

Applications of High-Energy Synchrotron Radiation Generated by a Superconducting Wiggler at SPring-8

超伝導ウィングラによる高エネルギー放射光利用研究提案書

Hiroto Yonehara, Kouichi Soutome, Noritaka Kumagai, Hiroaki Utsunomiya^{A)}, Shinji Goko^{A)},
Toshiyuki Shizuma^{B)}, Takehito Hayakawa^{B)}, Hideaki Ohgaki^{C)}, Toshitaka Kajino^{D)},
Mamoru Fujiwara^{E)}, Nobuhiko Sakai^{F)}
JASRI/SPring-8, ^{A)} Konan University, ^{B)} Advanced Photon Research Center /JAERI,
^{C)} Institute of Advanced Energy, Kyoto University,
^{D)} National Astronomical Observatory of Japan,
^{E)} Research Center for Nuclear Physics, Osaka University, ^{F)} Himeji Institute of Technology

米原 博人、早乙女 光一、熊谷 教孝、宇都宮 弘章、後神 進史、
静間 俊行、早川 岳人、大垣 英明、梶野 敏貴、
藤原 守、坂井 信彦

JASRI/SPring-8, ^{A)}甲南大学, ^{B)} 日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター,
^{C)} 京都大学 エネルギー理工学研究所, ^{D)}国立天文台,
^{E)} 大阪大学 核物理研究センター, ^{F)}姫路工業大学

2004年3月1日

要旨：

SPring-8 蓄積リング(8 GeV)に超伝導ウィグラー (Super-Conducting Wiggler, 以下、「SCW」と略記す／中心最大磁場強度；10 T、3-pole type) を設置し、SCW による放射光 (Critical Energy; 430 keV) を利用した天体核物理における原子核光反応実験及び SCW 光の円偏光性を利用した原子核構造におけるパリティ非保存実験を実施する。さらに、コンプトン散乱による物性研究のような、従来からの放射光利用の主要分野へ、より高いエネルギーを持つ SCW 光を利用する提案も含める。これらの実験を遂行するためには、本格的な実験ステーション、実験ハッチの建設が必要であり、建設を実施するためには、利用希望・ハッチ性能などの検討期間が必要である。このため、SCW 設置+収納部内フロントエンド建設、第一ハッチ建設及び第二ハッチ建設の 3 段階に応じて、各々の性能に応じた利用実験を開始する。

Abstract:

We propose to install a super-conducting wiggler (SCW; 3-pole type with maximum field of 10T) in the 8-GeV electron storage ring at SPring-8 and to carry out various kinds of experiments by using high-energy synchrotron radiation produced by SCW. Experiments nominated in this proposal are photonuclear reaction experiments in nuclear astrophysics, parity non-conserving reaction experiments with circularly polarized photons in the field of nuclear structure and Compton scattering experiments with high-energy photons in the energy range of about 400keV. In order to carry out these experiments with high-energy photons it is necessary to build experimental station and hutch on a full scale after surveying users' demand and required specifications of the hutch. So we propose to divide a construction period into three stages: in the first stage the SCW is installed in the storage ring and a front-end is built inside the tunnel, in the second stage a primary hutch is constructed outside the tunnel, and in the final stage a secondary hutch is constructed. In each stage of construction of the hutch suitable experiments will be selected and carried out.

目次

題名	頁
超伝導ウィングラによる高エネルギー放射光利用実験提案書	1-36
SPring-8 SCW 放射光による天体核物理の研究	37-52
- p プロセス研究のメッカをめざして	
SCW 放射光を利用した光子散乱実験に関する提案	53-55
400 keV 以上の放射光のコンプトン散乱実験への応用	56-62
超伝導ウィングラによる原子核パリティ非保存実験研究計画提案書	63-76

超伝導ウィグラによる高エネルギー放射光利用実験提案書

July 31, 2003 米原 博人、

天体核物理；宇都宮 弘章、静間 俊行、後神 進史

原子核パリティ非保存実験；藤原 守

コンプトン散乱による物性研究；坂井 信彦

Ver.2；August 14, 2003

Ver.3；August 18, 2003

Ver.4；February 12, 2004

提案主旨；

SPring-8 蓄積リング(8 GeV)に超伝導ウィグラ (Super-Conducting Wiggler, 以下、「SCW」と略記す) / 中心最大磁場強度；10 T、3-pole type) を設置し、SCW による放射光 (Critical Energy; 430 keV) を利用した天体核物理における原子核光反応実験及びSCW 光の円偏光性を利用した原子核構造におけるパリティ非保存実験を実施する。さらに、コンプトン散乱による物性研究のような、従来からの放射光利用の主要分野へ、より高いエネルギーを持つ SCW 光を利用する提案も含める。これらの実験を遂行するためには、本格的な実験ステーション、実験ハッチの建設が必要であり、建設を実施するためには、利用希望・ハッチ性能などの検討期間が必要である。このため、SCW 設置+収納部内フロントエンド建設、第一ハッチ建設及び第二ハッチ建設の3段階に応じて、各々の性能に応じた利用実験を開始する。

* 本提案の主旨は、SPring-8 の 8 GeV と 10-T SCW を組み合わせることにより得られる SCW 光の特異性から、従来の放射光分野にもそれ以外の分野にも適用可能であることを強調し、SPring-8 の潜在的可能性を示すことを主旨としている。

主旨説明；

SCW を、2002 年夏期停止期間に設置し、同 9 月、11 月にビーム試験を実施した。これらのビーム実験は、主に SCW がビームに与える影響を調査し、SCW 放射光を利用実験に供するために最低限必要である、SCW を励磁したままビーム入射・蓄積を行うことが出来るパラメータを得ることを目的とした。この他にも、極低電流ビームによる SCW 放射光スペクトラムの観測も試みられた。従来の利用実験と両立した本格的な使用を目指すため、SCW 直下 (約 1 m 後方) に放射光吸収体を設置し冷却水温度の上昇計測を行った。さらに、放射線対策として局部遮蔽体を設置し、収納部壁外への放射線レベル計測が安全管理室により行われた。これらの SCW - ビーム運転期間を通して、冷却性能の実体・遠隔制御など、利用運転を実施する上で貴重な情報を得ることができた。

SCW による放射光密度分布を Fig.1 に、SPring-8 で通常使用されている偏向電磁石及び真空封入型アンデューレータの放射光密度分布と合わせて示す。この図から明らかなように、SCW 放射光は、400 keV 以上のエネルギー領域で有効である。エネルギーの高いほうは、急激に放射光密度が低下するので、6~10 MeV あたりまでが有効な領域となる。比較的エネルギーの低い SCW 放射光利用を主とする場合、エネルギーの高い放射光の発生を抑制するため、SCW 励磁量をそれに合わせて低減し

て使用することも可能である。(低減した励磁でもビーム入射・蓄積が行えることは試験済みである。)

この領域の光子源(厳密には発生機構により発生した光子の名称は決められているが、利用することを考えた場合、光子エネルギー・個数が重要であるため、来歴を明確にする必要が無い場合は、“光子”で統一する)は、陽電子対消滅線(511 keV)、各種核崩壊による線(Na [2.75 MeV], Al [7.72 MeV], Zn [7.88 MeV], Ni [8.53, 9.00 MeV]等)が良く知られている。さらに、電子ビームの制動輻射による線が使用されるが、いずれも、光子ビームの観点から実験に使用する場合に適切とは言い難い点を持つ。近年、レーザ逆コンプトン光の利用が試みられ実施されているが、利用できるレーザの波長領域・強度の制限あるいは衝突現象を利用していることによる光子数の制限があり、このエネルギー領域における光子源として満足の行く状況ではない。このようなエネルギー領域における光子源として SCW 光を実験に使用することを考え、水平方向、垂直方向密度分布を各々 Figs.2, 3 に示す。SCW の性格上、水平方向に分布は広がっており、ターゲットに有効な分布以外をマスクするためにコリメータ/スリットが必要である。垂直方向の分布は狭く、Photon Flux Density (Fig.3)の FWHM を各光子エネルギーの分布についてとると表 1 に示すようになる。

表 1 ; SCW 光垂直方向の大きさ。E_e = 8 GeV, SCW; 10 T

Photon Energy [MeV]	FWHM [μ rad]	30m 地点垂直方向スポットサイズ[FWHM; mm]
0.5	94	2.82
1	64	1.92
2	43	1.29
4	30	0.90
6	24	0.72
10	18	0.54

収納部内のターゲットまでの距離を 30 m と仮定した場合でも、垂直方向スポットサイズ (FWHM) は数 mm 程度であり、垂直方向の分布の大半を使用することになるだろう。水平方向は分布の中心 ± 0.5 mrad、垂直方向はほぼ全角度をとり、エネルギー幅 100 keV とした時に得られる光子数を Fig.4 に、Fig.5 に 2 MeV までの低エネルギー側を拡大して示した。さらに、適当な鉛遮蔽を施すことにより低エネルギー側の光子を遮蔽し、高エネルギー光子を取り出す場合のスペクトル例を Fig.6 に示す。この図によると、500-keV Photon-Flux は 10 cm の鉛遮蔽 (フィルタ) により 8 桁近くも減衰するが、3 MeV 以上の光子は 2 桁程度の減衰を示している。

蓄積されているビーム中の電子は SCW の強い磁場により水平面内で蛇行するため、放出される光子も軌道水平面内では直線偏光している。この偏光は軌道水平面から上下に外れた位置から見ると、それぞれ円偏光成分が現われ (上下では向きが逆になっている)、原子核準位間遷移におけるパリティ非保存実験に有効であり、エネルギー的にも SCW 光に合致した領域である。偏光の度合い及び光子密度を、光子エネルギー; 430 keV と 1.3 MeV について、密度分布と共に、Figs.7-a, -b, に示した。この図から、1.3 MeV、円偏光度 80 % で、光子密度は、 0.8×10^{11} Photons/s/mrad²/0.1%BW/mA である。10-T SCW 光の Critical Energy が 430 keV であることから、500 keV あたりの高エネルギー放射光の密度分布は、 10^{12} photons/s/mrad²/0.1%BW/mA を超えており、光子数が多いのでこれを用いたコンプトン散乱による実験の分解能を高くした計測を行うことができる。

このような SCW - 光子分布を利用した天体核物理における原子核光反応実験及び原子核構造におけるパリティ非保存実験、コンプトン散乱による物性実験の提案を添付する。

提案した物理実験の内、建設の段階・実験条件などから、第 1 段階として、SCW をリングに設置し、収納部内だけの BL の建設が終了した時点で実施できる天体核物理 / 光核反応実験が最適であろうと考える。SCW 光の高エネルギー部は、超新星爆発時の黒体輻射と同じスペクトル形状をしている。このため、SCW 光は、超新星爆発時に光核反応が起こす重元素合成 (p プロセス) を再現するのに適している。これは SCW 光の天体核物理研究への天性の適合性である。第 3 世代放射光施設の中でも、8-GeV 電子ビームと 10-TSCW の組み合わせが可能な SPring-8 でのみ、高エネルギー部で十分な線強度を実現することができる。ナチュラルフォイルの照射とオフライン放射能測定を組み合わせた簡便な実験が可能であり、対象となる核種は、22 天然サンプル (W, Ta, Yb, Lu, Er 等) 47 核種にわたる。

収納部内で SCW 光子による照射後、収納部から取り出し、低バックグラウンド環境下で、核励起レベルからの放出光子を高純度半導体検出器でエネルギー計測を行う。照射時間は放射能の半減期に依存し、サンプルによって数分から数日である。ターゲットの取り出しは、圧搾空気による駆動を考慮しており、ビームを廃棄し収納部内に入室するような時間的損失は避けることを考える。これは、他の従来の利用者との共存を考える上でも必要な措置である。SCW、実験装置などの配置イメージ図を Fig.8 に示す。

第二段階として、パリティ非保存実験(低エネルギー原子核準位測定)を提案する。この実験は、水平面から外れた円偏光 SCW 光により原子核準位励起にスピン選択性を持たせ、各励起準位からの放出線を測定することにより、原子核準位間のパリティによる差を求めるものである。On-Photon Beam 実験となるため、放射光、中性子などによるバックグラウンドが高い収納部内での実験は不向きであり、低バックグラウンドで測定するため SCW 光を収納部外に取り出す。SCW 光を収納部から取り出す実験ハッチの建設が必要である。このための第一ハッチは、SCW 光を実験ホールに取り出し、ターゲット照射真空槽・線計測装置、SCW 光遮蔽体・ダンプなど、最低限の機能を有する設備とする。しかし、このような性能に限定しても、ハッチ建設には、建設費用・期間が掛るため、第二段階に行うことが相当であるとした。この段階で、天体核物理光核反応照射実験装置も収納部から第一ハッチに移設する。

第三段階(最終段階)の SCW 光利用実験として、磁気コンプトン散乱実験による物性研究を挙げる。このためには第一ハッチ後方に大型実験装置が収納できる第二ハッチの建設が必要である。磁気コンプトン散乱実験までを入れた実験装置の配置イメージを Fig.9 に示す。さらに、第二ハッチを利用した陽電子利用実験などについては第二ハッチ建設実施計画に移るまでの、今後の検討による。

建設計画及び概算 ;

SCW は、2002 年蓄積リング・セル 05ID に設置 (Fig.10) し、ビーム実験に成功した後、この場所で実施することが予定されていた本来の計画に場所を明渡すため、同年冬期停止期間に撤去し、現在、組立調整実験棟に保管している。

本提案では、この SCW を使用することを前提として考える。冷却系の性能から 10 T 励磁では、最長 4 日間程度しか連続運転できないが、非励磁状態ではほとんど液体ヘリウムの消費はない。この原因

は、永久電流モード / 直接通電モードの切換スイッチ接続部の性能不備が考えられている。永久電流モードは医療用 MRI のような長期にわたる磁場安定性を要求される場合には有効な手段であると考えられるが、本 SCW のように加速器システムに組み込み、磁場強度を変えなくてはならないことを考慮すると、あまり有効な運転モードとは考えられない。また、永久電流モードに設定した後、電流導入棒を超伝導コイル本体から機械的に接続を外すことにより、外部からの侵入熱の低減を可能にする機構を備えている訳ではない。このような理由から、永久電流モードスイッチ機能を向上することよりも撤去することが通電時の液体ヘリウム消費量を抑制する上で有効な手段と判断し、今後、撤去等の対策をとる予定である。

連続励磁期間を実質的に延長するため、収納部外部から液体ヘリウムを供給することは当面考えない。このような設備的な改造は、いずれかの時点で利用者の要求と意義に応じて順次改善していく事項である。

設置場所は、現段階で使用計画の無い 30mLSS-C 部上流を想定し、磁石・SCW 配置及び SCW 高エネルギー放射光の放出範囲（水平方向）を、Fig.11 に示す。図に示すように SCW 光の拡がり（水平 $\pm 25\text{mrad}$ ）が大きいため、LSS-C 部下流に放射線遮蔽及び放射光吸収体機能を持つ専用の真空槽を設置する。この場所の直上流部から別途利用目的の BL が予定されていないため、SCW 設置と干渉することがない。

本計画による装置の設置・実験は、本提案が受理され、実施計画及び予算が認められた時点から開始するが、リング本体への設置を考えると、夏期停止期間に実施する以外に作業期間は見当たらないので、この点を考慮し、計画のスタートが制約される。計画の大工程を Fig.12 に示す。

*** 建設あるいは実験装置類購入のため外部資金獲得に努力するが、獲得できない場合には、JASRI 経費を使用することになる。**

応募するためには、JASRI 内部での承認が必要であり、SCW 設置場所、運転が了解されていなければならない。これら資金の性格上、SCW 設置のための費用獲得はほとんど不可能と思える。）
科研費申請 / SCW 光監視装置、半導体検出器及び解析用回路類・ターゲット圧空駆動装置など。

Fig.12 に示したように、計画実現に向けた主な里程標を挙げると、

2004, March; 提案書（本書及び実験計画書）を SPring-8 Internal Report に出版。

May; SCW 専用ビームライン設置趣意書を JASRI/SPring-8 に提出。

外部資金獲得に応募するためには、加速器部門及び JASRI の実施計画承認が必要。

計画概算案提出（科研費・科技振興調整費などに応募するには、これ以前に本計画案を JASRI に提出しておくことが必須）

専用ビームライン設置検討委員会承認 ???（2004,7 に承認が得られると仮定する。）

——▶ 2005,9 ビーム調整・利用開始

承認後、放射線変更申請のため、安全管理室等と協議開始

SCW 設置・天体核物理実験；機器の設計及び検討開始、実験ハッチ設計・検討開始。

May-July SCW 本体；永久電流モードスイッチ撤去及び冷却性能試験

October 実験ハッチ建設計画及び予算案提出

November M 天体核物理実験測定装置を科研費に申請

November E SCW 設置真空ダクト・光吸収真空槽、収納部内 BL；設計検討まとめ

2005, [2 月後半 ; 科学技術振興調整費締め切り ; 天体核物理及びパリティ非保存核物理実験]

March 発注仕様書 ; 完成 (SCW 及び収納部内)
第一実験ハッチ仕様書 (パリティ非保存核物理実験) 完成

May SCW 設置真空ダクト・光吸収真空槽、収納部内 BL ; 製作開始
線検出器、測定回路類 (天体核物理) 発注
第一実験ハッチ製作開始

July-August SCW 設置及び収納部内 BL ; 現地工事

Last week 冷却

September SCW ビーム調整 / 試験的ビーム実験
天体核物理 / 光反応照射実験開始

October 最終ハッチ建設仕様書完成 [高エネルギー放射光の物性実験、陽電子生成 -
利用実験のためのハッチ及び実験装置建設計画を作成]

November 第一実験ハッチ完成 ; 天体核物理 / 光反応照射実験移設
パリティ非保存実験装置ビーム調整・実験開始

科研費申請 / November M; 申請締め切り

最終ハッチ建設。

液体ヘリウム供給装置建設。

天体核物理 - 光核反応実験装置 ; 更新。

パリティ非保存実験装置・検出器、分析回路など更新。

高エネルギー放射光の物性実験装置。

陽電子生成装置及び利用実験装置製作。

最終ハッチ建設開始

2006, April 最終ハッチ完成

May 変更申請許可

July-August 最終ハッチ-BL 接続工事終了

測定機器設置

Last week 冷却

*** 実験テーマを実験ハッチで実施する段階では、SCW 励磁による液体ヘリウム消費量の抑制
あるいは液体ヘリウム外部供給装置などを準備・実施する必要がある。[SCW 冷却系の性
能から考えて、SCW 自体の新規製作を考慮すべき時期に当たると考える。]**

大工程表 Fig.12 に伴い、項目別費用の概算を表 2 に示す。

表 2 ; 概算予算

項目	2,004	2,005	2,006	項目別合計
運転経費 (liq.He ; 2 回/年)	5,000,000	10,000,000	10,000,000	25,000,000
リング設置費 (真空槽含む)				133,000,000
SCW 永久電流スイッチ撤去	3,000,000			

リング 接続真空槽・排気装置		50,000,000		
光吸収・遮蔽専用真空槽	30,000,000			
SCW 移設・設置工事		40,000,000		
付帯設備工事		10,000,000		
<hr/>				
BL 真空装置				70,000,000
収納部内 FE・BL	30,000,000			
収納部外 BL (ビームシャット含む)		40,000,000		
<hr/>				
ハッチ建設				300,000,000
第一実験ハッチ		200,000,000		
第二実験ハッチ			100,000,000	
<hr/>				
天体核物理/光反応実験				64,000,000
照射装置(ターゲット装置、駆動装置)	30,000,000			
線検出器(Ge)		20,000,000		
データ収集装置		10,000,000		
光反応実験		2,000,000	2,000,000	
<hr/>				
原子核パリティ非保存実験				92,000,000
線偏極方向切替装置	5,000,000	10,000,000		
線偏極測定装置		5,000,000		
設置工事		5,000,000		
線検出器		30,000,000		
高速データ収集装置	10,000,000	25,000,000		
パリティ非保存実験			2,000,000	
<hr/>				
コンプトン散乱実験				144,000,000
高エネルギー放射光分光器			50,000,000	
測定用コンピュータ			50,000,000	
X線・電子線検出器			40,000,000	
コンプトン散乱実験			4,000,000	
<hr/>				
建設・実験費用年度別合計(¥)	113,000,000	457,000,000	258,000,000	828,000,000

* 建設費総合計は8億2千8百万円となる。実験テーマの性格上、早期に着手することが望まれているので、上記年次計画表は最短期間で2007年度から本格利用を達成することを念頭に作成した。

* 上記金額は、検討の中でさらに最適化される、特にハッチ建設は実験装置の性能を明確にするに伴い、適正化が大幅に進むことを期待している。

項目の中で、SCW 及び収納部内設備製作・設置を外的資金で実施する可能性は低い、実験と密接に結びつく実験ハッチ建設以降の実験装置の製作、購入などは可能性が高いと言える。外的資金獲得に積極的に応募するが、本表は、その獲得とは関係無く作られている。

ビーム実験の成果；

本 SCW は 1999 年 Russia の Budker INP で製作され、2000 年に SPring-8 に搬入され励磁試験・磁場測定を実施した。2001 年に SPring-8 蓄積リング設置を目指し、冷却性能の改善と真空機器類の整備を行い、2002 年 8 月にリング・第 5 セル直線部に設置した。以下に示す 2 回のビーム試験後、2002 年 12 月にリングから撤去し、SPring-8 内組立調整実験棟に保管している。2002 年 9 月、11 月に実施したビーム試験結果を含め、SCW 性能を示す。[1, 2, 3, 4]

SPring-8 の他の放射光と同様に SCW 放射光もバンチ状に蓄積されている電子ビームが SCW 磁場を通過する時に発生するので、SCW 光の分布もビームのバンチ形状による。電子ビームは半値幅 40ps のバンチ状になっており、最も隣のバンチ中心までの時間間隔は 1.97 ns である。このようなバンチ状の電子ビームが入ることのできる場所（バケット）がリング全周に亘り 2,436 ある。従って、1 周に要する時間(Revolution Period)は 4.79 μ s であるから、SCW 光の時間構造は、最短の場合 1.97 ns 間隔、最長の場合 4.79 μ s 間隔であり、いずれの場合でも放射光の時間分布は半値幅 40 ps のバンチ状となる。Fig.13 にリング周上のビーム構造を模式的に示す。電子ビームを詰め込むバケットは任意に選択できるが、1 バケットあたりに詰め込める電子ビームは最大 10 mA/bucket 程度であり、実用上 2 mA/bucket 以下である。リング全体としては、200 mA まで電子ビームを蓄積することができる。

本 SCW は、中心磁場 10 T、両端磁場 1.9 T を持つ 3 極構造となっており、電子ビーム軌道を補償している。磁石・電子軌道と放射光の配置を模式的に示し、さらに磁石形状及び SCW 磁石部の写真を Fig.14 に示す。磁石本体、He 容器、真空断熱層、冷凍機などの配置を示す組立断面図を Fig.15 に示す。全長約 1.6 m の円筒形状をしており、中心軸はビーム軸に添っている。この円筒の中心部に電流導入端子、冷却用の液体ガス注入管などが取り付けられた円筒が配置され、前後に He 再凝縮機コールドヘッド部が各 1 台設置されている。120 度離れた位置に断熱層を冷却している冷凍機のコールドヘッド部がさらに 1 台設置されている。中心磁場付近でビーム軌道が曲げられるため、水平方向の放射光は ± 25 mrad の拡がり(Fig.2)を、垂直方向には電子ビームの角度拡がりによる放射光の拡がり ± 25 μ rad (1 MeV に対して)を持つ。垂直方向の拡がり、Fig.3 にも示したように、放射光エネルギーが高くなれば狭くなる。

磁場中で電子ビームが円軌道を動く時の曲率半径(Bending Radius) ρ [m]は、ビームエネルギー E_e [GeV]、磁場強度 B[T]とすると、

$$\rho = E_e / (ecB)$$

$$\text{i.e., } \rho[\text{m}] = 3.336 \times E_e[\text{GeV}] / B[\text{T}]$$

と表されるから SCW における曲率半径は、

$$E_e = 8 \text{ GeV, } B = 10 \text{ T (SCW)} \quad \rho = 2.7 \text{ m}$$

$$B = 0.68 \text{ T (Bending Magnet)} \quad \rho = 39 \text{ m}$$

となる。臨界光子エネルギー (Critical Photon Energy) $\varepsilon_c = \hbar\omega_c$ と表されるが、 $\omega_c = 3\gamma^3 c / (2\rho)$ であり、 $\gamma = E_e / m_e$ を代入すると、

$$\varepsilon_c [\text{keV}] = 0.665 \times E_e^2 [\text{GeV}] \times B [\text{T}]$$

と表されるから SCW における臨界光子エネルギーは、

$$\begin{aligned} E_e = 8 \text{ GeV}, \quad B = 10 \text{ T (SCW)} & \quad \varepsilon_c = 426 \text{ keV} \\ B = 0.68 \text{ T (Bending Magnet)} & \quad \varepsilon_c = 29 \text{ keV} \end{aligned}$$

となる。Fig.1 に放射光分布を示したが、電子のビームエネルギーを下げ、高エネルギー放射光の分布を見るために光子エネルギーをリニア軸で表すと Fig.16 になる。高エネルギー側では強度が低エネルギー側の強度に比べ減衰が大きくなっていることがわかる。逆に、Fig.6 に示したように高エネルギー側を使用する場合には、鉛などのフィルターを入れることによる低エネルギー側放射光を除去することが出来る。

SCW を実用運転するためには、励磁したままでビーム入射・蓄積が行えなくてはならない。このため、SCW を励磁したままビーム入射・蓄積実験を実施した。ビーム入射・蓄積が実行できた SCW 主励磁電流値と副励磁電流値を表 3 に示す。中心磁場強度を決めている主電流値 (表中 240PS(A)) に対して、ビーム軌道補償のための副電流値 (表中 115PS(A)) の値を微調した。副電流値 (115PS(A)) の左欄は磁場測定時に得られた値を、右欄は本ビーム試験時に得られた値である。

入射・蓄積実験は SCW 励磁電源構成上から、(240PS) = 40 A (2.7134 T) から開始した。磁場測定から得られた値に電流を設定しビーム入射を実施した。入射効率が極端に悪く (115PS) = 13.6 A から 13.85 A に変えることで入射が可能になった。徐々に励磁値を増加しながらビーム入射を繰り返した。このようにして得られた値を、2 回目のビーム試験時に用いた。ビーム入射・蓄積が可能であったが、水平、垂直方向とも COD が大きくなっていることがわかる。Fig.17 に中心磁場 9.55 T 時の COD 及び補正の様子を示した。上段は 9.55 T に設定し、補正を行っていない。左図は水平方向、右図は垂直方向の COD を示す。水平方向 COD が大きくなっているのは、SCW (240PS) 電流に対して、(115PS)電流値の設定があまく、SCW としてビームにキック力を与えていると思われる。垂直方向は SCW 磁場とビームが相対的な角度を持つことによると思われる。この方針に従い、中段は、(115PS) の値 95.90 A を 2 A 程度調整した結果を示す。左図に示す COD はかなり小さくなっているが、原因が異なる右図はほとんど補正されていない。下段では、補正電磁石により軌道補正を実施した後の COD を示す。水平・垂直方向 COD とも充分小さくなっている。同様にして、SCW の各励磁において、ビームの大きさ、バンチ長、周長、ベータトロンチューンなどを測定した。ビームの大きさ、バンチ長は Fig.18、周長、ベータトロンチューンは Fig.19 に示す。水平方向ビームの大きさが 1.4 倍に大きくなるため、エミッタンスは 2 倍程度に大きくなる懸念がある。

表 3; SCW Excitation Currents

240PS(A)	115PS(A)		B(T)
	(Field Mes.)	(Beam)	
30.00	8.20		2.1491
40.00	13.60	13.85	2.7134
60.00	25.50	25.75	3.8176
80.00	38.10	38.5	4.8898
100.00	51.18	51.5	5.9481
120.00	64.40	64.9	6.9884
140.00	77.19	77.7	7.9920
160.00	88.73	89.15	8.9271
175.00	95.68	95.90	9.5545
180.00	97.60	97.30	9.7486

SCW ビーム試験は放射線線量、放射光熱負荷の懸念があったので、2回のビーム試験とも蓄積電流値 1 mA 以下で行なった。SCW 本体から約 2 m 下流に専用の光吸収体真空槽を設置した。この真空槽下流側で最も高い放射線線量が観測された。照射ビーム・時間は、蓄積電流値 0.91 mA から 0.86 mA まで 65 分間であり、積算電流時間は 9.8×10^{-4} Ahr であったのにも係わらず、最大線量は 1.1×10^4 Gy 以上を記録した (Fig.20) [4] これは、SPring-8 の年間運転時間: 100 mA \times 5,000 Hr に換算すると、 6×10^9 Gy 以上となる。SPring-8 で計画中の蓄積電流 200 mA + TopUp 運転 (200 mA \times 5,000 Hr/year) では、 1.2×10^{10} Gy 以上となる。この線量は加速器要素機器にとり、放射線損傷を無視できる線量ではなく、冷却水路の絶縁によく使用されている比較的放射線損傷に強いゴムホースとされる EP ゴムの放射線損傷程度は 5×10^5 Gy とされ、冷却水による加圧・振動下では 1×10^5 Gy 程度で亀裂が生じている。電磁石コイルの絶縁物、ケーブル被覆の有機材などに与える影響は大きいことが予想されるため、十分な対策が必要である。遮蔽対策に伴う熱負荷も当然大きくなることが懸念され、放射熱発生源の評価を Fig.21 に、ビーム実験時の発光点から 26m 下流における入熱部評価を Fig.22 に示す。現在使用中のフォトンアブソーバ単位面積当たりの入熱量評価値を確保するために、長直線部 C の上流に SCW を配置し、下流側に長い光吸収体・放射線遮蔽体機能を持つ真空槽を配置する。これらの検討は今後の大きな課題である。さらに、蓄積電流を 200mA まで増強する計画もあり、放射線対策、熱負荷対策は、蓄積電流 200mA における使用を前提として、検討しなくてはならない。

懸案あるいは問題点；

1) 除熱

SCW 光のパワーは、SCW 10 T 励磁・蓄積電流値 1 mA の時、22 W/mrad/mA であり、偏向電磁石 (0.68 T) の 1.5 W/mrad/mA に比べ、15 倍にあがるように評価できる。実際に 2002 年 11 月 21 日に実施したビーム試験 (10 T、蓄積電流 1 mA に換算) 時に専用光吸収体冷却水の温度上昇は 1.7 度であった。[4] 200 mA 蓄積時に、このまま 340 度温度上昇することはないことが期待されるが、専用光吸収体を新規に検討し、製作する必要がある。本提案書で候補としているリング設置場所は、幸いなことに、この光吸収体のために長い距離 (上記吸収体製作時には設置場所の制約から 170 mm 程度の長さに納める必要があった) を確保することが可能である。いずれにしても、蓄積電流 50 mA 程度が確実な蓄積電流値であり、調整運転当初から一期に 200 mA 蓄積を実施することは困難であろう。以前の運転時の実績から 10 mA 程度から温度上昇を確認しながら、蓄積電流を増加していく確認試験が必要である。

2) 放射線防護

SCW 光による放射線線量は下流 B1 上流のアブソーバ上面で、年間積算 (200 mA, 5,000 hr) 量に換算すると、 1.2×10^{10} Gy 以上になる。これは高分子系絶縁物の大半にとって重大な損傷を与える放射線量である。

SCW 光は、水平方向に ± 25 mrad の発散角を持っているため、光アブソーバに至るまでもリング真空ダクトを直撃する。しかもエネルギーが高く鉛遮蔽厚 400 mm を必要とするため、SCW 設置場所下流の A 架台 (30mLSS マッチングセクション) 四極電磁石真空部を、鉛遮蔽体を組み込んだ構造を持つ真空ダクトを新規設計・製作しなくてはならない。

3) BL

第一段階実験で使用する収納部内 BL は、SCW 光の高エネルギー、大きな発散角などの性質により、従来の設計に基づいた BL では十分な放射線防護が採れない。この部分にも SCW 高エネルギー放射光が真空ダクトを直撃するため、鉛遮蔽体を組み込んだ構造を持つ真空ダクトを新規設計・製作しなくてはならない。

4) エミッタンス増大

SCW を 10 T に励磁することで、エミッタンスは約 2 倍程度に増大すると評価される。[4] これは、ビーム試験時に得られたビームサイズの増大と一致しており、改善を期待することは困難であろう。このため、SCW 運転は、ユーザのビーム条件との合致を考慮しなくてはならない。

5) 軌道再現性

SCW は超伝導電磁石により 10 T までの高磁場を作り出す。この磁場漏洩を鉄材で囲み抑制している。このため、SCW 励磁を停止しても相対的に強い残留磁場の影響を無視することはできない。しかも、このような残留磁場は、励磁に完全飽和している部分から低磁場の部分まで連続的に分布しており、再現性が明確ではない。このような効果は、ビーム運転を通して少し時間を

掛けて確立していく必要がある。

30mLSS 部に設置することを提案しているが、以前ビーム試験を実施したセル ID 部の β 関数と比較すると、水平方向 β 関数は 20 %程度の増大であるが、垂直方向 β 関数は設置場所の採り方によっては、4 倍程度($\beta_v = 21.3 \text{ m}$)にまで大きくなる。従って、SCW の残留磁場などによる unknown な成分の寄与は、特に垂直方向に対して、前回よりも数倍程度大きくなると推測される。これら SCW のビームへの影響に関しては、設置場所のパラメータを使い、事前に検討することが必要である。

