

解説

真空封止型 X線アンジュレータ U#NE3 の開発

— 14.4keV 高輝度メスバウア光子生成と

5-25keV 領域の高輝度準単色 X線生成を目的として —

山本 樹, 張 小威

高エネルギー物理学研究所・放射光実験施設*

Development of an In-Vacuum Type Undulator
for Producing Brilliant 14.4-keV Mössbauer Photons
and Brilliant Quasimonochromatic X-rays in 5-25keV Region

Shigeru YAMAMOTO and Xiaowei ZHANG

Photon Factory, National Laboratory for High Energy Physics

A novel undulator for production of brilliant and quasi-monochromatic hard x rays and its associated beamline have been completed and installed in the TRISTAN Accumulation Ring (AR) in KEK, National Laboratory for High Energy Physics. The aperture of the undulator for the circulating electron can be flexibly changed to satisfy the operational requirements of the AR, since the undulator magnets are encased in the vacuum chamber of the undulator. When it is operated at the magnet gap of 20mm with 6.5-GeV operation of the AR, it is capable of producing intense 14.4-keV radiation for Mössbauer experiments as the third harmonic of the undulator radiation, from which a beam comprising more than 2.4×10^4 Mössbauer photons per second has been achieved at 14.4keV from an enriched α - $^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3$ single crystal. The spectrum in terms of brilliance in the region from 5 to 25keV agrees well with a calculation.

1. はじめに

高エネルギー物理学研究所(KEK)においては、いわゆるフォトン・ファクトリー(PF) 2.5GeV リングを用いた放射光実験のみでなく、トリスタン入射蓄積リング(AR)を6.5GeVで運転することによって可能になる様々な特色ある研究が行われている。これらの実験のために、我々は2台の挿入光源(楕円偏光ウィグラー: EMPW#NE1¹⁻³⁾および

真空封止型 X線アンジュレータ: U#NE3^{4,5)}を建設し、ARに設置した。これらは、放射の輝度、エネルギー領域、偏光およびコヒーレンス特性等の観点において、他の施設では実現が難しい光源の開発をめざしたものであるが、さらに、実用光源としてばかりでなく、次世代光源のテスト機としての重要性も持っている。実際、トリスタン主リング(MR)を第3世代放射光源として利用

* 高エネルギー物理学研究所 放射光実験施設 〒305 つくば市大穂1-1
TEL 0298-64-5680, FAX 0298-64-7529
e-mail Shigeru@KEKVAX.KEK.JP

しようという、我々のトリスタン超高輝度放射光計画(MRを用いた超高輝度放射光実験が本年('95年)秋に予定されている)における挿入光源開発もARでの成果に依るところが非常に大きかった⁶⁾。これらの努力は、VUVからX線領域のコヒーレント光源として定義される第4世代放射光源の開発につながるものと考えている^{7,8)}。第3世代光源としての播磨のSPring-8は、その目標への中継点と位置づけられるであろうが、ここにおいてもARの挿入光源の成果が随所に生かされている。本稿ではARの挿入光源のうち、U#NE3⁴⁾およびこのアンジュレータを用いたメスバウア光源の開発⁵⁾について紹介することにする。

X線アンジュレータ、U#NE3の開発は、メスバウア光源用ビームライン⁹⁾建設のために行われた。アンジュレータ放射の光子エネルギーを高くするためには、電子の相対論的エネルギー γ を高くし、アンジュレータの磁場周期長 λ_u を短くすればよいことは n 次の放射エネルギー E_n (軸上)を与える次式より容易に理解できる。

$$E_n(\text{keV}) = \frac{2.48 \times 10^{-7} n \gamma^2}{\lambda_u(\text{cm})} \left[1 + \frac{K^2}{2} \right]^{-1}$$

ここで K はアンジュレータ放射を特徴づけるパラメータで偏向定数と呼ばれており、サイン型のアンジュレータ周期磁場の最大値 B_0 を用いて次式で与えられる。

$$K = 9.34 \times 10^{-5} B_0(\text{G}) \lambda_u(\text{cm}).$$

上式より、ARの6.5GeV ($\gamma = 12720$) という高い加速エネルギーはX線領域の放射を得るために非常に有効で、例えば $\lambda_u = 4\text{cm}$ とすれば、 $K = 1.47$ の場合、3次光でメスバウア光源としてもっとも代表的な⁵⁷Feの核共鳴エネルギー(=14.4keV)を得られることがわかる。しかし、このように短い周期長でアンジュレータ放射として意味のある K 値(0.5~3程度)を得るためには、近

年永久磁石の性能が著しく向上したとはいえ、アンジュレータ磁石列のギャップを非常に狭く設定することが必要になる。上の例で $K = 1.47$ (磁場にして $B_0 = 4\text{kG}$)を達成するにはギャップを20mm程度まで閉じなければならず、さらに5~25keVのエネルギー領域をカバーするには10mm程度の非常にせまいギャップを達成しなければならない。これを真空ダクトの外に磁石列を配置する従来型のアンジュレータで実現しようとする、蓄積リング中の電子に許される開口は(ダクト壁の厚さを考慮して)5mm程度に固定されてしまい、ARのトリスタン実験専用運転(ARの本務)は全く不可能になってしまうであろう(恐らく入射および放射光利用運転ですら)。

しかし、もしアンジュレータの磁石を真空中に持ち込みなおかつ加速器に必要な超高真空を達成できれば上記の問題は解決する。何故ならばこの方式(in-vacuum方式)では、電子ビームに対する開口を自由自在に設定できるので、放射光利用時のみ磁石間隔を小さく設定し、加速器運転上大きな開口が必要な場合にはそのように設定することができるからである。このために我々は、(1)通常多孔質材質を用いることが一般的な、永久磁石のメッキによる真空封止法(コーティング法)と、超高真空生成のためのメッキ磁石の予備熱処理法の開発、および(2)真空生成のための加熱排気時に、アンジュレータ磁場の劣化を防ぐ磁場安定化法の開発を行い、U#NE3の建設を行うことにした。

2. 真空封止型X線アンジュレータU#NE3の構造

U#NE3の設計に際して我々は、5keV以上でできるだけ広いエネルギー範囲をカバーできるようにすること、およびその範囲でできるだけ高い輝度を達成できるようにすることの2つの観点から $\lambda_u = 4\text{cm}$ を選択した。図1には $\lambda_u = 4\text{cm}$ の場合のスペクトル(計算)を、 $\lambda_u = 2.4\text{cm}$ および6cmの

