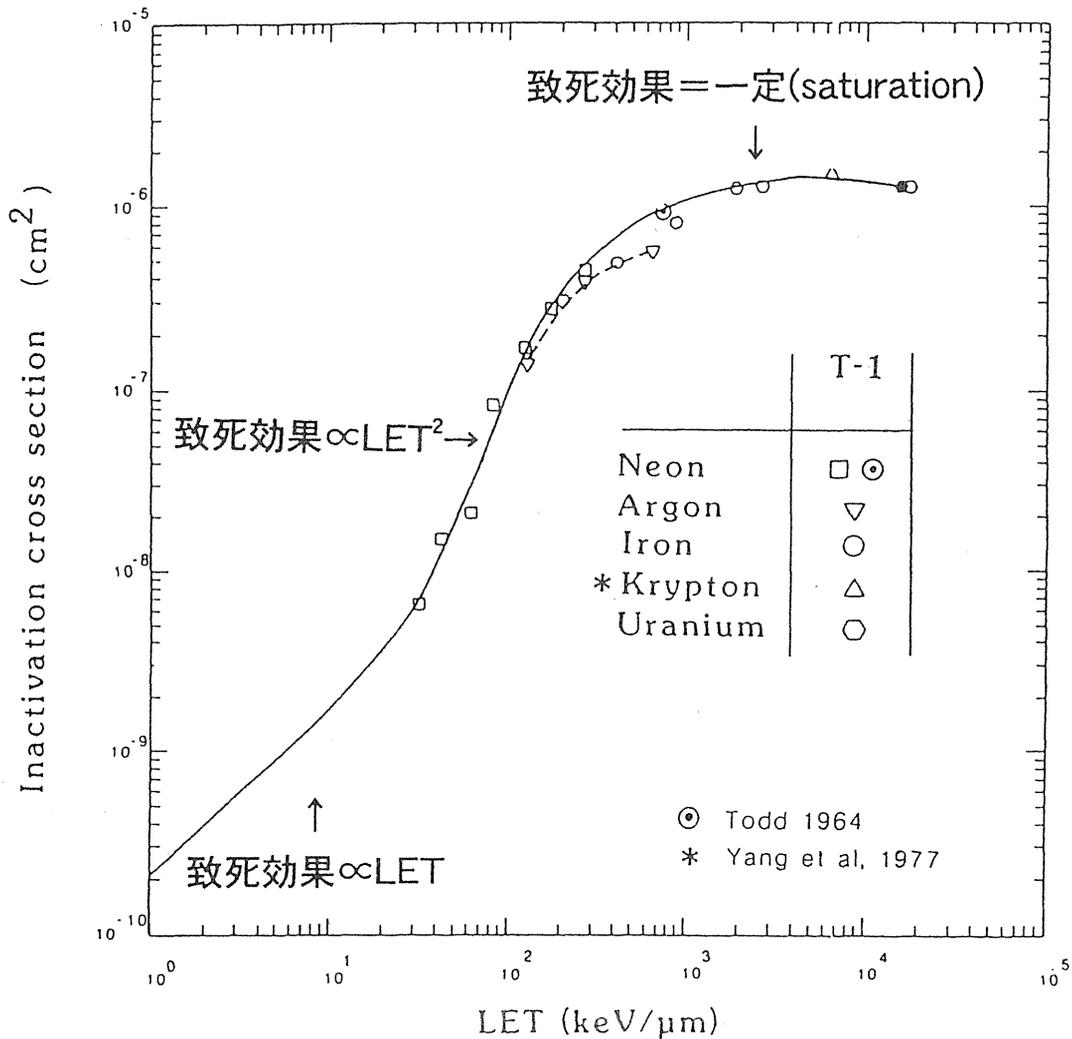


図2 不活性化断面積 { $\sigma(L)$ } のLET特性。 $d\sigma(L)/dL$ がRBEに比例する量となり、図1の曲線となる。ここで、LはLET。

前節で示したようにRBEは近似的に σ/LET に比例する。よって、上記LET領域におけるRBEの対LET特性は次のように再整理できる。

表2は、図1の曲線(ピーク)を旨く説明出来る。図2をLで微分したものが図1と考えてもよく、 $RBE \propto LET$ から $RBE \propto 1/LET$ への変曲点がRBEの極大値となる。Saturation($\sigma \sim \text{一定}$)の現象は、“overkill”の概念から当然(容易に)予想さ

表2 RBEのLET依存

LET領域	依存性
$< 20 \text{keV}/\mu\text{m}$	$RBE \sim \text{一定}$
$< 20 \text{keV}/\mu\text{m} < LET < \text{数}100 \text{keV}/\mu\text{m}$	$RBE \propto LET$
$> \text{数}100 \text{keV}/\mu\text{m}$	$RBE \propto 1/LET$

れることである。つまり、致死効果以上のenergy付与がいくらあっても「死に変わりはない」という生物特有の事象である。実は、ここまではよく分かっている。

問題の本質は、何で $\sigma \propto LET$ (低LET領域)で $\sigma \propto LET^2$ (高LET領域)か?という点に帰着する^{3,4)}。後者の $20 \text{keV}/\mu\text{m} < LET < \text{数}100 \text{keV}/\mu\text{m}$ 領域における特性($\sigma \propto LET^2$)に関しては、実際の重粒子線治療にも用いられているため、その解明が特に重要である。Saturation領域での σ_{max} (正しくは σ_{plateau})の値は、細胞核の面積に近い値であることも分かっており、これがDNAダメージが致死の原因と言われる所以である。非常に高いLET領域($> 1000 \text{keV}/\mu\text{m}$)では、 σ は再び増大するという

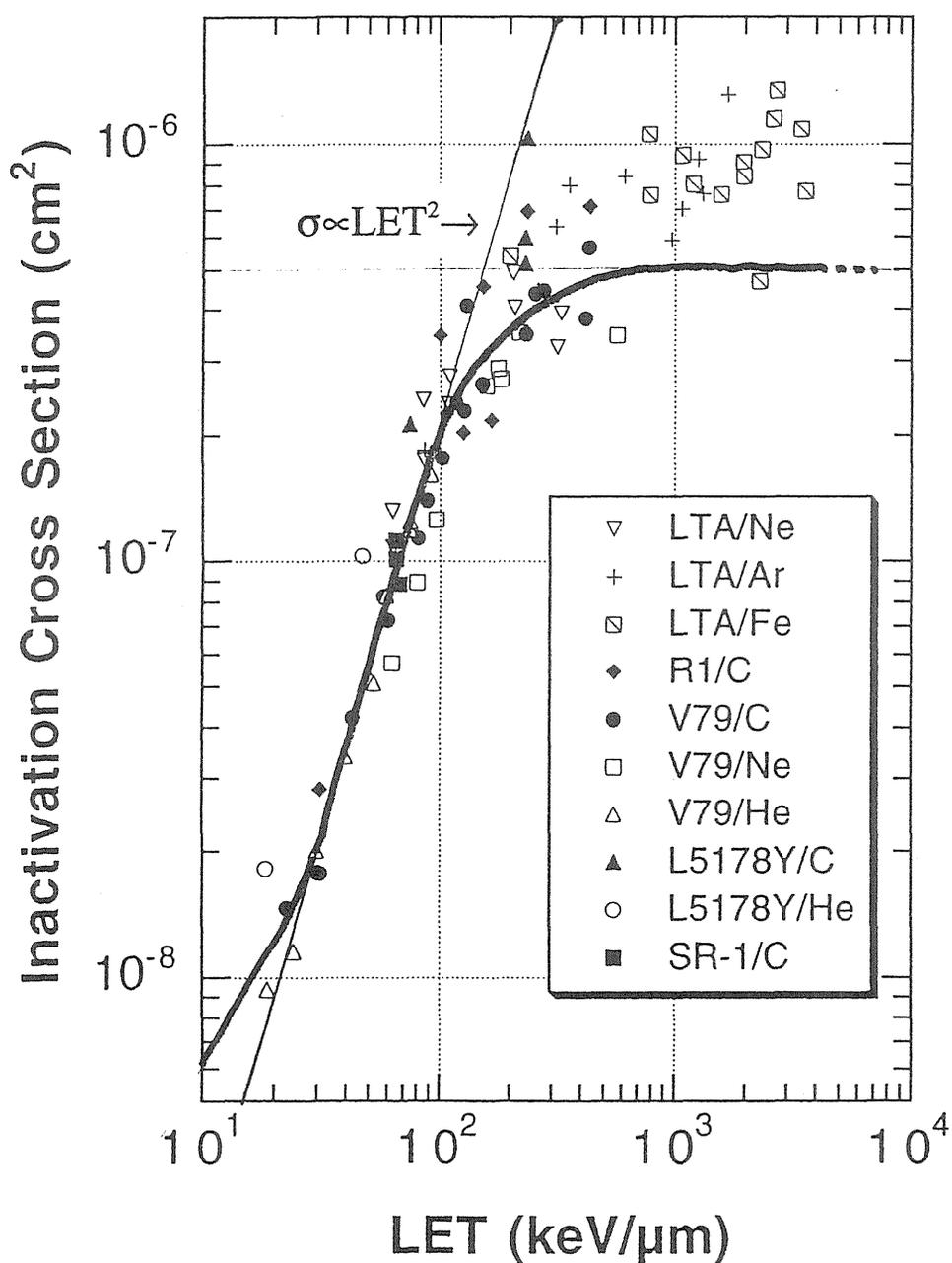


図3 放医研において測定された $\sigma(L)$ のLET特性。 $\sigma(L) \propto LET^2$ 及びsaturationが明らかである。

報告もある⁵⁾。これは、高エネルギー二次電子が細胞核を通り抜けて隣の細胞に影響するからだと考えられているが、重粒子線治療からは遠い超高LET領域の話なので、ここでは議論から省く。結局、「RBEのピークはLET²特性と100~200 keV/ μ m以上の高LET領域で見られるsaturationが主要因」である。

3. 考察

3.1 LET²特性が核心!

前にも述べたように、LETは線エネルギー付与と訳されており、いわゆるdE/dXと(概ね)同じ量である。このLET²特性に注目して「細胞間におけるLETのバラツキ」と「細胞集団に照射する際の各細胞間における粒子数のバラツキ」の統計処理(2回)を施すことにより、高LET領域の生残率

(S)を次のような簡単な式で表現することができる(詳細は文献4)を参照されたい)。

$$\begin{aligned} S &= \exp[-F(1 - \exp\{-L/L_1\}^2)] \\ &= \exp[-A/0.16L(1 - \exp\{-L/L_1\}^2)]D \end{aligned} \quad (3)$$

ここでAは細胞核におけるsensitiveな面積 $[\mu\text{m}^2]$ であり、 σ_{plateau} に等しい。上記(3)式は、ボロンからネオンの比較的軽い重粒子線を哺乳細胞に照射して得られた今までの殆どのデータをよく説明でき、(fittingにより)V79の場合 $L_1=152 \pm 10 \text{keV}/\mu\text{m}$ で $A=49 \pm 3 \mu\text{m}^2$ が得られる。そして、RBEのピークは $\text{LET} \sim 170 \text{keV}/\mu\text{m}$ の時に得られる。V79に対して得られたA値($49 \mu\text{m}^2$)は、最近報告されたmicrobeam実験による値($49 \pm 7 \mu\text{m}^2$)ともよく一致している⁶⁾。このことから、「LET²効果は重粒子線による生物効果を代表する物理表現であり、且つ明らか!」と言える。しかし、「なぜか?」或いは「どういうことなのか?」は分かっていない。

(3)式は、高LET領域におけるRBE値が $A(1 - \exp\{-L/L_1\}^2)/L$ に比例することも表している。よって $L < L_1$ ではRBEは $\sim AL/L_1 (\propto L)$ 、 $L > L_1$ ではRBEは $\sim A/L (\propto 1/L)$ となって各々が図1(或いは表2)の特性と一致する。ここで、Aと L_1 は細胞(DNA)の種類や環境で決まる生物的条件(定数)であり、感受性と関係している。一方、Lはイオンの電荷と速度で決まる物理的の量である。 L_1 には、single trackで致死効果を引き起こす値という生物物理的な意味もある。このように、高LET領域のRBEは生物と物理の両条件で決まるパラメータの関数 $\{RBE=f(L, L_1, A)\}$ として表現できる。