6) 寒剤、特に液体ヘリウム消費量抑制或いは完全再液化

本 SCW は、設計当初からリード線(棒)からの熱侵入が大きいことが配慮されていた節があり、励磁電流は直接通電とするのではなく電流減衰量を追加する電源が附加されている。しかし、損失補正量が 10^{-4} 程度であり、定格励磁量 10 T は偏向電磁石 0.68 T の 14.7 倍であることからすると、偏向電磁石の安定度 10^{-3} 程度の磁場変動が 15 分程度に一度急激に起きることになり、ビームの軌道安定が崩れることになる。このため、ビーム運転時には直接通電による励磁を行った。このため、リード線(棒)の材質・構造の改善を実施したが、部分的な改造であり、充分満足のいくところまでの冷却系性能改良とはなっていない。さらに、ビーム試験運転を実施することを優先させたため、収納部外部に液化装置・循環系などを設置していないので、10 T 励磁時にリード線(棒)からの励磁電流に伴う入熱が大きく、最長でも 4 日間程度の連続励磁しか実施できない。しかし、非励磁状態では、消費した液体ヘリウムは再凝縮器によりほぼ再液化している模様で、液体ヘリウムの消費(内臓液面計による)はほとんどないため、サイクル間停止期間に液体ヘリウムを貯槽しておき、液体ヘリウム消費による液面低下が許す限り SCW 光使用実験を実施することは可能である。液体ヘリウム液面計の最低リミットは超伝導コイルの半分以上が容器内で液体ヘリウムに浸っているレベルに設定されており、励磁を停止すれば低温に保つことができる。このため、残留磁場の再現性は良くなるように考えられる。また、液体ヘリウム温度に保たれているので、サイクル間のビーム運転停止期間中に、液体ヘリウムの再補給を容易に行うことができる。

* 当初計画である 100 mA、10T による SCW 高エネルギー放射光を完全にユーザ利用とするためには、SCW の新規製作あるいは収納部外部から液体ヘリウムの補給装置などの設備化が必要である。

7) SCW 光本格運用分野

SCW 高エネルギー、偏極放射光利用実験者ソサイエティの確立を当初実験の成果を持って、図らねばならない。SCW 設置直後は、SCW 光をターゲットに照射することにより実験が遂行できることから、天体核物理 / 光核反応断面積の測定を行なうことを提案しているが、SCW 光を収納部外に取り出し、本格的な利用を考えなくてはならない。さらに、高いエネルギーの放射光を用いる結晶解析、あるいは陽電子生成などの物性実験に供するために本格的な実験ハッチを建設する必要がある。上に述べた天体核物理及びパリティ非保存原子核実験などは実験装置の規模がさほど大掛かりにならないことが見込まれるので、第一ハッチとして先行する。この第一ハッチ

で実験を行ないながら、磁気コンプトン散乱、陽電子利用実験などの利用実験に供するために第二ハッチを計画し実行しなくてはならない。このビームラインを使用する実験者の集まりを作らなくてはならない。

人員構成（案）（各人の了解はまだ取れていないが、候補としてあげている。）

計画統括 ; 米原

計画検討 ; 早乙女

SCW 設置 ; 真空関係 : 大石、依田

磁石関係 : 松井、妻木、武部

遮蔽関係 : 小路、成山、谷口

制御関係 : 細田、増田、田中_良、福井、高嶋、谷内_友

モニタ関係 : 佐々木、小路、青木

ビーム解析 : 早乙女、田中_均、高雄、深見、大島

利用実験

物理実験 ; 伊達、高雄、福井、細田

天体核物理 ; 宇都宮、静間、後神

ハ⁰リテ非保存 ; 藤原

高エネルギー放射光利用コンプトン散乱による物性研究 ; 坂井

安全

放射線安全 ; 高城

高圧ガス安全 : 藤原

ガス監視装置 : 施設管理部門

まとめ

本提案は、既存の SCW を利用し、SPring-8 を従来からの放射光利用分野のエネルギー領域を広げるのみに留まらず、天体核物理、原子核物理分野にまで利用を広げることを目論む。このような分野において数 MeV 以下の適当な線源がなく、SCW 光は、近年のレーザ逆コンプトンで得られる線より、従来の放射光エネルギーに近いエネルギー領域で有効であることから、光子エネルギーの連続性を確保し、実験者に供することを可能にする。また、従来からの放射光利用分野においても、本提案の SCW 光は、陽電子生成が充分可能なエネルギーを有しており、SCW 光と陽電子とを組み合わせた実験が可能であり、新しい研究対象・実験手法が開発できる可能性を有する。さらに、単純に現在の放射光の光子エネルギーが高くなったものとして、結晶研究の利用への高い可能性を有している。

本文中では触れなかったが、 ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$ 反応により、中性子 $10^{12}/\text{s}$ を発生する中性子源としての可能性もある[5]。光子エネルギーが 1.1 MeV を超えた分布からは対生成による陽電子源 ($10^{12}/\text{s}$) としても期待できる[1]。このような粒子生成は低バックグラウンドで行なわれるため、実験に使用で

きる可能性が高い。本書作成には間に合わなかったが、これらの利用実験に関して今後も検討の余地を残しておきたい。

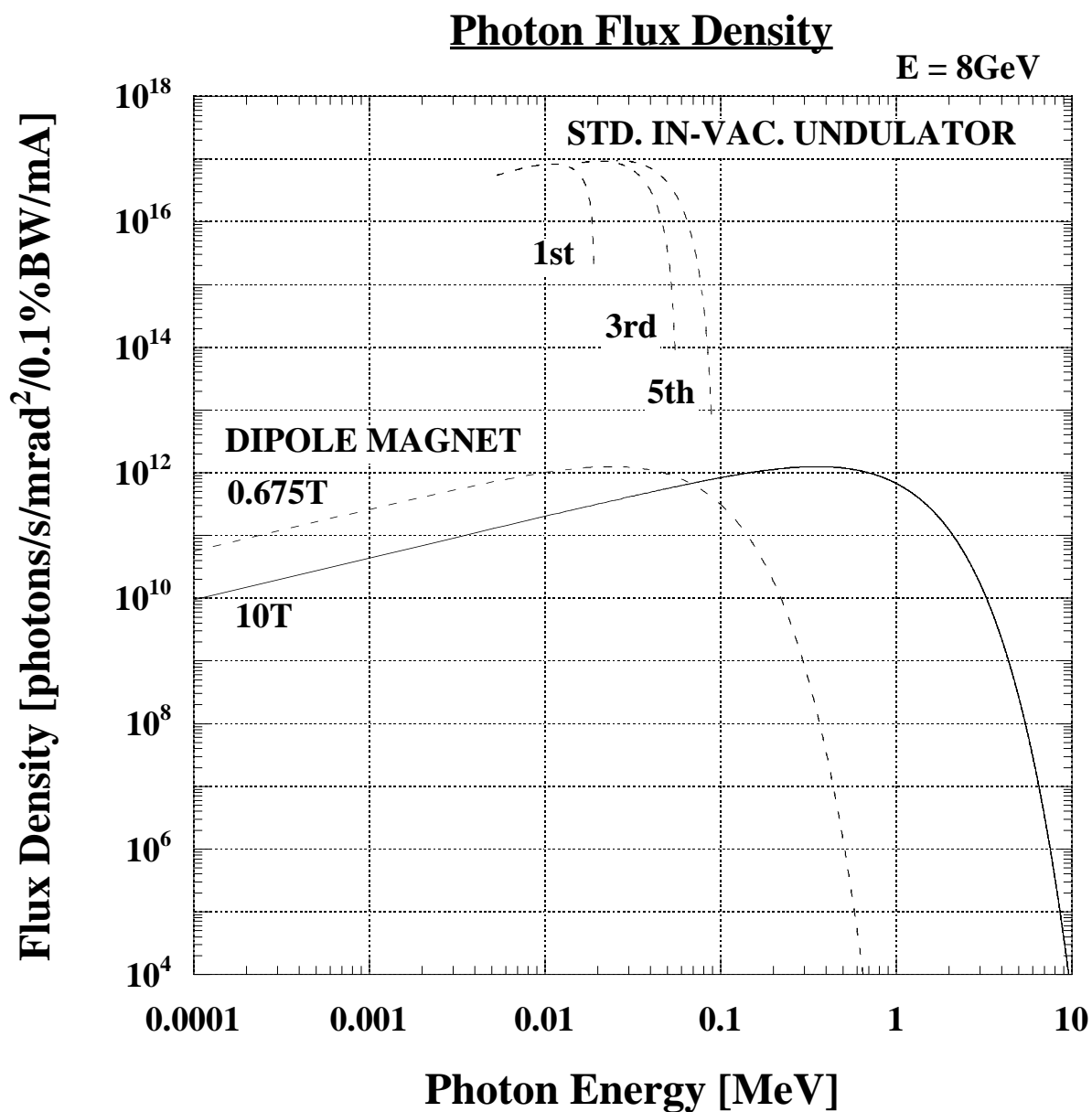
SCW を設置し定常的に運転することはエミッタンス増大などを生じさせるなどビームへの強い影響があり、このような意味において既存の放射光利用者との利害が相反する面も想像に難くは無い。しかし、上記したような天体核物理、原子核物理分野への応用及び従来の放射光利用分野の拡大は、まさしく SPring-8 潜在的能力の具現化であり、実現に向け JASRI の英知を結集すべきである。

この提案を行う上で、SCW 光を用いた実験として何があるのか、考えられるのか、内部スタッフだけでは、多少なりとも具体性のある物理（科学）を提案するには至らなかったため、2003 年 3 月に従来の物性及び新規に物理分野で線利用実験を実施している多方面の研究者に集まって頂きミニワークショップを開いた。その中から、現在の SPring-8 の実情から、SPring-8 + SCW による放射光実験の実現性が高いと思われる天体核物理、パリティ非保存実験を提案していただいた、宇都宮・静岡・後神、藤原各氏に再度セミナーをお願いし、実験条件など実情に合わせて検討した。このような結果、本提案の SCW 光実験計画は、天体核物理 / 光核反応実験計画を宇都宮氏（甲南大）、パリティ非保存実験計画を藤原氏（阪大核物理センタ）に作成して頂いた。さらに、従来の放射光利用分野研究者のなかでも特に強い関心をお持ちであった坂井氏に、高エネルギー放射光利用の可能性が高いと思われるコンプトン散乱による物性研究の実験計画を作成して頂いた。このようなテーマを中心に、2003 年 12 月にテーマ関係研究者にお集まりいただき、再度、JASRI/SPring-8 サイト内で実験を実施することを目的として検討会を開いた。[6]

本提案は、SPring-8 蓄積リングにおける SCW 光の天体核物理光反応実験・パリティ非保存原子核実験に主眼を置いているが、提案内容は従来の放射光分野の枠を広げ、SPring-8 内で別途行われているレーザ逆コンプトン光生成と合わせると、数 keV から 8 GeV 弱までの光子ビームを各種実験に供することのできる光子科学実験施設 / HFR 計画への可能性をも示唆している。[7]

References;

- [1] 早乙女光一 他「超伝導ウィグラーを用いた高エネルギー放射光の発生と陽電子生成 - SPring-8 蓄積リングでのビーム実験 -」、京都大学原子炉実験所専門研究会「陽電子ビームの形成と物質科学への応用」 2002/11/16.
- [2] K.Soutome et al., "Generation of High-Energy Synchrotron Radiation with a 10-T Superconducting Wiggler installed in the SPring-8 Storage Ring", PAC2003.
- [3] M.Shoji et al., "Radiation Measurement about a 10-T Superconducting Wiggler at SPring-8", PAC2003.
- [4] Mini-Workshop 「超伝導ウィグラーによる高エネルギー放射光の発生とその応用」
2003 年 3 月 24, 25 日、SPring-8。
- [5] D.A. Gryaznykh, V.A. Lykov, V.V. Plokhov, NIM **A448** (2000) 106-108.
- [6] SCW 検討会「超伝導ウィグラーによる高エネルギー放射光利用実験検討会」
2003 年 12 月 24 日（水）、SPring-8 中央管理棟 1 階 講堂.
- [7] 米原、伊達、早乙女、大島、熊谷；SPring-8 Internal Report; "SPring-8 High Flux Ring 検討書", 2003.



	Beam Energy	Critical Energy
SPring-8	8GeV	426keV
APS	7GeV	326keV
ESRF	6GeV	239keV

Fig.1; Photon Flux Density.

SPring-8蓄積リングで偏向電磁石及び真空封止型アンデューレータで利用者に供給している放射光の密度分布を各々破線で示す。10T-SCWから期待される密度分布を実線で示す。

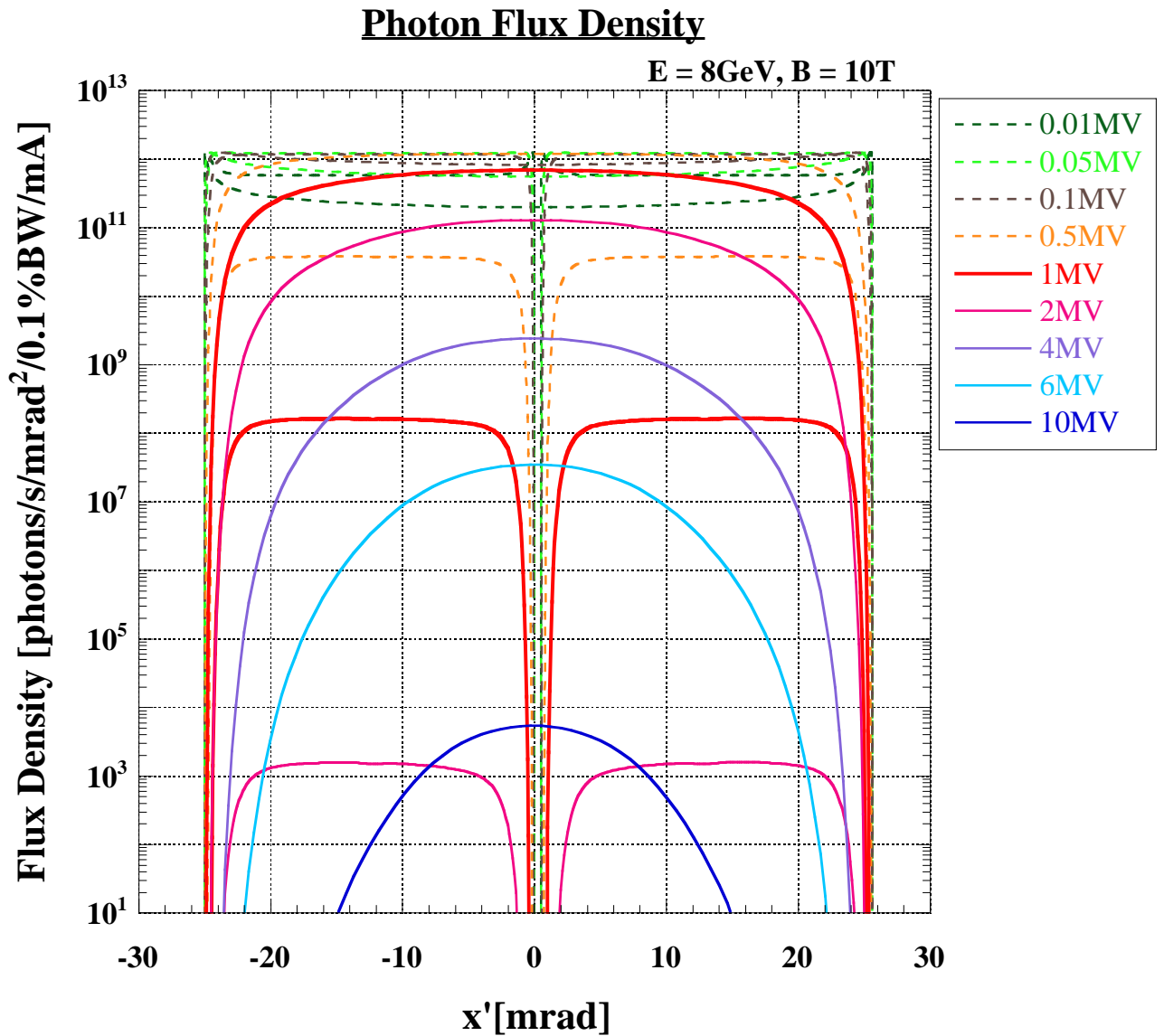


Fig.2; Horizontal Photon-Flux-Density of 10T-SCW in SPring-8.

SCWにより得られる放射光の水平方向密度分布を光子エネルギー毎に示す。エネルギー幅は、各表示エネルギーの0.1%にとっている。単位面積を角度発散(mrad)で表記しているが、垂直方向の角度発散は、Fig.3に示すように、mrad以下であるので、実際に使用できるPhoton数は垂直方向の実効的な角度発散から、1桁程度小さくなる。蓄積電流1mAを単位としているので、熱負荷・放射線損傷など懸案事項が解決でき、定格電流値100mAで使用が可能となれば、これにより密度分布も2桁増加する。

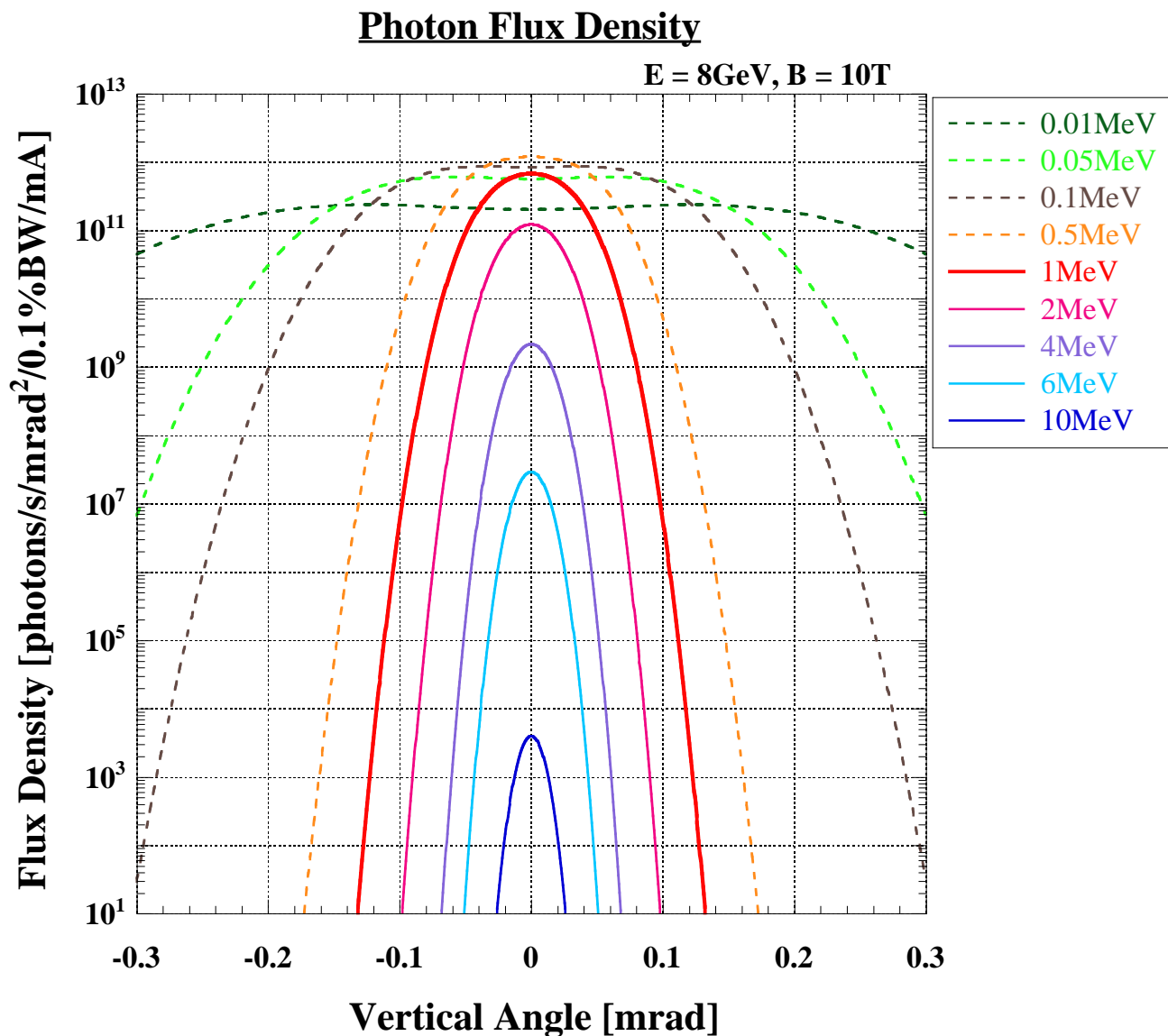


Fig.3; Vertical Photon-Flux-Density of 10T-SCW in SPring-8.

SCWにより得られる放射光の垂直方向密度分布を光子エネルギー毎に示す。エネルギー幅は、各表示エネルギーの0.1%にとっている。単位面積を角度発散(mrad)で表記しているが、垂直方向の角度発散は、横軸に示すように、mrad以下であるので、実際に使用できるPhoton数は垂直方向の実効的な角度発散から、1桁程度小さくなる。蓄積電流1mAを単位としているので、熱負荷・放射線損傷など懸案事項が解決でき、定格電流値100mAで使用が可能となれば、これにより密度分布も2桁増加する。

Photon Flux per 0.1MeV Band-Width

E = 8GeV, B = 10T

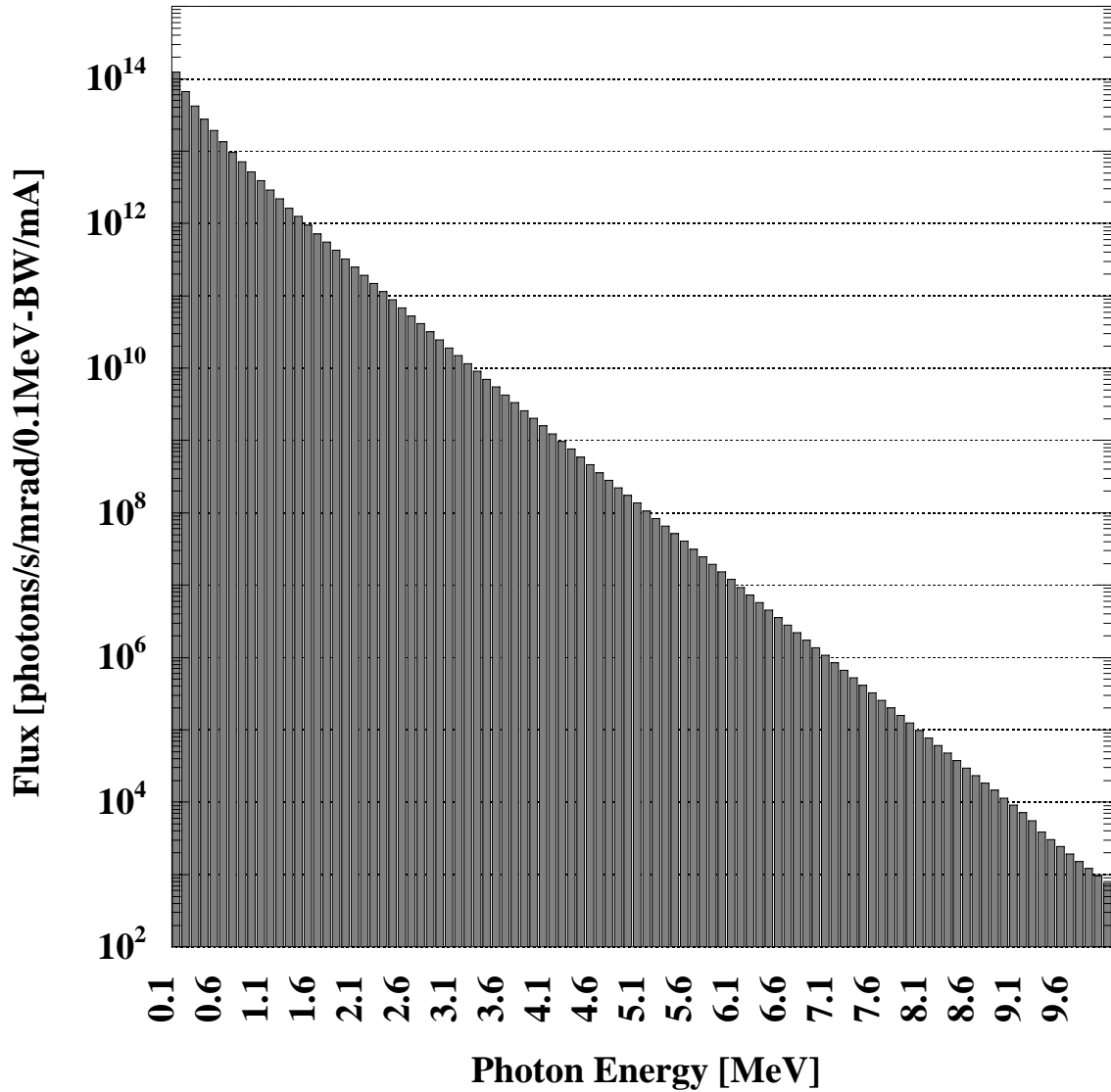


Fig.4; Photon Flux expected from 10T-SCW in SPring-8.

Fig.2, 3で示したように、SCW光の密度分布は水平方向に広く、垂直方向に狭いため、 mrad^2 表記では、フォトン数を過大に評価しかねないので、実際の実験計画を立てる上でフォトン数を分かりやすく表現するために、垂直方向分布を積分し、エネルギー幅を100 keVとした。エネルギービンは、例えば、0.1から0.2 MeVとして横軸を記した。

Photon Flux per 0.1MeV Band-Width

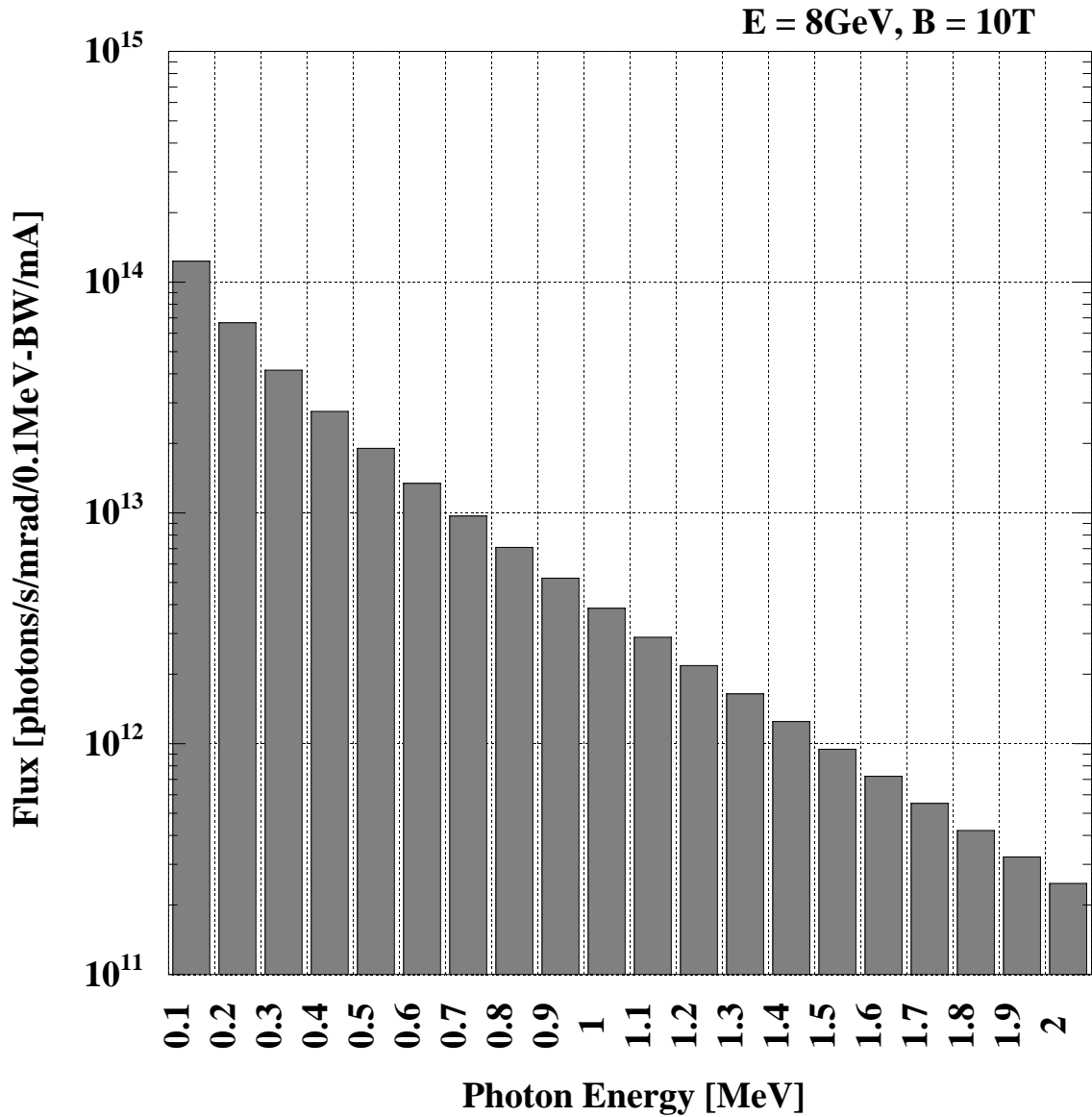


Fig.5; Photon Flux expected from 10T-SCW in SPring-8.

Fig. 4の光子エネルギー領域を0.1～2.1 MeVに限定し、エネルギービンを、例えば、0.1から0.2 MeVとして横軸を記した。本図は、元来、陽電子生成を目標として1 MeV前後（低エネルギー側はノイズ）の光子数を評価するために記したので、このエネルギー領域の表記となっている。

Photon Flux per 0.1MeV Band-Width

$E = 8\text{GeV}, B = 10\text{T}$

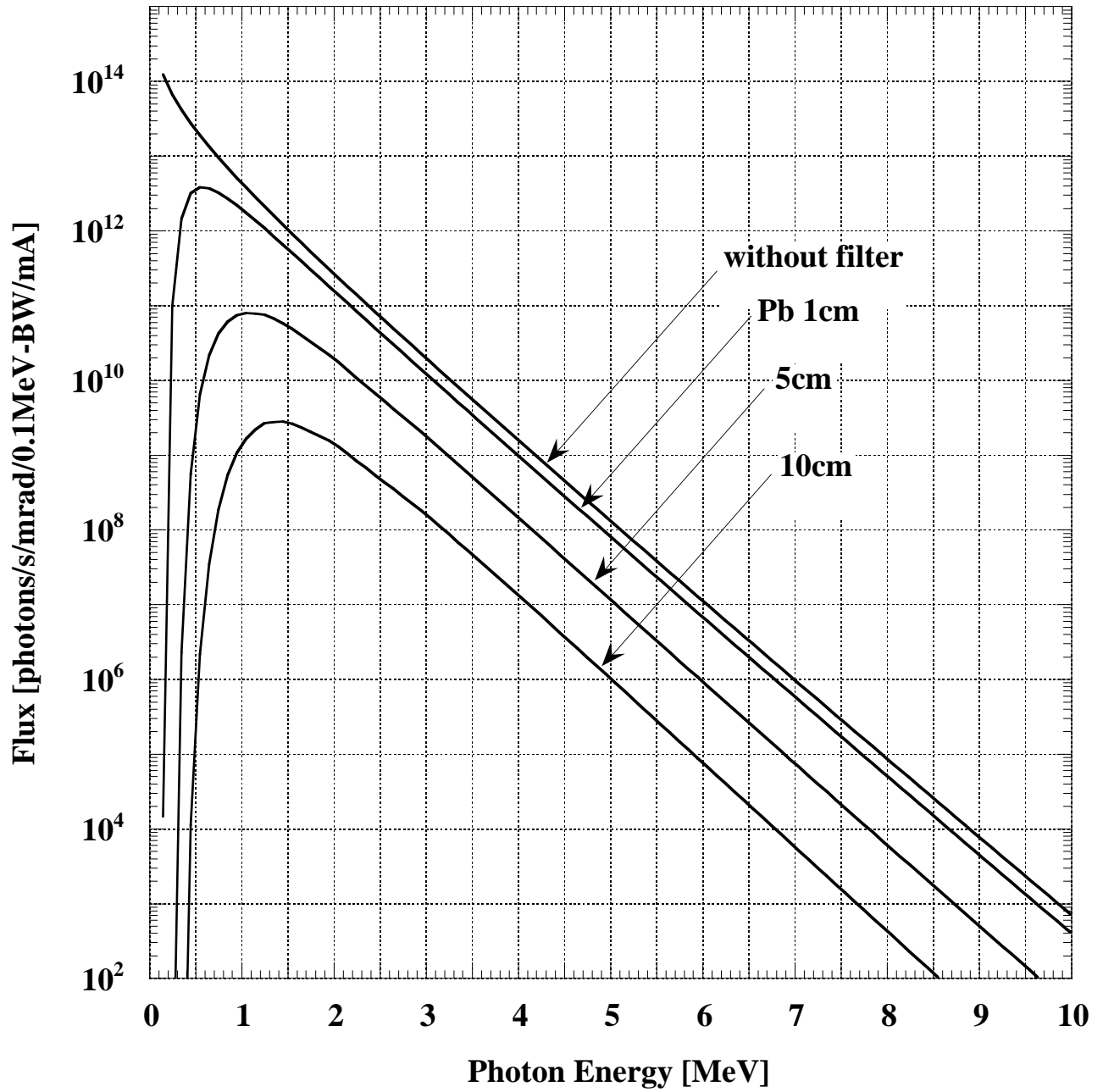


Fig.6; Photon Flux with Lead Filters.