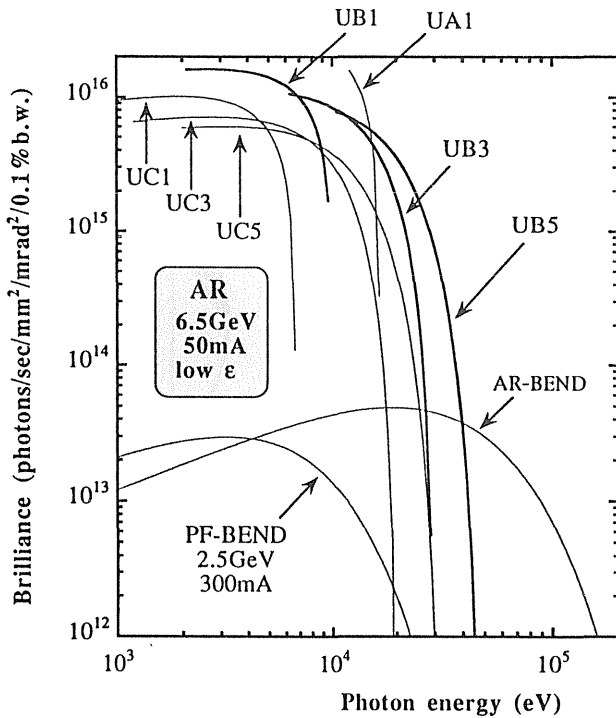
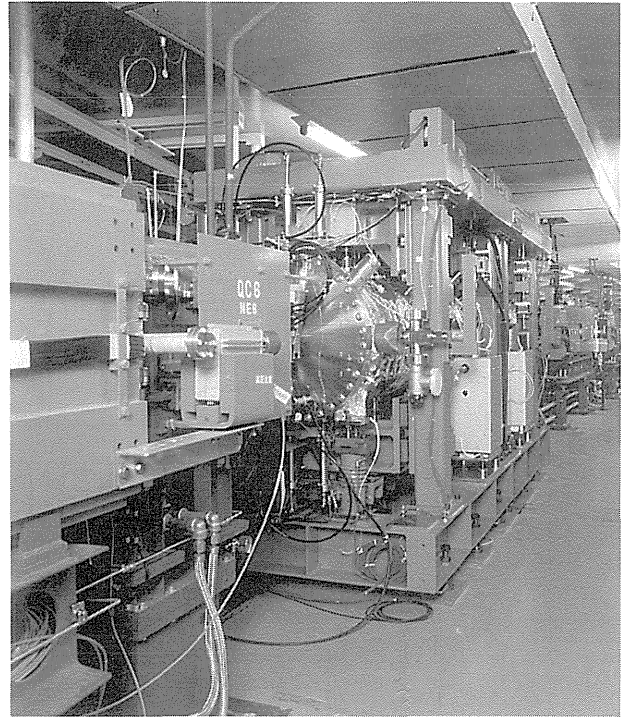


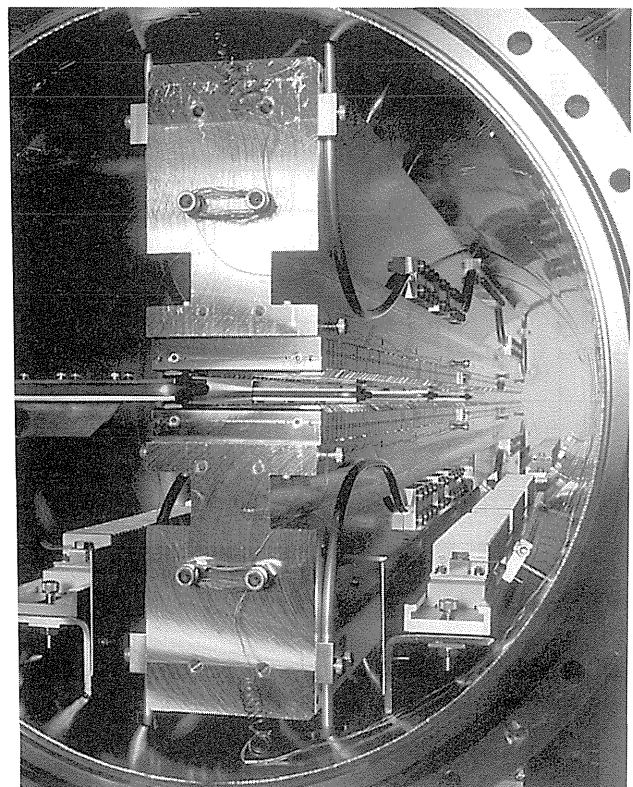
Figure 1. Relation between magnetic periodicty (λ_u) and brilliance from undulators. UA, UB and UC correspond to the cases of $\lambda_u=2.4, 4,$ and 6cm , respectively. Calculation is made in the case of 6.5-GeV low-emittance operation of AR with 50mA : $\epsilon_x=1.63 \times 10^{-7}\text{m}\cdot\text{rad}$ and $\epsilon_y=1.63 \times 10^{-9}\text{m}\cdot\text{rad}$. A number after UA (or UB or UC) denotes the order of harmonic. Each curve denotes the locus of the peak position of each harmonic with K value. Spectra of bending radiation of AR and the 2.5-GeV Photon Factory Ring are shown for comparison.

スペクトルと比較して示した：このとき AR は 6.5GeV , 50mA , および低エミッタンス・オプティクス (水平および垂直エミッタンスが各々, $\epsilon_x=1.63 \times 10^{-7}\text{m}\cdot\text{rad}$, および $\epsilon_y=1.63 \times 10^{-9}\text{m}\cdot\text{rad}$) で運転されているとしている。図 1 は, さらに 4cm の周期長がメスバウア実験においてもっともよく使われる 14.4keV の放射の生成に適していることも示している。

図 2 および図 3 に示したように, U#NE3 は真空封止された 1 対の磁石列 (ピュア型配列¹⁰⁾; $\lambda_u=4\text{cm}$, 周期数 $N=90$), それらを封入する真空槽, およびベローカップリングを介してギャップを制御する架台部より成る (ギャップ可変域; $10\text{mm} \leq \text{gap} \leq 50\text{mm}$)。U#NE3 のパラメータを表 1 に示した。磁石素材には, 優れた磁気特性だけで



a



b

Figure 2. Photographs of U#NE3. (a) an external view after the installation into the AR, and (b) an inside view.