エネルギー付与の大部分が二次電子放出になるということから、近似的にはLETは電離断面積(σ_1)と似た概念であるとも言える。よってLET²(σ_1^2)という表現は「電離によるsub-lethal damage」が2回起っていることを予想させる。このことから、“2ヒット理論”とかdamage形態としてのDSB(double-strand-break)というような考え方が出て来る。しかし、これらの形態が致死と直結しているという説を裏付ける決定的な事象は未だ示されていない。「DSBの数だけでは細胞致死につながる障害を説明できない」という報告もあ

る⁷⁾。

3.2 間接効果と直接効果

DNAダメージを誘発する要因としては、上記で議論してきたような入射イオン(及び二次電子)による直接電離(効果)の他に、イオントラックに沿って生成されるラジカルがDNAを構成する分子(原子)の結合を切るというメカニズム(間接効果)もあることが分かっている。この要因は、低LET領域では支配的であり、高LET領域では小さいと理解されている。つまり、高LET領域では、イオン及び二次電子の直接電離によるDNAの障害が致死効果と結びついていると考えて良い。

3.3 RBEと線量率との関係

第一章でも触れたが、低LET線のsurvivalは低線量領域においては肩を持っており、これは修復の効果であると理解されている。この場合、高線量領域においては細胞致死効果が高まることを意味しており、見方を変えればRBEが線量率と共に高まると考えても良い。この傾向は、炭素線(平均 $\text{LET} \sim 80 \text{keV}/\mu\text{m}$)でも若干見られる。この現象の詳しい研究は未だ十分とは言えず、今後の加速器の性能向上に関連して是非とも追求しておきたいテーマである。

3.4 今までの知見の整理(高LET領域)

致死効果を生む要因は、「イオン及び二次電子の直接電離作用によってDNA上に生じた修復されない大きな障害(傷)であり、物理的にはLET²に比例するもの」と言える。どの程度の大きい障害が致命的なのかは分かっておらず、現在も今後も放射線生物研究の重要な課題である。

4 まとめ

4.1 一つの仮説

筆者はLET²を説明するモデルの一つとして次のような初期(物理)過程を想定しているが、裏付けるevidenceがあるわけではなく、今の段階では仮説にすぎない。まず、イオンがDNAを横切る際の電離作用でDNA分子を結合している電子群が二次電子として放出され、これに伴ってDNAに(イオントラックに沿って)sub-lethal damageが

生成される。この場合、電離密度が高かかったりDNAのイオン横切り角度によっては、この部分のDNAが切れたり大きな構造変化を引き起こす可能性がある。これが、一回目のLET(σ_1)効果である。次に二次電子がsub-lethal damageの周りに更にdamageを生成する。二回目のLET(σ_1)効果である。二次電子の平均エネルギー(数10eV以下)から考えて、三回目以降の電離の確率は非常に小さいので無視する。この二段階のsub-lethal damageの複合効果(LET²)がDSBや周辺のbase damageを含んだ形態で修復出来ない大きな障害(致死効果)の引き金となる可能性が十分に考えられる。例えば、LET=100keV/ μ mの粒子1個が細胞を通過する場合、DNAサイズ(直径 \sim 2nm)のナノメートル領域では100eV/nmのエネルギー付与であり、平均でも複数の電離及び二次電子放出があるわけで、この可能性は無視出来ない筈である⁴⁾。

上記メカニズムは陽子線の場合にも適用可能であるが、(次のように)その効果は非常に小さい。例えば2keV/ μ m(\sim 28MeV)陽子の場合には2eV/nmとなり、ナノメートル領域においては(陽子1個では)電離も解離(\sim 10eVを必要とする)も(平均としては)起きない程の小さいエネルギー付与である。一つの細胞核にこの陽子が100個程度当たる場合のエネルギー付与としては、200keV/ μ mの粒子1個の場合と同じになるが、この場合ナノメートル領域から見れば1 μ m²当たり1個の希薄なfluxである。このように、低LET陽子線では微少領域における電離の集中性の可能性は極めて小さい(LET²に着目しているため、低LET領域におけるこの効果が小さいことは当然とも言える)。よって、現実に存在する陽子線(低LET領域)の生物効果を説明するためには、2個(或いはそれ以上)の陽子が一つのナノメートル領域に同時に作用する確率とか、他の要因(例えば間接効果)を考える必要が出て来る。特に後者が重要と言われている。

4.2 速中性子の影響

ここで速中性子の生体作用における初期過程及びRBEについて若干触れておきたい。なぜなら、中性子の作用は(最終的には)recoil陽子の影響が主であるからである。この場合の(1回衝突によ

る)二次陽子線は、そのエネルギー分布が概ねフラット(均一)であることが知られている。よって、厚いターゲット(生体)中で、中性子の減速過程を経た後の最終的な陽子エネルギー分布は低速成分が主となる。LET分布としては、陽子エネルギーが0.01 \sim 1MeV領域の高LET成分(20 \sim 100keV/ μ m)の割合が非常に多いことになる。つまり、陽子と言えどもその(結局は中性子の)RBEは高LET領域のそれに近いものとなる。速中性子は「生体中に飛程 μ mオーダーの“高LET陽子線”を選択的に生成する働きを持つ」と言い換えてもよい。

一方、一般的な陽子線照射においては(陽子が軽い)stragglingと多重散乱の両効果が非常に大きく、Bragg peakには色々なエネルギーを持つ陽子が混じっていてPeakの幅は広がっている。例えば、陽子線180MeV程度(水中飛程 \sim 20cm)のBragg peak中の最も存在確率の高い陽子energyは24MeV程度なのである。つまり低LET成分であるMeV以上の高速領域(LETが20keV/ μ m以下)の陽子が殆どであるため、陽子線のRBEは(結果的に)Bragg peak領域でも(低LET線の)1に近い特性となってしまう。1MeV以下の陽子(高LET)線を用いて細胞照射を行えば、高いRBEが観察できる⁵⁾。

4.3 電離に注目する

ここで注意しなければならない点の一つがある。物理パラメータとして、ある領域(体積)におけるエネルギー付与(吸収)のみに着目してしまうと、エネルギーロス(変換)は概ね二次電子エネルギーに変換されると考えてよい。よって、“生物効果”を検討する時に「二次電子による影響を考えるだけでよい」ような気がしがちであるが(これは)正しくないという点である。なぜなら、二次電子放出の際(最初)の高密度な電離(damage)が見落とされてしまうからである。つまり線量という物理パラメータは(実はLETも)、微細構造のdamageを検討するパラメータとして適切でない。イオンによる電離、二次電子による電離、三次電子による電離……、或いは二次粒子による電離、というように電離過程を辿る事が肝要である。

よって、電子放出に関するエネルギースペクトルと角度分布(二重微分断面積)に関する値(情報)

が、生物効果における初期(物理)過程の研究の基礎パラメータとして欠かせないことがお分かり頂けると思う。しかし、関連する実験データが不足しているため、二次電子のエネルギーと角度分布を単純なモデルと仮定に基づいて、トラック計算をモンテカルロ法で行う研究が世界中で精力的に行われている。最近の報告の中には、イオンによる最初の電離がむしろ支配的である⁹⁾とのシミュレーションもある。

4.4 終わりに

最後に、LETという量は(あくまで)平均量であり、ナノメータの大きさのDNAから見ればミクロなエネルギー付与には確率的(poissonian)分布で決まるバラツキが存在する点を指摘させて頂く。DとかLETという量は、このバラツキの平均であり、微少領域における非常に大きなエネルギー付与の事象を表現できない。だからこそ、電離を丹念に辿る必要がある。このことを考慮して、イオントラック周りの電離分布からLET²効果を説明でき、それが生物実験をも説明できる研究成果が是非とも必要と考える。高LET領域の研究においては、間接効果(化学的寄与)が小さいため物理サイドと生物サイドの両結果を(互いに)結び付けて考え易いわけで、生物効果の理解が一層深まることが期待できる。

今後の研究の方向としては、DNAの「どの場所」の「どのような形態の障害」が致命的なのか？(或いは修復不能なのか?)というようなDNA微細構造変化に関する研究、遺伝子情報と感受性(A, L₁)との関係に関する研究、microbeamを用いた細胞核中の位置に対してのレスポンスに関する研究や

LET依存性に関する研究及び線量率とRBEとの関係が生物サイドで重要であろう。又物理サイドでは、イオン及び二次電子によるDNAの電離分布に関する研究やLET²を説明出来るモデルの研究が望まれる。以上、物理系から出発した一生物研究者として“極めて自然に思える議論”を展開したが、生物サイドへ何らかの手助けになれば幸いである。

参考文献

- 1) E.A. Blakely, *Radiat. Environ Biophys.*, **31** (1992) 181-196.
- 2) Private communication, 笠井清美(放医研, 障害基盤)
- 3) E.L. Powers, J.T. Lyman and C.A. Tobias, *Int. J. Radial Biol.*, **14** (1968) 313-330.
- 4) Y. Sato and F. Soga, *Int. J. Radial Biol.*, **8** (1999) 1015-1019.
Y. Sato and F. Soga, *J. Radiat. Res.*, **38** (1997) 103-110.
- 5) R. Katz, D.H. Dunn and G.L. Sinclair, *Radiation Protection Dosimetry*, **13** (1985) 281-284.
- 6) M. Pugliese et al, *Int. J. Radiat. Biol.*, **72** (1997) 397-407.
- 7) G.W. Barendsen, Proc, Workshop on biophysical modeling of radiation effects, Padua, in Italy, chapter 2 (1991) 13-20.
- 8) M. Belli et al, *Int. J. Radiat. Biol.*, **63** (1993) 331-337.
- 9) A. Ottolenghi, M. Merzagora and H.G. Paretzke, *Radiat. Environ. Biophys.*, **36** (1997) 97-103

イオン衝撃による水分子からの 二次電子放出(上)

大澤 大輔*

1. はじめに

水は生体の主構成物質であり、イオン衝撃による水分子からの二次電子放出機構に対し基礎的な知見を得ることは、原子物理学の分野のみならず放射線生物学ならびに放射線防護の観点からも非常に重要である。また放医研HIMACでは、重イオン照射による深部がん治療が行われているが、ここでは飛程の終端部付近で急激に線エネルギー付与(LET)が増大する、いわゆるブラッグピーク形成と呼ばれる荷電粒子線の持つ際立った特徴が利用されている^{1,2)}。この治療法は照射による表面損傷が激減するという点で、従来までのX線や γ 線照射によるそれと異なり非常に効果的かつ有望なものである。ブラッグピーク近傍のエネルギー損失は物質の電離、励起によるものが主であり、それに伴って多数の二次電子が放出される。そのため荷電粒子線の生物効果はこれらの放出二次電子線の空間及びエネルギー分布に密接に関係している。

本研究の目的はブラッグピーク近傍のエネルギー(数MeV/n)を持つ重イオン照射により水分子から放出される二次電子線のエネルギー及び角度分布を測定し、既存の理論³⁻⁶⁾と比較しうる高精度な二重微分断面積(doubly differential cross section: DDCS)を求めることにある。得られた断面積は二次電子線が人体中でどのようなトラックを描くのかを構造解析するための、あるいは動径線量分布等の計算の基礎的データとなる⁷⁻⁹⁾。従来まで様々な入射核種、ターゲットを用いてこの種の

実験がなされてきたが、数MeV/n級の重イオン衝撃による水からの二次電子放出については、高真空下で安定希薄な水蒸気ターゲットを得ることが非常に難しいこともあり、信頼できる高精度実験データはまだ発表されていない。

過去5年間にわたり放医研重粒子の佐藤幸夫氏、曾我文宣氏を中心として水蒸気ジェット発生・捕獲装置をはじめとする測定系の開発、改良並びに実験装置のHIMAC中エネ(パルスビーム)からサイクロトロン(CWビーム)のビームコースへの移設等を行ってきており、近年になってようやく十分統計のある実験データが得られ出してきた。本稿では最初にイオン衝撃による電離のメカニズムについて解説し、開発した実験装置の特徴を紹介した後、 He^{2+} イオン照射を用いて最近得られた実験結果を報告する。

2. イオン衝撃による電離のメカニズム

2.1 さまざまな放出過程

イオン衝撃による電離現象はいわゆる散乱問題の一つであり、その理論的枠組みは散乱理論を用いて説明される。散乱理論の主な目的は基礎的な力学法則や波動方程式から断面積(σ)と呼ばれる物理量を求めることにある。断面積とは粒子の散乱過程において粒子同志が衝突する際にある特定の過程が起こる確率を意味し、考える過程によって衝突断面積や電離断面積等のさまざまな断面積が定義される。放出二次電子線のエネルギー及び角度分布の測定においては、用いる電子線分析器の立体角($d\Omega$)及びエネルギー分解能(dW/W)で決まる方向($\theta \sim \theta + d\theta$)とエネルギー幅($W \sim W + dW$)の二次電子を検出するわけで、放出二