SCW光のエネルギーが高い方を使って実験を行う場合、フォトン数の多い低エネルギー側を鉛板をフィルタにして遮断する。

Polarization of Photons

$$E = 8\text{GeV}, B = 10\text{T}, \omega/\omega_c = 1$$

$$(1/\gamma = 64\mu\text{rad}, \varepsilon_c = \hbar\omega_c = 0.43\text{MeV})$$

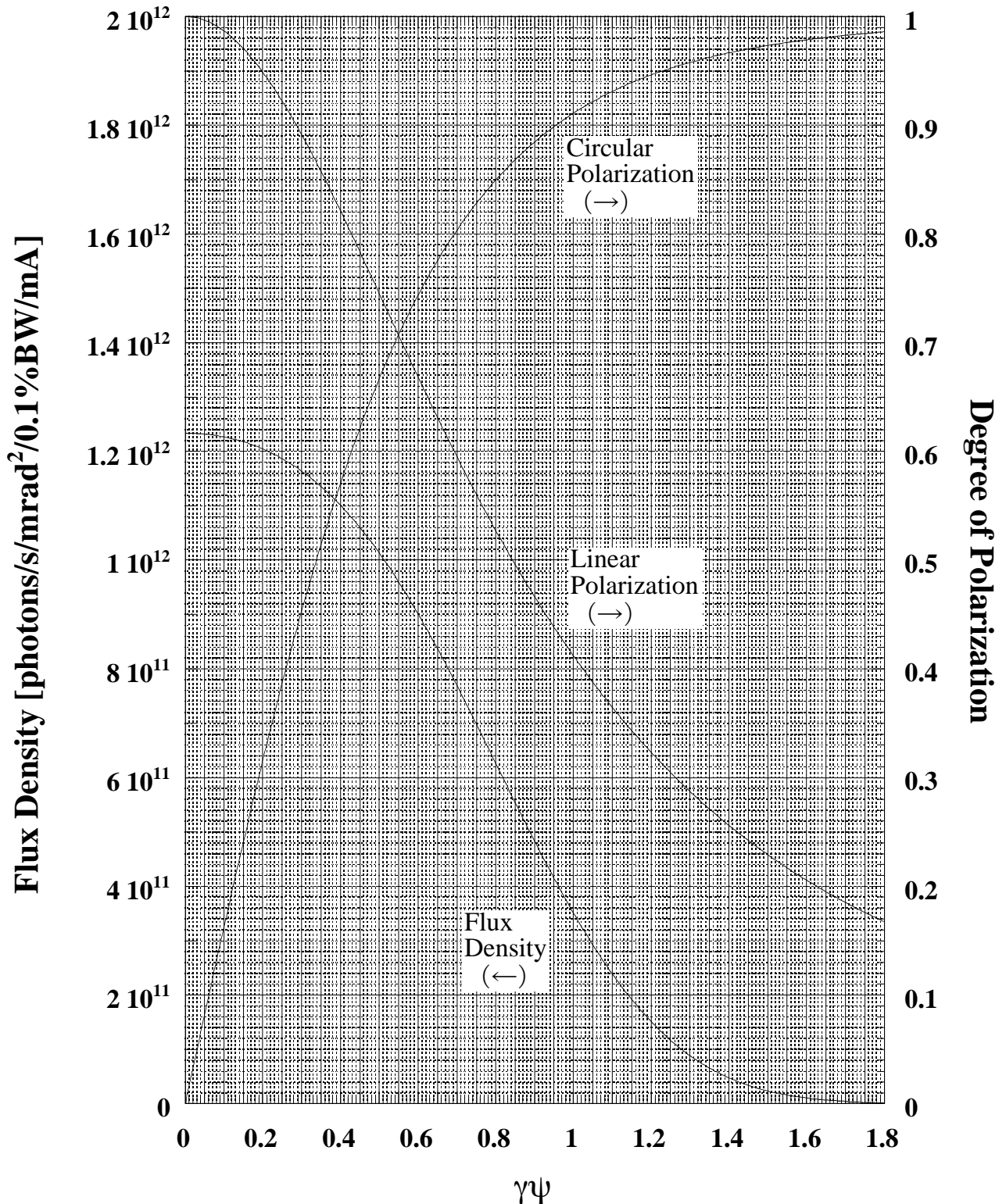


Fig. 7-a; Polarization of SCW Photon.

SCW光（光子エネルギーは、Critical Energy 430 keV、エネルギー幅0.43 keV）の偏光度とフォトン密度を示す。 $\gamma\psi=0$ はSCWのmid planeを示し、 $\gamma\psi$ の反対側ではCircular Polarizationの向きが反対になり、偏光度は等しい。

Polarization of Photons

$$E = 8\text{GeV}, B = 10\text{T}, \omega/\omega_c = 3$$

$$(1/\gamma = 64\mu\text{rad}, \varepsilon_c = \hbar\omega_c = 0.43\text{MeV})$$

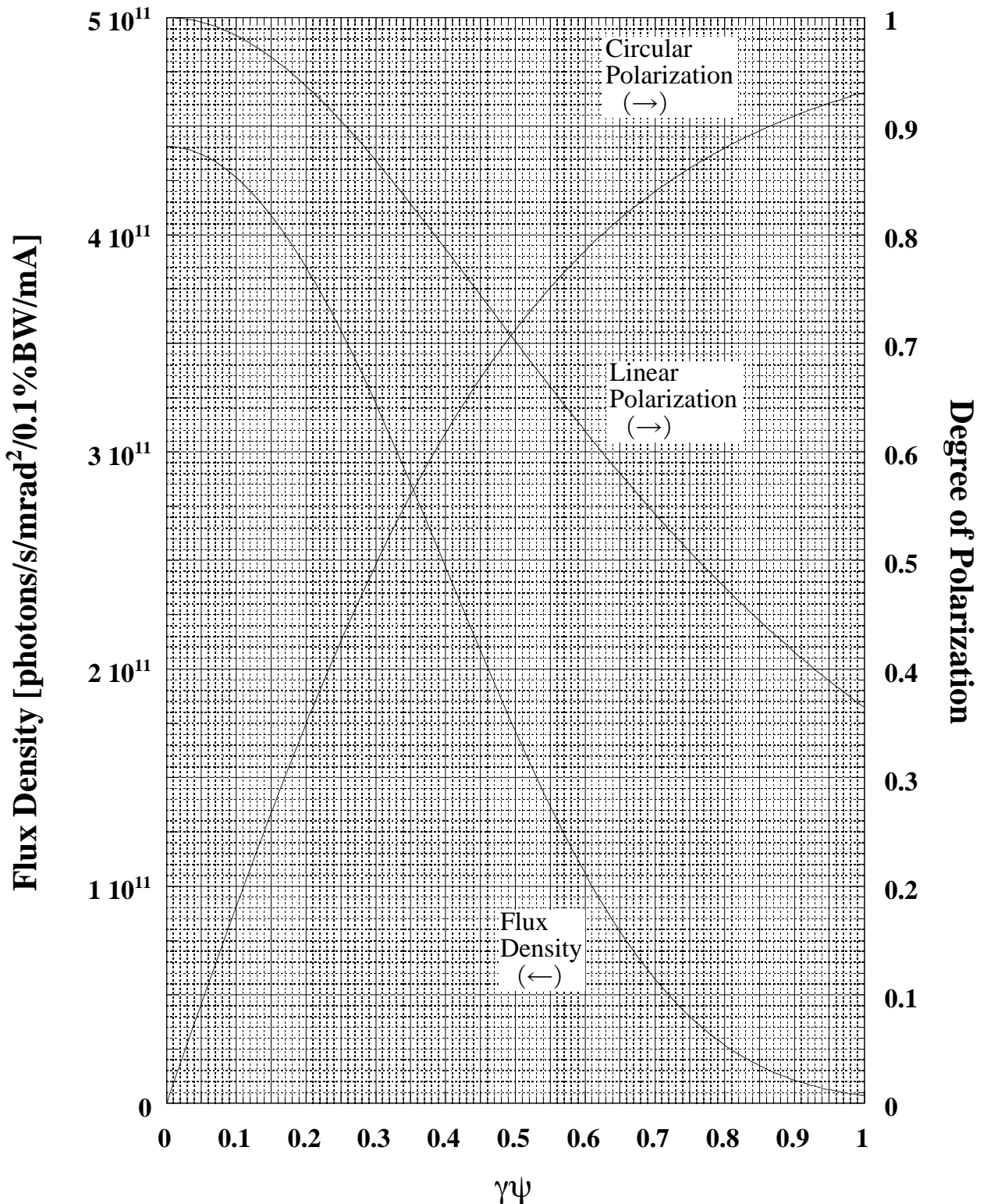


Fig.7-b; Polarization of SCW Photon.

SCW光 (光子エネルギーは、Critical Energy の 3 倍の 1.3 MeV、エネルギー幅 1.3 keV) の偏光度と光子密度を示す。 $\gamma\psi=0$ はSCWのmid planeを示し、 $\gamma\psi$ の反対側では Circular Polarizationの向きが反対になり、偏光度は等しい。

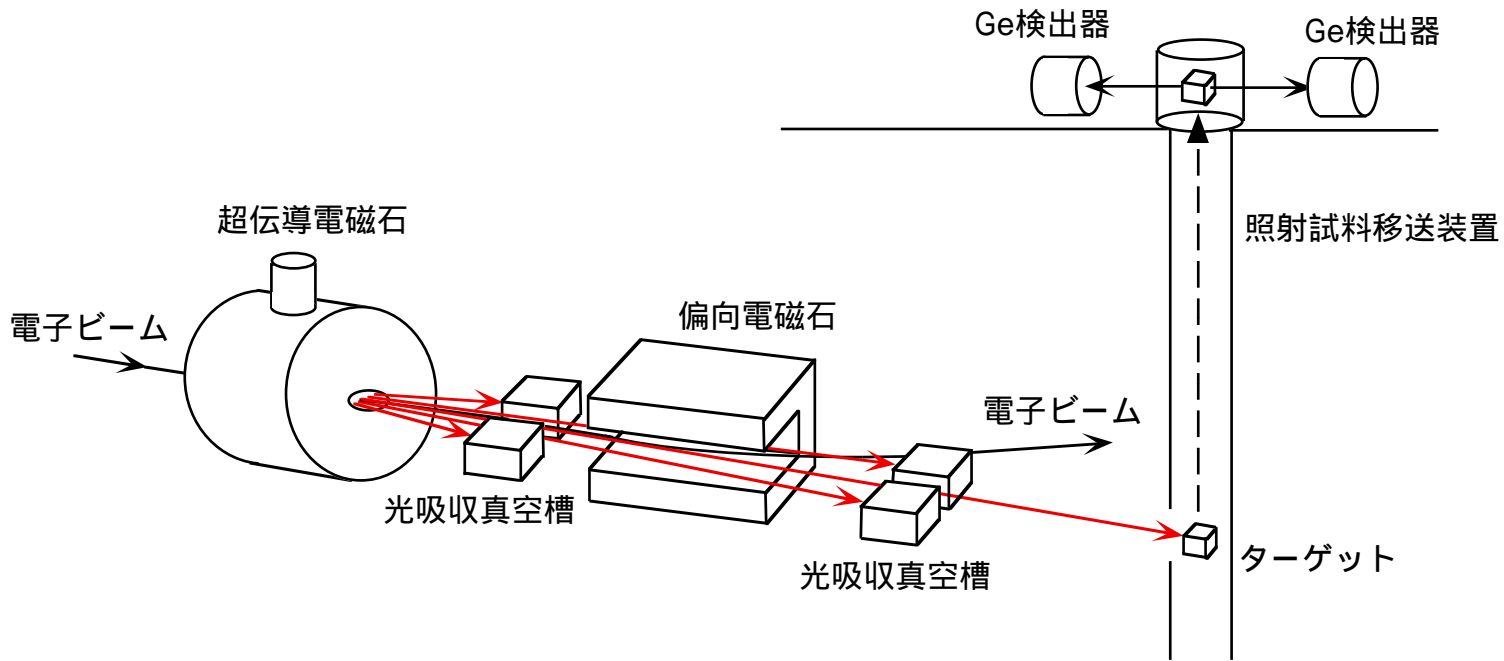


Fig.8 : 天体核物理・光核反応実験 (2 0 0 5 年)

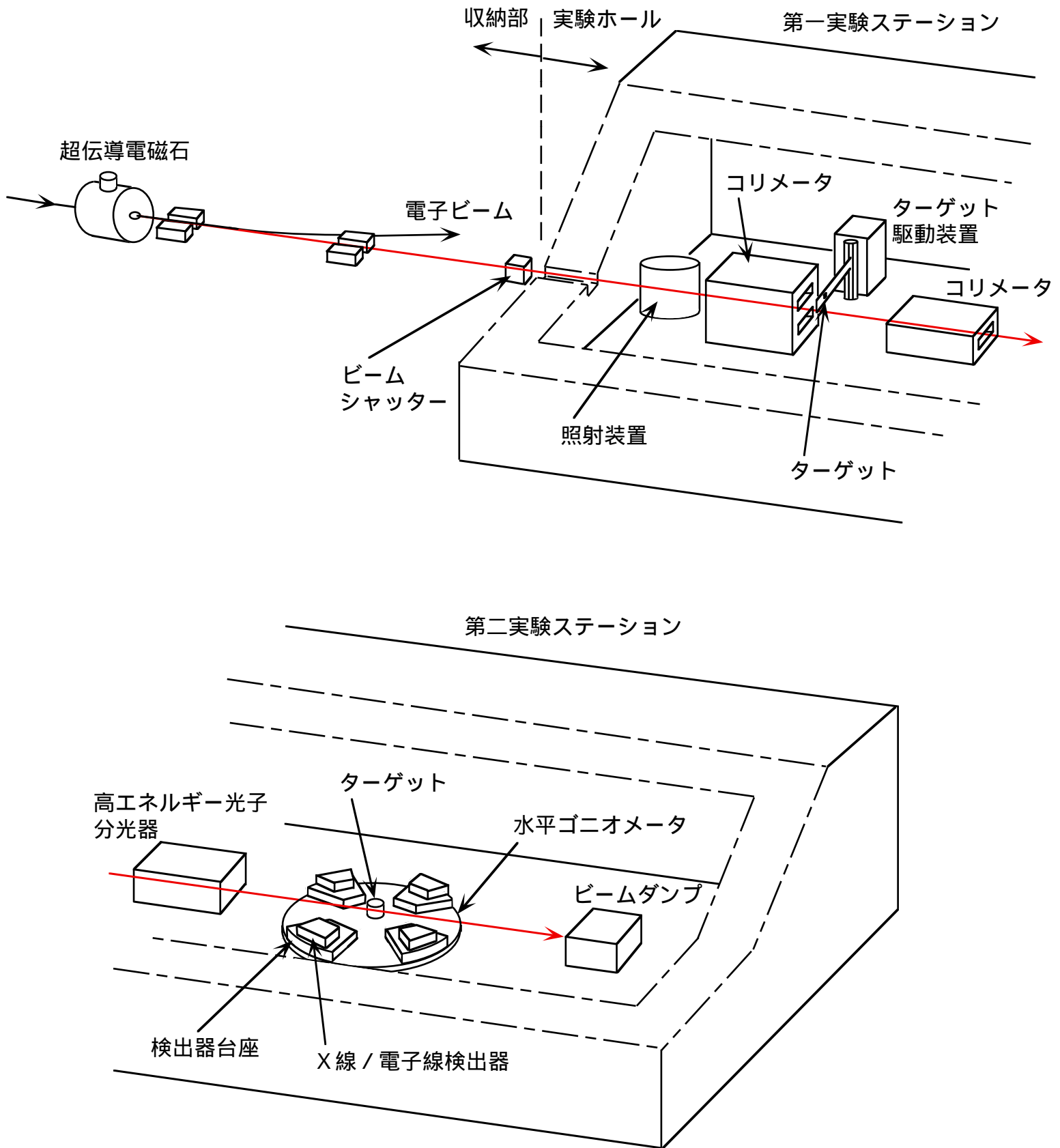


Fig.9: 実験ハッチ (2006年)

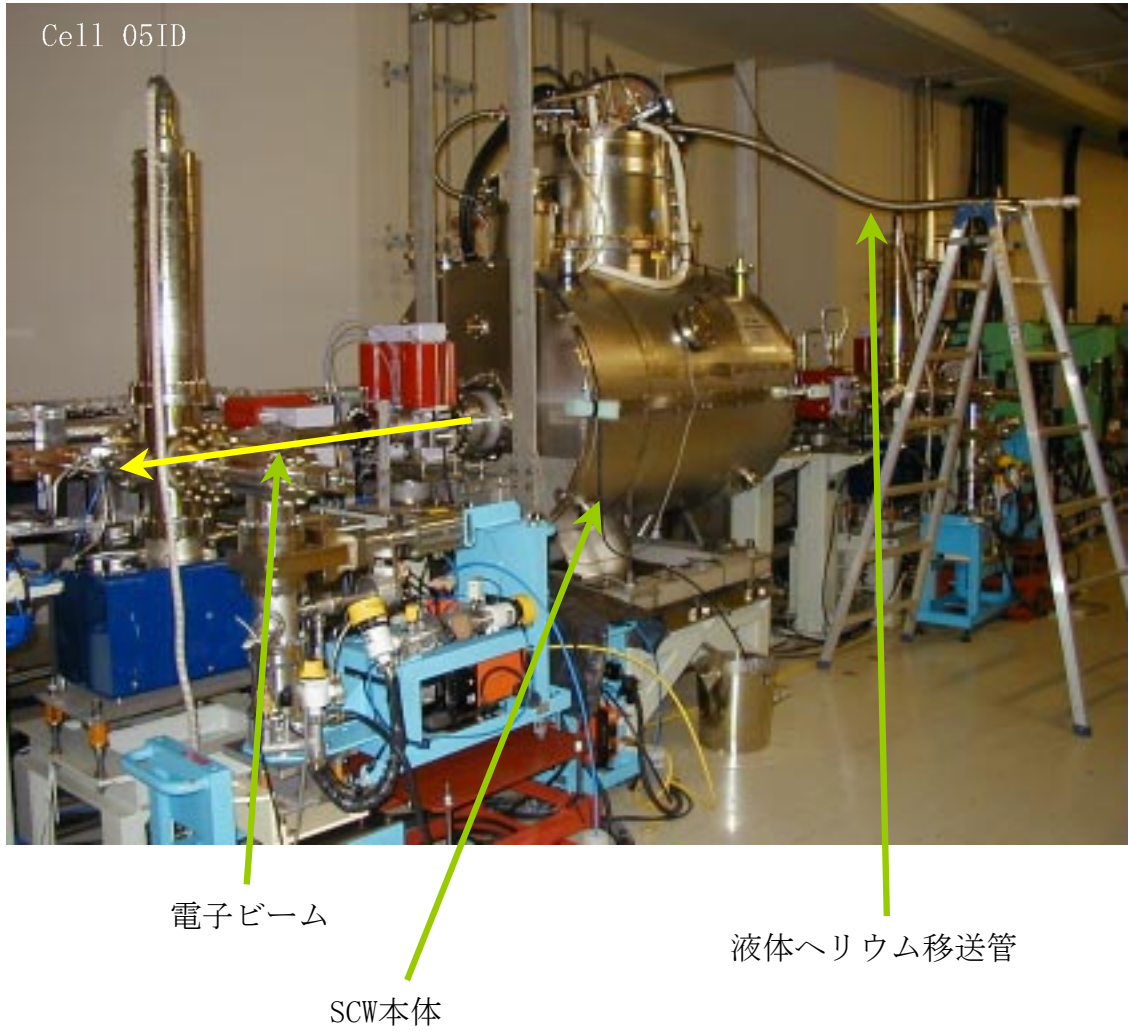


Fig. 10: 2002年8月 SCW を SPring-8 収納部に設置。

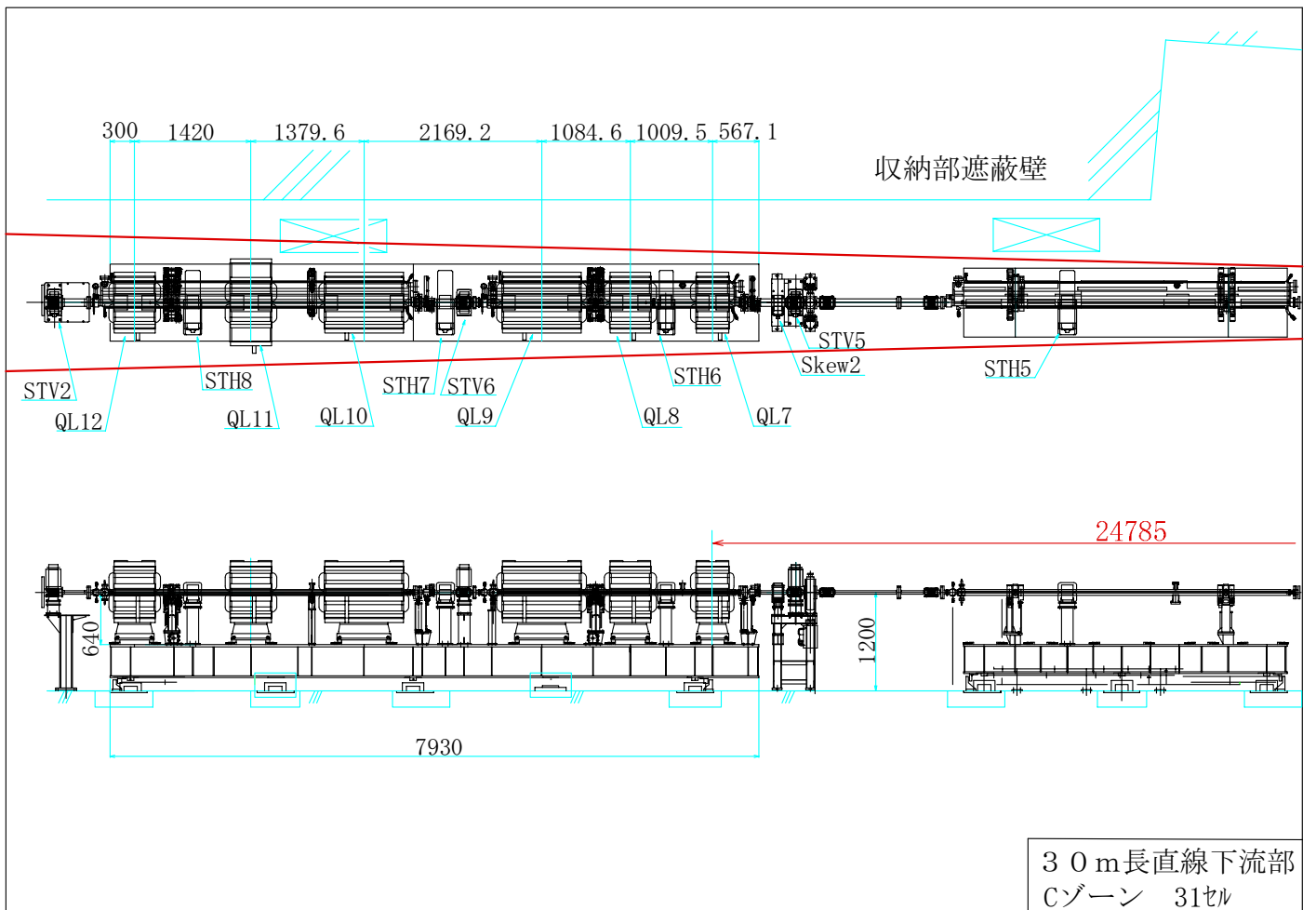
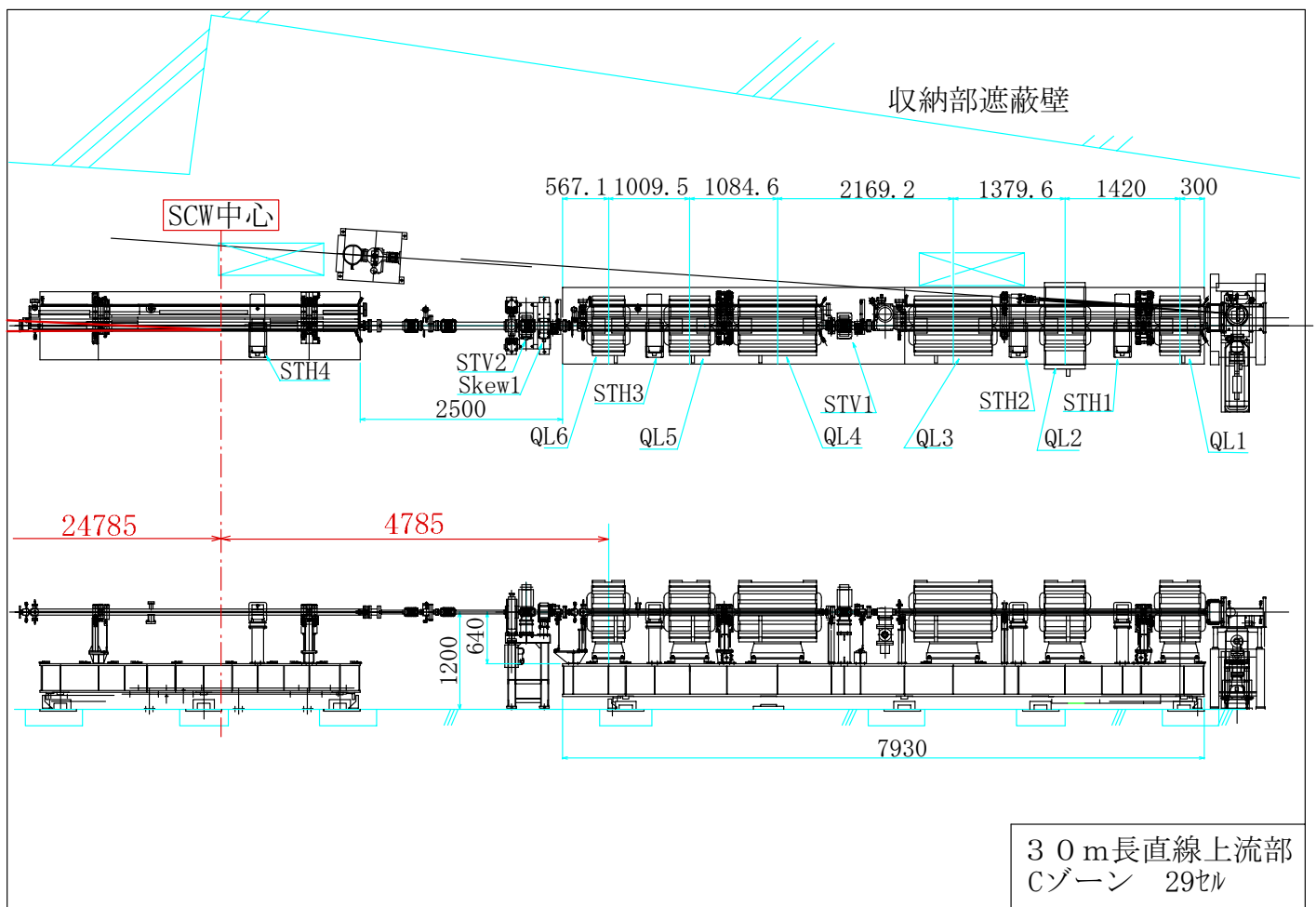


Fig.11: SCW 設置案。(単位: mm)

SCW利用実験提案／工程 (ver.3)

February 9, 2003 米原

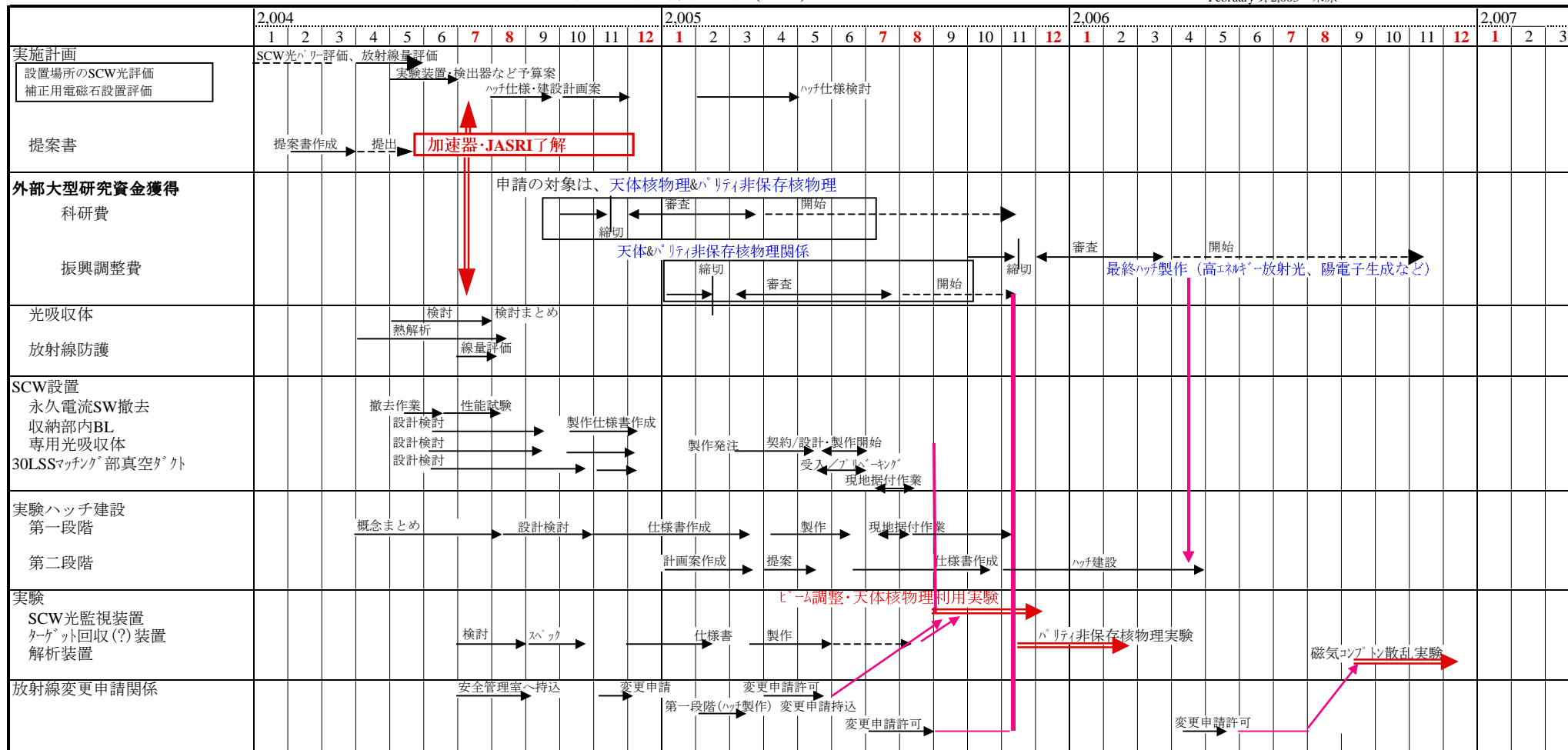
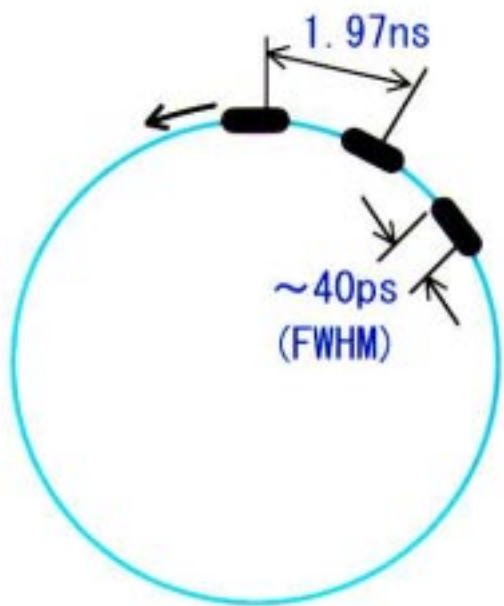
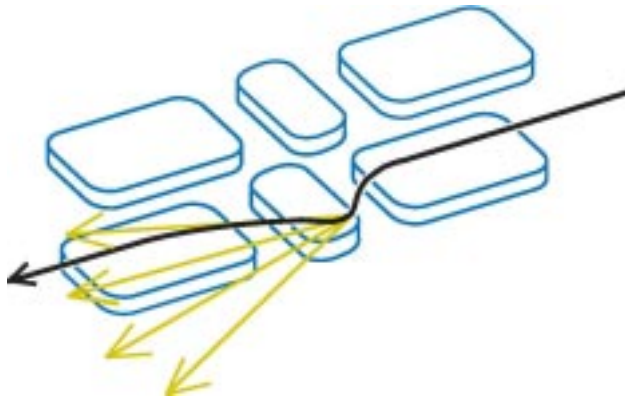
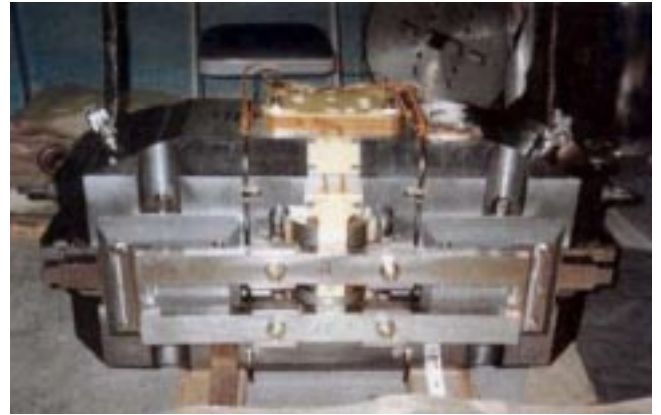