なく, 超高真空達成のための加熱排気にも耐え得る高温特性を持った NEOMAX-33SH (Nd-Fe-B

In-vacuum Type X-Ray Undulator for TRISTAN Accumulation Ring

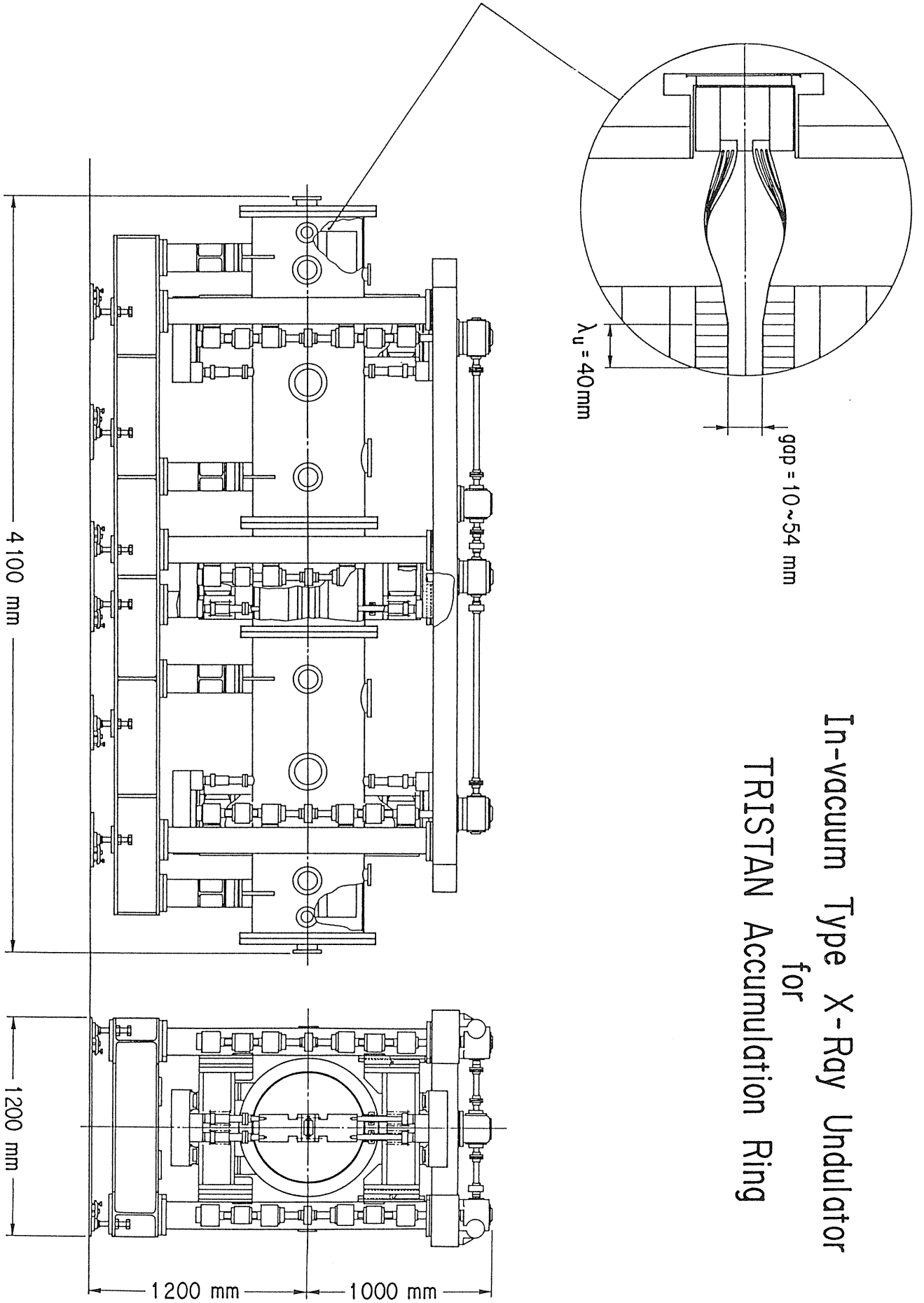


Figure 3. Drawing showing the structure of U#NE3.

系合金；残留磁束密度 $B_r = 12\text{kG}$ ，保磁力 $iH_c = 21\text{kOe}$ ）を採用した。多孔質体である上記磁石の真空封止は，Niメッキ（ $25\mu\text{m}$ 厚）によって行い，ステンレス鋼製の磁石ホルダーに装着した上で一対のAl合金製の磁石支持用ガーダー（梁）上に配列した。

これらの磁石列は巨大なステンレス鋼製の真空槽（内面を電解研磨処理；内径 60cm × 長さ 410cm ，容積 1800liter ）に収納されている。真空槽内の全内表面積は $3 \times 10^5\text{cm}^2$ に達する（うち磁石表面積 $3.7 \times 10^4\text{cm}^2$ ）。排気は能力 4500liter/sec のポンプ系（うちスパッタ・イオンポンプ分 900liter/sec および非蒸発ゲッターポンプ分 3600liter/sec ）で行った。上述の薄いメッキ層による真空封止は，電子に対する開口をギャップ値とほぼ等しくとれる。このことはメッキ磁石を用いた真空封止型アンジュレータのもう一つの利点であり，ギャップが狭い場合に非常に有効になる（例えば， $\text{gap} = 10\text{mm}$ ）。

U#NE3の真空槽内には図3に見るようにイメージ電流のパスにいくつかの不連続がある：真空槽の蓋と磁石列間の大きな不連続（約 $120\text{mm} \times 4$ ）および隣り合う磁石ブロック間の狭いが数多い不連続（約 $0.3\text{mm} \times 360$ ）である。これらの不連続は，電子ビームとそのイメージ電流の間のRFパワーの結合の結果（または parasitic mode lossの結果）として，磁石の発熱または真空悪化をもたらす恐れがある¹¹⁾。parasitic mode lossの対策としては，これらの不連続を埋めイメージ電流のパスをできるだけスムーズにすることが本質的であるので，我々はステンレス鋼のフォイル（ 0.1mm 厚 × 100mm 幅）を電子ビームの進行方向にそって対向する磁石列面に取り付けた。真空槽の蓋と磁石列間の不連続については，アンジュレータの波長選択のために変化させる磁石間ギャップに対応できるように，この不連続の部分をフレキシブルにつながるコンタクタ（ステンレス鋼フォイルのストリップ（ 0.1mm 厚 × 4mm 幅）多数より成る）を開発

Table 1 Parameters of U#NE3

Period length	4cm
Number of periods	90
K	0.13~3.1
B_0	360~8200 Gauss
Minimum gap	1.0cm
Maximum gap	5.0cm
Magnet structure	Pure type
Magnet material	NdFeB (Ni-plated)
Total surface area of magnets	$3.7 \times 10^4\text{cm}^2$
Vacuum chamber : Size	60cm (inner diameter) × 410cm (length)
Total surface area inside	$30 \times 10^4\text{cm}^2$
Pumping speed : Non-evaporable getter pumps	3600 liter/s
Sputter ion pumps	900 liter/s

した（図3）。上記の対策が不十分の場合，さらに不慮の事故等による放射光の照射があっても，温度上昇がないように，磁石列部には銅製の冷却配管を施してある。

3. 超高真空の生成と加熱排気時における磁石劣化の防止

加速器運転に必要な超高真空を達成し，なおかつそのための加熱排気時にアンジュレータの磁場を劣化させないための準備として，我々は磁石に対する次のような前処理が有効であることを発見した^{12, 13)}。それらは，(1)メッキ（湿式）後着磁前磁石の 250°C における真空ベーク処理，および(2)着磁後磁石の 125°C における真空ベーク処理（この時磁石はアンジュレータ中と同じ反磁場に曝されるように，アンジュレータ磁石列と同様に配列される）である。

250°C ベーク処理はメッキの過程で表面に吸着したガス（主に H_2O 分子）の脱ガスのために行う

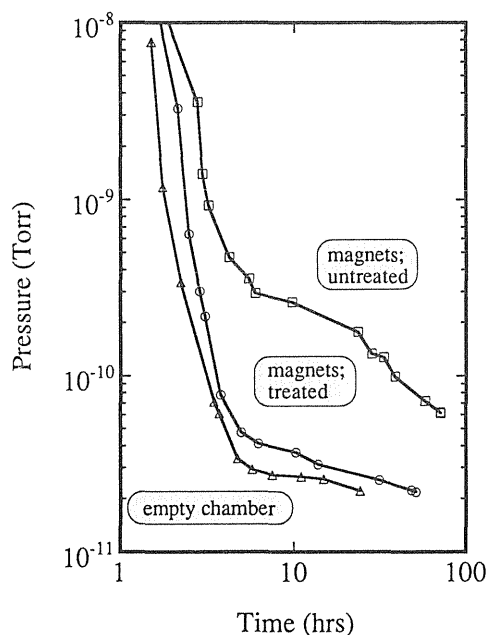


Figure 4. Vacuum compatibility of Ni-plated sample magnets after bakeouts at 120°C for 48hrs. Triangles, circles and squares denote, respectively, the property of the empty chamber, that after the 250°C baking of the plated magnets, and that without the 250°C bakeout.