* Ohsawa, Daisuke / 京都大学放射性同位元素総合センター

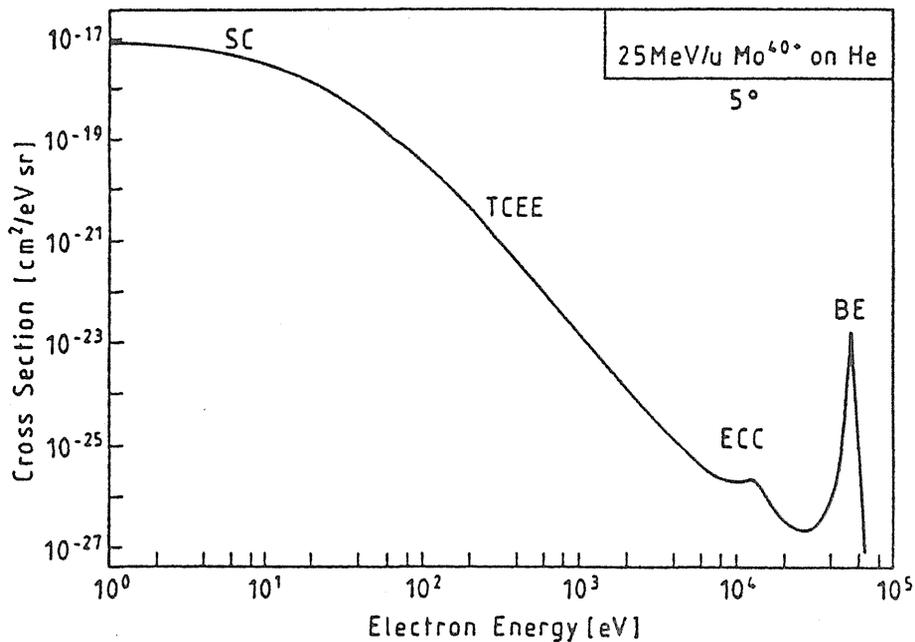


図1 典型的なイオン衝撃による分子からの放出二次電子線のエネルギースペクトル(25 MeV/n Mo^{40+} をHeガスに照射した際に入射ビームに対して5度方向で観測されたもの)。エネルギー領域によりその放出過程が異なる。SC: 柔らかい衝突(soft collision), TCEE: 二中心電子放出(two-center electron emission), ECC: 電子捕獲(electron capture to the continuum), BE: 二体衝突(binary encounter)。

次電子線の散乱方向とエネルギーが特に指定された電離二重微分断面積($d^2\sigma/d\Omega dW$)の情報が得られる。

まず典型的なイオン衝撃による原子(分子)ガスからの放出二次電子線のエネルギースペクトル(二重微分断面積)を図1に示す¹⁰⁾。これは25 MeV/n Mo^{40+} をHeガスに照射した際に入射ビームに対して5度方向で観測されたものである。

低エネルギー領域(1から20eV)の二次電子は衝突係数が比較的大きく、従って入射イオンから散乱電子への運動量移行が小さい散乱によって生じる。このような散乱は柔らかい衝突(soft collision: SC)と呼ばれるもので低速二次電子線の主要な放出過程である。逆に衝突係数が小さく、運動量移行が大きい散乱は硬い衝突(hard collision: HC)と呼ばれる。20eV以下の低速電子のド・ブロイ波長は原子の大きさ程度にまで長くなるため波動としての性質が重要になり、もはや古典的な粒子として扱うことができず、その放出分布の評価には平面波ポルン近似等に代表される量子力学を用いた散乱理論が必要となる。

また55keV付近の高エネルギー側にある突出したピークは二体衝突(binary encounter: BE)ピークと呼ばれるものである。これは入射イオンと軌道電子とが丁度ビリヤードの玉同士がぶつかるように古典的に衝突し弾性散乱した際に生じる。

二体衝突ピークの少し低エネルギー側にある小さなピークは電子捕獲(electron capture to the continuum: ECC)ピークである。これは電離した電子がさらに入射イオンのクーロン場により前方に入射イオンと等速で引っ張られるために生じるピークであり、重イオン入射時において特に前方で観測された場合に顕著に現れる。

柔らかい衝突と二体衝突ピークとの間の領域は二中心電子放出(two-center electron emission: TCEE)と呼ばれる散乱過程により生じる。二中心電子放出とは電離した電子が帰属していたターゲット核と入射イオン核の両方のクーロン場により方向を曲げられて放出する過程であり、入射イオンが高速かつ前方で測定するほど広い領域にわたって観測されるようになる。

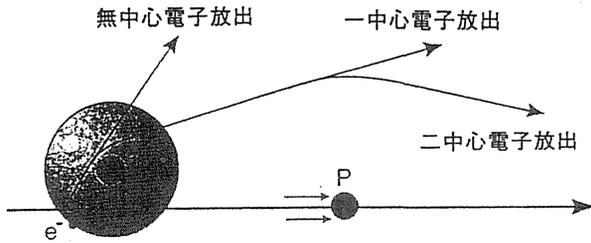


図2 衝突中心の考え方により分類した二次電子線の放出過程。無中心電子放出(zero-center electron emission)は入射イオンと軌道電子との二体問題として現象を捕らえる。つまり電離電子はターゲット核, 入射イオン核のどちらとも相互作用せずに直進する。一中心電子放出(single-center electron emission)では電離電子は両核のうちどちらかの影響を受ける。両核と相互作用するのが二中心電子放出(two-center electron emission)である。

2.2 衝突中心の考え方

二中心電子放出, 電子捕獲ピークの説明でも分かるように電離の際の入射イオンとの相互作用のみならずその後のターゲット核, 入射イオン核とのそれも考慮しなければ, 正確な放出分布の評価はできない。そこで二次電子の放出過程を電離電子とターゲット核, 入射イオン核との相互作用の大きさに注目して再考してみよう。電離した電子がターゲット核, 入射イオン核とさらに相互作用する場合, 両核とも電子に比べて圧倒的に質量が大きいので, 衝突中心はそれらの核に一致すると考えられる。そういった意味でこの考え方は衝突中心の数をを用いた分類とみなすこともできる³⁾。図2に衝突中心の概念図を示す。相互作用の程度は以下の3つの場合に大別される。1つは離脱後の放出電子の飛跡がターゲット核, 入射イオン核どちらからも影響を受けずに直進する場合で無中心電子放出(zero-center electron emission)と呼ばれるものである。電離時に入射イオンが衝突中心を形成するが, それは勘定に入れない。もう1つは電離電子とターゲット核あるいは入射イオン核との相互作用が無視できない場合で, その過程は一中心電子放出(single-center electron emission)と呼ばれる。この場合はターゲット核あるいは入射イオン核が衝突中心を形成する。最後はターゲット核と入射イオン核の両方との相互作用を考慮しなければならない場合で, 二中心電子放出(two-center electron emission)と呼ばれる。も

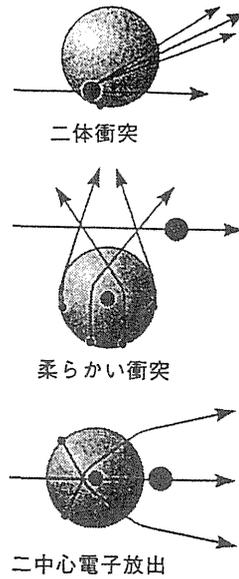


図3 放出二次電子線のエネルギースペクトル中にあらわれる幾つかの放出過程を衝突中心の考え方をを用いて図解する。二本衝突(BE), 柔らかな衝突(SC)はそれぞれ無中心, 一中心電子放出に分類される。

ろろん相互作用の大きさは軌道から離脱する際に入射イオンから受ける力と比べた相対的なものであり, 入射イオンのイオン化数や速度, また衝突係数にも大きく依存する。

先ほど示したスペクトル中に現れるいくつかの二次電子放出過程をこの衝突中心の考え方をを用いて分類してみよう(図3)。最も単純な二体衝突電子について考える。これは衝突係数が非常に小さく, 電子への運動量移行が非常に大きい散乱である。電離の際の入射イオンとの相互作用が離脱後のターゲット核, 入射イオン核とのそれに比べて圧倒的に大きく, 従って後者の影響を無視することができるため, 無中心電子放出に分類される。二体衝突電子は先ほど述べたように入射イオンと軌道電子とがちょうどビリヤードの玉同士がぶつかるようにして生じるものであり, その散乱角度は古典論を用いて容易に求めることができる。軌道電子が静止かつ自由であると仮定すればその散乱角度 θ_{BP} は両者の間に成り立つ運動量及びエネルギー保存則とから

$$\cos\theta_{BP} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{M_p E_e}{m_e E_p}} \quad (1)$$

で与えられる。ここで $M_{e(p)}$, $E_{e(p)}$ はそれぞれ電子(入射イオン)の質量及び運動エネルギーを表す。これを速度を用いて書き直せば

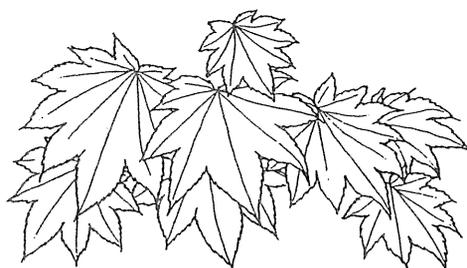
$$v_e = 2 v_p \cos \theta_{BP} \quad (2)$$

ただし v_e , v_p はそれぞれ散乱後の電子速度及び散乱前の入射イオン速度である。実際には軌道電子は束縛され原子核周りを運動しているため、この散乱角度を中心にはほぼガウス分布する。衝突係数が大きくなり電離の際の運動量移行が小さくなると相対的にターゲット核あるいは入射イオン核との相互作用が無視できなくなる。つまり一中心電子放出へと移行していくことになる。図にはターゲット核を衝突中心とした一中心電子放出の例を示した。最近の研究では、不完全電離イオンを入射させたときに前述の二体衝突ピークのピーク強度が変化すると報告があり、入射イオン核を衝突中心とした一中心電子放出が起きているのではとの見方がされている。これは二体衝突過程により電離した電子は高速であるにもかかわらず、入射イオンとの距離が短いため若干の相互作用を受けてしまうためと思われる。さらに重イオン入射においては、入射イオン核との相互作用も無視できなくなり二中心電子放出となる。二中心電子放出は重イオン入射においては中～高エネルギー領域にわたって主要な成分となる重要な放出過程である。電子捕獲ピークも二中心電子放出の一つと考えられている。さらに運動量移行が小さくなり放出二次電子のエネルギーが減少すると、ターゲット核との相互作用がますます大きくなりついには軌道離脱時の入射イオンとの相互作用を追い越してしまう。このような散乱過程が先ほど述べた柔らかい衝突に相当する。式2において $v_e = 0$ とすれば $\theta_{BP} = 90$ 度となることから分かるように、低速電子の放出角度分布は90度優勢と

なるはずだが、実際はその後のターゲット核との相互作用によりその履歴を失い、ほぼ等方的な分布を示すようになる。近年、いままで一中心電子放出による現象と考えられていたスペクトルの構造に二中心電子放出の効果がどの程度寄与しているかを確かめようとする研究が盛んに行われている。例えば低速入射イオンに対しては低エネルギー領域の主要な放出過程である柔らかい衝突に二中心電子放出の効果が認められ、また重イオン入射においては二中心電子放出の効果により二体衝突ピークが低角度側にシフトしているとの報告もなされている。(つづく)

参考文献

- 1) N. Nakano et al., *Cancer J. Sci. Am.* 5(6) (1999) 369.
- 2) T. Kanai et al., *Int. J. of Radiat. Oncology Biol. Phys.* 44 (1999) 201.
- 3) N. Stlterfoht, R.D. DuBois, R.D. Rivarola, *Electron Emission in Heavy Ion-Atom Collisions*, Springer, Berlin (1997).
- 4) M.E. Rudd, Y.-K. Kim, D.H. Madison, T.J. Gay, *Rev. Mod. Phys.* 64 (1992) 441.
- 5) M.E. Rudd et al., *ICRU Report 55* (1996).
- 6) W. Hwang, Y.-K. Kim, M.E. Rudd, *J. Chem. Phys.* 104 (1996) 2956.
- 7) L.H. Toburen, *Radiat. Environ Biophys.* 37 (1998) 221.
- 8) F.A. Cucinotta, R. Katz, J.W. Wilson, *Radiat. Environ Biophys.* 37 (1998) 259.
- 9) W.E. Wilson, H. Nikjoo, *Radiat. Environ Biophys.* 38 (1999) 97.