Fig. 12; Construction of SCW Beam Line and Experimental Plan



周長 : 1435.9488m
 RF加速周波数 : 508.58MHz
 RFバケット数 : 2436
 バケット間隔 : 1.97ns
 周回周期 : 4.79 μ s

Fig. 13: 蓄積ビームの時間構造。



Critical Photon Energy :

$$E_c = 426 \text{ keV}$$

発散角 :

水平方向 $\sim \pm 25 \text{ mrad}$

垂直方向 $\sim \pm 25 \mu \text{ rad}$ for $1 \text{ MeV } \gamma$

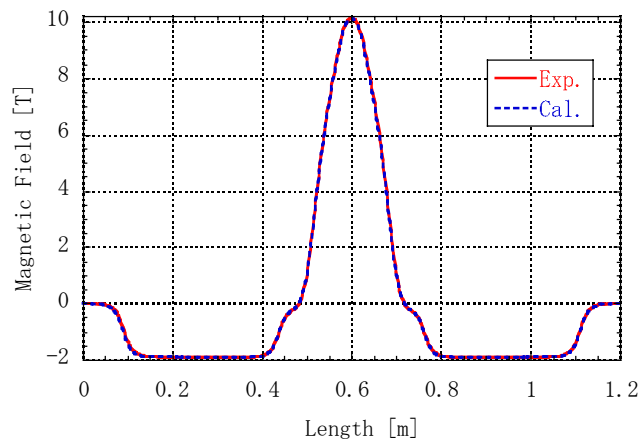


Fig. 14: SCW 磁石配置、磁場分布および電子軌道の概念図。
 パワーの大部分は Critical Photon Energy E_c で決まる周波数帯 $\nu_c = E_c/h$ の近辺に放射される。

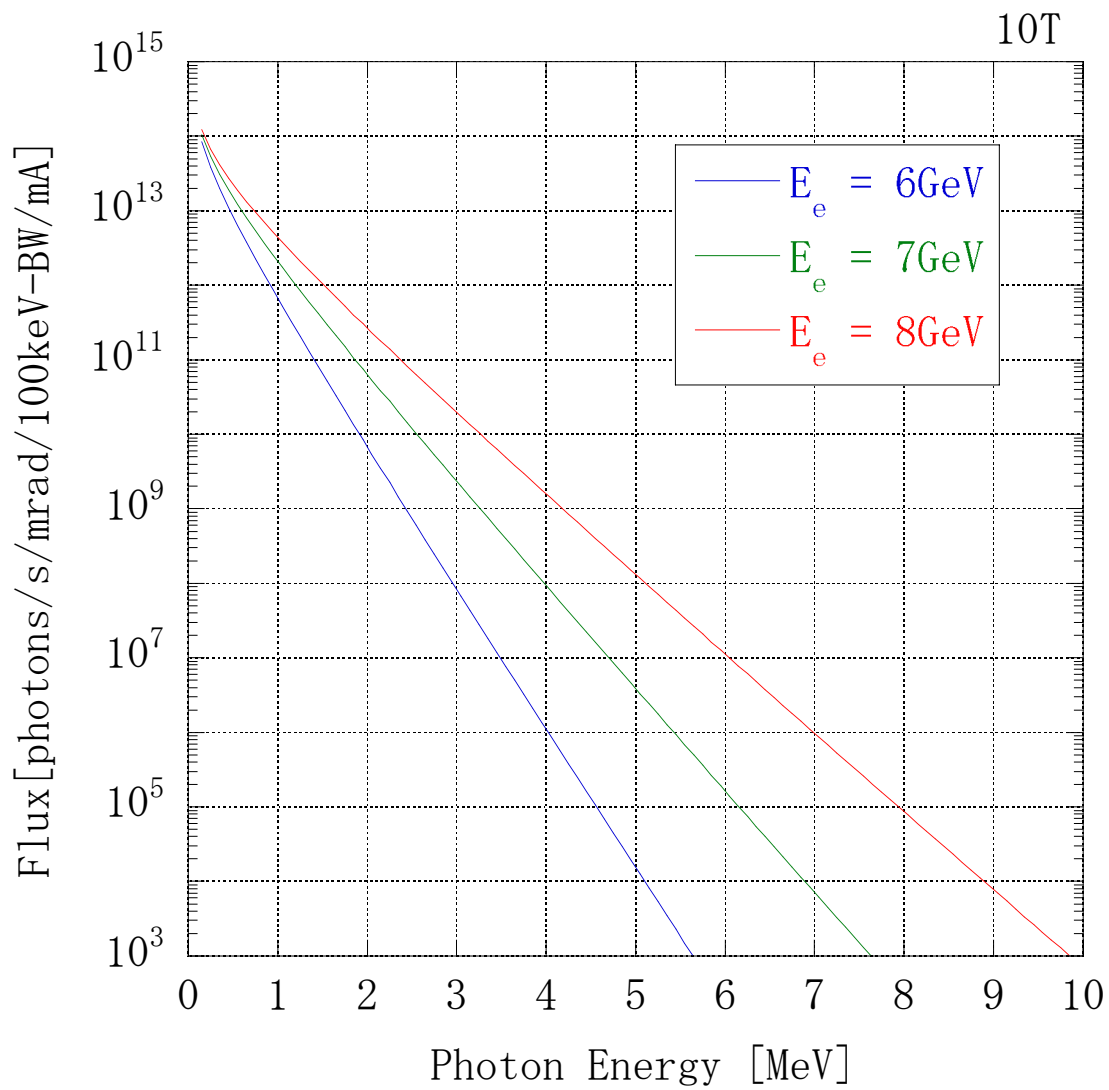


Fig. 16: 10T 磁場により発生する放射光のフラックス。
電子ビームのエネルギーが 8GeV, 7GeV, 6GeV の各場合について示す。

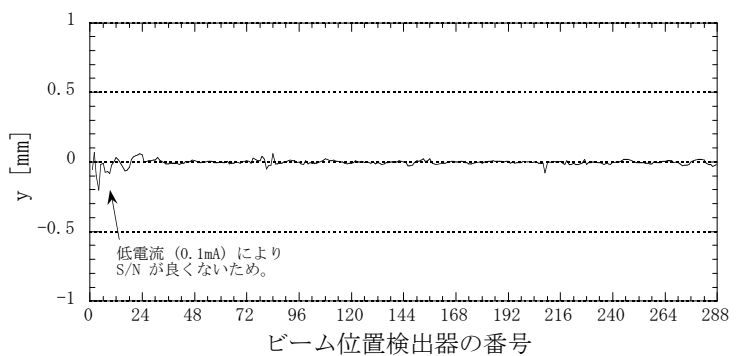
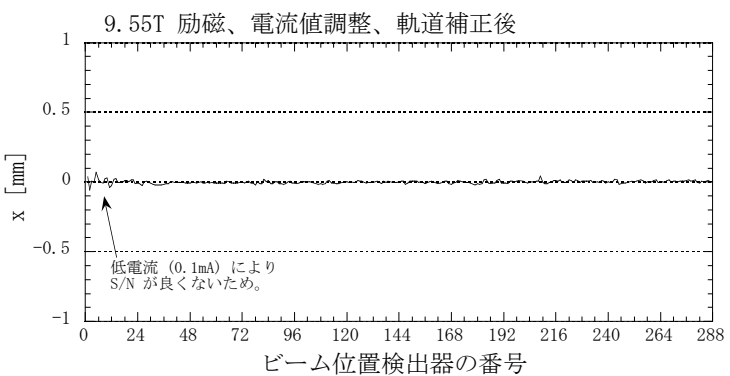
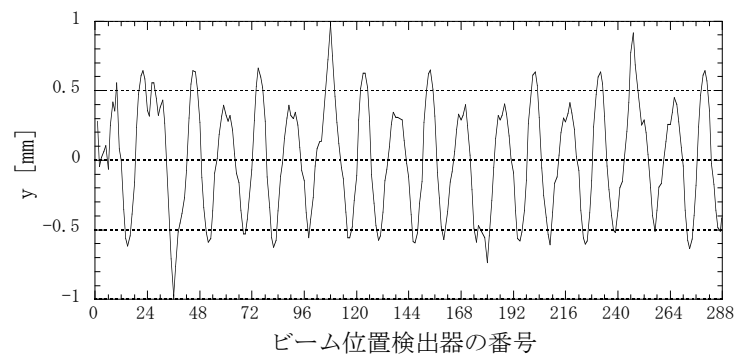
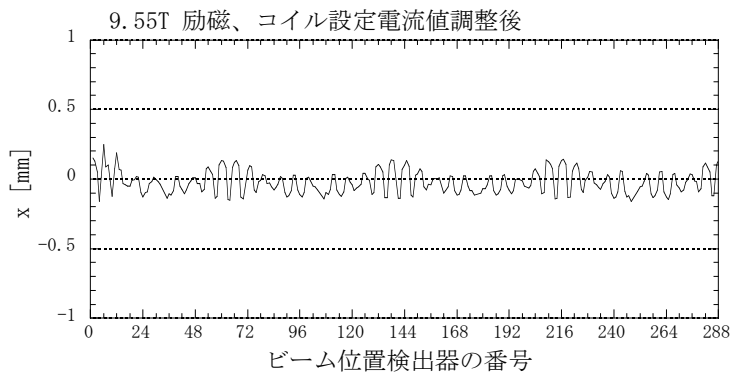
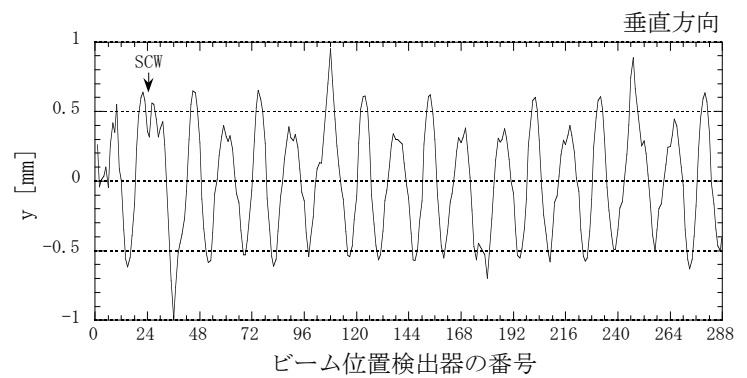
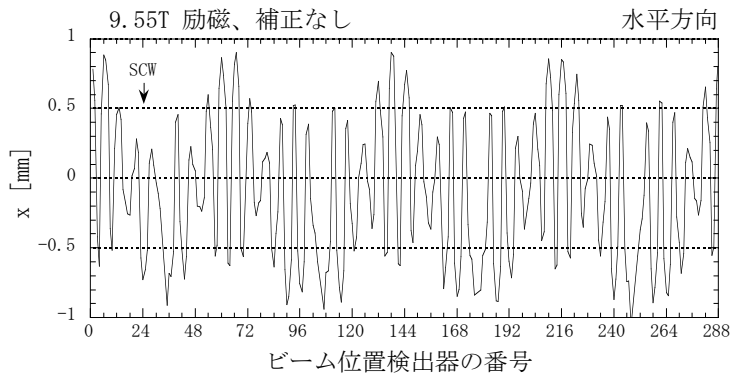


Fig. 17: 電子ビームへの影響。
誤差磁場による軌道の歪みとその補正。

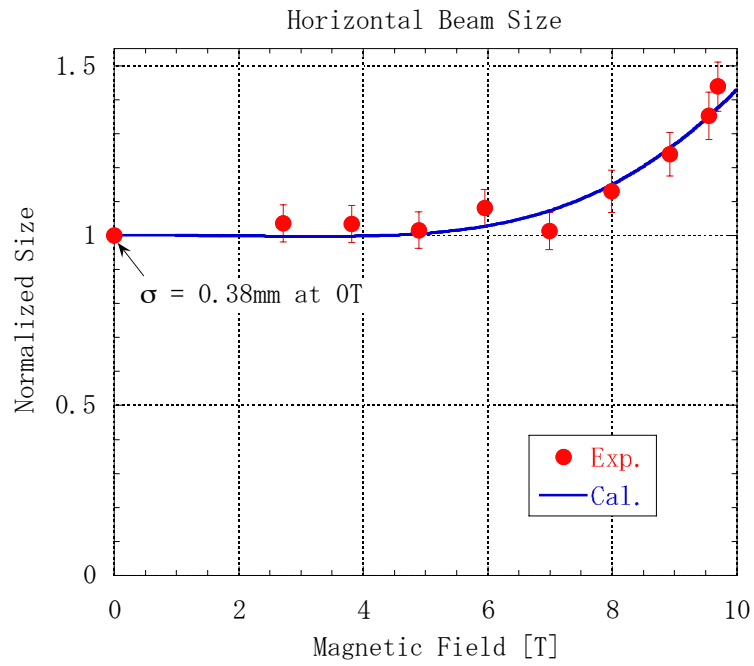
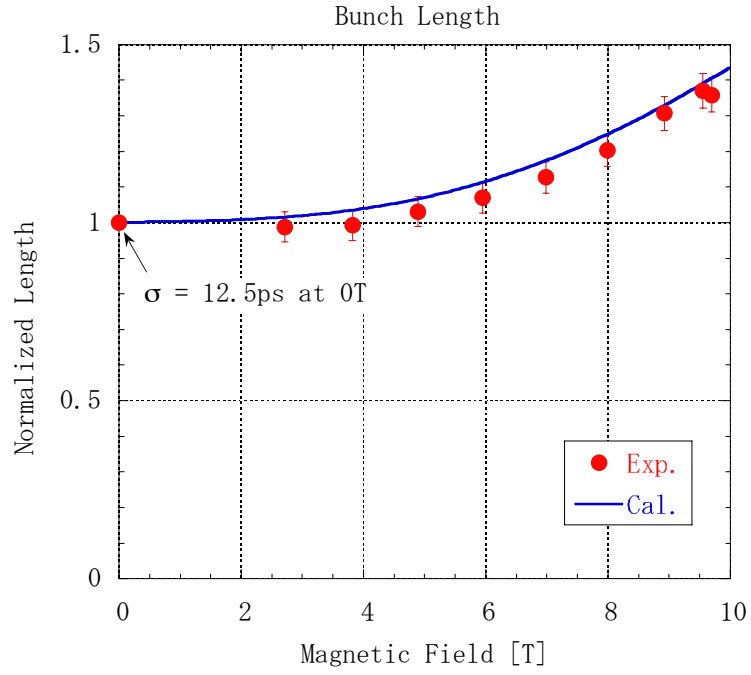


Fig. 18: 電子ビームへの影響。
 バunch長（上図）と入射部での水平ビームサイズ（下図）の変化。
 縦軸は、0T 時の値で規格化した量。

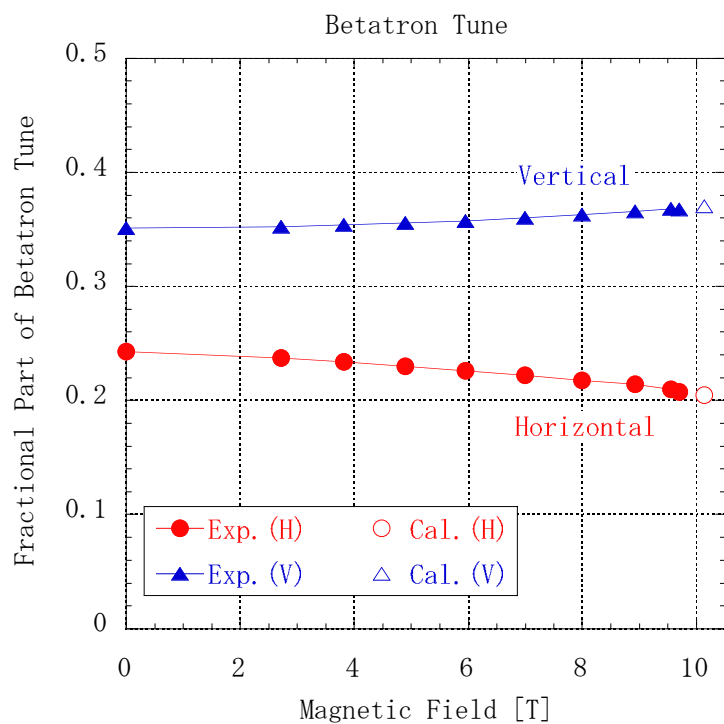
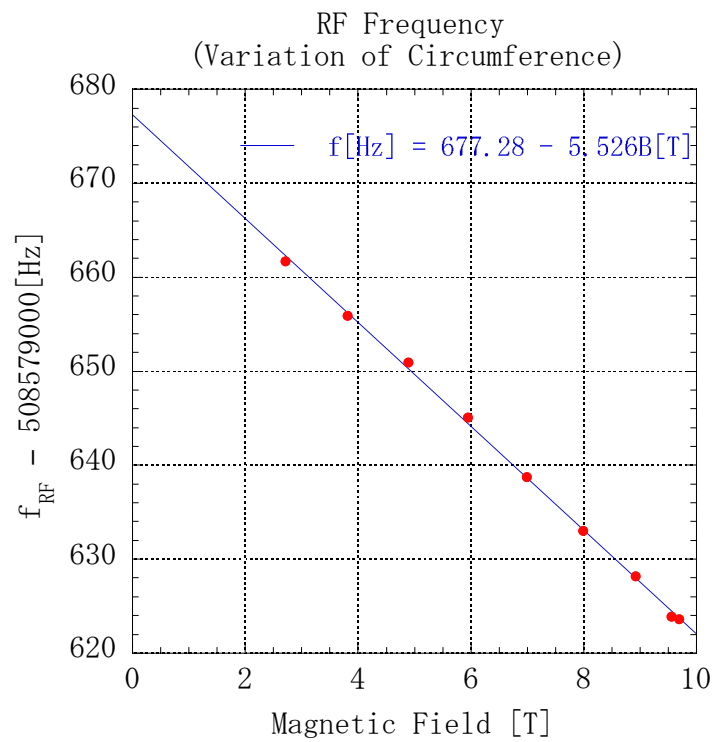


Fig. 19: 電子ビームへの影響。
RF加速周波数（上図）とベータトロンチューン（下図）の変化。
10T 励磁時のRF加速周波数の変化は -55Hz であり、これは周長
の変化にして $+0.155\text{mm}$ に相当する。

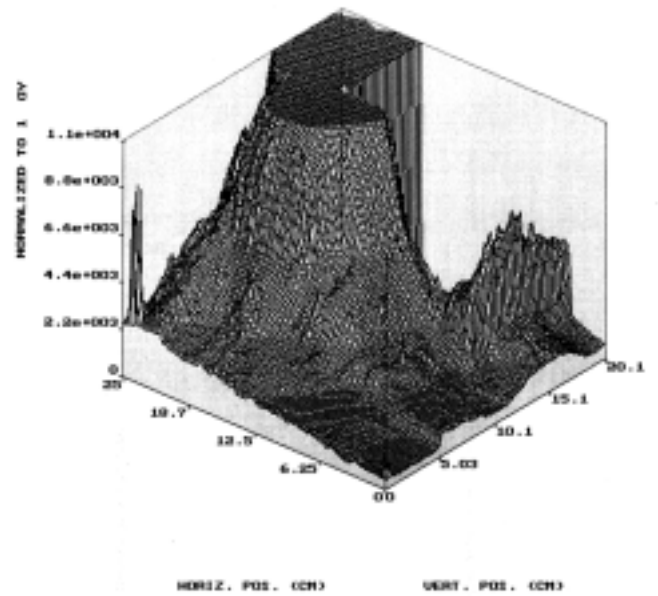
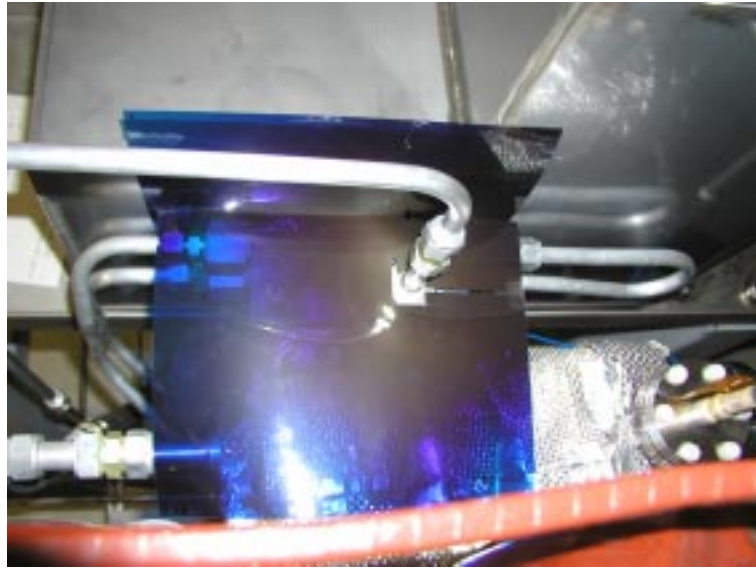


Fig. 20: ガフクロミックフィルムによる放射線線量の測定。
5セルの偏向電磁石B1アブソーバ付近。

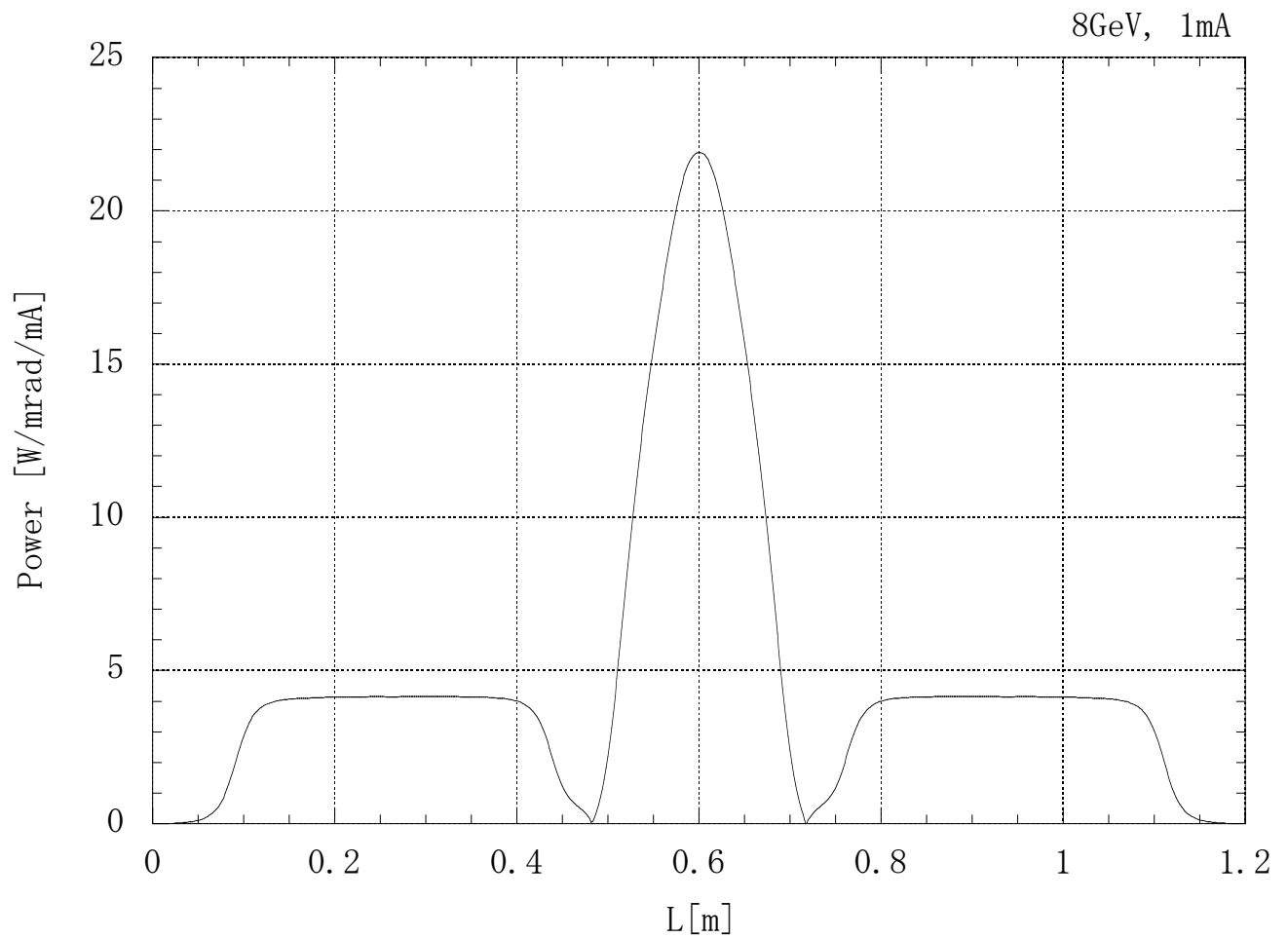


Fig. 21: 10T SCW からの放射パワーの分布 (1mA 蓄積時)。横軸は
 ビーム進行方向の座標を表す。1mA 蓄積時の全パワーは1kW である。

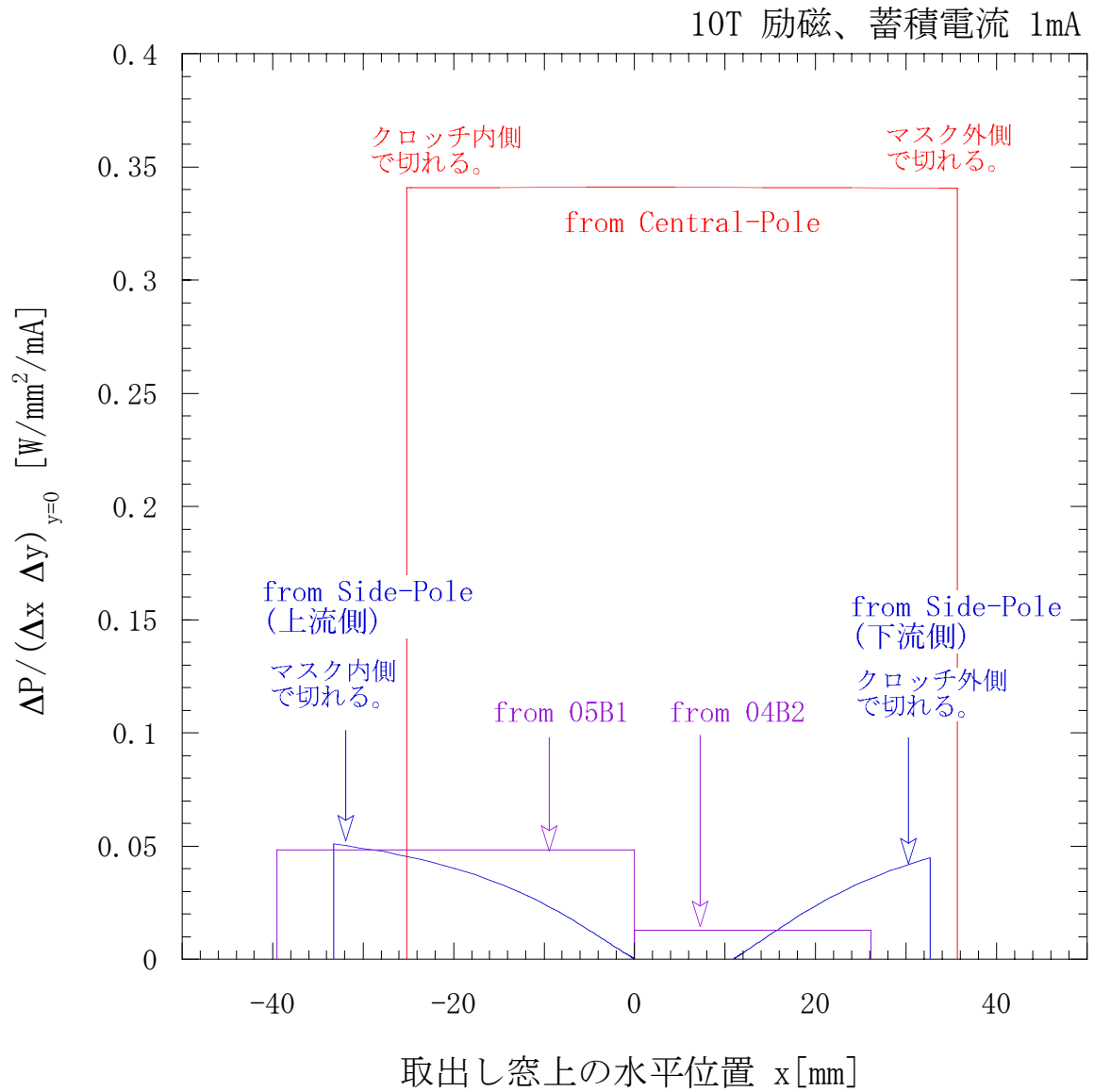


Fig. 22: 放射光取出し窓上での Radiation Power Density (軌道平面内)。SCW ビーム試験 (セル5直線部に設置) 時の評価。

SPring-8 SCW 放射光による天体核物理の研究 p プロセス研究のメッカをめざして

2003年9月29日、2004年2月11日改訂

宇都宮弘章（甲南大） 静岡俊行（原研関西研） 後神進史（甲南大）

早川岳史（原研関西研） 大垣英明（京大エネルギー理工学研究所）

梶野敏貴（国立天文台理論天文学研究系）

1. 研究の概要

原子核物理学で利用されてきた実光子源には、放射性同位元素の遷移ガンマ線、制動放射ガンマ線、飛行陽電子対消滅ガンマ線があるが、最近、新世代のガンマ線源が放射光施設で生成されるようになった。甲南大の宇都宮グループは、新ガンマ線源の出現に最大の注意を払いつつ、その天体核物理研究への利用を推進してきた。産業技術総合研究所のレーザー逆コンプトンガンマ線は、100%直線(円)偏光、準単色であり、フラックスは比較的弱いものの（毎秒 10^5 光子程度）、光核反応断面積の励起関数測定に威力を発揮している。

SPring-8 超伝導ウイグラー（SCW）放射光は、その高エネルギースペクトル部が超新星爆発時に生成される黒体輻射スペクトルに酷似しており、天体核物理反応のうち特に p プロセス核（35 種の陽子数に富んだ安定核）の光核反応率を決定する役目を担うことが最大の特徴である。8 MeV 領域の強い放射光による放射化実験を行なうことができるため、安価な数種のナチュラルサンプルを照射し、多数の反応チャンネルを測定することができる。この特徴は、専用 SCW 放射光ビームラインを構築することによって SPring-8 が p プロセス天体核反応研究のメッカとなる潜在能力を有することを示す。研究対象となる 47 種の光核反応を表 1 に示す。天体光核反応データベース構築という知的基盤整備事業が可能である。表中で、天然に存在する唯一の核異性体でかつ最稀少元素である $^{180\text{m}}\text{Ta}$ の消滅反応断面積 $[^{180\text{m}}\text{Ta}(\gamma, n)^{179}\text{Ta}]$ を測定することは、p プロセス研究の最重要課題の一つである。

天体核反応の特殊な応用として、 $^{180\text{m}}\text{Ta}$ 核異性体の基底状態への光脱励起と ^{176}Lu の核異性体への光励起とがある。前者は $^{180\text{m}}\text{Ta}$ の特殊な s プロセス起源、後者は s プロセス温度計の物理に関連している。どちらも励起エネルギー 1 MeV 領域の中間状態を経て起こり、ベータ崩壊によって消滅する。SCW から発生する大強度の 1 MeV 領域放射光を利用した放射化実験が可能である。

星の内部のような高温の熱浴中では、原子核は基底状態だけでなく低励起状態にも存在する。この低励起状態からの光中性子反応(γ, n)には、中性子しきい値直下の E1 (M1) 共鳴状態（ピグミー共鳴）が関与する。天体核反応に関与するピグミー共鳴励起強度の測定は、励起状態からの p プロセス研究に欠くことができないが、これまで系統的な実験的研究はなされていない。使われる実験手法は、原子核構造研究のパリティ非保存実験（藤原）

と共通の NRF (nuclear resonance fluorescence) 法であり、先述の放射化法実験と同じ核種が研究対象となる。

以下で、放射化法と NRF 法による天体核物理研究について述べる。

表 1 SPring-8 SCW 放射光の研究対象となる天体核反応 (p プロセス)