ものである。図4はこの処理の有効性を確認する目的で行った試験の結果を示すもので、Niメッキ(25 μ m厚)を施したサンプル磁石を120°Cにてバークした場合の真空特性を示している^{12,13)}(三角;空容器,四角;磁石(未処理),および丸;磁石(予め250°Cにて真空バーク処理後))。250°Cバーク処理を行わない磁石では、空容器に比べて1桁程度悪い真空度しか得られない。一方図中の丸印は、250°C(24hrs)のバーク処理後3日間大気にさらされたサンプル磁石の真空特性を示している。吸着した水分子を除くためにこの前処理がたいへん有効で、真空立ち上げ後50時間で空容器の場合と同等の真空度(2 \times 10⁻¹¹Torr)に到達する。U#NE3では、磁石の総表面積がこの試験時(1150cm²)の約35倍になるので、これに応じて排気系の能力(試験時の排気速度=約1000liter/sec)も高めており、仮に試験時の到達真空度が、すべてサンプル磁石表面からの脱ガスによって生じているとしても、これと同等の真空度が得られるこ

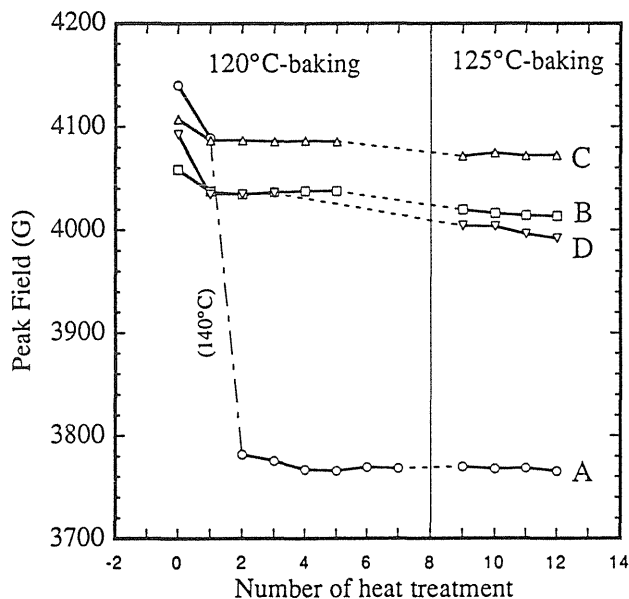


Figure 5. Effects of cyclic heat treatments (heating at 120°C and 125°C for 24hrs) on the magnetic field of the simulated magnetic field (see text). Each temperature shows the temperature at which the heat treatment was carried out. In the second treatment of magnet A, temperature rose up to 140°C accidentally.

とになる。

125°Cにおける真空バーク処理は磁場安定化のために行うものである。U#NE3の建設に使用した磁石材は高温特性が大変優れているとはいえ、125°Cで処理(24時間)されると25°Cの時と比べて2%程度不可逆的に減磁する(4kGのピーク磁場に対して)。しかしこの減磁は、図5に示したように、125°C以下の温度で行われる次回以降の高温処理に対して無視できる程度に小さい。図5の結果は、アンジュレータ単極分のテスト磁石を鉄板で取り囲むことによって(鏡映法によって)アンジュレータ中と同一の磁場条件下で行った実験によって得た^{12,13)}。従って真空生成のための加熱排気時におけるアンジュレータ磁場の劣化は、加熱排気温度よりも高い温度で磁石をあらかじめ処理しておくことによって避けることができる。今回の建設では、磁場安定化処理を125°Cにおいて行ったのに対して、真空立ち上げは、115°Cにおいて行った。なお最近さらには優れた高温特性の磁

石材が開発されており 140°C程度での加熱排気が可能になっている。

図6はU#NE3の真空排気特性を示している：加熱排気は上述のように115°C（正確には114.5±0.5°C）で行った。到達真空度として 7×10^{-11} Torrという高真空度を得ることができた。ここで注目すべき点は、250°Cバーク処理の効果が処理後（最短でも）3か月間（この間に、磁石の着磁、磁石列の組み込み、および磁場測定・調整等の作業を行った）有効に生き残るということで、これはアンジュレータを製作する上で実用上大変重要な利点である。

図7は、125°Cにおける磁場安定化処理の有効性を示したもので、この処理によって115°C加熱排気の前後でアンジュレータには何ら重要な劣化が生じていないことを示している。この結果を得るために我々は磁場調整終了後、最終的な真空立ち上げ（115°C）の前に別に一回115°C加熱排気を行い磁場測定を行って劣化の有無を確認した。図7の115°C加熱排気後の結果はこのようにして得ら

れたものである。またここではアンジュレータの磁場を、その中を通過する電子の軌道として示した：図7の場合偏向定数は14.4keV放射に対応する、 $K = 1.47$ ($B_0 = 4\text{kG}$) に設定してある。

図7に示したアンジュレータ中の電子軌道は、アンジュレータ中心軸に沿った精密磁場測定から

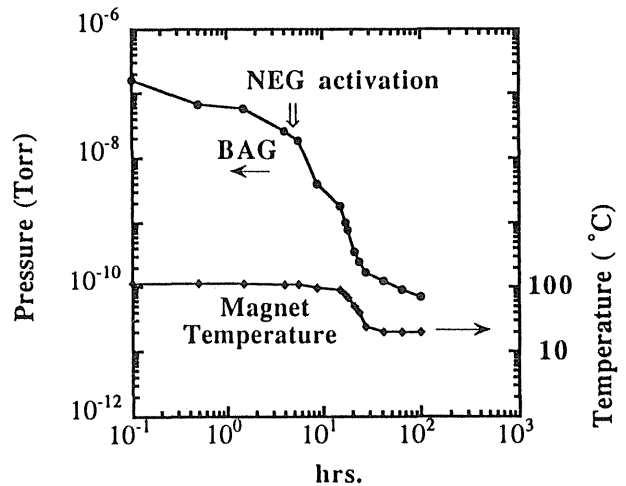


Figure 6. Evacuation curve of U#NE3. NEG stands for non-evaporable getter pumps, and BAG does for a Bayard-Alpert gauge for pressure measurements. The temperature of the magnets is also shown.