イオン衝撃による水分子からの 二次電子放出(下)

大澤 大輔*

3. 実験装置

イオン衝撃による放出二次電子線のエネルギー及び角度分布の測定は通常の散乱実験と同様に、加速器からの単一エネルギーのイオンビームを有限領域に局在しているガスターゲットに照射することにより行われる。ターゲットガスは1個の入射イオンが続いて2個以上のターゲット分子と衝突しないよう十分希薄なものでなければならない。四方に放出される二次電子のうちビーム入射軸からの極角 θ 方向に飛んでくるものをしかるべき機器を用いてエネルギー弁別し検出する。断面積導出には散乱領域内のターゲットの密度分布、入射ビームのターゲット中の通過距離といった実験パラメータの導出を伴うため、ターゲット領域を明確に制限することが必要となる。そのため主に2つのターゲット配置法が用いられてきた。1つは小さなセル中にターゲットガスを封じ込める方法(ガスセル法)で、セルには入射イオン通過及び放出二次電子線射出用の開口が設けられている。もう1つはターゲットガスを毛細管からビーム状に噴出する方法(ガスジェット法)でこれを用いた測定法はビーム交差法と呼ばれる。噴出したターゲットガスは入射ビームと相互作用した後、噴出口の対面に取り付けられた真空ポンプにより直ちに吸引されるためチェンバー内の真空度には影響しない。前者はセル内で均一定常なターゲットが得られる反面、セル表面のわずかな帯電により低速二次電子線の飛跡が揺らいでしまうという欠点を持つ。それに対して後者はターゲットガスの密度

分布の評価に若干の不確かさを伴うが、ガスセル法における欠点がないため、この分野の第一人者であるStolterfohtらをはじめとし多くの研究グループがこのガスジェット法を採用している¹⁰⁻¹²⁾。しかしながら水蒸気のように液化しやすい気体の場合は、ポンプ内で凝結が起りやすく、その結果効果的な排気が妨げられチェンバー内の真空度の悪化を引き起こす。チェンバー内の真空度の悪化は後述するようにバックグラウンド計数の増加につながるため、できれば避けたい。我々は噴出した水蒸気を液体窒素温度に冷却されたステンレス製パネルで氷化捕獲することにより、チェンバー内の真空度($\sim 5 \times 10^{-8}$ Torr)を悪化させることなく安定(10時間連続稼働可能)かつ希薄($10^{-2} \sim 10^{-3}$ Torr)な水蒸気ジェットを生成させることに成功した。図4に開発した実験装置を示す。実験装置は交差ビーム法に基づいており、水分子ターゲットを作る水蒸気ジェット発生・捕獲装置、放出された二次電子をエネルギー分析する平行平板型電子線分析器(analyzer)、それを検出するマイクロチャンネルプレート(MCP)アセンブリからなっている。これらの装置は円筒の鉄製チェンバー(60cm ϕ ×56cmH)に納められ、 $\sim 5 \times 10^{-8}$ Torrという非常に高い真空度で実験に供される。

放医研のサイクロトロンで作られたプラグビーク近傍のエネルギー(数MeV/n)を持つイオンビームは5mm ϕ 以下にコリメートされ、チェンバー下部中央のノズル(1×15mm²)からシート状に垂直噴出された水蒸気ジェットと交差、相互作用した後、ファラデーカップ(FC)に到達する。FCは6cm ϕ ×60cm長のAl製でチェンバーから50cm下流に据え付けられ、エレクトロメータを通じ

* Ohsawa, Daisuke / 京都大学放射性同位元素総合センター

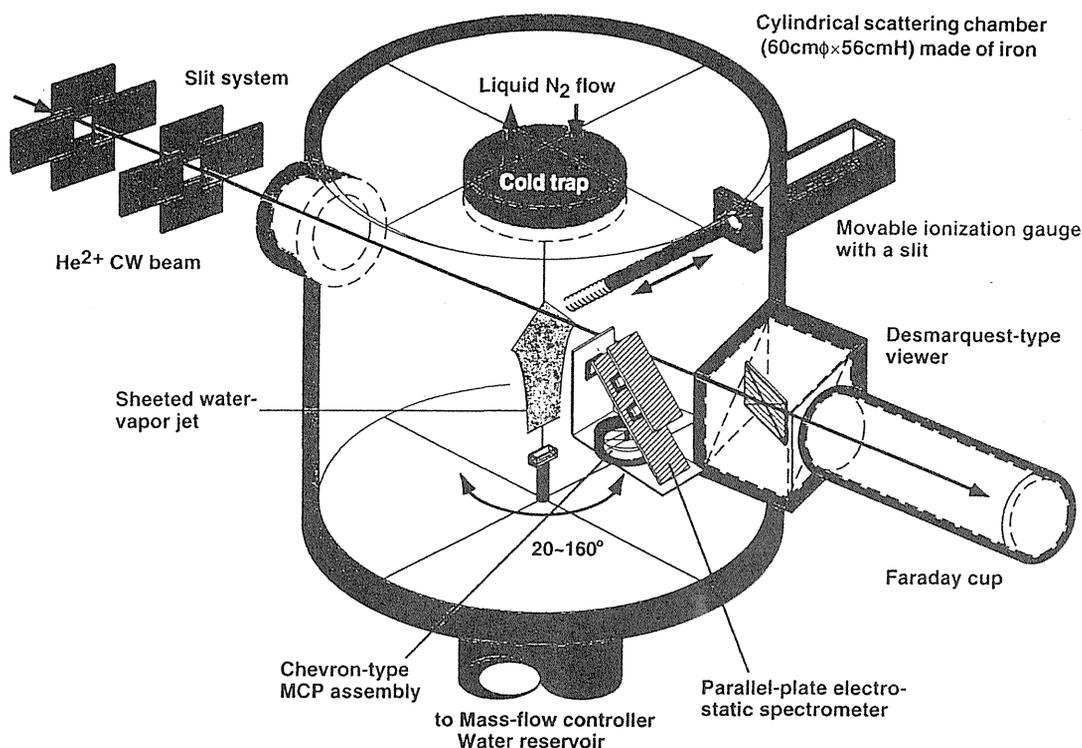


図4 開発した二重微分断面積測定装置。ノズルから噴出された水蒸気ジェットは入射ビームと交差・相互作用した後、チェンバー上部にあるステンレス製パネルで氷化捕獲される。

て入射ビーム電荷を収集する。FCの内壁には黒鉛をコーティングし余分な二次電子の発生を抑える構造とした。入射ビームのスポットサイズはFCとチェンバー間に配置された駆動可能なデマルケスト型ビームビューャーによって確認される。

測定上問題となるのはバックグラウンド計数とチェンバー内の残存磁場である。前者の主な原因は入射イオンの飛跡に沿ってチェンバー内の残存ガスが電離した際に生成される二次電子であり、高エネルギー重イオン入射ではこの寄与が特に大きいため真空度の向上はバックグラウンド計数を下げる上で非常に重要である。本チェンバーでは差動排気と測定前の加熱脱ガス(ベーキングと呼ばれる)操作(130度で24時間程度)により前述のように高い真空度が達成される。また後者については大部分の放出二次電子線のエネルギーは20eV以下と小さくチェンバー内の残存磁場により容易にその飛跡が揺らぐ恐れがあるため、その低減化は必須である。地磁気を含む外磁場の影響を低減するため、チェンバーは前述のように鉄製とした。チェンバー内外の磁場強度はガウスメータを用いて測定されたが、チェンバー外強度は0.5Gaussを

超えていたのに対しチェンバー内のそれは0.015 Gauss以下と鉄製チェンバーの効果を裏付ける結果が得られている。

入射ビームと交差・相互作用した水蒸気は、チェンバー上部にある液体窒素温度に冷却されたステンレス製パネルで氷化捕獲される。水蒸気ジェット発生は以下のようにになっている。貯水槽からノズルまではチェンバー内とほぼ共通の真空度になっており、再蒸留された純水は貯水槽から飽和蒸気圧で気化しノズルに向かって流れていく。これらの水蒸気は輸送路中に取り付けられた質量流量計により流量を制御された後(~50cc/min)、加熱されノズルから噴出される。貯水槽の純水中に含まれる空気などの溶解ガスは定量の妨げになる恐れがある。そのため貯水槽には脱気装置を備え付け、これらのガスを事前に完全除去してから測定に臨んだ。貯水槽からノズルまでの蒸気輸送系にはヒーターを備え60, 80, 100度と温度勾配が設けられており輸送路中での結露を防ぐ構造となっている。

ビームとの交差領域から放出された二次電子は analyzerでエネルギー弁別された後、MCPアセン

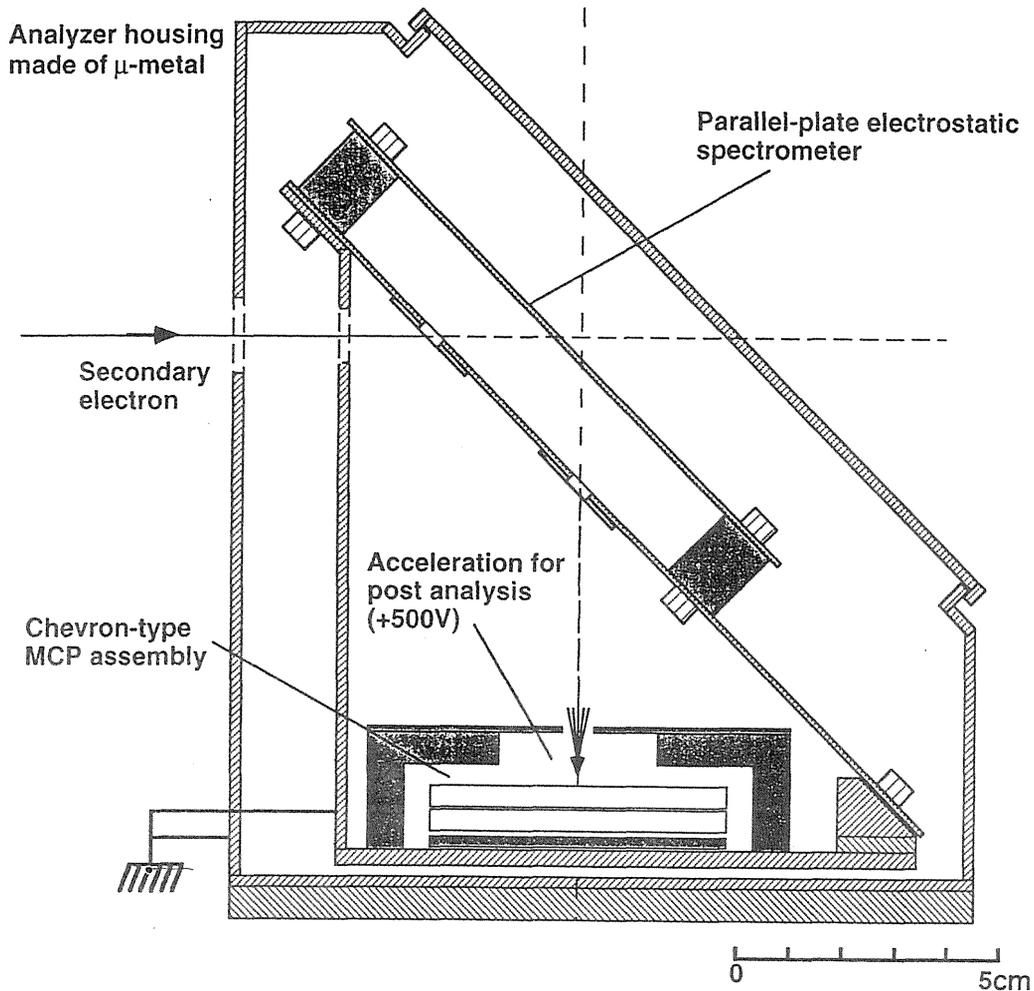


図5 平行平板型電子線分析器とMCPアセンブリの断面図

ブリで計数される。analyzer及びMCPアセンブリ系の断面図を図5に示す。鉄製チェンバーで除去しきれない僅かな残存磁場の影響をさらに低減するため、両装置とも μ メタル製の容器に納められている。analyzerは2枚のステンレス板(偏向電極 $115 \times 50 \text{mm}^2$ 、スリット電極 $170 \times 50 \text{mm}^2$)とセラミック製の絶縁物からなっており、偏向電極に負電圧を印加することにより極板間に均一な平行電場が形成される。スリットサイズは入射、射出側とも $5 \times 10 \text{mm}^2$ 、また交差中心から入射スリットまでの距離は 10cm となっており、見込み角度は ± 1.01 度に制限される。入射スリットを通過した電子は極板間電場によりその飛跡が曲げられ放物線を描いて再びスリット電極に到達し、そのうちある決まったエネルギーを持つもののみが射出スリットを通過する。偏向電極への印加電圧と通