Samples	Photoreactions	p-nuclides
Se	$^{76}\text{Se}(9.36\%)(\gamma, n)^{75}\text{Se}(T=120 \text{ d})$ $^{74}\text{Se}(0.89\%)(\gamma, n)^{73}\text{Se}(T=7.15 \text{ h})$	^{74}Se
Kr	$^{80}\text{Kr}(2.25\%)(\gamma, n)^{79}\text{Kr}(T=1.46 \text{ d})$ $^{78}\text{Kr}(0.35\%)(\gamma, n)^{77}\text{Kr}(T=1.24 \text{ d})$	^{78}Kr
Sr	$^{86}\text{Sr}(9.86\%)(\gamma, n)^{85}\text{Sr}(T=65 \text{ d})$ $^{84}\text{Sr}(0.56\%)(\gamma, n)^{83}\text{Sr}(T=1.35 \text{ d})$	^{84}Sr
Ru	$^{98}\text{Ru}(1.88\%)(\gamma, n)^{97}\text{Ru}(T=2.9 \text{ d})$ $^{96}\text{Ru}(5.52\%)(\gamma, n)^{95}\text{Ru}(T=1.64 \text{ h})$	^{94}Ru ^{96}Ru
Pd	$^{104}\text{Pd}(11.1\%)(\gamma, n)^{103}\text{Pd}(T=17 \text{ d})$ $^{102}\text{Pd}(1.02\%)(\gamma, n)^{101}\text{Pd}(T=8.47 \text{ h})$	^{102}Pd
Cd	$^{110}\text{Cd}(12.5\%)(\gamma, n)^{109}\text{Cd}(T=1.27 \text{ y})$ $^{108}\text{Cd}(0.89\%)(\gamma, n)^{107}\text{Cd}(T=6.50 \text{ h})$ $^{106}\text{Cd}(1.25\%)(\gamma, n)^{105}\text{Cd}(T=55.5 \text{ m})$	^{108}Cd ^{106}Cd
In	$^{113}\text{In}(4.29\%)(\gamma, n)^{112}\text{In}(T=20.6 \text{ m})$	^{113}In
Sn	$^{114}\text{Sn}(0.65\%)(\gamma, n)^{113}\text{Sn}(T=115 \text{ d})$ $^{112}\text{Sn}(0.97\%)(\gamma, n)^{111}\text{Sn}(T=35.3 \text{ m})$	^{114}Sn ^{112}Sn
Te	$^{122}\text{Te}(2.60\%)(\gamma, n)^{121}\text{Te}(T=154 \text{ d})$ $^{120}\text{Te}(0.096\%)(\gamma, n)^{119}\text{Te}(T=4.70 \text{ d})$	^{120}Te
Ba	$^{132}\text{Ba}(0.101\%)(\gamma, n)^{131}\text{Ba}(T=11.5 \text{ d})$ $^{130}\text{Ba}(0.106\%)(\gamma, n)^{129}\text{Ba}(T=2.23 \text{ h})$	^{130}Ba
Ce	$^{140}\text{Ce}(88.5\%)(\gamma, n)^{139}\text{Ce}(T=138 \text{ d})$ $^{138}\text{Ce}(0.25\%)(\gamma, n)^{137}\text{Ce}(T=1.43 \text{ d})$ $^{136}\text{Ce}(0.19\%)(\gamma, n)^{135}\text{Ce}(T=17.7 \text{ h})$	^{138}Ce ^{136}Ce
Sm	$^{144}\text{Sm}(3.1\%)(\gamma, n)^{143}\text{Sm}(T=8.83 \text{ m})$	^{144}Sm
Gd	$^{154}\text{Gd}(2.18\%)(\gamma, n)^{153}\text{Gd}(T=242 \text{ d})$ $^{152}\text{Gd}(0.10\%)(\gamma, n)^{151}\text{Gd}(T=124 \text{ d})$	^{152}Gd
Dy	$^{160}\text{Dy}(2.34\%)(\gamma, n)^{159}\text{Dy}(T=144 \text{ d})$ $^{158}\text{Dy}(0.10\%)(\gamma, n)^{157}\text{Dy}(T=8.14 \text{ h})$ $^{156}\text{Dy}(0.06\%)(\gamma, n)^{155}\text{Dy}(T=9.9 \text{ h})$	^{158}Dy ^{156}Dy
Er	$^{166}\text{Er}(33.6\%)(\gamma, n)^{165}\text{Er}(T=10.4 \text{ h})$ $^{164}\text{Er}(1.61\%)(\gamma, n)^{163}\text{Er}(T=1.25 \text{ h})$ $^{162}\text{Er}(0.14\%)(\gamma, n)^{161}\text{Er}(T=3.21 \text{ h})$	^{164}Er ^{162}Er
Yb	$^{170}\text{Yb}(3.05\%)(\gamma, n)^{169}\text{Yb}(T=32.0 \text{ d})$ $^{168}\text{Yb}(0.13\%)(\gamma, n)^{167}\text{Yb}(T=17.5 \text{ m})$	^{168}Yb
Hf	$^{176}\text{Hf}(5.21\%)(\gamma, n)^{175}\text{Hf}(T=70 \text{ d})$ $^{174}\text{Hf}(0.162\%)(\gamma, n)^{173}\text{Hf}(T=23.6 \text{ h})$	^{174}Hf
Ta	$^{181}\text{Ta}(99.988\%)(g, n)^{180}\text{Ta}_{gs}(T=8.15 \text{ h})$ $^{180}\text{Ta}(0.012\%)(\gamma, n)^{179}\text{Ta}(T=1.82 \text{ y})$	^{180}Ta
W	$^{182}\text{W}(26.5\%)(\gamma, n)^{181}\text{W}(T=121 \text{ d})$ $^{180}\text{W}(0.12\%)(\gamma, n)^{179}\text{W}(T=37.1 \text{ m})$	^{180}W
Os	$^{186}\text{Os}(1.58\%)(\gamma, n)^{185}\text{Os}(T=93.6 \text{ d})$ $^{184}\text{Os}(0.020\%)(\gamma, n)^{183}\text{Os}(T=13.0 \text{ h})$	^{184}Os
Pt	$^{194}\text{Pt}(32.9\%)(\gamma, n)^{193}\text{Pt}(T=4.33 \text{ d})$ $^{192}\text{Pt}(0.79\%)(\gamma, n)^{191}\text{Pt}(T=2.96 \text{ d})$ $^{190}\text{Pt}(0.01\%)(\gamma, n)^{189}\text{Pt}(T=10.9 \text{ h})$	^{190}Pt
Hg	$^{198}\text{Hg}(9.97\%)(\gamma, n)^{197}\text{Hg}(T=2.67 \text{ d})$ $^{196}\text{Hg}(0.15\%)(\gamma, n)^{195}\text{Hg}(T=1.73 \text{ d})$	^{196}Hg

2. 研究内容と意義

(2.1) pプロセス核と光核反応データ

重元素合成に係わる核反応プロセスには、2種類の中性子捕獲反応があり、反応の速さをベータ崩壊の速さとの比較で遅い (slow) プロセスと速い (rapid) プロセスと呼ばれている。A<90 の s プロセス核は大質量星のコアヘリウム燃焼で作られ、より重い 90<A<204 の s プロセス核は小質量 AGB 星 (巨大漸近分枝星) のヘリウム殻燃焼で作られると考えられている。一方、r プロセス核生成に関しては、重力崩壊型超新星爆発で発生するニュートリノ駆動風を最適の宇宙環境とする説が有力である。

表2 p プロセス核に分類される ⁷⁴Se から ¹⁹⁶Hg までの 35 種類の核種とその太陽組成比 (Si = 10⁶)。p プロセス核は各図表中でベータ安定線の陽子過剰側に存在する存在量が非常に少ない安定核で、中性子捕獲では合成されない重元素である。

nucleus	Anders & Grevesse [13]	error (%)	Palme & Beer [15]	error (%)
⁷⁴ Se	0.55	6.4	0.6	5
⁷⁸ Kr	0.153	18	0.19	-
⁸⁴ Sr	0.132	8.1	0.12	5
⁹² Mo	0.378	5.5	0.38	5
⁹⁴ Mo	0.236	5.5	0.23	5
⁹⁶ Ru	0.103	5.4	0.1	10
⁹⁸ Ru	0.035	5.4	0.03	10
¹⁰² Pd	0.0142	6.6	0.014	10
¹⁰⁶ Cd	0.0201	6.5	0.02	10
¹⁰⁸ Cd	0.0143	6.5	0.014	10
¹¹³ In	0.0079	6.4	0.008	10
¹¹² Sn	0.0372	9.4	0.036	10
¹¹⁴ Sn	0.0252	9.4	0.024	10
¹¹⁵ Sn	0.0129	9.4	0.013	10
¹²⁰ Te	0.0043	10	0.0045	10
¹²⁴ Xe	0.00571	20	0.005	-
¹²⁶ Xe	0.00509	20	0.004	-
¹³⁰ Ba	0.00476	6.3	0.005	5
¹³² Ba	0.00453	6.3	0.005	5
¹³⁸ La	0.000409	2	0.0004	5
¹³⁶ Ce	0.00216	1.7	0.002	5
¹³⁸ Ce	0.00284	1.7	0.003	5
¹⁴⁴ Sm	0.008	1.3	0.008	5
¹⁵² Gd	0.00066	1.4	0.001	5
¹⁵⁶ Dy	0.000221	1.4	0.0002	5
¹⁵⁸ Dy	0.000378	1.4	0.0004	5
¹⁶² Er	0.000351	1.3	0.0004	5
¹⁶⁴ Er	0.00404	1.3	0.0042	5
¹⁶⁸ Yb	0.000322	1.6	0.0003	5
¹⁷⁴ Hf	0.000249	1.9	0.0003	5
¹⁸⁰ Ta	2.48e-06	1.8	2.00e-06	10
¹⁸⁰ W	0.000173	5.1	0.0002	7
¹⁸⁴ Os	0.000122	6.3	0.0001	5
¹⁹⁰ Pt	0.00017	7.4	0.0001	10
¹⁹⁶ Hg	0.00048	12	0.001	20

天然には中性子捕獲では生成されない ⁷⁴Se から ¹⁹⁶Hg に至る 35 種の陽子数が豊富な安定核 (proton-rich nuclei) が存在し、これらは p プロセス核と呼ばれている。表 2 に p プロセス核とその太陽組成 (Si = 10⁶) を示す。A<100 の p プロセス核は、連星系の白色矮星または中性子星表面での爆発的陽子燃焼 (速い陽子捕獲: rp-process) が、一方、A>100 の

p プロセス核は、大質量星の超新星爆発直前または超新星爆発中に O/Ne 層で起こる光核反応(γ -process)が関与していると考えられている。図 1 に重元素の存在比とそれらの s, r, p プロセスによる分類を示す。p プロセス核の存在量は、s, r プロセス核に比べて遥かに少ないのが特徴である。

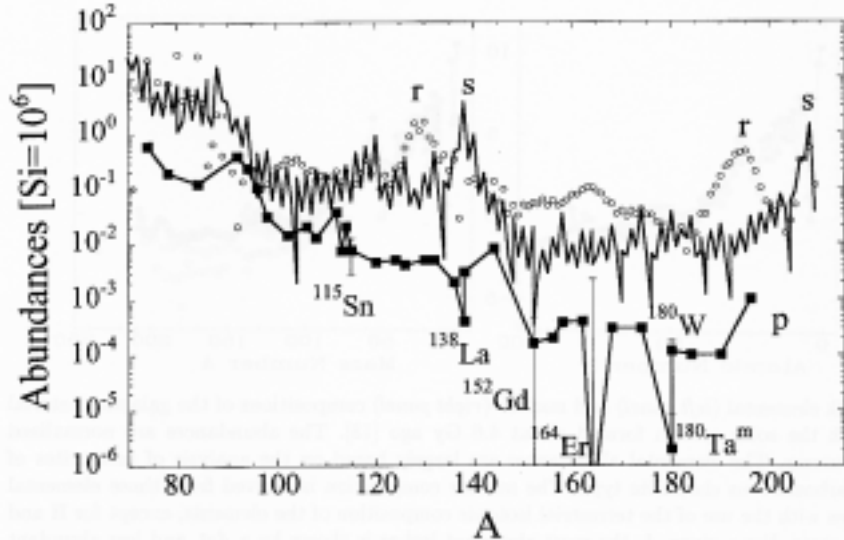


図 1 s, r, p プロセス起源元素の存在量 ($Si = 10^6$)。2 種類の中性子捕獲反応 (s, r プロセス) に比べて、p プロセス核の存在量は遥かに少ない。

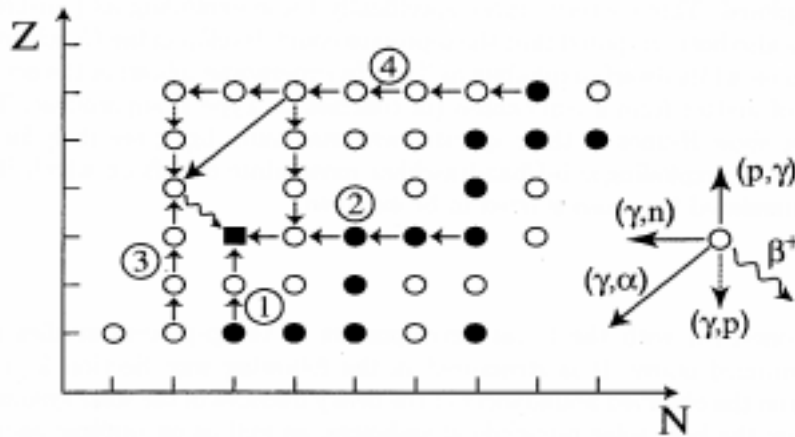


図 2 s, r プロセス起源の重核を p プロセス核に変換する種々の核反応ルート。光核反応 (γ, n)(γ, p)(γ, α)の他、(p, γ)反応と陽電子ベータ崩壊の役割も示されている。

図 2 は、s, r プロセス核 (黒丸) がどのようにして p プロセス核 (黒角) に変換されるかを模式的に示す。不安定核は白丸で示されている。 (γ, n) (p, γ)反応による変換ルートと、(p, γ)と β^+ 崩壊によるルート、 (γ, n) (γ, α)または(γ, p)と β^+ 崩壊によるルートが見られる。このように、p プロセスは一般に光核反応、粒子 (陽子、中性子) 捕獲、崩壊が関与する複雑な過程であるが、光核反応が主役を演じる。温度領域は $1.7 < T_9 < 3.3$ (T_9 は $10^9 K$ を単位とする温度表記) に狭く限定される。この限定された温度領域は、定性的に

は、より低い温度では光核反応が有効に起こらず、高いと光核反応が速く進行し過ぎ、核はばらばらに分解されてしまうと理解される。図3に、核図表上でp,s,rプロセスがどのように進行するかを模式的に示す。中性子過剰領域を駆け上がるrプロセスと引き続いて起こる崩壊、安定線(ハイゼンベルグの谷)を駆け上がるsプロセス、pプロセスは下向きに進む濃い矢印で表されている。超新星爆発時のニュートリノ(ν)プロセスやAGB星での特殊なsプロセスの寄与の不定性が大きいこともあり、pプロセス核の生成機構は十分に理解されていない。

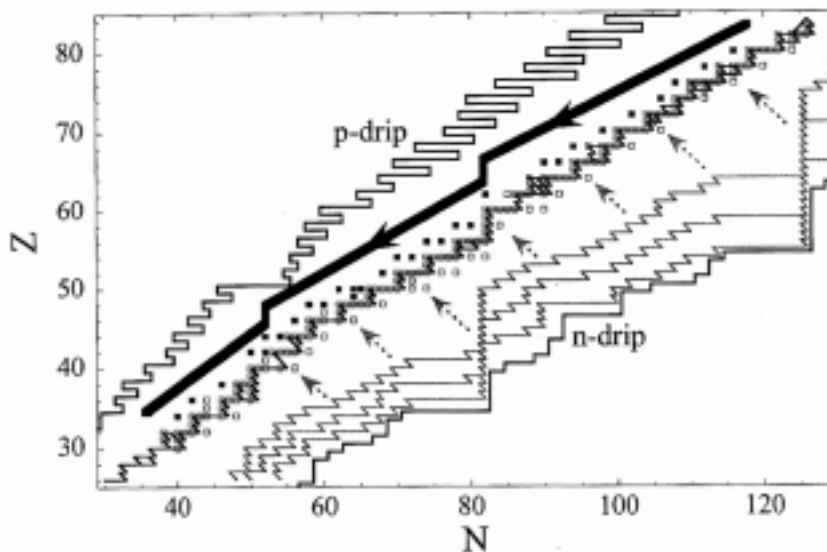


図3 重元素合成のシナリオ。白四角はs,rプロセス核、黒四角はpプロセス核を示す。核種の存在領域は、陽子と中性子の結合エネルギーが0になる、陽子、中性子ドリップラインに挟まれた領域であり、sプロセスはベータ安定線に沿って駆け上がる。rプロセスは中性子過剰領域を駆け上がり、電子ベータ崩壊を経て安定核の合成に寄与する。pプロセスは下方に向かう濃い黒線で示されている。

pプロセスモデル計算に關与する核種は2000種、核反応は弱い相互作用を含めると20000種に上る。pプロセスで主役を演じる光中性子反応は、図4に示されるように中性子しきい値のすぐ上の狭い(幅約1 MeV)エネルギー領域で起こる。原子核物理実験では、光中性子反応断面積は主として巨大双極子共鳴(GDR)のピーク領域で測定されてきた。この領域は天体核反応にはほとんど寄与しない。言い換えると、既存の原子核データは有用ではなく天体核物理学に必要な光核反応データは事実上存在しない。このため、天体モデル計算においては、光核反応断面積は中性子捕獲反応断面積から相反定理に基づいて導き出すのを常とする。中性子しきい値すぐ上のエネルギー領域で精度の高い光核反応データの取得が必要なゆえんである。このようなデータは原子核の基底状態からの (γ, n) 反応において重要である。一方、恒星の熱浴中では原子核は基底状態だけでなく、低励起状態にも存在する。励起状態からの (γ, n) 反応では、その励起エネルギーが基底状態からのガンマ遷移に積み増すため、中性子しきい値以下の (γ, γ') 強度が励起状態からの (γ, n) 反応に寄与する。(低励起状態からのガンマ遷移応答関数は基底状態からのそれと同じとしてよい。)特にE1ピグミー共鳴へのガンマ遷移強度が強く寄与する。このように、天体核物理において

は、中性子しきい値のすぐ上の (γ, n) 反応断面積だけでなく、すぐ下の (γ, γ) 強度関数が重要な実験データとなる。

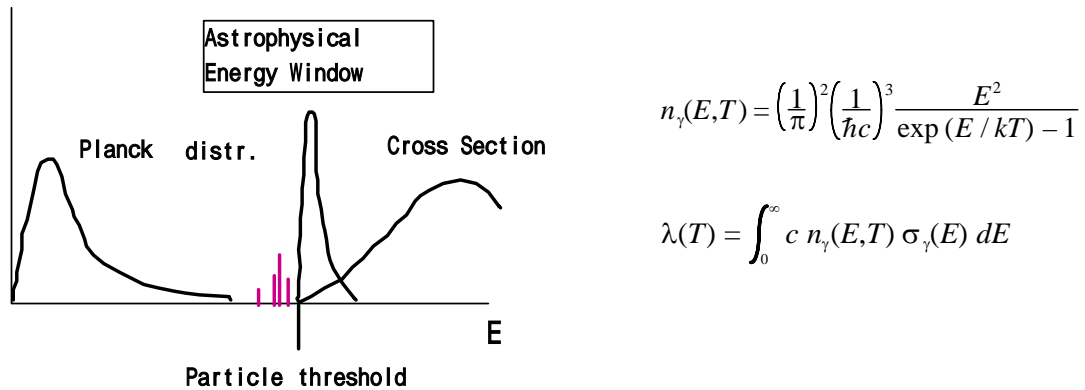


図4 光中性子反応率。単位時間に一對の光子と原子核が光中性子反応を起こす確率 $\lambda(t)$ は、高温の熱浴中のガンマ線スペクトル $n_\gamma(E, T)$ (黒体放射のプランク分布) と光中性子反応断面積 $\sigma_\gamma(E)$ の積をエネルギー積分して与えられる。被積分関数である $n_\gamma(E, T)$ と $\sigma_\gamma(E)$ の積を模式的に表したのが図4である。プランク分布と E1 巨大共鳴断面積の積は、中性子しきい値のすぐ上の狭いエネルギー領域 (幅約 1 MeV) でピークを持ち、このエネルギー領域は荷電粒子反応で定義されるガモフピークに対応する。励起状態からの光中性子反応に寄与するしきい値直下のピグミー共鳴も示されている。

(2.2) SCW 放射光の特徴

10 テスラ超伝導ウイグラー (SCW) からの高エネルギー放射光の特徴は、強いフラックスと指数関数型エネルギースペクトルにある。フラックスは 1 MeV 領域で 10^{12} photons/ s /mrad² /0.1%BW/mA、中性子しきい値領域 (~8 MeV) で 10^5 photons/s/mrad²/0.1%BW/mA に達する。これらは本計画で提案する光核放射化実験に十分な強度である。一方、指数関数型スペクトル $\exp(-E/kT)$ の有効温度は 10⁹K (ケルビン) に達する。図5に、SCW 放射光のスペクトルをいくつかの磁束密度について示す。磁束密度 4~10 テスラの範囲で、有効温度は $T_0 = 1.8 \sim 3.9$ である (T_0 は 10⁹K を単位とする温度を表す)。この温度領域は p プロセス環境 (超新星爆発時に O/Ne 層で発生する) の黒体放射の温度 ($T_0 = 1.7 \sim 3.3$) に対応している。この SCW 放射光が、p プロセスに關与する超新星黒体放射とスペクトル上類似しているという事実は、SCW 放射光を光核反応率の直接決定のために利用できることを保証する。図4で既に述べたように、光核反応率は黒体放射のプランク分布 $n_\gamma(E, T)$ と光核反応断面積 $\sigma_\gamma(E)$ の積のエネルギー積分で与えられるが、SCW 放射光がプランク分布とスペクトル形状を同じくするので、SCW 放射光照射によって生成される放射能の絶対値を測定すれば、光核反応率を決定することができる。SCW の磁束密度を下げることによって、有効温度を下げるができるが同時にフラックスも下がる。このガンマ線フラックスの低下は放射化実験では、十分に考慮されなければならない。

光核反応率の直接決定には、制動放射光 (bremsstrahlung) を用いた手法が開発されている。この方法では、いくつかの異なるエネルギーの電子を物質中で止めて発生させる制

動放射光を重ね合わせて、超新星黒体輻射スペクトルを再現する。この様子を図 6 に示す。重ね合わせにおいて、終端エネルギー付近のエネルギースペクトルの寄与が大きいが、この部分は制動放射光スペクトル形状の不定性が最も大きいという欠点がある（電子の 1 回相互作用を仮定するモンテカルロ計算では再現されない。）これに反して、8 GeV 電子が強磁場中で曲率半径の小さな鋭い半回転運動をすることで生じる SCW 放射光は、数十億ケルビンの等価温度を持つため、重ね合わせのような不定性を伴う技巧を用いることなく、光核反応率を直接決定することができる。

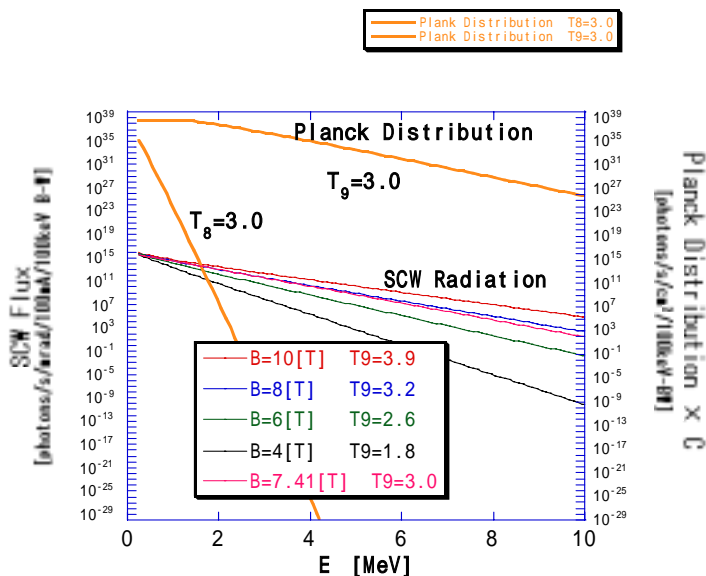


図 5 SCW 放射光のエネルギースペクトル。磁束密度を変えることで、p プロセスに關与する超新星爆発黒体輻射スペクトル（プランク分布）のいくつかの温度を再現することができる。

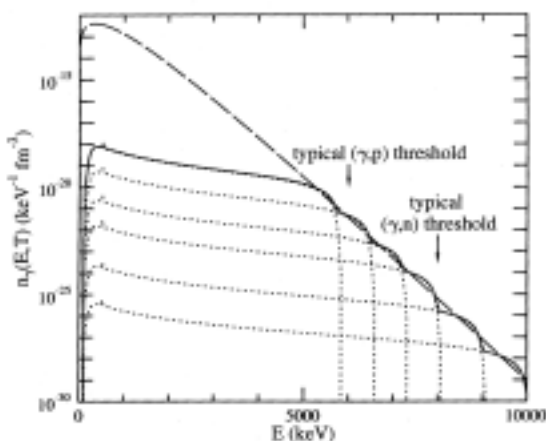


図 6 いくつかの異なる終端エネルギー制動放射ガンマ線（bremsstrahlung）を重ね合わせて、黒体輻射スペクトルを再現した例。スペクトル形状で最も不定性が大きいことが知られている終端エネルギー部分の寄与が大きい。

3. 研究計画

以下では、2期（第1期 SCW 収納部フロントエンド実験と第2期 SCW 第1ハッチ実験）に分けて、研究計画を記述する。本計画のテーマである p プロセスの系統的研究は第2期の SCW 第1ハッチの完成によって遂行されるが、第1期にいくつかの重要なトピックスを SCW 収納部フロントエンド実験として行なうことを提案する。

(3.1) SCW 収納部フロントエンドでの初期実験

(a) SCW 放射光スペクトル測定方法

放射化実験（SCW 放射光による試料サンプル照射と生成された放射能の絶対量測定）では、SCW 放射光のスペクトル形状と絶対強度を実験的に決めておく必要がある。その精密な測定は第2期の第1ハッチ完成を待たねばならないが、ここでは信頼性の比較的高い簡便な方法を採用する。

スペクトル形状は、蓄積電流値を少なくして実測する。この方法で磁束密度とスペクトル形状のデータベースを作成する。結果はモンテカルロ計算と比較する。

蓄積電流を増加したときスペクトル形状は変化しないと仮定し、絶対強度を測定する。これは光中性子断面積が既知で中性子しきい値（反応 Q 値）が異なる核を放射化することで行なう。この目的に使用できる核種を表3に示す。この中で ^{181}Ta と ^{197}Au は断面積が既知であるが、他は産総研の準単色逆コンプトンガンマを使って断面積を事前に測定しておく必要がある。Mn, Pr, Ho, Tm は存在量が 100%、 ^{58}Ni は 68% で断面積測定のための標的物質（2~3 g）を安価に入手できる。いくつかの異なる反応 Q 値を利用できるが、エネルギー範囲はそれほど大きくない。しかし、スペクトル形状に関する上記の仮定をチェックする機能は果たすことができると思われる。

表3 SCW 放射光フラックスの絶対強度とスペクトルの決定に使うことができる光核反応

反応	S_n (MeV)	半減期	崩壊様式 (生成核種)	崩壊比率 (%)	ガンマ線のエネルギー (keV)	KX 線のエネルギー (100K-Shell Vacancies)	
						$K_{\alpha 1}$	$K_{\alpha 2}$
$^{55}\text{Mn}(\gamma, n)^{54}\text{Mn}$	10.226	312.1d	EC (^{54}Cr)	100 (2+)	834.84 (gs)	5.415(16.4)	5.405(8.3)
$^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$	12.219	35.6h	EC (^{57}Co)	64.5 (3/2-)	77.63 (gs)	6.930(11.2)	6.915(11.2)
$^{141}\text{Pr}(\gamma, n)^{140}\text{Pr}$	9.397	3.39m	EC (^{140}Ce)	99.4 (gs)		34.720(47.0)	34.279(25.9)
$^{165}\text{Ho}(\gamma, n)^{164}\text{Ho}$	7.989	29m	EC (^{164}Dy)	41 (gs)		45.998(47.5)	45.208(26.8)
$^{169}\text{Tm}(\gamma, n)^{168}\text{Tm}$	8.033	93.1d	EC (^{168}Er)	19 (2+)	73.39 (gs)		
				43.2 (4-)	198.24 (3+)	49.128(47.5)	48.221(27.0)
				42.0 (3-)	447.51 (4-)		
$^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$	7.577	8.152h	EC (^{180}Hf)	60.9 (gs)		55.790(47.1)	54.611(27.3)
$^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$	8.071	6.183d	EC (^{196}Pt)	67 (2+)	355.68 (gs)	66.831(46.5)	65.122(27.4)
				24.1 (2+)	332.98 (2+)		

(b) p プロセスの研究： ^{180m}Ta

p プロセス核の1つと考えられている ^{180m}Ta は、天然に存在する唯一の核異性体でかつ最稀少元素である。起源としては、p プロセスの他、特殊な s プロセス、ニュートリノプロセスが指摘されている。

図7に ^{180m}Ta の p プロセス起源を模式的に示す。生成過程は $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ 反応であり、 ^{180}Ta の終状態は励起エネルギー75 keV の核異性体 ^{180m}Ta (9⁻) と半減期 8.15 時間の基底状態 (1⁺) の2つである。天然に存在している ^{180}Ta は半減期が宇宙年齢より遥かに長い (> 1.2 · 10¹⁵ 年) 核異性体である。p プロセスが起こるとされる超新星爆発時の O/Ne 層は高温の熱浴であるため、2 つの終状態は熱平衡状態にあり、温度が下がるにつれて熱平衡から外れてくる。

熱平衡は励起エネルギーが 1 MeV 領域の中間状態 (未同定) を経て成り立っているという実験的証拠がある。熱平衡の条件では、生成量は $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ 全反応断面積の測定によって見積もることができるが、熱平衡の条件が成り立たない低い温度では、 ^{180m}Ta を終状態とする光中性子部分断面積が必要となる。我々は、産総研の準単色逆コンプトンガンマ線を用いて、p プロセス生成に関与する $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ 全反応断面積を測定し、データに基づいて E1 光励起強度のモデル計算を検証し、p プロセス起源の ^{180m}Ta 量を求めた。

以上の研究成果により、p プロセスモデル計算の最大の不定性として、 ^{180m}Ta の消滅反応 $^{180m}\text{Ta}(\gamma, n)^{179}\text{Ta}$ 断面積が残った (図7参照)。標的物質が最稀少である、この消滅反応断面積の測定は困難であり、未測定的光核反応の中でもとりわけ重要な反応である。現在、濃縮サンプルは 150mg の Ta₂O₅(濃縮度 5.45%) が世界資産と称されている。

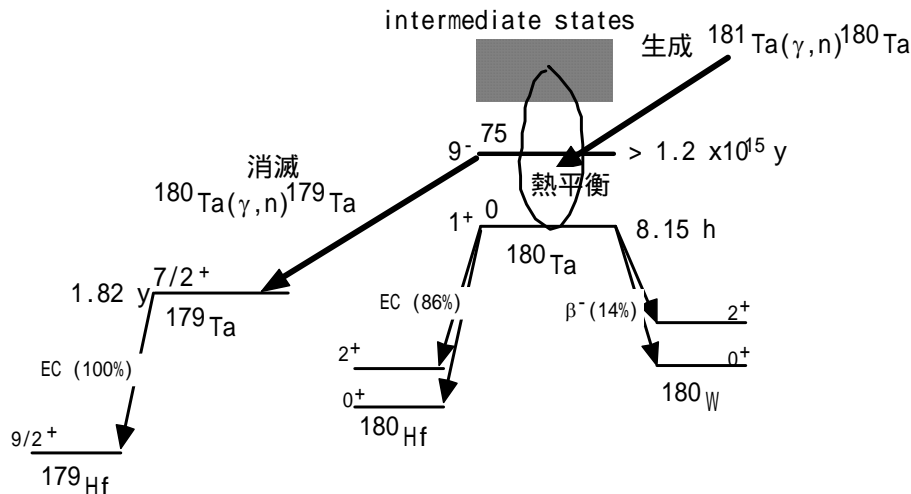


図7 ^{180}Ta の生成と消滅に係わる反応。生成反応と消滅反応は、放射性同位元素 ^{180}Ta (基底状態、半減期 8.15 h) と ^{179}Ta (半減期 1.82 y) を生成し、ともに電子捕獲 (EC) に伴うハフニウム (Hf) 原子の特性 X 線が観測される。両者を区別するのは、半減期だけである。

SCW 放射光により天然の Ta サンプルを照射することによって消滅断面積を測定する。天然の Ta サンプル中には 99.973%の ^{181}Ta と 0.012%の ^{180}Ta (奇奇核) が存在する。中性子しきい値は、 ^{181}Ta が 7.758 MeV、 ^{180}Ta が 6.645 MeV と約 1 MeV の差があり、SCW 放射光のフラックスは ^{180}Ta の光核反応に有利である。厚さ $100\mu\text{m}$ の 10 枚のナチュラル Ta フォイルを 10 テスラ SCW 放射光 (蓄積電流は最大 100mA と仮定) で 100 時間照射して得られる放射能の時間変化を図 8 に示す。未知の ^{180}Ta 光中性子反応断面積は、中性子しきい値近傍で、 ^{181}Ta 断面積と同じ振る舞いをすると仮定した。