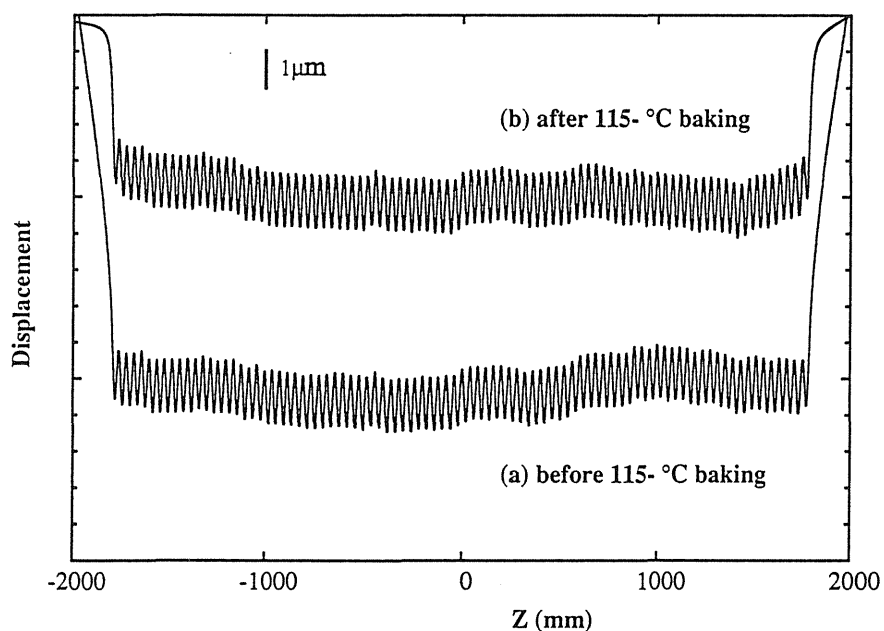


Figure 7. Electron orbits (a) before and (b) after the 115-°C baking for ultra-high vacuum : $K=1.47$. The deterioration of the undulator field which is expressed as a variation in the orbits is very small. Vertical bar represents $1\mu\text{m}$ of displacement.

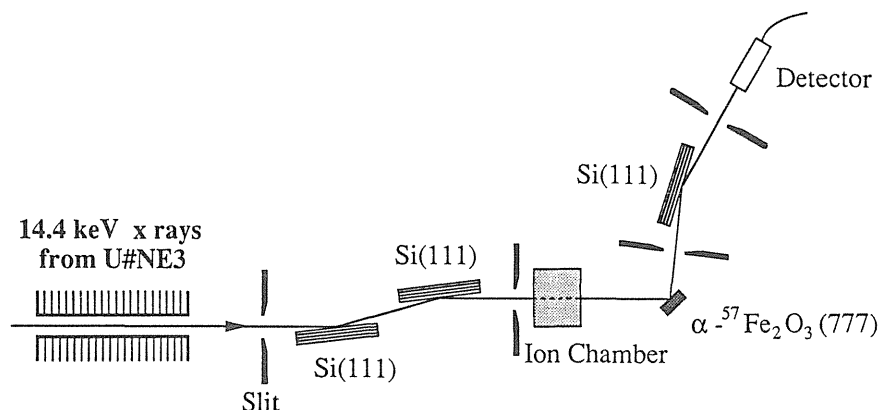


Figure 8. Sketch of the extraction of 14.4-keV Mössbauer photons due to the nuclear scattering process in an $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3$ single crystal irradiated by monochromatic x-rays using the third harmonic of U#NE3 operated with $K=1.47$.

求めたものである。この測定のために、我々はホール素子を装着したマイクロオープンを開発した：サーミスタ制御によってホール素子を 0.01°C 以下の精度で恒温状態におくことができ、最終的に温度変化による磁場測定誤差を相対精度で 1×10^{-5} 以下に抑えることができる。アンジュレータ磁場の最適化は、これまでPFおよびARにおける挿入光源の開発で採用してきたのと同じように、アンジュレータ中の電子軌道をできる限り理想的なサイン曲線に近づけるという方針で行った。ここでは特に良好な横方向コヒーレンスを確保するために、電子軌道（の包絡線）の折れ曲がり角、アンジュレータ放射の波長によって決まる固有の角度拡がり σ_r' 以下になるようにした。

$$\sigma_r' = \sqrt{\lambda / N \lambda_u}$$

U#NE3を使う主要テーマの一つがメスバウア実験であることから、我々は波長 λ として、 ^{57}Fe の核共鳴エネルギー 14.4keV に対応する $\lambda = 0.860\text{\AA}$ を採用し、 σ_r' としては $\sigma_r' = 5.5 \times 10^{-6} \text{ rad.}$ を得た。

4. メスバウア光源としての性能

U#NE3は、1990年末にAR北東弧の4極電磁石QC6-7間の5.5m直線部に設置された。12月14日

よりスタートしたARの運転は、（ARが高エネルギー実験用加速器であるにも関わらず）完全に放射光専用で行われた。この間アンジュレータとARの共存のためのマシンスタディ、最初の光取り出し、ビームラインの焼き出し、およびアンジュレータ放射のスペクトル測定等、諸々の立ち上げ実験を行った：ARの運転は、シングルバンチモードで行われた（ビームエネルギーは6.5GeV、ビーム電流は必要に応じて数 $10\mu\text{A}$ から 30mA に調整）。以下にはこの立ち上げ時に、ビームラインBL-NE3（アンジュレータの名前にもあるNE3はARの偏向電磁石NE3を通して放射を取り出すことに由来する）において行った放射の評価実験について述べることにする⁵⁾。

ビームラインBL-NE3における、メスバウア光源の立ち上げは14.4keVにチューンされたU#NE3の3次光を用いて行った ($K = 1.47$)。この時のX線光学系を図8に示した。BL-NE3の各光学要素を経て最終的にSi(111)二結晶分光器によって単色化された放射光ビームは、フラックス法¹⁴⁾によって作成した $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3$ 単結晶 (^{57}Fe が同位体的に95%まで濃縮されている)に導かれた。 $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3(777)$ の反射は通常の電子散乱に対しては禁制となるが、 ^{57}Fe による核共鳴散乱に対してはそうならないため、図8に示した光学系によって