過電子のエネルギーとは簡単な線形関係にあり、偏向電圧を -3.75 から -5250V まで徐々に変えることにより 5 から 7000eV までの二次電子を選択通過させることができる。通常このような電子線分析器を用いて低速電子($< 20 \text{eV}$)を分析する場合、その前後には前段及び後段加速領域が設けられる。前者は残存磁場や電場のしみ出しによりその飛跡が揺らぐ恐れのある低速電子を分析器内に引き込むために、それに対して後者は分析器を通過した低速電子を検出する際に問題となるMCPの検出効率の低下を補うために用いられる。前段加速は低速電子の数え落としを防ぐ反面、分解能の悪化や見かけの立体角を増加させてしまうフォーカス効果と呼ばれる欠点を持つ。我々の装置では残存磁場の影響は鉄製チェンバーと μ メタルの使用により無視できるため飛跡の揺らぎは小さい

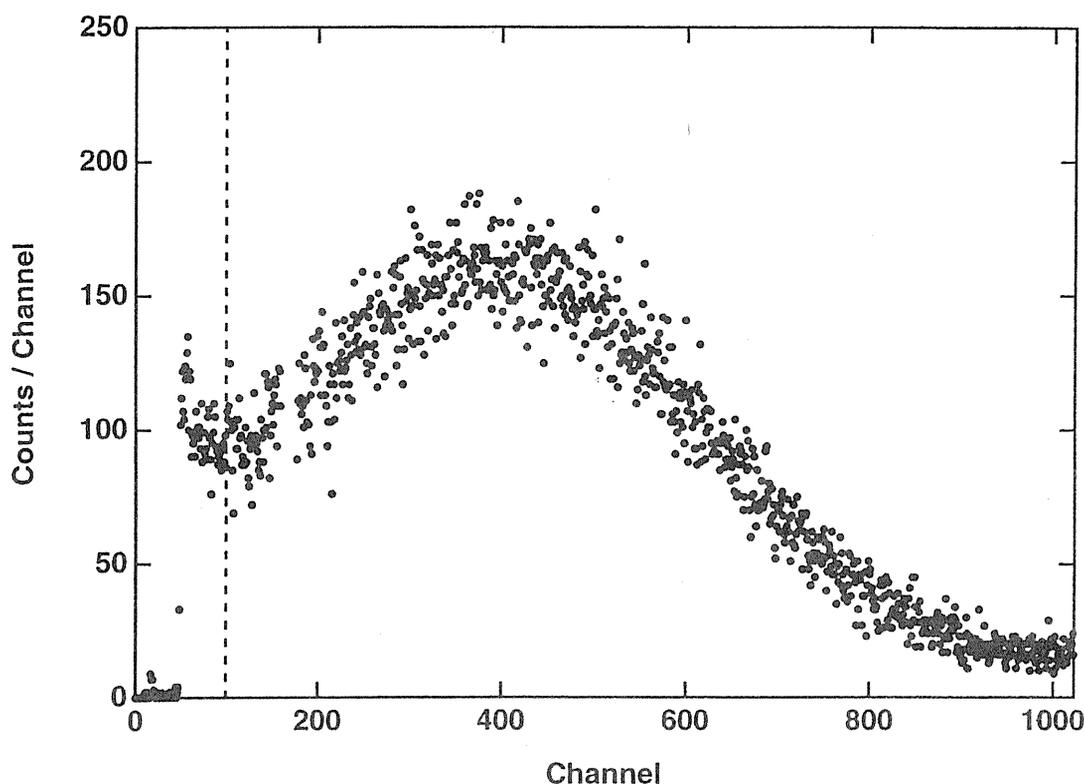


図6 MCPアセンブリ出力の波高分布曲線。100ch以下の立ち上がりはMCPの暗電流によるノイズと思われる。

と考えた。それに対して用いたMCPは後述するように500eV以下の電子に対してその検出効率が急激に悪化する。以上のことより今回の実験では後段加速のみを用いた。

分析器を選択通過した二次電子はそのままMCPアセンブリに入射する。MCPアセンブリは2枚のMCPが近接配置されたChevron型と呼ばれるものである。各々のプレートには0.95kVずつ印加されており全体で 10^6 の増幅率が得られる。有効径は30mm ϕ で、開口率(Open area ratio: OAR)すなわち有効部全面積に対するチャンネル開口面積の比は $60 \pm 1\%$ である。一般にMCPは電子線のみならず紫外線、X線に対しても感度を示す¹³⁾。そのためMCPアセンブリはビームライン上流からの高エネルギーX線が入射しないよう鉛製の容器に納められ、電子が入射する開口部にはメッシュ付きNi薄膜(6mm ϕ)を置いた。MCPの初段入射面に+500V印加することによりNi薄膜との間に後段加速領域が形成される。MCPの出力はプリアンプ、スペクトロスコープアンプで整形増幅されADCでデジタル変換された後、波高分析器

(MCA)に入力される。図6に典型的なパルス波高分布を示す。MCP内の二次電子増倍率は入射電子のエネルギーによらず一定なため、得られる波高分布はほぼ同形のガウス分布となる。MCPの暗電流が原因とみられる100ch以下のノイズ成分を落とし信号成分のみを計数した。求めたい物理量は入射イオン1個あたりの放出二次電子数であるため、MCPの計数はFCへの入射イオン電荷量で規格化する必要がある。10から300eVの電子に対しては入射イオン電荷量を $1.5\mu\text{C}$ (4.7×10^{12} 個)とし、300eV以上の電子に対してはその計数が大幅に減少するため統計を約6.7倍の $10\mu\text{C}$ (3.1×10^{13} 個)に上げて測定した。

二重断面積は実験的には次式を用いて導かれる。

$$\frac{d^2\sigma}{dWd\Omega} = \frac{N_{es}/\exp(-\sigma_s n_e x) - N_{eb}}{N_p \epsilon t \Delta\Omega \Delta W n_e l} \left[\text{cm}^2/\text{eV sr molecule} \right] \quad (3)$$

ここで N_{es} 、 N_{eb} は各電子エネルギーにおける全信号計数(水蒸気ジェットオン)及びバックグラウン

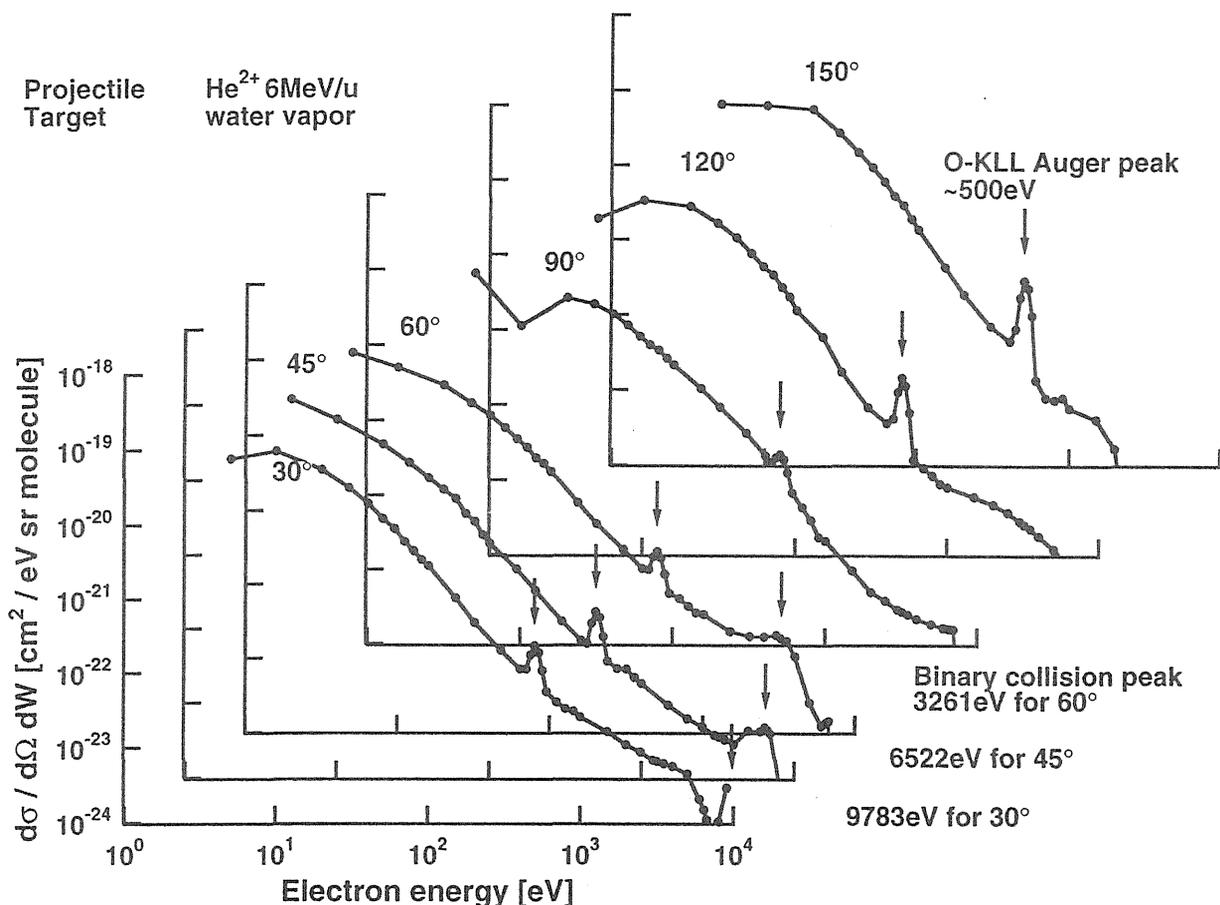


図7 二重微分断面積測定結果($d^2\sigma/d\Omega dW$)。すべての観測角度に対して500eV近傍に酸素のKLLオージェピーク、また30, 45, 60度方向に対してそれぞれ9.8, 6.5, 3.3keVに二体衝突ピークが観測された。

ド計数(水蒸気ジェットオフ)である。 $\exp(-\sigma_s n_t x)$ は放出二次電子線の水蒸気ジェット中における散乱吸収の効果を補正するためのものであり、 σ_s , n_t , x はそれぞれ水蒸気中における電子線の全散乱断面積[cm^2]、水分子数密度[$\text{個}/\text{cm}^3$]、電子線通過距離[cm]である。 N_p は入射イオン計数、 ϵ はMCPの検出効率、 t , $\Delta\Omega$, ΔW はanalyzerの透過率、立体角、エネルギー幅である。 l は入射ビームの水蒸気中における通過距離である。断面積測定のように絶対値を求める実験では測定値そのものもさることながらその誤差の評価も非常に重要である。この点に留意してこれらの実験パラメータを実験、計算により適切に評価することにより二重断面積値の誤差は22%と見積もった。

4. 実験結果

図7に30, 45, 60, 90, 120, 150度方向につい

での二重微分断面積測定結果($d^2\sigma/d\Omega dW$)を示す。まずすべての角度に対して現れる500eV付近の鋭いピークに注目したい。これは水分子中の酸素のK-LLオージェピーク($\sim 500\text{eV}$)である。オージェ電子放出はイオン衝撃による電離に続く二次的過程であるためその角度分布は等方的であるとされており、観測結果もほぼそれを裏付けるものとなった。また30, 45, 60度での高エネルギー側のなだらかなピークは二体衝突ピークである。式2を用いれば、6 MeV/nの He^{2+} 入射では $\theta=30, 45, 60$ 度に対してそれぞれ9.8, 6.5, 3.3keVにピークが生じることになるが、実験結果もこれらの計算値と矛盾のないものが得られた。またこれらの二体衝突ピークも含めて数keV領域に及ぶ高速電子成分の高い放出率も注目すべきことである。式2からも分かるように、散乱後の電子速度の最大値は入射イオン速度の2倍(6 MeV/nの