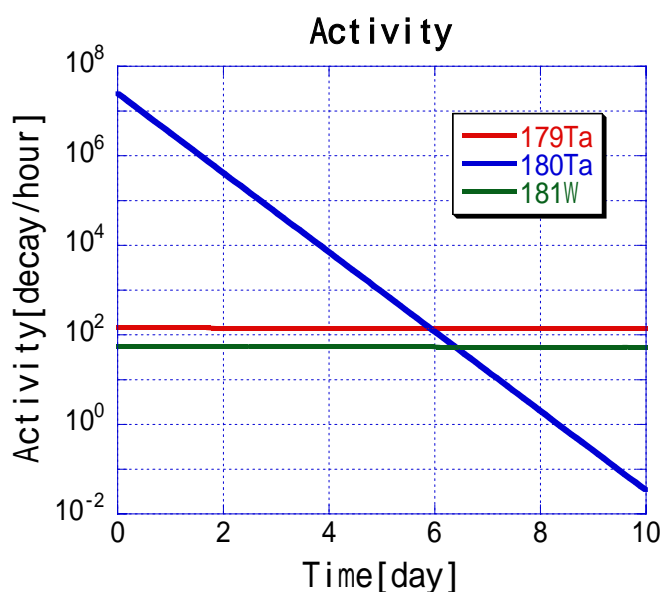


図 8 Ta ナチュラルサンプル ($100\mu\text{m}$ 10 枚の Ta フォイル) を 10 テスラ SCW 放射光で照射したときに作られる放射能の時間変化

^{180}Ta の生成と消滅反応が起こり、放射性同位元素 ^{180}Ta (基底状態、半減期 8.15 h) と ^{179}Ta (半減期 1.82 y) を生成し、ともに電子捕獲 (EC) に伴う Hf 原子の特性 X 線が観測される。 ^{180}Ta (基底状態) は大量に生成されるが半減期が短いので急速に消滅する、一方、 ^{179}Ta は少量しか作られないが半減期が長いのでほとんど崩壊せずに生き残る。照射後 6 日経つと両者の放射能が等しくなり、10 日を越えると ^{180}Ta (基底状態) 放射能は ^{179}Ta に比べると 0.1% 以下になる。生成される ^{179}Ta 放射能は十分に測定可能な量である。標的物質中には不純物として W が最大 0.01% 存在し、なかでも $^{182}\text{W}(\gamma, n)$ 反応によって生成される ^{181}W は EC により Ta 原子の特性 X 線放出を伴う。その放射エネルギーは ^{179}Ta の EC による Hf 原子特性 X 線の約 1/3 に匹敵するが、原子番号が 1 異なることによる X 線のエネルギー差によって、区別することができる。

図 9 に特性 X 線の予想されるスペクトルを示す。 ^{180}Ta 消滅反応の信号である Hf- $K_{\alpha 1}$ X 線は W 不純物の信号である Ta- $K_{\alpha 2}$ X 線と重なるが、Hf- $K_{\alpha 2}$ X 線と Ta- $K_{\alpha 1}$ X 線は分離される。

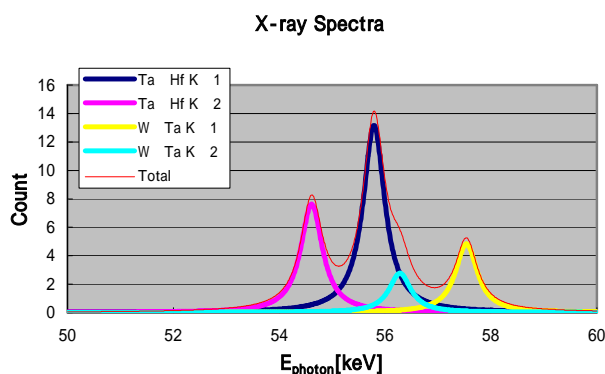


図9 特性 X 線の予想されるスペクトル。

産総研では現在、 ^{180}Ta (基底状態) を終状態とする ^{181}Ta 光中性子部分断面積の測定を行なっている。図 10 に示されているように、準単色逆コンプトンガンマ線で照射された Ta ナチュラルフォイルはエンドキャップに直接取り付けられ、 ^{180}Ta (基底状態) の EC で放出される Hf 原子特性 X 線は、セミプレナータイプの Ge 検出器 (直径 70mm、厚さ 30mm) で測定されている。



図 10 産総研での放射能測定の様子

(c) 核異性体に関する話題: ^{176}Lu , $^{180\text{m}}\text{Ta}$

^{176}Lu は半減期 1.2×10^{10} 年をもつ準安定元素であり、励起エネルギー 123keV に半減期 3.7 時間でベータ崩壊する核異性体が存在する (図 11)。この原子核は、恒星内における遅い中性子捕獲反応過程 (s プロセス) のみによって生成され、その実効的半減期、したがって、生成量が環境の温度に依存するため、 s プロセスの原子核温度計と呼ばれている。一方、 ^{180}Ta は半減期 8.1 時間のベータ崩壊核種であるが、励起エネルギー 75keV に半減期 1.2×10^{15} 年以上をもつ核異性体 ($^{180\text{m}}\text{Ta}$) が存在する (図 11)。 ^{180}Ta 核異性体は、自然界に存在する唯一の核異性体で、その存在量が最も少ない元素として有名である。さらに、

恒星内における元素合成過程が解明されていないため、特に注目されている原子核である。これまでのところ、 (γ, n) 反応（前節参照）や、特殊な s プロセス等によって生成されたと考えられている。ここでは、 ^{180}Ta 核異性体の s プロセス起源について明らかにする。

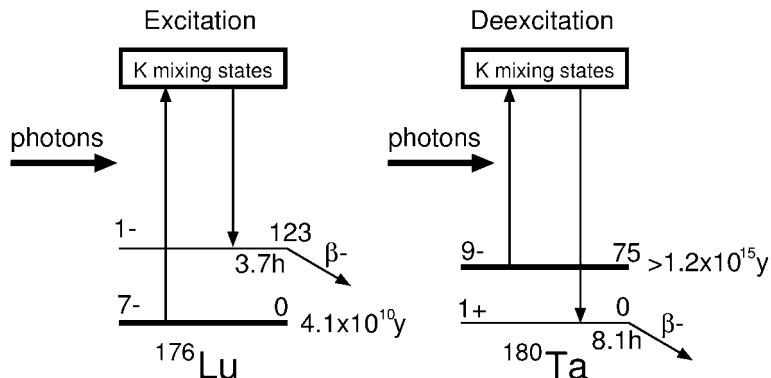


図 11 光による ^{176}Lu , ^{180}Ta 核異性体の励起及び脱励起の概念図

s プロセスで重要な赤色巨星（AGB 星等）における強いガンマ線輻射の下では、光核共鳴散乱 (γ, γ) により、中間状態を経由して、 ^{176}Lu 核異性体への励起や ^{180}Ta 核異性体の脱励起が生じる（図 11）。両原子核ともに、ベータ崩壊する状態が生成されるため、実効的半減期が変化する。図 12 に示しているように、 ^{180}Ta 核異性体の実効的半減期は、 s プロセス温度（ $2 \sim 3 \times 10^8 \text{K}$ ）において急激に減少する。また、実効的半減期は、中間状態の励起エネルギー及びその状態を経由する励起断面積に依存し、 1MeV 以下の中間状態が存在する場合、 s プロセスにおいて、 ^{180}Ta 核異性体は生成されないことになる。

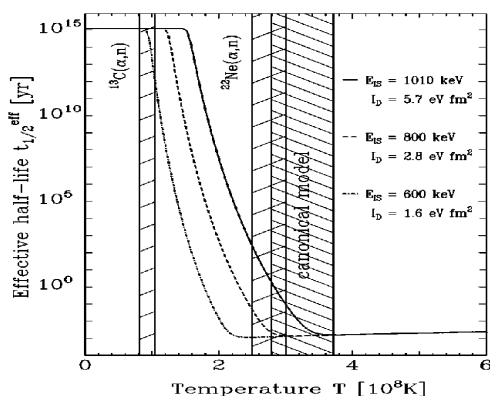


図 12 ^{180}Ta 核異性体の実効的半減期の温度依存性。図中に、中間状態の励起エネルギーとその励起断面積を示している。

^{176}Lu 、 ^{180}Ta は、その天然存在比が小さく、光核反応断面積も小さいため、大強度の光源が必要とされる。また、光核反応 (γ, γ) 率は、高温の熱浴中のガンマ線スペクトル $n_\gamma(E, T)$ （黒体輻射のプランク分布）と光核反応断面積 $\sigma_\gamma(E)$ の積のエネルギー積分として与えられるため（2.1 節、図 4 参照） s プロセス中では、 1MeV 領域のガンマ線が重要であると

考えられる。1 MeV 以上のガンマ線については、これまで、制動放射光を用いた光核反応実験が行われている。しかしながら、1 MeV 以下のガンマ線については、適当な光源がないため、光核反応断面積測定は行われていない。そこで、1 MeV 領域光源では、世界最大強度の能力をもつ SCW 高エネルギー放射光を用いて、 ^{176}Lu 、 ^{180}Ta 核異性体の励起・脱励起の反応断面積測定を行う。

実験では、放射化法を用いて、核異性体の励起・脱励起断面積測定を行う。Ta 核異性体脱励起実験では、天然 Ta サンプル (^{181}Ta :99.988%, $^{180\text{m}}\text{Ta}$:0.012%) に SCW 高エネルギー放射光を照射し、試料の放射化を行う。時間的効率を考慮し、照射時間は ^{180}Ta 基底状態の半減期 (8.1 時間) と同程度とする。 ^{180}Ta がベータ崩壊した後に放出する Hf の特性 X 線を高純度 Ge 検出器により測定する。図 13 に示しているように、SCW 高エネルギー放射光は、光子数が指数関数的に減少する連続スペクトルであるため、SCW の磁場(すなわち、高エネルギー放射光の臨界エネルギー)を変え、断面積の励起関数を測定し、差分法により各エネルギーにおける積分断面積を求める。測定にあたっては、 ^{181}Ta からの (γ, n) 反応 (しきい値 7.577 MeV) や、エネルギー準位の高い (3 MeV 以上) 中間状態を経由する脱励起の影響を十分に考慮しなければならない。

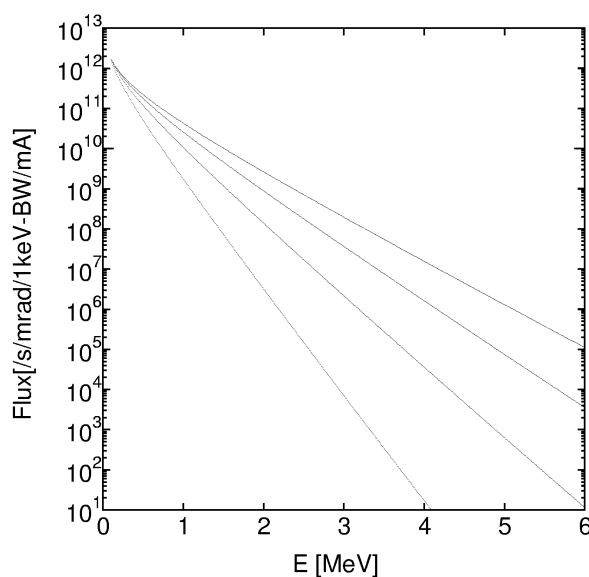


図 13 SCW 高エネルギー放射光のエネルギー分布。上から、10、8、6、4T に対応する。

一方、 ^{176}Lu については、天然に 2.59% 存在するため (残り 97.41% は ^{175}Lu)、光子数に対する制限は、 ^{180}Ta 実験の場合よりも軽くなり、必要な光子数は、 $10^8 \sim 10^9 / \text{keV} / \text{cm}^2 / \text{s}$ 程度と見積もることができる。また、天然試料中には、 ^{177}Lu が存在しないため、(γ, n) 反応による ^{176}Lu 核異性体の生成の可能性はない。この場合も、照射時間は ^{176}Lu 核異性体の半減期 (4.1 時間) 程度とする。

(3.2) SCW 第 1 ハッチでの実験

第 1 ハッチの建設によって、SCW 放射光による実験は空間的な制約と強いバックグラウンドガンマ線や中性子から解放される。特に、光子散乱実験 NRF (Nuclear Resonance Fluorescence) 装置の設置が可能となり、この装置によって同時に SCW 放射光のスペクトルと絶対強度が測定される。こうして、表 1 に示された(γ, n)反応断面積測定と、表 1 の同位体核種を標的とした(γ, γ')反応によるピグミー共鳴の測定からなる、p プロセスの系統的研究が可能となる。

(a) SCW 放射光のエネルギー・フラックス測定用 NRF 装置

図 14 にシュットガルト ダイナミトロン加速器施設に設置された制動放射照射装置を示す。この装置は、本計画でも提案[(3.1)(c)参照]している ^{180m}Ta の光脱励起放射化実験のために用いられたものである。NRF 装置は、電子ビームを止め制動放射光を発生させるラディエーターおよびその直後に置かれた照射サンプルと、2m のコンクリート壁と鉛コリメーターで隔てられている。2つの NRF 装置とビームラインの終端にガンマフラックス測定用の電離箱が設置されている。

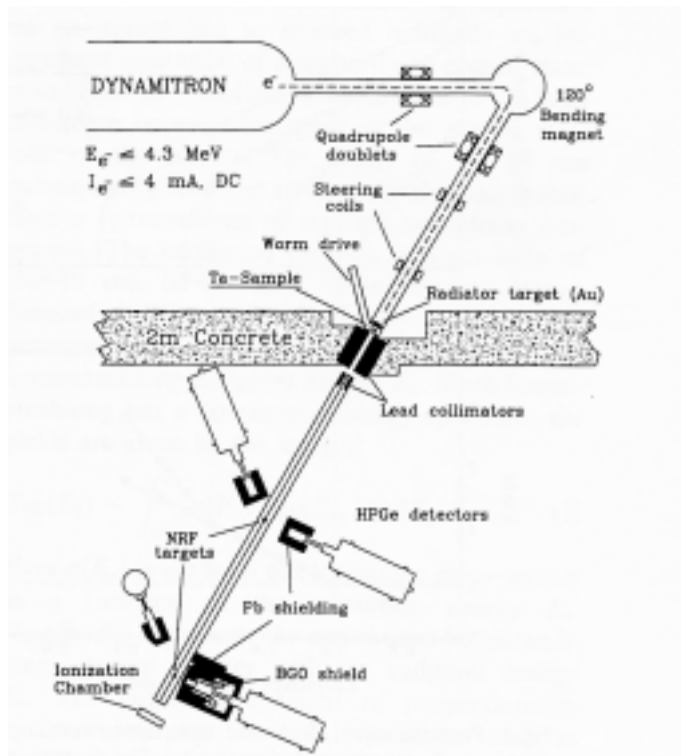


図 14 シュットガルト ダイナミトロン加速器施設の制動放射照射装置

下流の NRF 装置は制動放射光の終端エネルギー測定用であり我々には不要であるが、上流の装置はエネルギー・スペクトルの決定とフラックスの絶対値測定のためのものであり、

同種の装置が SCW 放射光ビームラインにも必要となる。この NRF 装置は、2 台の高純度 Ge 検出器 (3" X 3" NaI(Tl)の相対検出効率 100%) を備え、 ${}^7\text{Li}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{19}\text{F}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{63,65}\text{Cu}$ の混合標的からの散乱ガンマ線を測定する。これら標的は 0.5 – 4 MeV のエネルギー領域で、絶対強度がよく知られたガンマ線を放出する。これによって、エネルギースペクトルとフラックスの絶対強度が決定される。これより高いエネルギー領域では、 ${}^{11}\text{B}$ が標的として用いられる。表 4 に ${}^{11}\text{B}(\gamma,\gamma)$ 測定で観測されるガンマ線と崩壊幅 Γ 、エネルギー積分した断面積を与える。

表 4 ${}^{11}\text{B}(\gamma,\gamma)$ 測定で観測されるガンマ線

E_x (keV)	Γ_0/Γ	Γ (eV)	I (10^3 eV fm^2)
2124.7	1	0.12	5.1 ± 0.4
4443.9	1	0.56	16.3 ± 0.5
5019.1	0.856	1.963	21.9 ± 0.8
7282.9	0.87	1.149	9.5 ± 0.7
8916.3	0.95	4.368	28.6 ± 1.4

(b) p プロセスの系統的研究 1 : 光中性子反応断面積の測定

光放射化実験によって、表 1 の光中性子反応断面積を測定する。照射サンプルは別室の低バックグラウンド計測室に移され、放射能のオフライン測定を行なう。

図 15 はシュツットガルト加速器施設で使われている、低エネルギー-X 線計測装置である。バックグラウンドガンマ線に対してよくシールドされた 2 台の LEP-Ge(Low-energy photon Germanium)検出器によって、放射化されたサンプルをサンドイッチして測定している。高いエネルギーのガンマ線を測定するときは高純度 Ge 検出器を用いる。

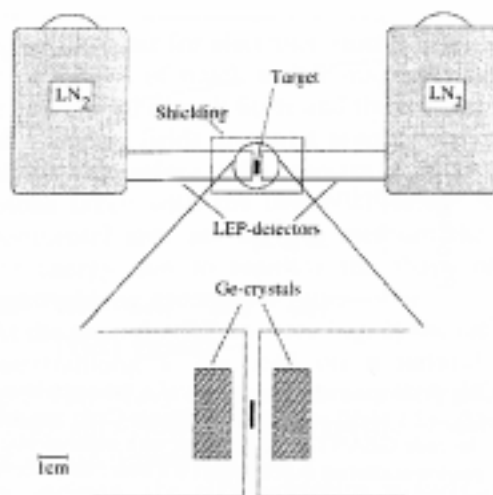


図 15 低エネルギー-X 線計測装置 (シュツットガルト加速器施設)

(c) p プロセスの系統的研究 2: E1 ピグミー共鳴の測定

中性子しきい値直下に存在する E1 ピグミー共鳴の測定には、電子軌道面内で直線偏光した SCW 放射光を利用する。標的として同位体核種を入手する必要があるため、表 1 中の存在比が比較的大きい核が研究対象となる。光子散乱実験及びピグミー共鳴測定用 NRF 装置の詳細については、提案書「SCW 放射光を利用した光子散乱実験に関する提案」(大垣、宇都宮)を参照のこと。

(d) 問題点と今後の課題

第 1 期 SCW 収納部フロントエンド実験では、バックグランドガンマ線と中性子線を実測し、それらの放射化実験に及ぼす影響について注意を払う必要がある。特に、 $^{176}\text{Lu}(1)$ 状態の光励起実験では、バックグランド中性子捕獲反応 $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$ の寄与は無視できない可能性がある。

第 2 期の本格的な光放射化実験及び光子散乱実験では、次の 3 つの測定ステージ、(1) 試料照射ステージ、(2) SCW 放射光のエネルギー・フラックス測定ステージ、(3) 光子散乱実験ステージ、を備えた実験ハッチを建設する必要がある。各ステージの原案を、この提案書及び別途提案書「SCW 放射光を利用した光子散乱実験に関する提案」(大垣、宇都宮)で提示した。他提案書(藤原)(坂井)で記述されている実験との共存を考慮し、将来、R&D を行なう必要がある。

4. まとめ

超伝導ウィグラー(SCW)放射光の高エネルギー部は、超新星爆発時に生成される黒体放射のスペクトルに酷似しているという、天体核物理研究への天性の適合性を有する。このため、SPring-8 は、光核反応が主役を演ずる p プロセス天体核反応研究のメッカとなり得る。第 1 期の SCW フロントエンド収納部での放射化法実験だけでも、世界をリードする成果を十分に出すことが可能である。

第 3 世代放射光施設である SPring-8 で、ビームエミッタンスを劣化させる超伝導ウィグラーの設置は、放射光ユーザーである物質生命科学研究者の理解と合意なくしては不可能である。ビームエミッタンスの劣化をできるだけ押さえるための技術の進展が望まれる。第 2 期の専用実験ハッチ建設は、そのような合意と技術を得て初めて可能となる。

最後に、MeV 領域の高エネルギー放射光利用の立場から、今後、単色化が最大の課題となることを指摘したい。

SCW 放射光を利用した光子散乱実験に関する提案

2004年2月12日

大垣英明（京大エネルギー理工学研究所）

宇都宮弘章（甲南大学理工学部）

1. はじめに

実光子ビームを用いた原子核共鳴実験（NRF）は、運動量移行が小さいため、原子核準位のうち核スピンの小さい $J=1, 2$ の準位を選択的に励起する特徴を有する。また、散乱する光子を精密に測定する事が可能であるため、励起エネルギーの正確な決定はもとより、散乱光子量から励起準位の遷移強度を、散乱光子の角度分布から核スピンの、それぞれ核モデルに依存することなく観測量のみで決定できる。更に、直線偏極（偏光）した光子ビームを用いることで励起準位のパリティを直接測定することも可能である。この理由から、古くは大強度の放射性同位元素（RI）からの γ 線を用いる NRF 実験が行われてきた。近年は加速器の発達と共に、大強度の光子ビームが得られる制動放射を用いる方法が、主流を占めるようになった。しかしながら、この手法で得られる光子は無偏極ビームであり、上記のようなパリティの測定は不可能である。これに対し、散乱光子の偏極性を利用したコンプトン検出器を用いることで、パリティの測定を行なう方法が開発された。しかし、この手法を用いても、得られる偏極分解能は数%であり、パリティの決定は不確実であった。これに対し、最近レーザーと蓄積リング中の電子ビームを正面衝突させることで、ほぼ完全偏極した光子が得られるようになった。このようなビームを使用すると、決定的なパリティ測定が可能である。図1に産総研でのレーザーコンプトン γ 線を用いたパリティ測定の例を示す。

原子核の巨大共鳴に見られるような E1、M1 集団励起状態は、光核反応の通り道（パスウェイ）として重要であり、それぞれの正確な励起関数測定が必要である。通常の光核反応では困難なパリティの直接測定は、上述のように完全偏極光子による NRF 実験を行なうことで可能であるが、競合関係にある核子放出過程に大部分の反応が奪われるため、これまで中性子しきい値以上の巨大共鳴領域で NRF 実験が成功した例は、 ^{208}Pb を除いて無い。唯一の例である ^{208}Pb 核では中性子しきい値を跨ぐようにして E1 励起強度が集中的に現れる。この状態は原子核のアイソベクター E1 巨大共鳴とは異なり、E1 渦共鳴の可能性が理論的に指摘されている。

また、一般にピグミー共鳴と呼ばれる主として E1 励起状態が、いくつかの中重原子核 ($^{116,124}\text{Sn}$, ^{138}Ba , ^{140}Ce , ^{144}Sm , $^{206,208}\text{Pb}$) において観測されている。E1 ピ

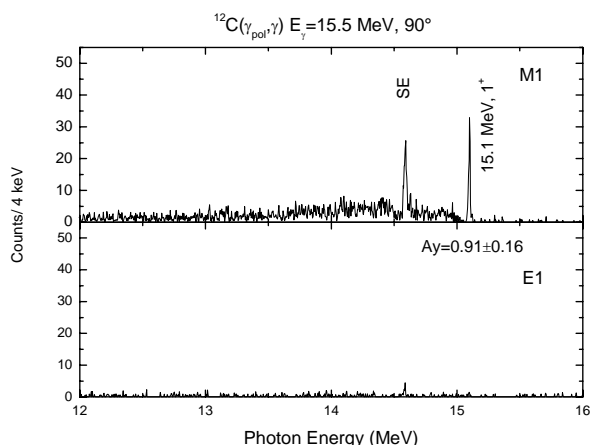


図1 産業技術総合研究所レーザーコンプトン散乱 γ 線を用いた NRF 法による ^{12}C の 15.1 MeV レベルのパリティ測定。上図が M1 励起状態を示し、下図が E1 励起状態を示す。

グミー共鳴はエネルギー荷重和則の1%程度を占めるに過ぎないが、中性子しきい値より低い励起エネルギー領域(6-8 MeV)に集中して観測されるため、特別な核構造を反映していると考えられている。中性子スキンがコア核に対して行なう双極子振動がその一例であるが、他に多くのモデルがあり、核構造の解明は今後の系統的な研究を待たねばならない。

E1 ピグミー共鳴に比べて微弱な M1 ピグミー共鳴に関するデータは著しく不足している。今後、完全直線偏光 NRF 実験によるパリティ測定が不可欠である。

ピグミー共鳴の天体核物理における重要性は、r プロセス(速中性子捕獲反応)での励起状態に対するガンマ線透過係数において指摘された。ピグミー共鳴が安定核領域では中性子スキンのコア核に対する双極子振動であるなら、中性子過剰核では中性子ハローのソフト双極子振動がピグミー共鳴の起源となり得る。

一方、安定線の中性子欠乏側の中重安定核にピグミー共鳴が存在するかどうかは、大変興味深い問題である。恒星の熱平衡下で低エネルギー励起状態にある原子核がピグミー共鳴へ光励起されると、中性子しきい値を超え、(γ, n)反応が出口チャンネルとなり得る。恒星の黒体放射は低エネルギー光子をより多く含むため、ピグミー共鳴は、光核反応が主役を演ずる p プロセス元素合成に大きな寄与をもたらす。このように、ピグミー共鳴の研究は p プロセス研究の重要な側面である。

2. 研究の概要

上記の状況から、SCW からの強力な完全偏極連続光子ビームを利用することが可能となれば、1) 巨大共鳴領域での直線偏極 NRF 実験による E1-M1 分布の決定、2) ピグミー共鳴状態の系統的探索、を実現できる。このほかにも、多重フォノン励起状態の直接測定のような実験も可能になるかもしれない。ここでは 1)、2) について主な実験として提案する。

2.1) 巨大共鳴領域での直線偏極 NRF による E1-M1 分布の決定

本提案は、原子核の巨大共鳴領域での E1 遷移と M1 遷移の励起関数を、ほぼ 100%直線偏極した SCW からの連続放射光を用いた NRF 法により測定するものである。核子放出過程の反応断面積に比べ NRF の反応断面積は 5-6 桁低く、通常の実光子ビームの 10^{5-6} /s 程度のフラックスでは測定が不可能であるが、 10^{10} 前後のフラックスが得られる SCW 放射光を用いれば、検出器の検出効率を数%と仮定しても測定が可能である。本提案ではパリティ測定を行い、E1 と M 状態の分別をすることが重要であり、このためには同等の検出効率と分解能を有する半導体検出器を散乱角 90 度に最低 2 台(水平、垂直方向)設置する必要がある。更に、SCW 放射光のエネルギースペクトルが均一あるいは単色ではないため、これらの検出器はコンプトン抑制型にして、低エネルギー側のオーバーカウントを除去する必要がある。また、NRF では基本的に $J=1$ が支配的ではあるが、 $J=2$ の成分が励起される事もあるため、散乱角 127 度方向にやはりコンプトン抑制型の半導体検出器を用意する必要がある。更に、SCW の光子ビームの量とエネルギースペクトルを正確に測定する必要がある。SCW のエネルギースペクトルが SPring-8 の蓄積電流量によらないと仮定し、蓄積電流の少ないときに、上記のコンプトン抑制型半導体検出器を用いて、エネルギースペクトルを測定しておき、これを用いて励起関数を導出することが可能である。

SCW ビームを用いる事で考えられる問題点は、低エネルギー側のフラックスの多い部分が、照射ターゲットにより原子(アトム)散乱することで生じるバックグラウンドである。この問題を軽減するためには、ターゲットと検出器の間にターゲットと同じ核種材料のハードナー(hardener)をおく必要があり、これらの配置の最適化を行なう必要がある。図2に本実験のセットアップを示す。

2.2) ピグミー共鳴状態の系統的探索

本提案は、これまでいくつかの原子核において、中性子しきい値以下の励起エネルギー領域において、その集中的な存在が知られている E1 及び M1 ピグミー共鳴を、系統的に研究することを目指す。核構造解明と天体核物理研究の両方にとって重要なテーマであるが、これまで天体核物理の視点から研究が行われていないことは、今後の研究戦略上、重要なポイントとなる。実験は 2.1) と全く同じものが使用可能である。

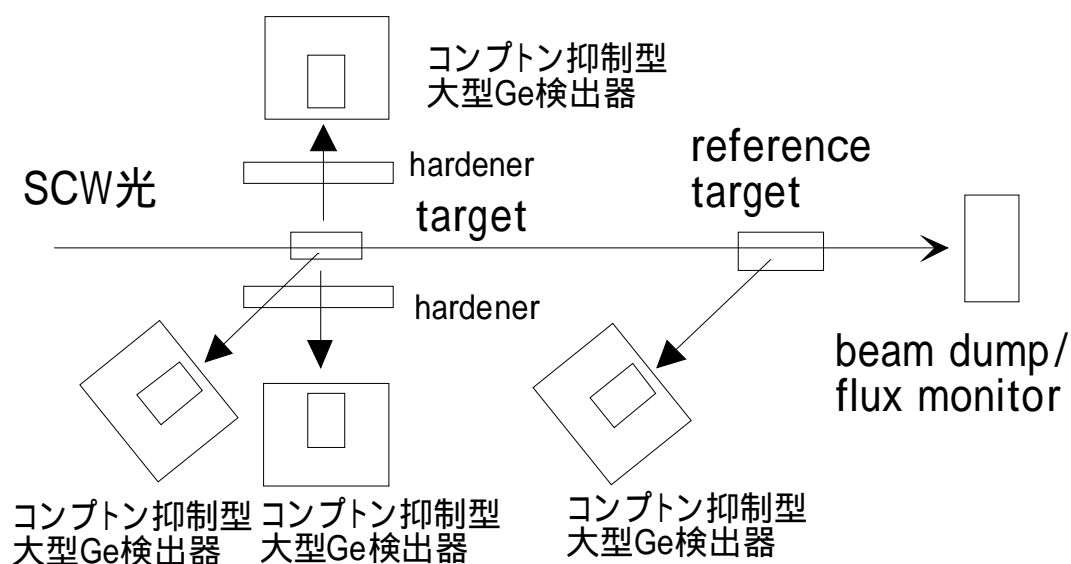


図2 SCWにおけるNRF実験のセットアップ図。

10, Feb. 2004

400keV 以上の放射光のコンプトン散乱実験への利用

坂井信彦 姫路工業大学理学研究科

コンプトン散乱実験は物性研究に応用されている。散乱X線のエネルギーを精密に測定することから、物質中の電子の運動量分布が得られ、量子力学的電子状態が議論される。この際、電子スピンの依存する散乱を利用すると、磁性電子の量子力学的運動量状態が明らかとなる。1970年代よりガンマ線源と半導体検出器と組み合わせた研究が世界的に始められ、現在では放射光源による研究が最も盛んである。SPring-8でもBL08Wで300keV以下のエネルギーを用いて活発な研究が行われている。この提案書では、さらに高エネルギーの400keV以上のX線がコンプトン散乱実験にもつ価値を述べる。

はじめに高エネルギーX線がコンプトン散乱実験にどのような有効かを列記し、ついでBL08Wの現状、新しい光源にたいする期待、今後開発すべき技術的要素について述べる。

1. コンプトン散乱実験に対する高エネルギーX線の有効性

(1) 試料の有効厚さの増加

入射X線のエネルギーが高くなるにつれて、光電効果によるX線の吸収とコンプトン散乱の比は、図-1のように変わる。入射X線のエネルギーが低く、照射される物質の原子番号が大きい場合に、光電効果の影響でコンプトン散乱実験の試料の有効厚さ（全吸収係数 μ の逆数）は小さくなり、コンプトン散乱強度が減る。このことから原子番号の大きな試料のコンプトン散乱実験には、高エネルギーX線が有効である。

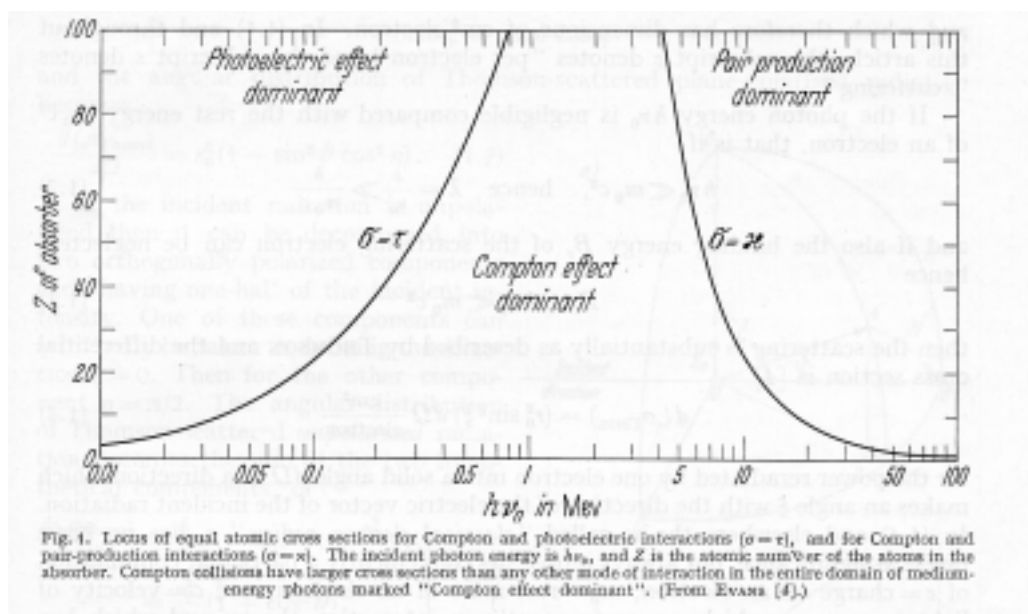


図-1. 光電効果、コンプトン散乱、電子陽電子対生成の断面積が等しくなる原子番号とX線エネルギーの関係。

(2) コンプトン磁気散乱断面積の増加

コンプトン散乱断面積（光子数）は

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{E}{E_0} \right) \left\{ \left(\frac{E}{E_0} + \frac{E_0}{E} - \sin^2 \theta \right) + P_L \sin^2 \theta - P_C \sigma \left[\left(\frac{E_0}{E} - \frac{E}{E_0} \right) \cos \theta \right] \right\} \quad (1)$$

である。 r_0 は電子古典半径を、 E_0 、 E はそれぞれ入射および散乱X線のエネルギーを、 θ は散乱角を表す。この式では電子スピンは入射X線の方向と平行とし、散乱前の電子は仮想的に静止していると仮定している。大カッコ内の () でまとめられた第1項と2項はそれぞれ入射X線の偏向に依存しない断面積と直線偏向 (ストークスパラメータ P_L) に依存する断面積を表す。第3項は入射X線の円偏向 (ストークスパラメータ P_C) と電子スピンに依存する断面積である。この第3項について、コンプトン散乱でよく知られた

$$E = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{mc^2}(1 - \cos \theta)} \quad (2)$$

の関係式を代入すると、

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{spin} = \frac{r_0^2}{2} E_0 \cos \theta (1 - \cos \theta) \left[\frac{2mc^2 + E_0(1 - \cos \theta)}{(mc^2 + E_0(1 - \cos \theta))^2} \right] \quad (3)$$

となり、入射X線のエネルギー E_0 とともに次第に増加し、一定値に達することが分かる。電子スピンに依存しない断面積も E_0 とともに僅かずつ増加する。図-2に両者の比 Φ_{spin} / Φ_0 を示した。相対的に見ても、やはりスピンに依存する散乱が増加することが分かる。以上より入射X線のエネルギーを高めることは、磁性電子の電子状態の研究、すなわちミクロな磁性研究に有効である。

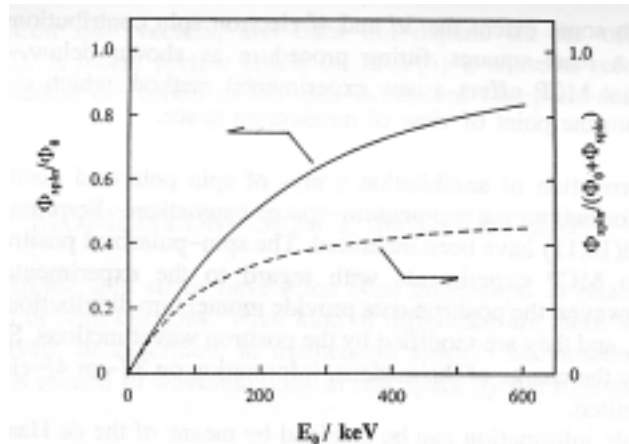


図-2 スピン依存コンプトン散乱断面積のエネルギー依存性。 実線： Φ_{spin} / Φ_0 、破線： $\Phi_{spin} / (\Phi_0 + \Phi_{spin})$

(3) コンプトン反跳電子のエネルギーの増加

コンプトン反跳電子のエネルギーは入射X線エネルギーから散乱X線のエネルギー (式2) と束縛エネルギー E_B を引いて与えられ、

$$E_e = E_0 - E - E_B = \frac{E_0(1 - \cos \theta)}{mc^2 + E_0(1 - \cos \theta)} E_0 - E_B \quad (4)$$

である。 $E_B \ll E_0 \ll mc^2$ の範囲では E_e は E_0 の2乗に比例し、徐々に E_0 に比例するようになり、やがて E_0 に達する。

Energy & Momentum of Recoiled Electron for 165-deg. scattering angle with $P_{x,y} = 1$ a.u.