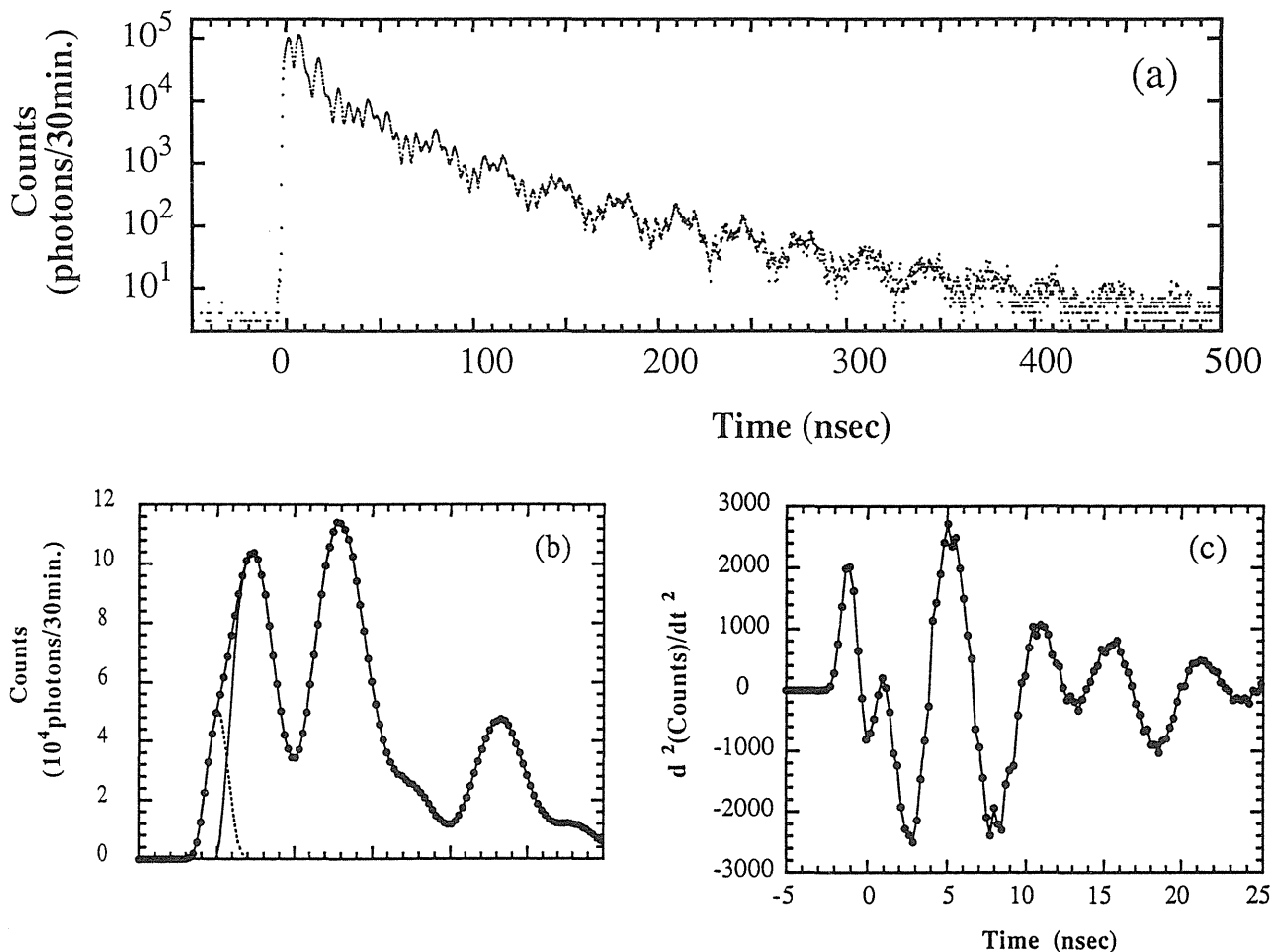


Figure 9. Observation of the time-domain spectrum of the 14.4-keV Mössbauer photons from the α - $^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3(777)$ diffraction.

^{57}Fe による核共鳴散乱光（この場合 14.4keVX線）のみが選択的に得られることになる。 α - $^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3$ 単結晶の後に置かれたもう一枚のSi (111) 結晶は 14.4keV 近傍の核共鳴によらない散乱を取り除くために用いられている。また、450W に達するU#NE3からの高い熱負荷に耐えられるように二結晶分光器のSi第一結晶は背面から直接水で冷却されている。

α - $^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3$ の(777)反射のうち、核共鳴散乱分のみが効果的に抽出されている様子を図9(a)に時間スペクトルとして示した。このスペクトルは、図8の光学系で処理された14.4keVX線光子を、プラスチックシンチレータを用いた高速検出器に直接導くことによって得られたものである（計測時間30分）。図9(b)は図9(a)の時間原点付近を拡大

することによって、電子散乱に起因するいわゆるプロンプト光子が、核共鳴散乱で得られる光子に比べて無視できる程度に少ないことを示している。図9(a)および(b)に見られるように、核共鳴散乱過程は時間遅れを伴って現れるので、蓄積リングをシングルバンチ（または少数バンチ）モードで運転して各バンチ間の時間間隔を十分に取ることが重要になる：ARのシングルバンチ運転ではバンチ間隔は約 $1.2\mu\text{sec}$ （＝バンチの周回時間）。

電子散乱が瞬時に起こることからプロンプト信号のピーク位置として決定される時間原点（図9(c)）よりも前の信号をすべて電子散乱起源としても、核共鳴散乱光子に対する電子散乱光子の比率は約5%以下である。（図9(a)に示した全光子数= 6.30×10^6 ；プロンプト光子= 3.4×10^5 ）。図9(a)

には、核共鳴散乱で得られる光子の時間スペクトルに特徴的に見られるいわゆる“量子ビート”が500nsecにもおよぶ広い時間範囲で明瞭に観測されている。このことは、U#NE3の高輝度特性を直に反映したものであり、アンジュレータ放射を用いたメスバウア分光によって、核準位の精密測定を(量子ビートを伴う時間スペクトルのフーリエ変換から)非常に効率的に行う新しい方法の可能性が開かれたことを示している¹⁵⁾。

電子散乱起源の光子は、上述のように十分抑制されていることが確認できたので、我々はNaI(Tl)シンチレーションカウンタ(直径25mm×厚さ3mm)を使って14.4keVメスバウア光子の収率計測を行った。図10はこの時の結果を示したもので 2.4×10^4 光子/secという非常に高いフラックスが得られていることがわかる(ビーム電流30mAの時)。この値がいかに驚くべきものであるかということは、電子蓄積リングをメスバウア光源とする他の試みと比較することで良く理解できるであろう: DESY/HASYLAB(独)のDORISリングの偏向電磁石を光源とした場合の8光子/sec程度¹⁶⁾、さらにSLAC(米)のPEPリングに設置したアンジュレータ光源の場合でも500光子/secの程度¹⁷⁾である。

ここで示した高輝度メスバウア光源は、しかしながら、アンジュレータを用いることだけでは達成できない: アンジュレータで生成される高い熱負荷を伴った高輝度光を適切に処理できる光学系を採用しなければならない。このために(メスバウア光源用でなくても)アンジュレータビームラインでは多くの場合、高輝度光を受ける初段の光学要素には強力な冷却システムを装備するのが普通になっている。このような冷却システムでは冷媒の流量を確保するために数気圧程度の圧力で、冷媒を光学要素に送り込んでいるが、本来高熱負荷による光学要素の変形を防止するためのはずの冷媒導入によってかえって光学要素が変形しているというのが実情であろう。我々はこのような状

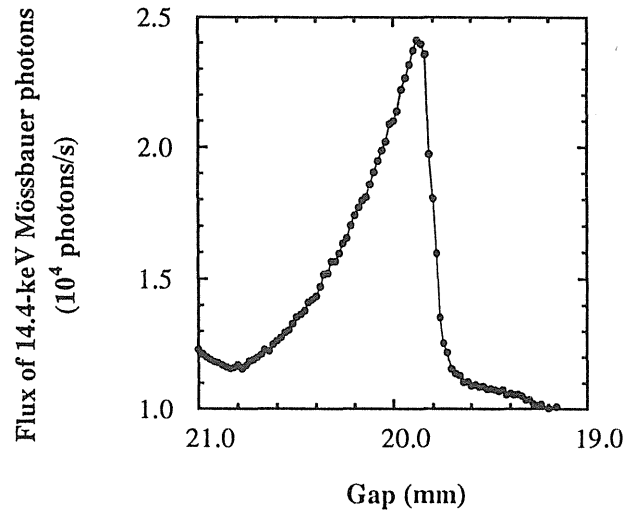


Figure 10. Flux of the 14.4-keV Mössbauer photons as a function of the magnet gap of the U#NE3. The maximum exceeds 2.4×10^4 photons/s at $K=1.47$ and the gap=19.9mm, which correspond to an undulator field of $B_0=3950$ Gauss.