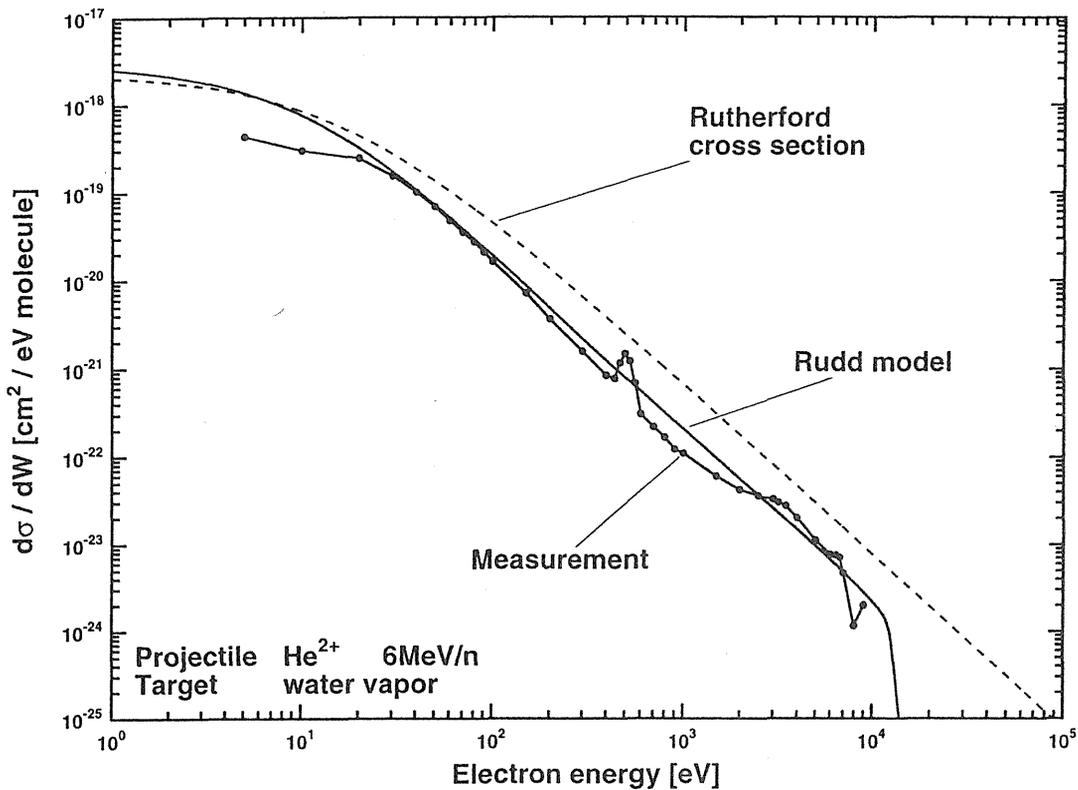


図8 実験値($d\sigma/dW$)と既存の理論計算との比較。エネルギーに関する微分断面積($d\sigma/dW$)は二重微分断面積($d^2\sigma/d\Omega dW$)の結果を6つの観測角度に対して立体角で積分することにより求められる。実験値とRuddモデルとの良い一致が見られた。

He²⁺イオン入射で0度方向に12keV電子放出)までであるが、過去に行われた実験では入射イオン速度が比較的遅かった(数百keV/n領域)ため、数keV領域に及ぶ高速電子成分が全く見られなかった。このような高速電子の放出分布の解明は重イオン照射によるがん治療の高度化に直結しており高精度な定量評価が望まれるものである。

放出二次電子線のエネルギーに関する微分断面積($d\sigma/dW$)については、ラザフォード断面積を始めとしていくつかの理論計算式が提案されており、測定が首尾一貫した矛盾のないものであることを確かめる上でこういった理論値との比較は意義深い。ここではラザフォード断面積及び二体衝突近似に実験値による補正を加えた半経験的な解析式の1つであるRuddモデルとの比較を試みた。ラザフォード断面積は散乱理論の中で最も基本的のものであり、現象を入射イオンと軌道電子との二体問題として捕えている。これは前述の衝突中心の考え方をいれれば、無中心電子放出のみを考慮した理論ということができ、従って重イオン入射あ

るいはターゲット原子が比較的重い場合には実測値とのずれが予想される。これに対してRuddモデルの土台となっている二体衝突近似では入射イオンを衝突中心とした一中心電子放出が考慮されており、先に述べた不完全電離イオンが入射したときの二体衝突ピークの強度変化などは良い近似で説明できる。図8に結果を示す。測定値については先ほどの二重微分断面積結果を6つの観測角度に対して立体角で積分することにより求めた。低エネルギー領域で測定断面積はRuddモデルに比べ若干減少しているが、概ね良い一致が見られた。この減少が本当であるならば、断面積低下の一因として水蒸気のクラスター化が考えられる。クラスターの断面積は単量体のそれに比べ絶対値が減少するとともに、散乱電子がクラスター内を通過する際に受けるエネルギー損失により、低速電子ほど放出されにくくなるためその傾きも変化するとされている。水蒸気中のクラスターの有無については今のところ不明であるが、水は極性が大きいため容易にクラスター化しやすいと思われる。

一般的にノズルから真空中に噴出されたガスの温度は断熱膨張により急激に低下する。実際、我々の場合でも、射出直前は100度であった水蒸気が急激に冷やされ10時間以上の連続運転の後にはノズルに氷となって付着していることが確認された。クラスター中の分子同士は主に電磁気力の一種である分子間力で結びついており、噴出後の温度低下により分子のもつ平均エネルギー($\sim k_B T$)が分子間ポテンシャルを下回ればクラスターが生成される可能性が生じる。噴出後の蒸気温度を正確に見積もりクラスター化の可能性の有無を見極め、存在する場合はその定量評価の手段を講じる必要があると思われる。今回はラザフォード断面積、二体衝突近似といった古典論との比較のみを行ったが、低速領域及びさらに高精度な比較に対しては平面波ボルン近似等を用いた量子力学的な取り扱いが必要となる。今後はこれらの理論計算値との比較も試みたい。

5. 今後の予定

より高精度な断面積導出には入射ビーム断面の密度分布に関する情報が必要となるが、これは我々が近年、開発実用化に成功した二次電子放出型のビームプロファイルモニタを交差領域手前に設置することによって得られると考えている。このモニタは金属薄膜(1 μm 厚)からの二次電子放出に関する研究を応用して開発されたものであり、現在HIMACのLinacビームの調整に威力を発揮している。また現在、観測角度点を大幅に増やし広範囲なエネルギー領域にわたる断面積測定を可能とするため、プログラマブルな測定器とGPIB

インターフェースを用いたコンピュータ制御による測定の自動化を進めており、こちらも近日中に完成予定となっている。放医研のサイクロトロンでは核種については $\text{He}^{2+} \sim \text{Ar}^{18+}$ まで、エネルギーも6 $\sim 15\text{MeV/n}$ まで入射可能となる予定であり、将来的には入射核種を He^{2+} , C^{6+} , Ne^{10+} , Ar^{18+} と重イオンへと変えていき、6, 11.25, 15 MeV/n の3種の入射エネルギーに対して、観測角度20から160度まで5度刻みで10 $\sim 12000\text{eV}$ にわたる放出二次電子線のエネルギースペクトルを系統的に測定する予定である。従来までの放出二次電子線についての二重微分断面積測定においては、特定の入射イオン核種及びエネルギーについてのみ行われているものがほとんどであったが、この種の実験では測定系に依存する実験誤差の寄与が大きく、他のグループによる異なる核種間での単純比較が困難である。同一の実験系を用いてこのような系統的測定を試みるのは本研究が最初である。これからも重イオンのトラック構造の見直し、考えられるDNAダメージの再検討、放射線生物学への寄与、しいては重イオン治療の高度化に貢献できるよう頑張っていきたい。

参考文献

- 10) N. Stlterfoht et al., *Euro. Phys. Lett.* 4(1987) 899.
- 11) N. Stlterfoht, *Z. Physik* 248(1971)81.
- 12) N. Stlterfoht, *Z. Physik* 248(1971)92.
- 13) J. L. Wize, *Nucl. Instr. and Meth.* 162(1979) 587.

関 連 資 料

5. 眼腫瘍に対する陽子線治療の
フェイズII臨床試験研究

申告表

所属 放射線医学総合研究所 重粒子医科学センター
氏名 宮原 信幸

3.学会発表

演者	演題名	*	**	学会・研究会名	年月	場所	自己採点	査定点
筆頭、共同	補償フィルター一切削加工条件の最適化			第13回日本医学物理学大会	96年7月	大阪		
筆頭、共同	Compensator/Patient Collimator Fabrication System at HIMAC		○	FIRST KOREA-JAPAN JOINT MEETING ON MEDICAL PHYSICS	96年9月	Korea		
筆頭、共同	腫瘍内酸素拡散係数の測定			第73回日本医学放射線物理学大会	97年4月	横浜		
筆頭、共同	炭素 135MeV を用いた眼メラノーマの治療照射装置の開発			第79回日本医学放射線物理学大会	99年4月	横浜		
筆頭、共同	放医研における粒子線を用いた眼メラノーマ治療			第80回日本医学放射線物理学大会	2000年9月	東京		
筆頭、共同	炭素線を用いた眼メラノーマ治療ポートの開発			第81回日本医学放射線物理学大会	2001年4月	神戸		
						計6		

* シンポジウムの演題には○印をつける

* * 日本語以外の言葉が共通語となる国際会議には○印をつける

ARTA 2000 プログラム

主催：第3 回応用加速器・関連技術研究シンポジウム組織委員会
 共催：(社)電気化学会 応用加速器及び関連技術研究会
 会場：東京工業大学百年記念館・フェライト会議室

第1日：10月16日(月)

受付		9:30-10:00
開会挨拶		10:00-10:10
医療加速器 I		10:10-11:50
16a1	兵庫県粒子線治療プロジェクト 兵庫県粒子線治療センター ○板野明史	
16a2	WERC 陽子線がん治療プロジェクトと W-MAST 高エネルギー照射システム 若狭湾エネルギー研究センター ○福田茂一, 久米恭, 長谷川崇, 鍵谷豪, 山本和高	
16a3	がんセンター東病院における医療専用サイクロトロン加速器のビーム安定性 国立がんセンター東病院, 住友重機械工業 ^A ○西尾禎治, 萩野尚, 新保宗史, 立川敏樹 ^A , 熊田幸生 ^A , 池田仮	
16a4	HARIMAC 入射器の現状 住友重機械工業, 三菱電機 ^A , 加速器エンジニアリング ^B , 兵庫県 ^C ○澤田憲司, 井上淳一, 阪田俊男, 岡西賢二, 宮崎洋文, 宇野浩一, 秋山正博, 戸内豊, 原田久 ^A , 本多保男 ^B , 板野明史 ^C , 東明男 ^C , 赤城卓 ^C	
16a5	小型 ECR イオン源のビームテスト 放医研, 東工大 ^A , 加速器エンジニアリング ^B ○村松正幸, 北川敦志, 服部俊幸 ^A , 福島敏孝 ^B , 小川博嗣 ^B , 佐藤眞二, 佐藤幸夫, 山田聰	
昼食		11:50-13:10
医療加速器 II		13:10-14:10
16p1	阪大 RCNP での加速器物理学研究 阪大核物理研究センター ○佐藤健次	
16p2	医療用重イオン用 APF-IH 線形加速器の粒子シミュレーションとモデル測定 東工大, 浜松ホトニクス ^A , IFIN ^B , 放医研 ^C ○畑寿起, 服部俊幸, 柏木啓次, 高橋康之, 山本和男, 松井信二郎 ^A , E. Osvath ^B , 山田聰 ^C	
16p3	Study of Focusing an O ₂ Beam with an Inhomogenous Magnetic Field 放医研, KEK ^A ○藤澤高志, 橋本義徳 ^A , 森本照久 ^A	
レーザー・光		14:10-15:10
16p4	抗腫瘍抗体結合型光増感剤を用いた光線力学治療 東工大 ○小倉俊一郎, 蒲池利章, 大倉一郎	
16p5	レーザー光誘起応力波による骨形成 - 有限要素法による骨内応力波伝播解析 - 北陸先端科学技術大学院大 ○山川功, 二宮禎, 脇田政嘉, 西坂剛	
16p6	kA 級線形誘導加速器を用いた X バンド FEL 研究 原研那珂研, 東工大 ^A ○前原直, 森本巖 ^A , 鄭曉東, 志甫諒	
コーヒーブ레이크		15:10-15:30
特別講演 I		15:30-16:30
16p7	レーザーの治療への応用, レーザ光による骨形成 北陸先端科学技術大学院大 ○西坂剛, 二宮禎, 山下敦, 梅林志浩, 脇田政嘉	
電子加速器		16:30-17:30
16p8	超小型加速器の医療応用 エーイーティージャパン ○田辺英二, 平岡一毅	
16p9	A System of the Rhodotron TT300 and its Operation IBA, セティー ^A , 原子燃料工業 ^B ○外羽吉幸, M. Abs, J. M. Hubert, P. Peltier, C. Dupont, 梅津透 ^A , 赤土雄美 ^B	
16p10	産業用 5 MeV・CW マイクロトロンのビーム力学設計 三菱電機 ○田中博文, 蒲越虎, 金太炫, 牧田陽, 築島千尋, 中西哲也	
懇親会		18:00-20:00