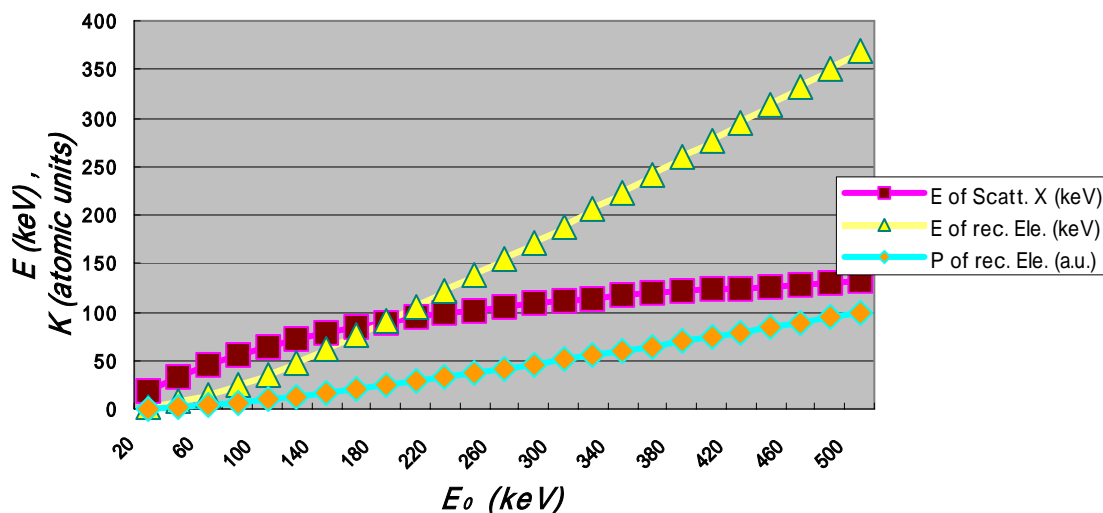


図3. 散乱角 165° の場合の反跳電子のエネルギー(Δ)とその運動量(\diamond),および散乱X線のエネルギー(\square).

図3にコンプトン散乱した X 線と反跳電子の運動エネルギーが入射 X 線のエネルギー E_0 とともにどのように変わるかを示した。 E_0 の増加につれてそのエネルギーは散乱 X 線よりも反跳電子に移されていくことが読み取れる。たとえば $E_0 = 500$ keV では反跳電子の運動エネルギーは約 350 keV である。このような高速電子が物質中を通過する際に、コンプトン散乱直後の状態を失わずに物質の外に出てこられるかは、たとえば高速電子線の実験から判断することができる。

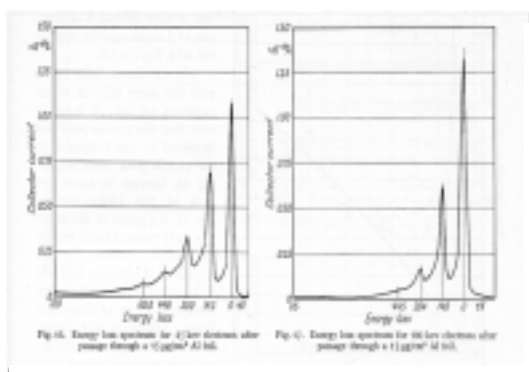


図4a. Al 中での高速電子線のプラズモン発生によるエネルギー損失

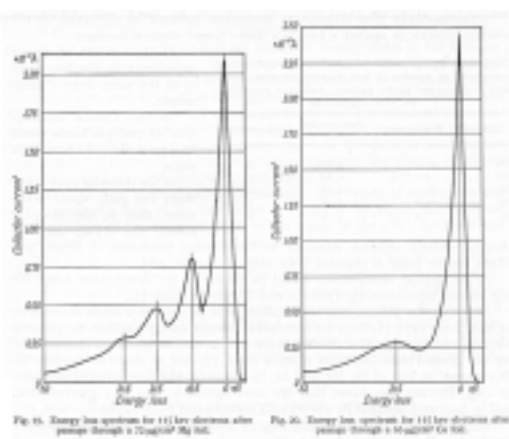


図4b. Mg, Cu 中での高速電子線のプラズモン発生によるエネルギー損失

図4a,bはその観測例である。高速電子が金属を透過するとプラズモンを励起する。図から 100 keV の電子の場合、 $15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ($=5.5 \mu\text{m}$) 厚の Al フォイルからは励起を伴わない電子が放出されることが分かる。平均自由飛程 (放出される電子線強度がほぼ無くなる厚さ) では図5のようなエネルギー依存性がある。電子のエネルギーが 100 keV から 400 keV になると、飛程は 10 倍になっている。プラズモン励起を伴わない電子の割合もそれに比例していると概算すると、 400 keV の電子線では $55 \mu\text{m}$ 厚の試料

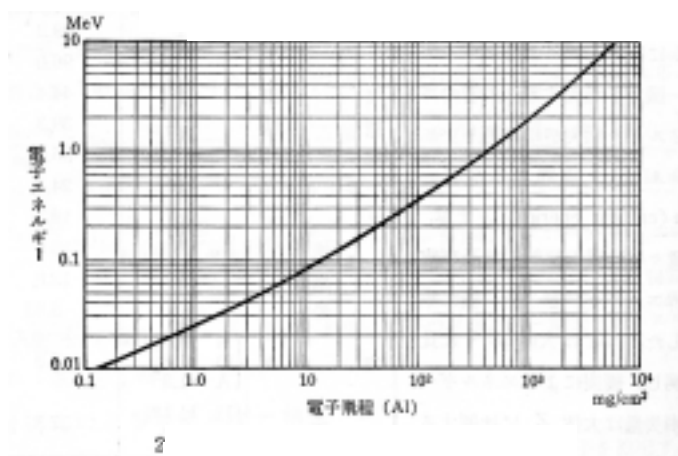


図5. Al中の電子平均自由飛程

で、反跳電子を捉えることが出来そうである。単結晶試料などの厚さを $10\text{-}20\ \mu\text{m}$ に加工することはそれほど困難ではなく、反跳電子を観測する実験はエネルギーの増大とともに容易になる。

2. 物質中の電子の運動量密度分布測定

物質中の電子の運動量分布の情報はコンプトン散乱したX線のエネルギースペクトルの精密測定から得られるが、反跳電子の測定から次のような処方で得ることができる。

コンプトン反跳電子の運動量 p' は自由電子を想定すれば、運動量保存則から、

$$\begin{aligned} p'_x &= p_x \\ p'_y &= p_y \\ p'_z &= p_z + \hbar K \end{aligned}$$

となる。散乱前の電子の運動量を \mathbf{p} とし、X線の散乱ベクトルを \mathbf{K} とし、その方向をz軸とした。散乱ベクトルの大きさは、散乱前の電子の運動エネルギーがX線のエネルギーに比較して充分小さいと見なせば、

$$c\hbar K = \sqrt{E_0^2 + E^2 - 2EE_0 \cos \theta}$$

である。そこで、散乱X線を同時測定して、散乱角 θ と \mathbf{K} を決めた上で、反跳電子のx-y面上の強度分布を測定すれば、それは、運動量のz成分が積分された2次元(x-y)運動量密度分布になる。さらに散乱X線のエネルギースペクトルから特定の p_z に対応するX線のシグナルとのみ同期させて測定すれば、物質中での電子の3次元運動量密度が得られる。

図6には、 E_0 を大きくした場合に、コンプトン散乱前のx方向の運動量が1 atomic units (a.u.)の電子が上記の散乱ベクトル \mathbf{K} の方向からどれ程ずれるかを示している。

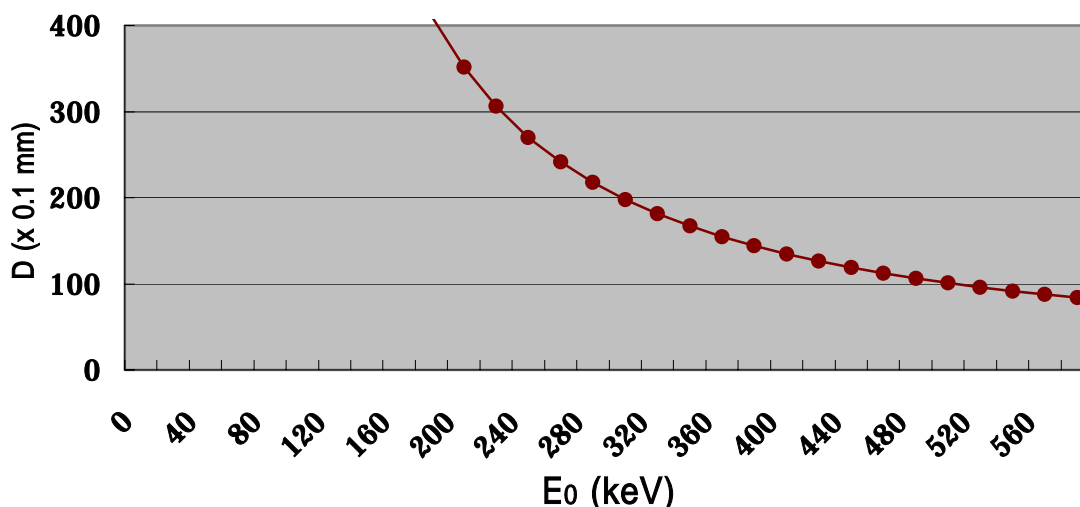
Displacement of electron with $P_x=1$ a.u. at 1M

図6. 試料から1M離れた位置で1a.u.の運動量を持った電子が観測される、横方向の距離。コンプトン散乱角は16.5度としている。

$E_0=500$ keV のときは、試料から1M離れた距離ですれは約1cmである。10a.u.までの運動領域を測定するには、 10×10 cm²の平面上の計測となる。そして0.1a.u.の精度で測定するためには0.02a.u.刻み程度は必要であろうから、200 μ mの精度の測定となり、検出器としては500 \times 500チャンネルの2次元位置敏感型電子検出器を使うことになるであろう。入射X線ビームの径も200 μ m程度にすることが要求される。これらの条件はそれほど容易ではない。一方、ビーム径や位置検出精度の制約は逆に E_0 を下げる方向、あるいは試料からの距離を長くすることで緩やかになる。

3. コンプトン散乱実験の現状

世界的にみてもっとも進んだ研究環境を整えているのはSPring-8のBL08Wであるので、その現状を概観する。挿入光源としては楕円多重極ウィグラーが用いられ、現在、入射X線は300keV以下100keVまでが利用できる。円偏光度も平均0.6が得られる。コンプトンプロファイル測定での運動量分解能は、エネルギー分光器にGe半導体検出器を用いて0.4a.u.、結晶分光器で0.15a.u.が得られている。磁性研究に要求される試料の温度は室温から6Kまで、外磁場は0Tから ± 3 Tが使用可能である。BL08Wで設定した最高エネルギー300keVは、ウランを試料とした際、ウィグラーからの入射光強度が激減しないエネルギー範囲で、また、ウランの蛍光X線がコンプトンエネルギープロファイルに重畳しない最高入射エネルギーとして決定された。光強度として試料位置で 10^{10} photon/sが必要である。その後明らかになったように現状では300keVでは光強度が不足で、主に175keVの入射エネルギーで測定が行われている。ウラン化合物等の測定ではウランのK吸収端のエネルギー(116keV)より入射エネルギーを下げ、蛍光X線の影響を避けて測定がなされている。

国内外でなされたコンプトンプロファイル研究では、フェルミ面計測や、電子系のバンド構造の1電子近似に基づく数値計算の評価、あるいは水素吸蔵物質の水素の電子状態の検証などが行われている。具体的にはLi, Be, Na, Li-Mg合金、Al, Si, Cr, V, Cr-V合金、Fe, Cu, CoSi₂, FeAl, CoAl, NiAl, Al-Li-Cu準結晶など多彩で、金属電子論の研究に貢献している。

磁気コンプトンプロファイルの実験は、磁性元素として代表的な3d遷移元素では、その化合物を含め、Fe, Co, Ni, FeNi-alloy, Fe₃Al, Fe₃Si, Fe₃Pt, Pd_{1-x}Cox, Cu₂MnAl, Co₂FeGa, Ni₂MnSn, La_{2-2x}Sr_{1+2x}Mn₂O₇, MnSb, Fe_{1-x}Cu_xCr₂S₄, amorphous-Gd₆Fe₂Al₂, amorphous-Gd₄Y₂Fe₂Al₂などが、4f

希土類元素では CeSb , Gd , Sm , RFe_2 ($\text{R}=\text{Ce}, \text{Dy}, \text{Ho}, \text{Er}$), $\text{Ce}(\text{Fe}_{0.96}\text{Ru}_{0.04})_2$, SmCo_5 , SmMn_2Ge_2 、アクチナイド元素の金属化合物では UFe_2 , USE , UTe 等、多彩な磁性物質が研究対象となり、主に磁性の研究に貢献している。多くの測定が我国の **SPring-8** および **KEK-AR** 放射光施設でなされてきたことは特筆に価する。

反跳電子分光実験は主に **KEK-AR** 放射光施設で研究が進められている。1998 年の報告では、**65 keV** の入射 **X** 線により、**K** ベクトル方向のみの反跳電子 ($\mathbf{p}'_x=0, \mathbf{p}'_y=0$) を捉え、その速度を **TOF** 法で測定して、グラファイトの $(0,0,\mathbf{p}'_z)$ の 3 次元運動量密度の観測に成功している。ビーム形状は **0.5mm(垂直) × 3mm(水平)** で、試料の厚さは **20 nm** である。運動量分解能は **0.3 a.u.** であった。最近、散乱 X 線の 2 次元分布を 2 次元検出器で測定した実験が **KEK-AR** で行われた。入射 **X** 線のエネルギーは **115.6 KeV** で、2 次元検出器には **2.2mm × 2.2mm × 15mm^t** の **Bi₄Ge₃O₁₂** シンチレイトーが **25 × 21** 個並べられて用いられた。この測定では、散乱ベクトル方向 (**z** 軸) を反跳電子の検出で決め、その信号に同期させて散乱 X 線の角度広がりから $(\mathbf{p}_x, \mathbf{p}_y)$ 分布を 2 次元検出器で測定している。原理的には反跳電子の広がり測定と同様の情報が得られる。**SPring-8** の **BL08W** では **21** バンチモードの放射光で **XeX(0,0, \mathbf{p}_z)** の実験が **Si** 単結晶で成功している。

図 7 にこれまで **BL08W** で行われた一般課題のコンプトン散乱実験課題数の年度変化を示す。このビームラインではコンプトン散乱実験以外に、微量分析や核励起の実験も行われている。年度を追って、コンプトン散乱実験の課題数が顕著に増加していることが判る。

SPring-8, BL08W Experiments

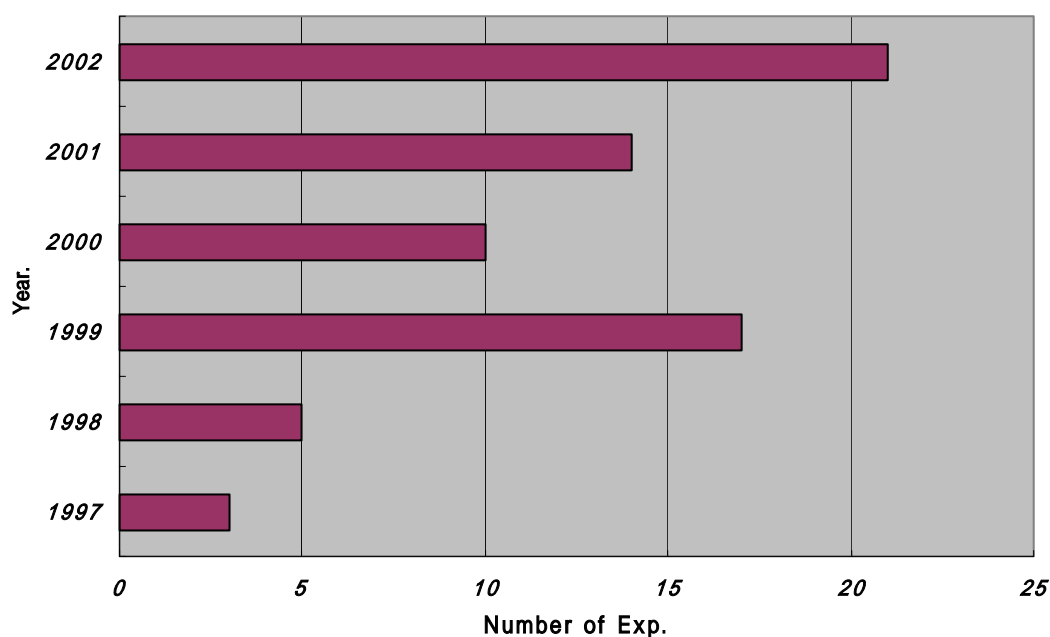


図 7. SPring-8, BL08W で実施されたコンプトン散乱実験の年度毎の課題数

4. 新しい光源に期待する条件

磁気コンプトン散乱実験を想定すれば、高エネルギーの円偏光ビームが必要である。反跳電子計測を想定すれば細いビームサイズが要る。反跳電子計測では試料厚さが薄くなるので、散乱強度を保つには約 **100** 倍入射強度を増加させる必要がある。さらに 2 次元分布測定を行うと、1 ピクセル当りの計数率は減少するので、現在の計数時間内で統計精度のよいデータを確保しようとする、さらに **100** 倍もの入射強度が

望まれる。具体的には **BL08W** と比較して以下の表 1 のようにまとめられる。

表 1 : **BL08W** と新光源の性能比較。MCP は磁気コンプトンプロファイル計測を **XeX** は反跳電子計測を意味する。

	Energy	Photon flux (ph/s)	$\Delta E/E$	beam size at sample
BL08W	< 300 keV	円偏光 5×10^{10}	5×10^{-3}	1mm x 1mm
新光源	> 400 keV	円偏光 5×10^{10}	5×10^{-3}	1mm x 1mm for MCP
		直線偏光 5×10^{14}	5×10^{-3}	0.1mm x 0.1 mm for XeX

5. 開発が必要な技術的要素

ビーム形状：

挿入光源として超伝導ウェイブシフターを想定した場合には、坑熱・高エネルギー集光型モノクロメーターおよびスリットの開発が必要である。反跳電子計測に要求される 0.1 mm ビームサイズ以下を実現するには、現在提案のあるミニポールアンジュレイターがその用途に適していると思われるが、電子ビーム入射条件が厳しく実現にはさらに検討が必要であろう。高エネルギー仕様のアンジュレイター光源と適当な集光系を構築することが望まれる。

高エネルギー円偏光ビーム：

マイクロビームとは別個の光源特性として高エネルギー円偏光を発生させるには、曲率半径の小さな楕円型マルチポールウィグラー（ないしはウェイブシフター）が求められる。この場合でも坑熱・高エネルギー集光型モノクロメーターおよびスリットの開発が必要である。エネルギーを高めることで、重元素を含む磁性体のコンプトンプロファイル計測の計数率が向上することが期待できるが、一方で **130-keV** 前後の高エネルギー X 線に対して高エネルギー分解能・高感度の検出器が要求される。

超伝導ウイグラーによる原子核パリティ非保存実験研究計画提案書

提案者（代表者） 大阪大学核物理研究センター

藤原 守

1. 提案趣旨

パリティ非保存現象は自然界における基本的対称性と深く関係している。ニュートンの万有引力の発見に象徴される古典力学は18世紀 19世紀に完成され、マクスウエルの電磁気学と統合的に考えることにより、光の黒体放射の問題に象徴されるような矛盾が明らかになった。この問題を解決するために、20世紀初めに、相対性理論、量子力学が発展し、21世紀における輝かしい科学発展に結びついた。この流れは1960年代になって、まったく新しい方向へと発展した。電磁気学とベータ崩壊を記述する理論の統合である。電弱統一理論では、ベータ崩壊を媒介する粒子として荷電ウィークボゾン (W^+ , W^-) とニュートリノを散乱させる中性ウィークボゾン (Z^0) があり、物理現象での、パリティ非保存現象を引き起こす。

現在、物理学の標準理論では、図1に示すように、物質を構成するのは6種類のクォークとレプトン族から出来、相互作用の媒介はグルーオン、ウィークボゾン、重力子の交換から起こる。

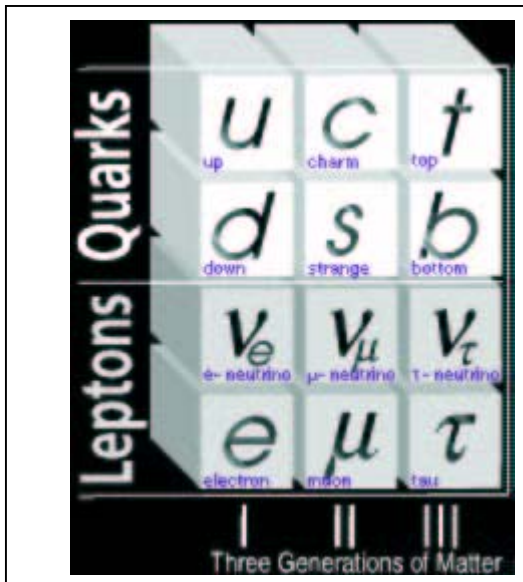


図1：6個のクォークと6個のレプトンからなる自然界の基本物質要素。クォーク同士の力はグルーオン、レプトンとクォークはウィークボゾンを媒介して相互作用のやり取りが起こる。(アメリカ・フェルミ研究所パンフレットから引用)

一方、わが国、日本でのスーパーカミオカンデのニュートリノ振動の発見に象徴されるように、ニュートリノ振動が明らかになりつつある。また、クォークの世代も混合していることは確かである。21世紀初期には、J-PARCなどの実験により、ニュートリノ混合機構が、より明確にされるであろう。次の物理の課題は、クォークの世界と、レプトンの世界を統一的に考え、

宇宙の物質構造の根源を探ることである。このためには、考えられる統一理論に必要な物理実験データを集積することであろう。もちろん、統一理論構築のために必要なデータが何かということは、現時点ではっきりしていない。しかし、はっきりしていないことを考えるのがわれわれ基礎物理をやっている科学者の生き方でもある。クォークの世界とレプトンの世界が繋がる現象は、原子核のパリティ非保存現象に現れる。この物理的考察に基づき、世界ではさまざまなパリティ非保存実験が行われつつある (JLAB, ロスアラモス、Mainz、ボン、KVI、など)。

図2に示すように、パリティ非保存実験では、鏡のなかの世界を人工的に作り、鏡映変換に対しての物理現象の破れを測定する。よく知られたベータ崩壊の現象では、弱い力が関与し、非対称を起こす。

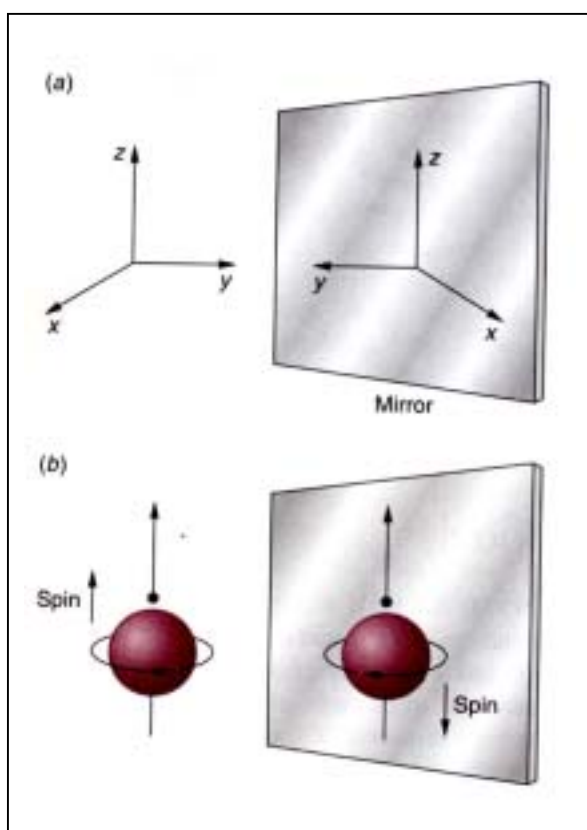


図2 : (a) y 軸に関する鏡映変換。古典物理では自然現象は鏡映変換に関して不変。
 (b) スピンなどの擬軸性ベクトルは鏡映変換に関してその方向を変える。したがってベータ崩壊などを観測すれば、パリティの破れが観測される。実際にWuらの実験(C.S. Wu et al., Phys. Rev. 105 (1957) 1413)により、ベータ崩壊ではパリティ破れていることが確認された。

これはクォークとレプトン間でファイマン図(上图)に示されるウィークボソンが交換されることによる。

ベータ崩壊によるパリティ非保存現象はすでに40年以上に渡る詳細な研究により調べられてきた。この古い問題は本研究提案では無い。

本研究でのテーマは、弱い力と強い力が絡むパリティ非保存現象を研究する。この過程では図3に示すような、弱い力を媒介する中性ウィークボソンと強い力を媒介するパイ中間子、ロー中間子、オメガ中間子が絡む現象を解明でき、強い力と弱い力の統一理論構築にとっての基礎データを提供することになる。もちろん、現在の標準理論の枠外の現象であり、基盤のしっかり

した理論はまだ無い。パリティ非保存現象を解析する理論的枠組みはすでに、構築されている [1,2,3,4,5,6,7]。DDHの相互作用として知られている、弱い力と強い力の結合を表現している、パイ中間子 (π)、ロー中間子 (ρ)、オメガ中間子 (ω) と中性ウィークボソン (Z^0) がスカラー型、ベクトル型に結合する6個の結合定数である [1]。これらの結合定数を実験的に求めるべく理論の枠を凝らした努力が行われたが、現在のところ、無矛盾な値を求めるには至っていない。

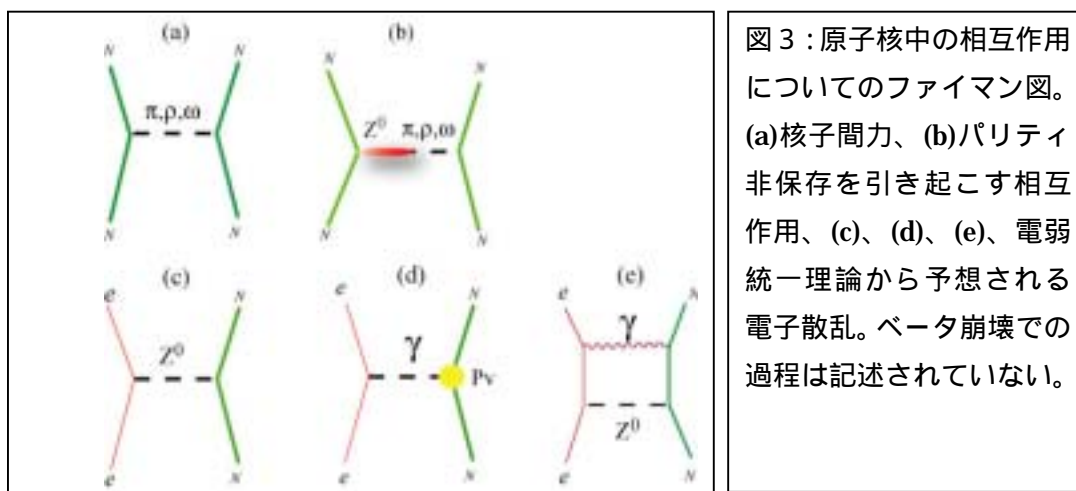


図3：原子核中の相互作用についてのファイマン図。(a)核子間力、(b)パリティ非保存を引き起こす相互作用、(c)、(d)、(e)、電弱統一理論から予想される電子散乱。ベータ崩壊での過程は記述されていない。

図4に過去、現在、未来までの統一理論に至る過程を示す。われわれ科学者にとって、物質の究極の根源を統一した概念で理解することは、まだまだ、かなわぬ夢としても、それに至るための基礎データの構築は実験データを積み上げることが、科学発展の常道であり、統一理論に向けては、弱い力と強い力が絡むパリティ非保存現象を実験的に集積することの意味は極めて大きい。

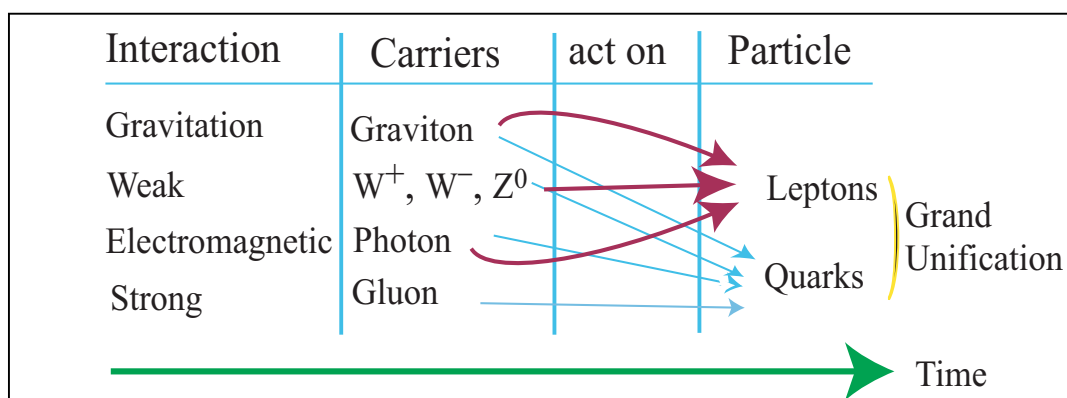


図4：統一理論へ向けての基本相互作用を媒介するボソンと基本粒子の関わり。

SPring-8 は、世界最高のビーム安定性、エミッタンスを誇る放射光施設である。この施設での 10 MeV 以下の円偏光ガンマ線を用いることにより、今まで考案されなかった新しい高精度実験により原子核パリティ非保存実験を行うのが本計画の趣旨である。SPring-8 蓄積リング中に周回する電子ビームの特徴を最大限に生かした初めての実験が行われる。