況を克服するために、新方式のSi二結晶分光器(図8)を採用することを試みた: この分光器の第一結晶板は背面からの2.5気圧冷却水による変形を避けるために、補強リブを持つように加工されている。この補強リブの採用によって、二結晶分光器のSi第一結晶を、高い熱負荷(BL-NE3の場合約 $1\text{kW}/\text{mrad}^2$)のもとにおいても低負荷時と同様の理想的状態に保てるようになり^{18, 19)}、14.4keVメスバウア光子の収率で表現すると、本方式を用いない時の 1.4×10^4 光子/secから 2.4×10^4 光子/secまで増強することが可能になった。

最後にメスバウア光学系を用いたアンジュレータスペクトルの絶対測定(光束角密度)について述べることにしよう。得られたスペクトルを図11に示した(実測値は図中丸印)。ここに示したスペクトル測定は二段階で行われた: 第一段階は、4keVから25keVまでのエネルギー領域におけるスペクトルの相対測定であり、第二段階としてその結果を14.4keVにおいて行った絶対測定によって標準化した。

相対測定は、 $K=1.47$ のアンジュレータの軸上放射に対して、x-yスリット($20 \times 20 \mu\text{m}^2$)およ

びNaI (T1) カウンタと組み合わせた二結晶分光器 (図8と同じ) を用いて行った⁴⁾。この時, Cアブソーバ (0.2mm厚) およびBe窓 (0.7mm厚) の吸収の効果は, 分光器とNaI (T1) カウンタ間の空気によるそれとともに補正してある。

14.4keVにおける絶対測定 (図8) は, メスバウア光子のフラックスがわかっているので, 光学系の取り込み角さえ正しく見積もることができれば可能になる。このために α - $^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3$ 結晶からの出射ビームのサイズを発光点から20m地点で原子核乾板上に記録した: 取り込み角は0.25mrad (水平) \times 0.005mrad (鉛直) となる。図8の光学系では, アンジュレータ放射の角度幅 (0.7mrad (水平) \times 0.05mrad (鉛直)) およびSi結晶の反射の角度幅に比べて, α - $^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3$ (777) 反射の角度幅が最も狭い。取り込み角測定時のメスバウア光子のフラックス (1.4×10^4 光子/sec), および上述の取り込

み角と図8の光学系の光学要素の反射率 (3枚のSi結晶に対して全体として0.94, α - $^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3$ (777) に対して1.0), さらにメスバウア光子のエネルギーバンド幅 (10^{-7}eV) の各値 (カッコ内) を用いると14.4keVにおける光束角密度の値として, 1.71×10^{15} 光子/sec/mrad²/0.1%バンド幅を得る。この値は, ARの6.5GeV \cdot 30mA運転 (電子ビームのエミッタンスは $2.9 \times 10^{-7}\text{m} \cdot \text{rad}$ (水平) および $2.9 \times 10^{-9}\text{m} \cdot \text{rad}$ (鉛直)²⁰⁾ 時に対応する計算値 (1.87×10^{15} 光子/sec/mrad²/0.1%バンド幅) と非常に良く一致する。さらに図11にはこのようにして求めた実測スペクトル (光束角密度) を同条件の計算値 (実線) と4keVから25keVにおいて比較している。なお, α - $^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3$ (777) 反射の角度幅測定は, 上述の補強リブを採用する前に行ったので, メスバウア光子のフラックスの値として 1.4×10^4 光子/secを使用した。

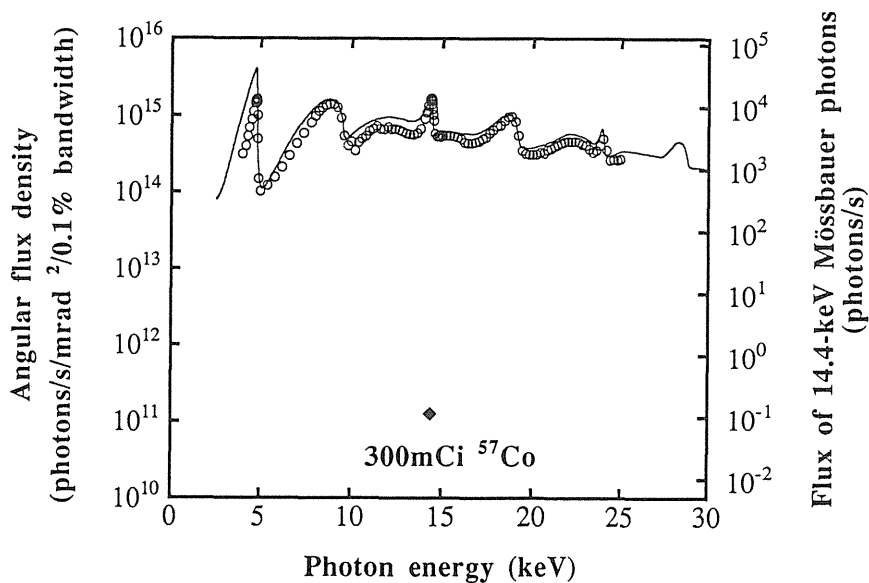


Figure 11. Measured (open circles) and calculated (solid line) spectra of the U#NE3 ($K=1.47$) in terms of the angular flux density. The calculation was made in case of 6.5-GeV and 30-mA operation with normal emittance optics: a horizontal emittance of $\epsilon_x=2.9 \times 10^{-7}\text{m} \cdot \text{rad}$ and a vertical emittance of $\epsilon_y=2.9 \times 10^{-9}\text{m} \cdot \text{rad}$ (Ref. 20). The right vertical axis represents the flux of the 14.4-keV Mössbauer photons produced by monochromatization using the α - $^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3$ (777) diffraction with angular acceptance of $0.25 \times 0.005\text{mrad}^2$. The angular flux density and photon flux of an intense radioactive Mössbauer source of the 14.4-keV radiation (300-mCi ^{57}Co with natural band width of 10^{-9}eV and a half-life of 270days (Ref. 21)) are also shown: the value of Mössbauer photon flux of 300-mCi ^{57}Co is calculated in case of the same acceptance as the monochromatization by the α - $^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3$ (777).