第2日:10月17日(火)

医療と粒子線装置		9:30-10:30
17a1	イオンビームを用いた目メラノーマ治療 放医研 ○宮原信幸	
17a2	重粒子線治療における線量分布測定のための多層電離箱の開発 放医研, 国立がんセンター東病院 ^A ○遊佐頭, 新保宗史 ^A , 溝田学, 金井達明	
17a3	HIMACにおけるRIビームを用いたスポットスキニング装置の製作 東芝, 放医研 ^A , 京大化研 ^B ○佐藤耕輔, 埴勝詞, 井関康, 二見康之 ^A , 金井達明 ^A , 金澤光隆 ^A , 北川敦志 ^A , 村上健 ^A , 野田耕司 ^A , 新保宗史 ^A , 須田充 ^A , 富谷武浩 ^A , 浦壁恵理子 ^B	
コーヒーブレイク		10:30-10:50
粒子線装置		10:50-11:50
17a4	X線リソグラフィ用高輝度ビームラインの評価 住友重機械工業 ○広瀬サユミ, 宮武勤, 李軒	
17a5	TOF法測定用C ₆₀ ビームパルス化装置 東工大, KEK ^A , 放医研 ^B ○高橋康之, 服部俊幸, 柏木啓次, 畑寿起, 菅井勲 ^A , 野田耕司 ^B	
17a6	住友重機械低速陽電子ビーム施設 住友重機械工業, 住重試験検査 ^A ○中條晃伸, 広瀬雅文, 八木孝秀 ^A	
昼食		11:50-13:10
PIXE分析・装置		13:10-14:30
17p1	PIXEによる和紙の元素分析 東工大, 若狭湾エネルギー研究センター ^A , 敦賀短大 ^B ○鈴木達也, 安田啓介 ^A , 多仁照廣 ^B	
17p2	PIXEによる河川水標準試料中の微量元素分析 東京家政大, 東工大 ^A ○新関隆, 辻正道 ^A , 川崎克則 ^A , 服部俊幸 ^A	
17p3	放医研のPIXE分析用加速器システム 放医研 ○今関等, 湯川雅枝	
17p4	PIXE用波長分散型X線検出システムの開発 武蔵工大, 東工大 ^A , イオン加速器 ^B ○袴田隆史, 小泉貴寛, 真鍋伸宏, 鳥山保, 持木幸一, 實吉敬二 ^A , 川崎克則 ^A , 佐々木廣 ^B , 若狭修一郎 ^B	
特別講演II		14:30-15:30
17p5	A Record-Breaking Lifetime of the Thick Carbon Stripper Foil for PSR of LANL KEK, 東工大 ^A , LANL ^B ○菅井勲, 小柳津充弘, 大森千広, 武田泰弘, 川上宏金, 服部俊幸 ^A , 川崎克則 ^A , M. J. Borden ^B , R. J. Macek ^B	
コーヒーブレイク		15:30-15:50
薄膜・物質		15:50-16:30
17p6	イオン化蒸着によるTPD高分子膜の作製と有機EL素子への応用 農工大 ○臼井博明, 吉岡照文, 田中邦明, 佐藤壽彌	
17p7	高濃度不純物注入に於ける凝集過程 岡山理大, ウィーン工科大 ^A ○中川幸子, G. Betz ^A	
PET・CT		16:30-17:50
17p8	重粒子線照射によるAutoactivation画像の臨床 放医研 ○吉川京燦, 富谷武浩, 金澤光隆, 金井達明, 田村克己, 今井康則, 神立進, 辻井博彦	
17p9	植物計測用ポジトロンイメージング装置 浜松ホトニクス ○内田博, 大村知秀, 山下貴司	
17p10	2色X線CTの開発 放医研 ○取越正己, 角尾卓紀, 遠藤真広	
17p11	ファンビーム方式重イオンCT用検出器システム 東工大, 放医研 ^A ○大野由美子, 河野俊之, 松藤成弘 ^A , 金井達明 ^A , 坂内俊輔, 谷川俊一郎	
閉会挨拶		17:50-18:00

★★★学術講演プログラム★★★

🕒 講演プログラム PDFファイル (出力にはAdobe Acrobat Readerが必要です.)

🕒 日程・会場

10月20日(金) 第1室, 第2室

10月21日(土) 第1室, 第2室

🕒 学術講演

1. 講演は発表10分, 討論5分/計15分を標準とする.
2. ○印は講演発表予定者.
3. 連名者で所属(勤務先)が省略されている場合は, 前者と同一.

🕒 10月20日(金)

第1室 ▼▲

9:10~10:10【医療福祉・リハビリテーションⅠ】〔座長 中西義孝(大分大)〕

101 患者起立介助作業の負荷低減下での作業能力の評価/○山田宏(名大), 小野雄一郎(藤田保衛大), 蛭田秀一(名大), 島岡みどり, 堀文子(岐阜医短大), 安藤詳子(名大), 服部洋兒(大同工大), 今枝敏彦(藤田保衛大)

102 外骨格型ロボットによる人間肘運動補助/○木口量夫(佐賀大), 刈谷臣吾, 渡辺桂吾, 福田敏男(名大)

103 つまみ力によるつまみ径の評価/三田純義(小山高専), ○佐藤裕介(小山高専)

104 上肢による位置決め動作の解析/高野 剛(新潟工短大), ○五幣純宣, 江崎稔通, 原 利昭(新潟大)

10:20~11:20【医療福祉・リハビリテーションⅡ】〔座長 蔦 紀夫(広島大)〕

105 段差移送時における車椅子挙動の解析 /○安藤友宏(新潟大), 植木一範, 高野 剛(新潟工短大), 水谷 都(新潟大), 原 利昭

106 オフィス用全方向移動車椅子の試作/○寺島正二郎(新潟工大), 伊藤建一, 村上 肇, 中嶋新一

107 全方向に移動可能な電動車椅子の操作のための頸部運動の計測/○金井 淳(新潟工大), 小島 誠, 村上 肇, 伊藤建一, 寺島正二郎, 中嶋新一

108 車椅子着座面に生ずる圧力集中に関する研究/○鈴木真人(新潟工短大), 原 利昭(新潟大)

14:00~15:30【生物流体力学Ⅰ】〔座長 山口隆美(名工大)〕

109 脈動流における脳細動脈の動脈瘤発生部と壁せん断応力 /○中島幹雄(芝浦工大), 山野辺博之(石川島播磨), 工藤 奨(芝浦工大), 山口 隆平, 氏家 弘(東京女子医大)

110 岐部動脈瘤と血管内流れに関する数値解析的研究/○小野洋也(東北大), 齋藤 務, 高山和喜, 平野孝幸, 高橋 明, 吉本高志, 上之原広司(国立仙台病院), 高橋 昇

111 分岐管内振動流の特性と拡散促進機構/○米川明之(本田技研株), 渡辺紀徳(東大)

112 盲端型多孔質チューブを応用した中心静脈栄養用カテーテルの開発/○峯 健人(関大), 大場謙吉, 辻 隆之(東大), 井澤周作(関大)

113 三次元血管実形状測定システムを用いた計算流体力学シミュレーション／○木村祐介(名工大), 山口隆美

114 YAG laser generated underwater shock waves for medical application／○S. H. R. Hosseini(東北大), 平野孝幸, 高山和喜, 上ノ原広司, 高橋 明, 吉本高志

15:40~16:40【生体計測・モデリング】〔座長 水口義久(山梨大)〕

115 口唇縁辺系の喜怒哀楽表情解析システム／○西村敦洋(広島大), 藤村朋宏, 蔦 紀夫, 岩本 剛

116 視点位置検出のための眼球画像の輪郭線抽出法の検討／○鉄谷聖和(能開総合大), 首藤由里子, 尾田雅文, 磯村 恒, 関口行雄, 原利昭(新潟大)

117 仮想現実の重心動揺に与える影響／○児玉裕俊(長岡技科大), 佐藤昭浩, 西村初彦, 鎌滝正男, 宝田 潤, 吉田 謙, 三宅 仁

118 ローレンツカ刺激とクリープ・リモデリングによるしわとり解析と実験／○藤村朋宏(広島大), 吉木啓介, 蔦 紀夫, 岩本 剛

16:50~17:50【細胞工学 I】〔座長 白崎芳夫(機技研)〕

119 引張り刺激が培養平滑筋細胞のコラーゲン産生に与える影響／○後藤泰輔(東北大), 松本健郎, 佐藤正明

120 高血圧が単離血管平滑筋細胞の引張特性に与える影響／○山本光伸(東北大), 松本健郎, 佐藤潤平, 佐藤正明

121 生体溶液の示差走査熱量測定による熱分析／○藤田真志(千葉大), 中尾吉伸, 田中 学, 菱田 誠

122 赤血球の摩擦特性の計測／○坂下重人(東北大), 早瀬敏幸, 白井敦, 濱谷 剛

第2室 ▼▲

9:10~10:10【整形外科バイオメカニクス I】〔座長 格谷義徳(大阪市立大)〕

201 三次元立体織物型人工椎間板と椎体の界面強度に関する生体力学的検討／ ○高畑雅彦(北大), 小谷善久, 角家 健, 高田宇重, 島本則道, 松本聡子, 鏝 邦芳, 敷波保夫(タキロン株), 廉澤 剛(北大), 藤永 徹, 金田清志(美唄労災病院)

202 コンドロイチナーゼABCおよびキモパインが椎間板の生体力学特性に与える長期的影響／○森平 泰(北大), 庄野泰弘, 海老原響, 鏝 邦芳, 金田清志(美唄労災病院)

203 脊椎再建術に使用されるメッシュケージの応力とその周囲の骨再構築について／○坂本二郎(金沢大), 尾田十八, 覚内篤志, 赤丸智之, 川原範夫, 富田勝郎

204 脊椎回旋特性測定における棘突起把持方法の検討／○鷺尾利克(機技研), 長谷川和宏(新潟大), 高野 光, 原 利昭

10:20~11:20【整形外科バイオメカニクス II】〔座長 玉木 保(日本工大)〕

205 先天性股脱遺残性亜脱臼に関する研究(光弾性応力凍結法による解析)／○塚本秀明(芝浦工大), 江角 務, 峰谷将史(横浜南共済病院), 高橋 賞(関東学院大)

206 CRを用いたTKAパターンマッチングの検討／○下戸 健(九産大), 日垣秀彦, 中西義孝(大分大), 三浦裕正(九大), 河野 勤, 諸岡孝明, 岩本幸英

207 損傷膝におけるHelical Axis移動に対する装具型測定システムの開

発／○和田健吾(九産大), 日垣秀彦, 中西義孝(大分大), 三浦裕正(九大), 岩本幸英

208 疑似円筒型探触子を用いた超音波走査による髄内釘横止め穴の位置検出／○水口義久(山梨大), 沼本秀樹(石和峡東病院), 中嶋 豊(群馬自動車整備専門学校)

14:00~15:15【軟組織のバイオメカニクスⅠ】〔座長 山本憲隆(立命館大)〕

209 膝関節後外側支持機構の最適再建部位に関する研究／○松田光正(神戸大), 岩壺卓三, 河村庄造, 中田知宏, 水野清典(岡本病院), 吉矢晋一(明和病院), 黒坂昌弘(神戸大)

210 軸方向観察による血管壁の局所ひずみ分布計測／○杉田修啓(東北大), 松本健郎, 佐藤正明

211 中度の運動負荷及びその後の運動停止がラット腱・靭帯の力学的特性に及ぼす影響／○石井貴弘(阪大), 林 邦彦(日立エンジニアリング), 林紘三郎(阪大)

212 平滑筋活性大腿動脈壁の力学的性質／○森 啓(阪大), 田中慶太(ユーシン精機), 宮崎 浩(阪大), 林紘三郎

213 前十字靭帯再建靭帯固定法の力学的評価／○安中智彦(新潟大), 田辺裕治, 瀬川博之, 古賀良生(新潟こばり病院)