2. 超伝導ウイグラからの円偏光

これまでの研究では、SPring-8 における低エネルギー・逆コンプトン・ガンマ線発生として、8 GeV 蓄積電子と遠赤外レーザーを衝突させる手法を考察してきた。低エネルギー・逆コンプトンガンマ線発生では、散乱によって損失される電子エネルギーは 30 MeV 以下で 8 GeV に比べて遥かに低く、散乱された電子は再度、蓄積リングを周回するという特徴がある。従来の放射光利用との摩擦が発生するのではないかの危惧があったが、これまでの研究での計算結果では、8 GeV 電子ビームには影響はなく、原理的にはレーザー強度を増しても無制限にガンマ線を発生させることが可能となることが分かった。SPring-8 では、超伝導ウイグラによる大強度・高エネルギー放射光発生にも成功した。この放射光を PNC 実験に使用可能かどうかを検討する。

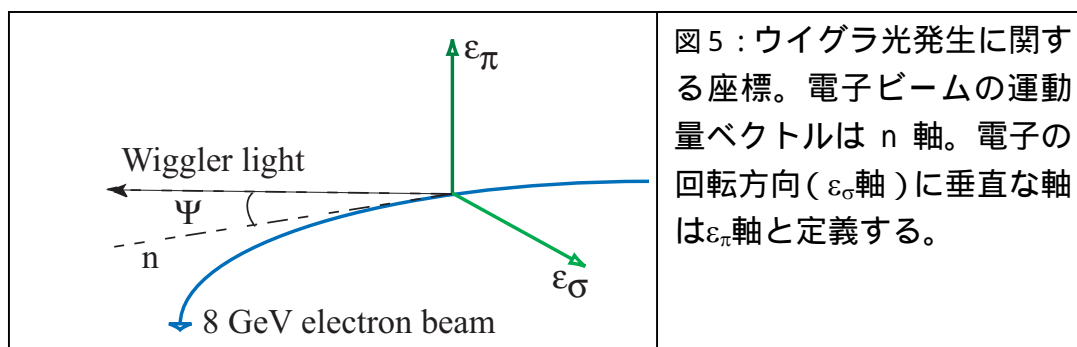


図5：ウイグラ光発生に関する座標。電子ビームの運動量ベクトルは n 軸。電子の回転方向 (ε_σ 軸) に垂直な軸は ε_π 軸と定義する。

図5はウイグラ光発生の座標系を示す。ウイグラ光は電子の進行方向に最大強度を持つ [SCW 利用提案 030731、図7(a)参照]。発生放射光の偏向は $\Psi=0$ で ε_σ 方向に最大となる。これは、電子から放射される光の向きが遠心力方向に向くことによる。 ε_π 方向への成分は $\Psi=0$ から放射光の方向が有限となるに従い増加し、発生角度 $\gamma\Psi=1$ (ローレンツ因子 $1/\gamma$) の条件を満たすところで ε_π 方向、 ε_σ 方向の偏向ベクトルがほぼ同じとなり、円偏光度が 100% に近くなる。

問題は $\gamma\Psi=1$ の角度でも、十分な放射光強度があるかどうかである。早乙女らの計算によると、 $\gamma\Psi=1$ を満足する角度 ($\Psi=60\mu\text{rad}$) でも放射光強度は 0 度に比較して 1/4 程度となる。また、1 MeV 以下の低いエネルギー領域の不必要

な光を10センチメートル程度の鉛シールドを用いて遮蔽しても、1 MeV 以上の放射光は相対的にはあまり減少しない。したがって、1 MeV-3 MeV の円偏向光でも 10^{11} 個/秒の強度が得られる。この光を収納部から取り出し、余分なバックグランド光なしに実験室に取り出せれば、円偏向ガンマ線による、原子核パリティ非保存実験が可能となる [9, 10, 11, 12]。

以下では、原子核パリティ非保存実験の歴史を簡単に紹介し、SPring-8 で実験する時、今までと違うユニークなアイデアと超伝導ウィグラを用いた時の可能性について考察する。

3) PNC 実験のこれまでの歴史と SPring-8 での実験のメリット

アメリカ・コロンビア大学の Lee と Yong の理論[12]に触発され ^{60}Co のベータ崩壊のパリティ非保存を実験していた Wu らは1957年に、確実な実験証拠を発表した[13]。その後、ロシアでは Zel'dovich が、もしパリティが破れているならば、電気モーメントと磁気モーメントの二つのベクトルからの外積としての第3のモーメントが存在するはずであることを論じている [14]。このモーメントは Anapole モーメントと呼ばれ、1997年になって、ボーズ・インシュタイン凝縮でノーベル賞をもらった、Wieman グループによって、その存在の確実な実験的証拠が得られた [15, 16]。 ^{133}Cs の $6s_{1/2} \rightarrow 7s_{1/2}$ 遷移(これはパリティ混合が無い限り禁止)に E1 遷移が混合するという実験証拠を提示したこの実験は、長年、原子物理学者が追及してきたもので[17, 18]、レーザー技術の粋を結集して行われた輝かしい業績である

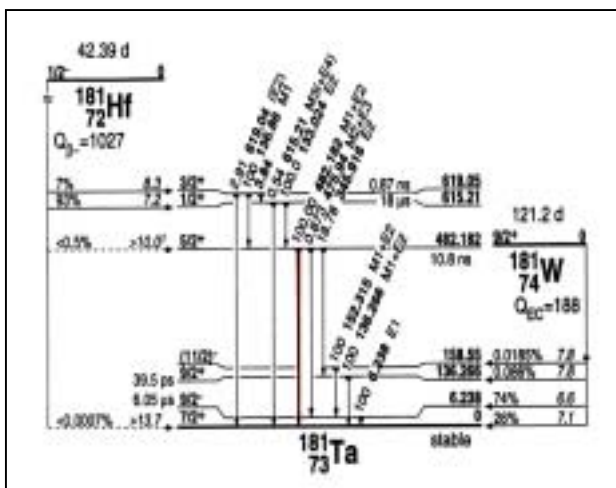


図6：Tanner[19]や Lobashov[20]らによって初めて測定された原子核パリティ非保存。482 keV $5/2^+$ 準位から基底状態への遷移(主に M1 遷移)にパリティの違う E1 遷移が約 100,000分の1混合していた。 ^{180}Hf [21]では 1/300 程度の混合が見つかっている。

原子核中での核子-核子相互作用レベルでのパリティ非保存についての実験研究の歴史も長い。この実験研究の最初の報告は Tanner らによって1957年

に行われて以来、1980年代半ばまで精力的に行われた [19-25]。また、さまざまな理論的検討も加えられてきた。PNC効果については、すでにさまざまな review 論文が出版されているので紙面の都合で、あえてここでは繰り返さない [1,6,26,27]。図6では、 ^{181}Ta で PNC 効果が初めて発見された準位を紹介している。482 keV $5/2^+$ 準位は主に M1 遷移で基底状態の $7/2^+$ にガンマ崩壊するのであるが、Lobashov ら [20] はきわめて精巧な長期にわたるベータ・ガンマ線測定実験の結果、 $6 \cdot 10^{-6}$ の PNC 効果を報告している。482 keV 準位は他の準位とは相当に離れているので、上記に述べた原子核中でのパリティを破る相互作用の生の効果がこの程度であることを示している。一方、その後に行われた、 ^{180}Hf [21] に対する 1142 keV 8^- から 641 keV 6^+ 準位への遷移では、1/300 程度の破れが見つかっている。これは、43 keV 離れた 1085 keV 8^+ 準位と混合するからであると考えられている。この混合機構を用いて、波動関数の計算できる軽い核での PNC 効果探索は 1975 年代から開始された [23-25]。ここで採用されたトリックは、E1 と M1 混合によって PNC 効果が enhance される事実である。

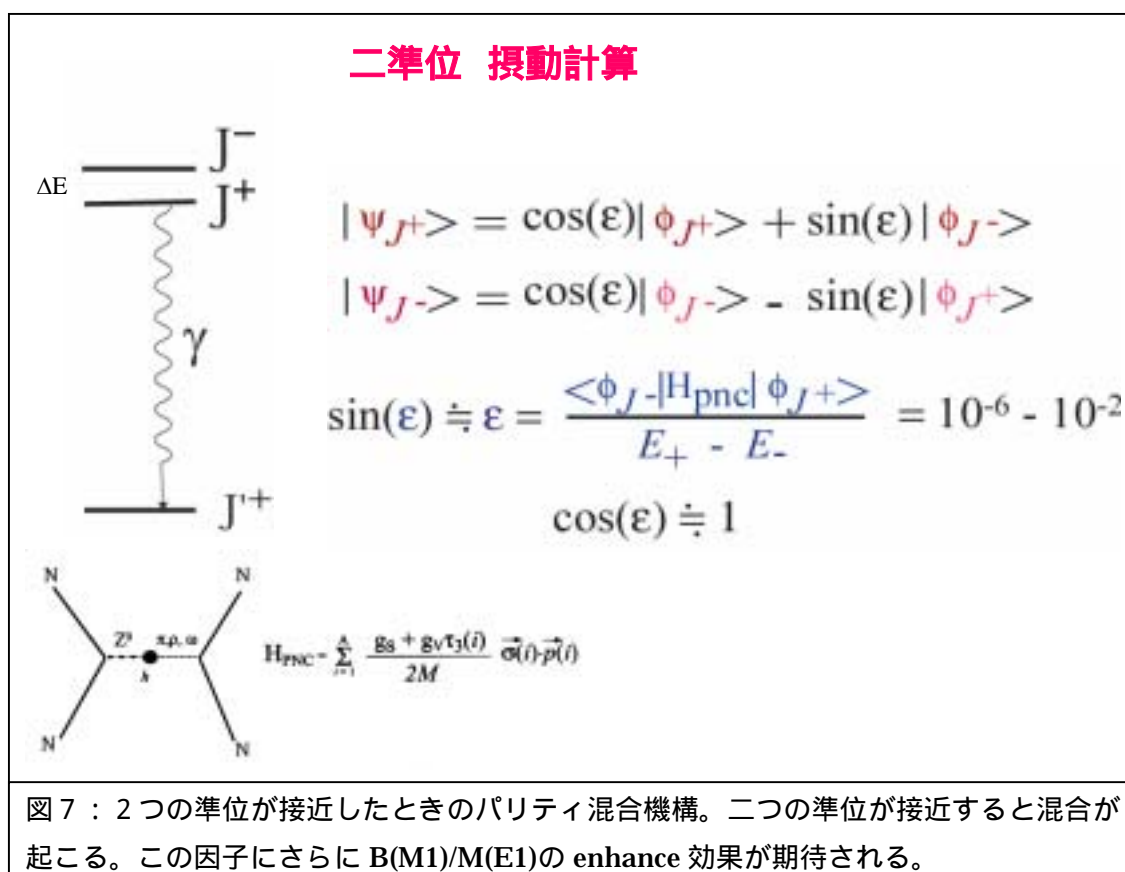


図7では、パリティ混合の起こる機構と摂動計算のスキームを説明している。これまでの研究では、ガンマ崩壊を測定し、ガンマ崩壊の非常に小さい円偏向度を測定し、円偏向度 P_γ を測定していたが、ガンマ崩壊を測定し小さな 1% 以

下の円偏向度を測定するのはきわめて困難で、かつ、長時間の測定を余儀なくさせた。これは、ガンマ線円偏向度を測定するためにはコンプトン偏極装置といった、効率の悪い原理を使わざるを得なかったことによる。

SPring-8 での P N C 実験のアイデアを図 8 に示す。

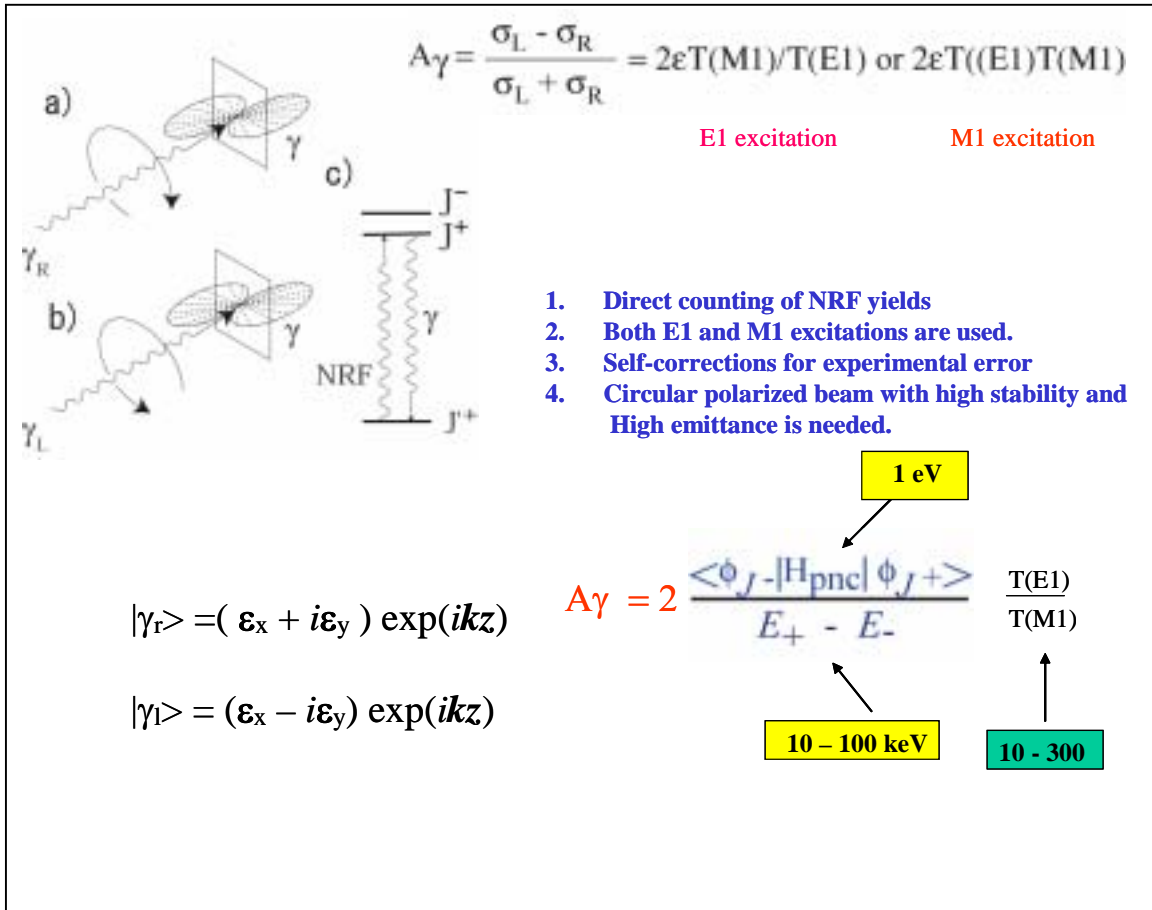


図 8：右まき、左巻きの円偏向ガンマ線を原子核に照射し、核蛍光反応で原子核準位を励起する、励起準位は崩壊ガンマ線を放出。このときの非対称度は A_γ として書け、パリティ非保存のマトリックスと E1, M1 遷移のマトリックスの比で決まる。

図 8 に物理実験のすべてのエッセンスをまとめている。手順や実験の有利さについてしては以下に簡単にまとめた。

1. 右巻き、左巻きの円偏向ガンマ線を原子核ターゲットに照射する。
2. 原子核の励起準位をガンマ線で励起 (M1 または E1 励起)
3. 核蛍光過程で励起された準位からの崩壊ガンマ線を高分解能ゲルマニウム検出器で測定。崩壊ガンマ線は空間的に等方的に放出される。

4. 右巻き、左巻きのガンマ線での励起非等方性 A_γ を測定する。
5. 励起非等方性 A_γ は直接にパリティ混合のマトリックスおよび E 1、M 1 マトリックスと関係つけられる。
6. 励起非等方性 A_γ は大きいものでは 1 % 程度、小さいものでは 10^{-5} となる。
7. ほとんどあらゆる原子核の励起準位のパリティ混合が検出可能であり、軽い原子核から重い原子核にわたる系統的研究が可能となる。
8. 長期にわたって安定した電子ビームとエミッタンスの良いガンマ線、放射光が供給できる SPring-8 のような施設のみで、この研究が可能である。
9. パリティの破れのすくない準位が励起準位として必ず存在するので、実験精度、系統的誤差の評価はきわめて信頼出来る。
10. 同じスピン・パリティの準位が接近して存在していれば、E 1、M 1 励起にのいずれかが、大きなパリティ非保存効果を示すと期待できる。

3. 超伝導ウィグラ・高エネルギー放射光での実験

図 9 には、超伝導ウィグラ・高エネルギー放射光での実験計画を示す。ここでは、超伝導ウィグラ・放射光でのエネルギーとして 1 - 3 MeV のガンマ線を考える。ほぼ 100 % の円偏向光は約 $60 \mu\text{rad}$ に放射される。中心軸の放射される光はシールドブロックにより完全に遮蔽し、 $\gamma\Psi=1$ の $60 \mu\text{rad}$ 近辺の $20 \mu\text{rad}$ の角度幅に放射される光を上下二つに分離する。

実験はウィグラ放射光から 50 m 離れた実験室に光を導き行う。50 m 離れた地点での 2 つの光は約 6 mm 程度分離され、それぞれのビームサイズは 1 mm 程度となる。ターゲット（たとえば LiF 結晶）を用意し、ガンマ線照射によって励起準位を励起する。ウィグラ光はエネルギー的に連続スペクトルであるが、原子核の励起準位からのガンマ線をウィグラ光の進行方向で測定することによってバックグラウンドは激減できる。また離散準位からの単色ガンマ線を測定することによってもバックグラウンドは低減できる。

右まき円偏向と左巻き円偏向ガンマ線の核蛍光反応は、機械的に二つのビーム位置に周期的に動かすことによって、崩壊ガンマ線を測定し、同定できる。実験の系統誤差を小さくするためには、2 つのコンプトン・シールド付きゲルマニウム検出器を用意し、左右の位置で測定する。

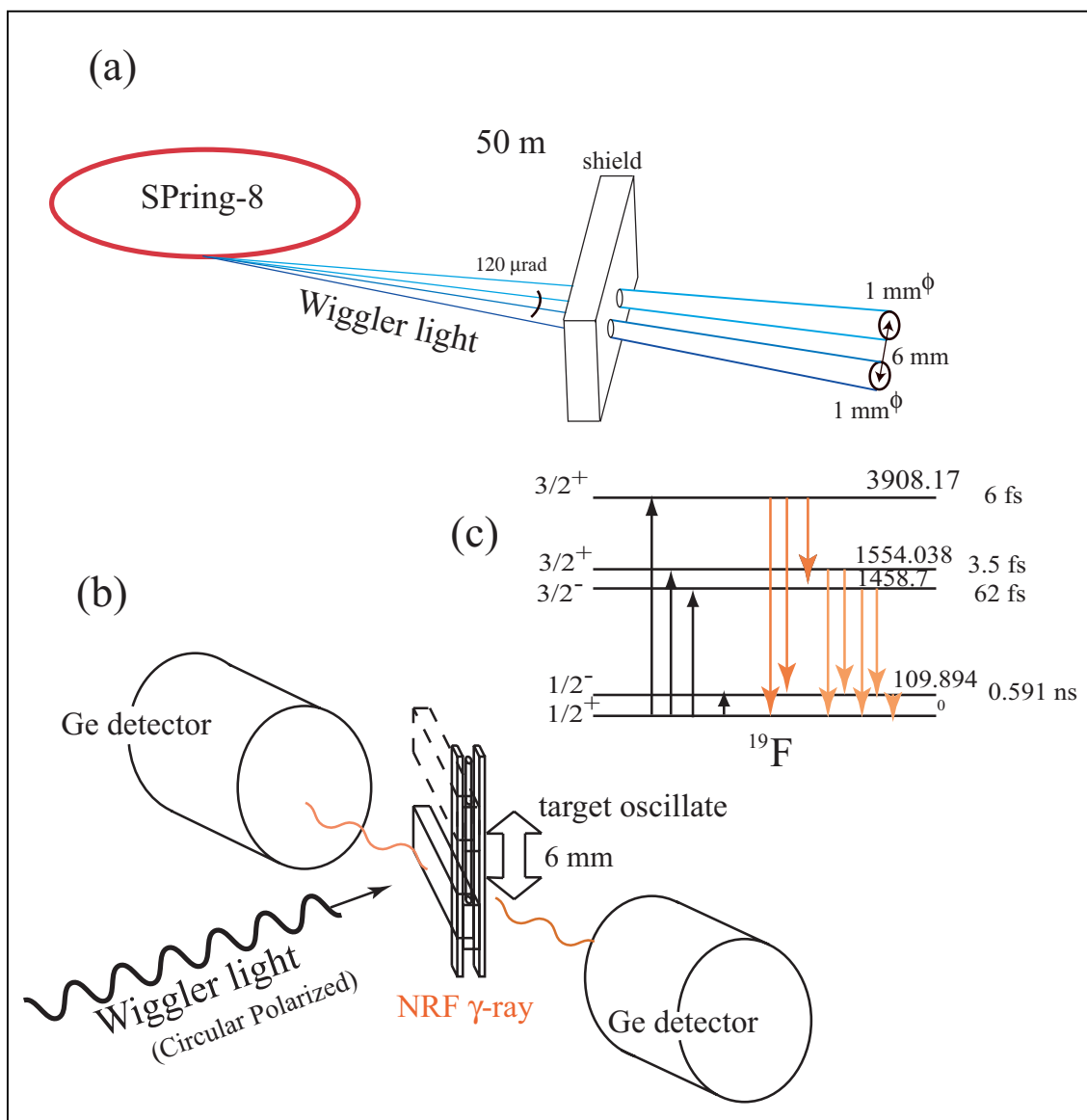


図9：(a)ウイグラ光の分離はウイグラから適当な距離の位置に設置した二つの穴をもつシールドで行う。(b)ターゲット駆動装置とゲルマニウム検出器。(c) ^{19}F の励起レベル。 ^{19}F の基底状態は $1/2$ のスピんでパリティが異なる 109.89 keV の第一励起準位と接近しているので大きなパリティ非対称効果が観測される。

この実験を成功させるためには、長時間精度良く放射されるウイグラ光と、信頼できる測定系が必須である。このために我々は、超高速のデータ処理装置を開発し、実験する。図10に示すのはそのデータ処理装置である。

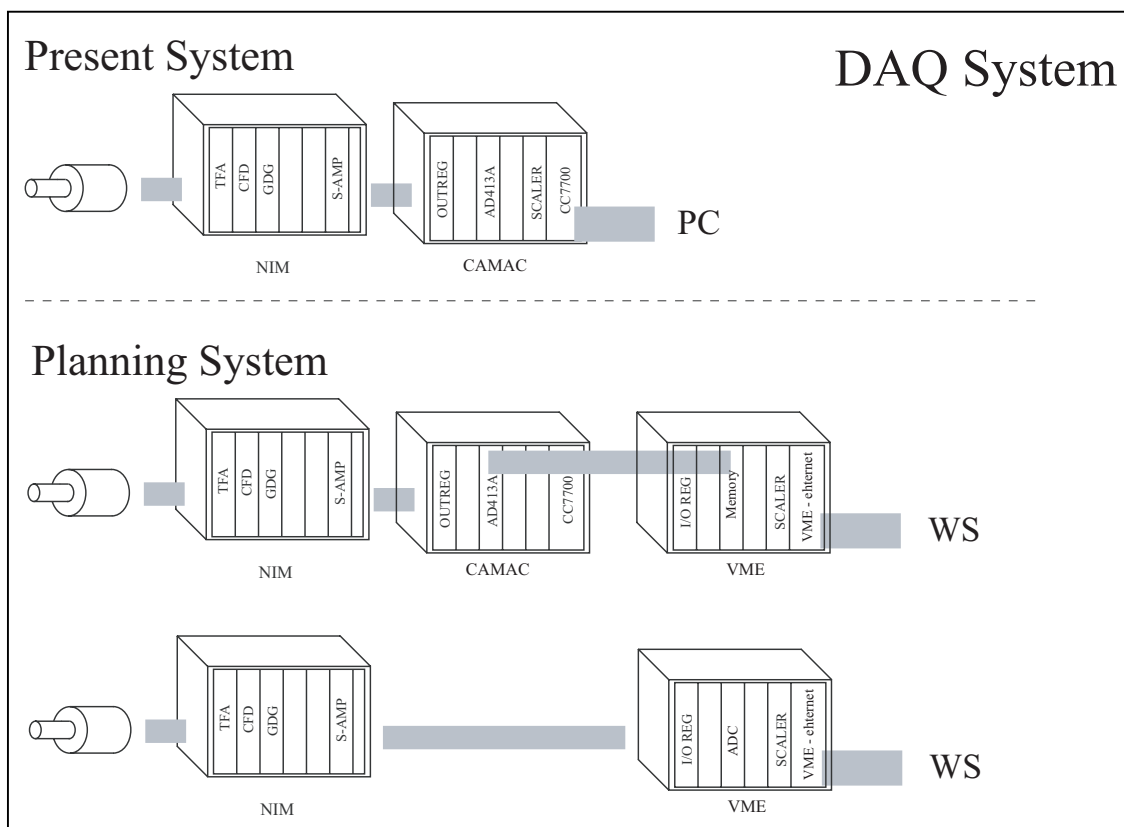


図 10 : VME モジュールを用いた高速データ処理装置。

現在、テスト的に用いているデータ収集系は多くても1000 counts/sec がやっとである。この性能を10倍以上に伸ばすためにはVMEを導入する必要がある。

4. 測定装置のための必要予算

表1と表2に必要予算と研究計画の概略を示す。

DAQ システム構築のために必要な物品リスト

物品	製造	コメント	価格 (千円)
VME			
VME crate	Pentek	7 スロット	300
Buffer Memory	Pentek		500
Crate controller	Pentek	ehernet 接続	500
16 ch Scaler	CAEN		300
I/O Register	CAEN		300
Peak ADC	CAEN		600
ラック			100
ノイズカットトランス			300
Work Station			
DAQ 用サーバー	JCS		250
解析用サーバー	JCS		1500
端末	JCS		300
RAID システム	JCS		2,000
サーバーラック	JCS		300
Ge 検出器		2 式	30,000
ケーブル/コネクター			1,200
NIM 回路			
Timing filter amp.	ORTEC	2	800
CFD	Phillips	2	1,600
Shaping amp	ORTEC	2	1,600
GDG	Phillips	3	1,800
Delay	CAEN	4	1,000
Rate meter	ORTEC	2	500
Level translator			
NIM-TTL-ECL	Phillips	2	1,000
NIM-TTI	テクノランド	2	600
NIM ピン	林栄	2	1,800
Fan in/out	テクノランド	2	600
HV	ORTEC	2	1,000
ターゲット駆動装置	リフテック	1 式	500
検出器架台	リフテック	1 式	790
		合計	52,040 千円

研究計画（年度毎の目標と研究実施計）及び予算の年度計画（主要機器も含めて）

研究項目	16年度	17年度	18年度	19年度	20年度
低エネルギー線の発生技術の改良に関する研究	1. ウィグラ光の挿入に関する開発 2. ガンマ線輸送系の製作	50,000 千円			
ガンマ線検出器システムの製作	60,000 千円				
超高速データ収集システム製作	8,000 千円				
測定回路系の製作	9,000 千円	15,000 千円			
ガンマ線偏極方向切り替え制御		10,000 千円			
ガンマ線偏極測定器			5,000 千円		
原子核の光吸収反応によるスピン励起、基本対称性に関する研究			2,000 千円		
光核反応による宇宙物理の研究			2,000 千円（大学等の外部資金）		
		^{16}O 光核反応測定テスト	^{208}Pb 、 ^{56}Fe 光反応測定		^{181}Ta 、 ^{180}Ta 光核反応測定
実験室の整備	30,000 千円				
				パリティの破れの研究	

4. 研究グループの構成

グループ員： 與曾井 優（京都大学理学部）、秋宗 秀俊（甲南大学理）、宇都宮弘章（甲南大学理）、山根民穂（甲南大学理）、嶋 達也（大阪大学核物理研究センター）、永井泰樹（核物理研究センター）、伊藤 正俊（大阪大学核物理研究センター）、内田誠（核物理）、中山信太郎（徳島大学）、川畑貴裕（東大CNS）、川瀬啓悟（核物理D1）、中西康介（核物理D1）、奥村 瞬（核物理M1）、その他、高輝度光科学研究センターグループの協力が期待できる。

研究協力グループ： オランダ国立原子核研究所、韓国ポハン放射光研究所核物理グループ、ドイツ・ダームスタット工科大学グループ、Duke 大学などの研究が期待される。また、国立天文台の梶野グループ、会津大学・佐川グループなどから理論的側面の援助が期待できる。また、現在、SPring-8 に滞在中の A.I. Titov 氏と $\gamma+d \rightarrow p+n$ 重水素光分解反応についてのパリティ非保存についての論文を書いている。

参考文献

1. B. Desplanques, Phys. Rep. 297, 1 (1998).
2. W.C. Haxton et al., Phys. Rev. Lett. 86, 5247 (2001). Anapole moment について
3. C.S. Woods et al., Science 275, 1759 (1997). アナポール・モーメントの発見
4. R. Hasty et al., Science 290, 2117 (2000). 核子のストレンジネスと Anapole moment.
5. H. Ejiri and M.J.A. de Voigt, Gamma-ray and electron spectroscopy in Nuclear Physics, Oxford studies in Nuclear Physics, Clarendon Press, Oxford 1989.
6. W. Haeberli and B.R. Holstein, "Parity violation and the nucleon-nucleon system", World Scientific Pub. Co. Pte. Ltd, edited by W.C. Haxton and E. M. Henley, 1995, pp. 17-67..
7. B. Holstein, in "Weak Interaction in Nuclei" Princeton University Press.
8. Mamoru Fujiwara, Nuclear Physics News 11 (2001) 28-32.
9. M. Fujiwara, Heavy Ion Physics 12 (2000) 131-142.
10. M. Fujiwara, T. Hotta, T. Kinashi, K. Takanashi, T. Nakano, Y. Ohashi, S. Dat'e, H. Okuma, and N. Kumagai, Acta Physica Polonica B 29 (1998) 141—156.
11. M. Fujiwara, Progress in Particle and Nuclear Physics, 50 (2003) 487-497.
12. T.D. Lee and C.N. Yang, Phys. Rev. 104 (1956) 254.

13. C.S. Wu et al., Phys. Rev. 105 (1957) 1413.
14. Ya. B. Zel'dovich, Sov. Phys. JETP 6, 1184 (1957).
15. C.S. Wood, S.C. Bennett, D. Cho, B.P. Masterson, J.L. Roberts, C.E. Tanner, and C.E. Wieman, Science 275 (1997) 1759.
16. C.S. Wood, S.C. Bennett, J.L. Roberts, D. Cho, and C.E. Wieman, Can. J. Phys. 77 (1999) 7.
17. Anapole モーメントについての最初の実験については M.A. Bouchiat and C. Bouchiat, J. Phys. (Paris) 35 (1974) 899. を参照。
18. 理論的側面については、たとえば、R.R. Lewis, Phys. Rev. A 48 (1993) 4107, R.R. Lewis, Phys. Rev. A 49 (1994) 3376, A.J. Silenko, Prog. Theor. Phys. 101 (1999) 875. などを参照。および参考文献[2].
19. (^{181}Ta): N. Tanner, Phys. Rev. 107 (1957) 1203.
20. (^{181}Ta): V.M. Lobashov et al., JETP Lett. 5, 59 (1967); Phys. Lett. 25B 104 (1967).
21. (^{180}Hf): K.S. Krane et al., Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 1579.
22. (^{159}Tb): W.P Pratt et al., Phys. Rev. C2 (1970) 1499.
23. (^{18}F): Ahrens et al., Nucl. Phys. A390 (1982) 486.
Evans et al., Phys. Rev. Lett. 52 (1985) 791.
Bini. et al., Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 795
24. (^{19}F): Adelberger et al., Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 402.
Adelberger et al., Phys. Rev. C 27 (1983) 2833.
Elsener et al., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1476.
25. (^{19}Ne): Earle et al., Nucl. Phys. A 396 (1983) 221c.
26. E.G. Adelberger and W.C. Haxton, Ann. Rev. Nucl. Sci. 35 (1985) 501.
27. W.C. Haxton et al., Phys. Rev. C 65 (2002) 045502. 引用文献参照