さて、上で用いた 10^{-7} eV というメスバウア光子のエネルギーバンド幅については少々説明が必要であろう。メスバウア光子のバンド幅を正しく決めることは、結晶 (今の場合 $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3$) の動力学的回折の効果だけでなく核 (今の場合 ^{57}Fe) の超微細構造から生じる複合効果のために非常に難しい。ここでは我々は、次のようにして核共鳴現象の代表的時間 (Δt) を用いて不確定性原理から“平均”のバンド幅 (ΔE) を図9(a)より直接求めた。

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{h}{2\pi}$$

ここで h はプランク定数である。したがって、 Δt として 6.5nsec (図9(a)よりこの間にメスバウア光子の70%が得られることがわかる) を選べば、 ΔE として上で用いた値 10^{-7} eV を得ることになる。

図11には、メスバウア光源としての実用性を示すために、14.4keV光子の市販同位体線源 (100% ^{57}Co ; ^{57}Co が電子捕獲によって ^{57}Fe 核の 14.4keV レベルに遷移する (バンド幅 10^{-8} eV および半減期 270日²¹⁾) の強度 (光束角密度およびフラックス) との比較 (図8の $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3$ を用いた光学系と同一の取り込み角を仮定) も示してある。ここでは通常入手可能なもののうち非常に強力な線源として、300mCi を仮定し、さらに計算を容易にするためと最高強度を見積もるため遷移後の ^{57}Fe による自己吸収の効果を無視した。図示したように U#NE3 の光束角密度はこの (おそらく実際的には最強の) 同位体線源のそれよりも 1.5×10^4 倍も強力である。この比較は、強いコリメーション条件を要求する実験 (多くの回折実験, 前方散乱実験, および干渉実験等) において、U#NE3 が極めて優れた線源であることを示している。さらにこの光源によって、従来のメスバウア光源では実現できなかった、凝縮体における素励起や反跳を伴った核共鳴散乱現象を世界に先駆けて捉えることにも成功した^{22, 23)}。このようにこの光源は、単に

表面上の強度の量的な変化だけでなく、研究に質的な変化をもたらし、新たな発展の可能性を切り開いた。

5. 終わりに

以上、真空封止型アンジュレータ U#NE3 とそのためのビームライン BL-NE3 におけるメスバウア光源の開発について述べてきた。浜谷編集委員長から原稿依頼があった時は、挿入光源に関する解説を希望されるとのことであったが、ビームラインの概要とそれによる光の評価実験まで含めたのは、挿入光源はビームラインの最先端部であるという我々の考えをより強く示したかったからである。このことは挿入光源の設計がビームラインでなされる研究計画に依存すべきであるということも意味する。

もちろん、ここで述べた広い範囲の事柄を筆者達のみで行えるはずもない。以下に、研究協力者を列挙して感謝したい: まず、アンジュレータの建設については、北村英男および塩屋達郎の両氏 (KEK) の、またビームラインの建設については、望月哲朗, 杉山弘 (以上 KEK), および依田芳卓 (東大工) の各氏の、さらに $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3$ 単結晶作製については武井文彦氏 (東大物性研) の協力を得た。BL-NE3 におけるメスバウア実験は菊田惺志氏 (東大工) を中心にして、またこのビームラインにおけるもう一つの重要な実験テーマである表面・界面構造解析 (BL-NE3 におけるこの分野の発展も著しい²⁴⁾) については高橋敏男氏 (東大物性研) を中心にして立案がなされた。全体の計画立案は、KEK・AR における放射光利用実験の一環として安藤正海氏 (KEK) によって行われた。

文献

- 1) S. Yamamoto and H. Kitamura, Jpn. J. Appl. Phys. **26**, L1613 (1987).
- 2) S. Yamamoto, T. Shioya, S. Sasaki and H. Kitamura, Rev. Sci. Instrum. **60**, 1834 (1989).
- 3) S. Yamamoto, H. Kawata, H. Kitamura, N. Sakai, N. Shiotani and M. Ando, Phys. Rev. Lett. **2672** (1989).
- 4) S. Yamamoto, T. Shioya, M. Hara, H. Kitamura, X.

- Zhang, T. Mochizuki, H. Sugiyama and M. Ando, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 400 (1992).
- 5) S. Yamamoto, X. Zhang, H. Kitamura, T. Shioya, T. Mochizuki, H. Sugiyama, M. Ando, Y. Yoda, S. Kikuta and H. Takei, *J. Appl. Phys.* **74**, 500 (1993).
 - 6) The Tristan Super Light Facility, Conceptual Design Report 1992, KEK Progress Report 92-1 (1992).
 - 7) S. Yamamoto, Proceedings of the Workshop on Fourth Generation Light Sources, SSRL **92/02**, p 409 (Stanford, 1992).
 - 8) S. Yamamoto, T. Shioya, H. Kitamura and K. Tsuchiya, *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 1996 (1995).
 - 9) X. Zhang, T. Mochizuki, H. Sugiyama, S. Yamamoto, H. Kitamura, T. Shioya, M. Ando, Y. Yoda, T. Ishikawa, C. K. Suzuki and S. Kikuta, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 404 (1992).
 - 10) K. Halbach, *Nucl. Instrum. Methods* **187**, 109 (1981).
 - 11) T. Shintake, private communication.
 - 12) S. Yamamoto, Photon Factory Activity Report 1989.
 - 13) S. Yamamoto and H. Kitamura, in Plans for production of undulator x-rays on AR and its application to material and biological sciences, KEK Report 89-8, edited by M. Ando and S. Kikuta (1989), in Japanese.
 - 14) H. Takei, *J. Jpn. Assoc. Crystal Growth* **19**, 187 (1992), in Japanese. C. K. Suzuki, H. Takei, F. Sakai, Y. Yoda, X. Zhang, T. Mitsui, Y. Kudo, K. Izumi, T. Ishikawa, H. Sugiyama, M. Ando, H. Ohno, T. Harami, T. Matsushita and S. Kikuta, *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, 3900 (1993).
 - 15) M. Seto, Y. Yoda, K. Izumi, T. Ishikawa, S. Kikuta, X. Zhang, H. Sugiyama, M. Ando, C. K. Suzuki and H. Takei, in preparation.
 - 16) R. Ruffer, D. Giesenberg, H. D. Rüter, R. Hollatz, E. Gerdau, J. Metge, K. Ruth, W. Sturhahn, M. Grote and R. Röhlberger, *Hyperfine Interact.* **58**, 2467 (1990).
 - 17) J. Arthur, G. S. Brown, D. E. Brown and S. L. Ruby, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1629 (1989).
 - 18) X. Zhang, Photon Factory Activity Report 1991, S-11 (1992).
 - 19) T. Mochizuki, Dissertation, The Graduate University for Advanced Studies (1993).
 - 20) H. Fukuma, private communication.
 - 21) J. G. Stevens and V. E. Stevens, Mössbauer effect data index, (Plenum, New York, 1975).
 - 22) M. Seto, Y. Yoda, S. Kikuta, X. Zhang and M. Ando, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3828 (1995).
 - 23) X. Zhang, Y. Yoda, M. Seto, Y. Maeda, M. Ando and S. Kikuta, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, L330 (1995).
 - 24) M. Takahashi, S. Nakatani, T. Takahashi, X. Zhang, M. Ando, S. Fukatsu and Y. Shiraki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, 2278 (1995).

一口メモ

金木犀

朝晩わずかながらも涼しさが感じられ、日に日に秋らしくなってきました。9月の下旬になりますとあの金木犀の強い甘い香りが漂ってきます。中国原産でもくせい科に属していて、雌雄異株です。葉は革質で全縁か先端部に細い鋸葉があり、密生しています。日本には雄株しか渡来しておらず、雌株はなく結実しません。庭木や公園樹として広く植えられていますが公害に弱く、開花しないこともあります。さし木で増やすことができますので試みて下さい。花が咲きましたら、酒や茶の香りづけに利用なさったらいかがでしょうか。

(K. Ohshima)