15:25~16:25【軟組織のバイオメカニクスⅡ】〔座長 佐藤正明(東北大)〕

214 アイソパラメトリックシェル要素でモデル化したコラプシブルチューブの変形の数値シミュレーション／○板東 潔(関西大), 大場謙吉

215 高血圧と低血流の同時発生に対する動脈壁の力学的適応／○梶井大地(阪大), 牧野彰久(日立製作所), 宮崎 浩(阪大), 林紘三郎

216 マウスより摘出した尾腱とそのコラーゲン線維束の力学的関係／○井川英志(立命館大), 山本憲隆

217 穿刺における摩擦力測定および摩擦力低減方法の検討／○水原和行(機技研), 片岡弘之(NEDO), 鷺尾利克(機技研)

16:35~17:35【硬組織のバイオメカニクスⅠ】〔座長 安達泰治(神戸大)〕

218 マイクロX線CTによる骨の内部構造解析／○白崎芳夫(機技研), 三澤雅樹, 高田尚樹, 林 和彦

219 ウシ海綿骨の多軸強度特性／○小林公一(千葉工大), 坂井 淳(新潟工短大), 坂本 信(新潟大)

220 骨の繰返し荷重下における損傷蓄積と疲労寿命 / 石原外美(富山大), 五嶋孝仁, ○岩脇章二, C. Fleck(カイザーラウテルン大学)

221 高速負荷によるウシ皮質骨の破壊特性／菊川久夫(東海大), 康井義明, ○今村 亮, 福田宏明

🌐 10月21日(土)

第1室 ▼▲

9:10~10:10【医療福祉・リハビリテーションⅢ】〔座長 但野 茂(北大)〕

123 ヒトの筋特性を有する人工筋アクチュエータの開発とロボットアームへの応用／○塩野谷明(長岡技科大), 高本俊一, 小島輝明, 長谷川光彦, 三宅 仁

124 自立支援療養寝台の基本設計と動作解析／○山下光司(三重大), 佐藤邦夫, 大宮邦雄, 林 徳彦(シュアウィング), 上松盛明(アップ・アート)

125 MHアクチュエータを用いた移乗介助機器の評価試験／○敦賀健志(北大), 井野秀一, 緒方啓史, 伊福部達, 田中敏明(札幌医科大), 泉隆(北海道東海大), 河野 博(日本製鋼), 吉永 泰

126 吊り上げ式歩行訓練用吊り上げ機の開発／今戸啓二(大分大), ○三浦篤義, 池内秀隆, 宮川浩臣

10:20~11:20【医療福祉・リハビリテーションⅣ】〔座長 三宅 仁(長岡技科大)〕

127 ATの工学モデルの構築と走運動への応用／○小島輝明(長岡技科大), 高本俊一, 嶋形洋一, 綿貫 雅也, 塩野谷明

128 短下肢装具の足関節拘束と立位保持性(床面外乱下での検討)／○田中正夫(阪大), 東藤正浩, 玉田繁栄

129 繰り返しモーメント負荷運動療法器械の開発／○成田賢哉(日本工大), 川田賢三, NGUYEN SON, 玉木 保, 高橋和久(千葉大), 山縣正庸

130 加齢による聴覚特性に基づいた福祉機器警告音の設計／○金子浩孝(北大), 柴野純一, 但野 茂

14:00~15:15【生物流体工学Ⅱ】〔座長 大場謙吉(関大)〕

131 模擬赤血球としての柔軟弾性ゲル微粒子の変形および弾塑性特性(Ⅱ)／○余座 樹(関大), 大場謙吉, 板東 潔, 桜井 篤, 嘉崎英雄, 浦上 忠, 宮田隆志

132 血流と血管壁の相互作用による粥状動脈硬化斑内部ひずみの解析／○大橋 剛(名工大), 山口隆美

133 コイル塞栓による脳動脈瘤治療のモデル実験／○松尾 崇(東京医歯大), 上野淳司(船橋医療センター), 山本圭治郎(神奈川工大)

134 細動脈モデルにおける人工血小板の流動分布および挙動／○辻徹也(慶大), 和田 透, 西谷孝子, 池田康夫, 谷下一夫

135 非定常粘性項の影響を考慮した循環器系1次元数値流体解析／○北脇知己(理研, オムロンライフサイエンス研究所), 清水優史(東工大), 姫野龍太郎(理研), 田部一久(オムロンライフサイエンス研究所), 宮脇義徳

15:25~16:40【整形外科バイオメカニクスⅣ】〔座長 日垣秀彦(九産大)〕

136 ステントの最適設計／○森 浩二(京大), 池内 健, 光藤和明(倉敷中央病院)

137 手関節の応力解析(中間位と機能肢位)－3次元剛体バネモデルを用いて／○元田英一(労災リハ工学センター), 堀井恵美子(名古屋大)

138 3次元骨切り管理装置の精度／○木村修治(新潟大), 寺島和浩

139 メカニカルセクタスキャナを用いた豚大腿骨断面の超音波画像／○水口義久(山梨大), 佐野秀造(日立メディコ), 川村正樹(メイテック), 岡田哲也(日通工)

140 前十字靭帯再建術における骨孔内接触状態の検討／○山田 充(新潟大), 川上健作, 瀬川博之, 松枝宗則, 大森 豪, 古賀良生(新潟こばり病院), 坂本 信(新潟大), 原 利昭

16:50~17:50【細胞工学Ⅱ】〔座長 松本健郎(東北大)〕

141 Ti-29Nb-13Ta-4.6Zr合金の機械的性質と細胞毒性／○黒田大介(豊橋技科大), 新家光雄, 福永啓一, 福井壽男(愛知学院大), 鈴木昭弘(大同特殊鋼株)

142 肝細胞コロニーの形態形成に関する幾何学的評価／○須藤 亮(慶大), 池田満里子, 谷下一夫

143 高等植物の減圧刺激に関する実験的考察／○中西義孝(大分大), 日垣秀彦(九産大)宮川浩臣(大分大)

144 粒子線を用いたがん治療技術／○宮原信幸(放射線医学総合研究所), 金井達明, 遠藤真広

第2室 ▼▲

9:10~10:10【バイオトライボロジー・生体材料】[座長 富田直秀(京大)]

222 人工関節用Co-Cr-Mo合金の摩耗に及ぼす磁場の影響／○中西義孝(大分大), 日垣秀彦(九産大), 宮川浩臣(大分大), 河越恒夫(岡本株)

223 人工関節用UHMWPEの粒界にみられる滑りの観察／富田直秀(京大), ○加藤功二(同志社大), 御守直樹, 青山栄一, 片山博生

224 糖タンパク質が生体関節及び人工関節摺動面の摩擦係数に及ぼす影響／○北野利夫(大阪市立大), 格谷義徳, 乾健太郎, 山野慶樹

225 純チタン粉末とハイドロオキシアパタイトを混合した人工骨の機械的特性／○水野光国(愛知工大), 石川良成, 古沢秀雄(愛知工技セ), 安藤達矢(県立可児工業高校)

10:20~11:20【整形外科バイオメカニクスⅢ】[座長 元田英一(労災リハ工学センター)]

226 ヒトの操り動作発現・習熟機構の解析(第一報:円筒回転動作の計測)／○田口博文(慶大), 長谷和徳(生命研), 前野隆司(慶大)

227 関節軟骨の再生と運動刺激に関する研究／○原田恭治(京大), 富田直秀, 青木秀之(東邦大), 岡 正典(京大)

228 肩甲骨・背筋群系の筋駆動トルク配分のモデル／○武田雄策(広島大), 蔦 紀夫, 岩本 剛

229 Lifting作業における体幹筋力の測定／○吉成 哲(北海道工業試験場), 但野 茂(北大), 成田陽一, 鎌田英博(北海道工業試験場), 白土 修(美唄労災病院)

14:00~15:15【硬組織のバイオメカニクスⅡ】[座長 田中英一(名大)]

230 代替物の劣化と骨構造再生の力学シミュレーション／○河野雄二(神戸大), 安達泰治, 富田佳宏

231 力学的刺激による骨の適応的リモデリングに関する研究—荷重波形が骨形成に及ぼす影響—／○永嶋勝也(中央大), 高久田和夫(東京医歯大), 宮入裕夫, 小泉 堯(中央大)

232 超微小押し込み試験による硬組織薄切切片の硬さおよびヤング率の評価／○蔵田耕作(九大), 日垣秀彦(九産大), 三浦裕正(九大), 村上輝夫, 岩本幸英

233 ヒト象牙質自己蛍光特性の齶蝕による変化／○中本和伸(阪大), 安井武史, 橋本 守, 荒木 勉

234 ヒト歯エナメル質と象牙質の弾性的性質／坂本 信(新潟大), ○丸橋洋一(新潟工短大), 五十嵐英幸, 坂井 淳, 原 利昭(新潟大), 丸山康夫(東北大), 伊藤秀美

15:25~16:25【硬組織のバイオメカニクスⅢ】[座長 田中正夫(阪大)]

235 骨リモデリング数理モデルの有限要素解析への適用／田中英一(名大), ○山本創太, 岸川景介

236 運動負荷停止に対する成熟ラット脛骨の反応／○森本 尚(阪大), 藤江裕道, 林紘三郎

237 有限要素法による顎関節の力学的検討／○藤原章督(近畿大), 松本俊郎, 加藤暢広, 川上哲司(奈良医大), 馬場雅渡, 宮脇正一(岡山大)

238 脊柱固定用ねじの締め付け特性と挿入ねじ界面近傍の骨構造／○NGUYEN SON(日本工大), 丸山公一, 玉木 保, 高橋和久(千葉大), 山縣正庸

16:35～17:50【マイクロメカニズム】[座長 木口量夫(佐賀大)]

239 ハチ胸部の簡易モデルの試作／○佐藤昭浩(長岡技科大), 西村初彦, 児玉裕俊, 吉田 謙, 宝田 潤, 鎌滝正男, 三宅 仁

240 真核生物の鞭毛の屈曲機構を規範とした水中推進機構のシミュレーション／○滝沢 整(信州大), 小林俊一, 森川裕久

241 低レイノルズ数気流中の翼周りの流れのはく離と翼に働く流体力／○森田泰介(関大), 大場謙吉, 箕造麻衣子(ダイハツ工業株)

242 間接飛翔筋型昆虫における胸部構造の飛翔メカニズムへの影響／○西村初彦(長岡技科大), 佐藤昭浩, 児玉裕俊, 吉田 謙, 宝田 潤, 鎌滝正男, 三宅 仁

243 鳥の呼吸について／○清水優史(東工大), 島脇 聡

平成12年度サイクロトロン利用報告書
平成13年7月刊行

編集 独立法人 放射線医学総合研究所
重粒子医科学センター 加速器物理工学部
発行 独立法人 放射線医学総合研究所
国際・研究交流部 研究交流・情報室

郵便番号 263-8555
住所 千葉県千葉市稲毛区穴川4丁目9番1号
連絡先 加速器物理工学部
TEL：043-206-6600、FAX：043-287-6146
メールアドレス：kono@nirs.go.jp
国際・研究交流部 研究交流・情報室
TEL：043-206-3024、FAX：043-206-4061
メールアドレス：kouryu@nirs.go.jp
ホームページ <http://www.nirs.go.jp/>

237 有限要素法による顎関節の力学的検討／○藤原章督(近畿大), 松本俊郎, 加藤暢広, 川上哲司(奈良医大), 馬場雅渡, 宮脇正一(岡山大)

238 脊柱固定用ねじの締め付け特性と挿入ねじ界面近傍の骨構造／○NGUYEN SON(日本工大), 丸山公一, 玉木 保, 高橋和久(千葉大), 山縣正庸

16:35~17:50【マイクロメカニズム】[座長 木口量夫(佐賀大)]

239 ハチ胸部の簡易モデルの試作／○佐藤昭浩(長岡技科大), 西村初彦, 児玉裕俊, 吉田 謙, 宝田 潤, 鎌滝正男, 三宅 仁

240 真核生物の鞭毛の屈曲機構を規範とした水中推進機構のシミュレーション／○滝沢 整(信州大), 小林俊一, 森川裕久

241 低レイノルズ数気流中の翼周りの流れのはく離と翼に働く流体力／○森田泰介(関大), 大場謙吉, 箕造麻衣子(ダイハツ工業株)

242 間接飛翔筋型昆虫における胸部構造の飛翔メカニズムへの影響／○西村初彦(長岡技科大), 佐藤昭浩, 児玉裕俊, 吉田 謙, 宝田 潤, 鎌滝正男, 三宅 仁

243 鳥の呼吸について／○清水優史(東工大), 島脇 聡