# 特別企画 🛛 放射光源シリーズ(10)

挿入光源

田中隆次 理化学研究所・播磨研究所 兵庫県佐用郡三日月町光都 1-1-1 e-mail: ztanaka@spring8.or.jp

# 1. 挿入光源とは

放射光を利用して実験を行うユーザ向けに、光源につい てわかりやすく解説するために始められた本シリーズも今 回で10回目を迎える。前々回までに、光源加速器として の蓄積リングの概要が解説され、また前回は最も基本的な 光源として,磁場(一般的には偏向磁石による一様磁場) によって曲げられた電子から放出される光の性質が解説さ れた。本稿で取り扱う挿入光源とは、より質の高い光を得 るために考案された装置であって、蓄積リングにおいては 隣り合った偏向磁石の間に「挿入される」ためにこのよう な名前がつけられている。1度でも放射光を利用して実験 したことがある人ならば,アンジュレータやウィグラとい った言葉を耳にしたことがあるはずであるが、挿入光源と はこれらの装置の総称である。挿入光源の概略図を Fig. 1に示す。N極,S極の磁石を交互に並べて周期的な磁場 を作り出し、電子を蛇行運動させることにより光の輝度を 高める。また、磁場強度を変化させる(一般的にはギャッ プと呼ばれる上下磁石列の間隙を変化させる)ことによ り, 放射光のエネルギー(波長)を変化させることができ る。

## 2. 挿入光源内の電子運動

ここでは簡単のため **Fig.1**に示されたような,垂直方向(y 軸)に正弦波磁場を発生する挿入光源について考える。この場合電子の運動は水平面(xz 平面)内に限られる。磁場が正弦波的であるから,電子の運動(変位,速度)もやはり正弦波で表される。詳しい計算によると,水平方向の電子の速度は K 値(偏向定数)と呼ばれる無次元のパラメータを電子ビームのローレンツ因子 y で除したもの(K/y)を振幅とした正弦波となる\*。即ち,K値とは $y^{-1}$ を単位として表した電子の最大の振れ角である。相対論的領域においては電子から放射される光は前方に偏った角度分布を持つため,挿入光源からの光のパワー分布は水平方向に K 値に依存した角度広がりを持つことになる。一方垂直方向には電子は速度成分を持たないため,偏向磁石放射と同様に $y^{-1}$ 程度の広がりを持つ。



Figure 1. Schematic illustration of an insertion device as a synchrotron light source. Periodic magnetic fields are generated by (permanent) magnets installed above and below the electron path.

<sup>\*</sup> 磁場が正弦波で近似できない場合はもちろんこの限りではない。

# 3. ウィグラとアンジュレータ

ウィグラもアンジュレータも周期的磁場を発生する装置 という意味では同義語である。それではいったい何が違う のであろうか? 一般的な放射光科学の入門書を読むと, 偏向定数 K を用いて、K≫1の場合にウィグラ、その他の 場合にアンジュレータと定義していることが多い。しかし ながらこれは(著者の考えでは)誤りである。例として SPring-8 に全長4.5 m, 周期長12 cm の通常型挿入光源を 設置し K=10に設定したときに、光源から30 m の位置に 設置された3×3mm<sup>2</sup>の矩形スリットを通過してくるフラ ックスのスペクトルを計算したものを Fig. 2 に示す。100 eV(基本エネルギー)のところに鋭いピークが見られ, また基本エネルギーの整数倍のエネルギーにおいてもピー クが見られる(後述参照)。このような準単色的スペクト ルはアンジュレータ放射の特徴の1つであり、これらの 低エネルギー領域の光を利用する場合、この挿入光源はア ンジュレータと呼ばれる。一方,10keV以上の高エネル ギーにおいては、さきほどのようなピーク構造は消失し白 色スペクトルが見られる。これは偏向磁石放射のスペクト ルに類似しており、このエネルギー領域において光源がイ ンコヒーレントであることを示している。そして、これら のエネルギー領域における光をユーザが利用する場合、こ の挿入光源をウィグラと呼ぶ。即ち、ウィグラからの放射 光は偏向磁石放射をインコヒーレントに足しあわせたもの であるといえる。一般的には K=10の挿入光源はウィグ ラと呼ばれることが多いと思われるが、上記で説明したよ うに、ウィグラとアンジュレータの定義は磁場強度による ものではなく、利用する光のコヒーレント性によるべきも のである。もっとも、磁場が弱いときには白色スペクトル を形成する高エネルギー領域の光強度は小さくなるため、 ウィグラとしての利用は実用的ではない。

上記は単なる呼称の問題であり、物理的には無意味であ ると思われる読者の方もおられるかもしれない。そこで、 もう少し具体的な例として、光のピークエネルギーの磁場 依存性について考えてみる。ウィグラ領域におけるピーク エネルギー(Fig.2で矢印Aで示したエネルギー)は、 ピーク磁場に対応する偏向磁石放射の臨界エネルギーに一 致する。臨界エネルギーは磁場に比例するため、磁場が強 くなるとウィグラ放射光のピークは高エネルギー側にシフ トする。一方、アンジュレータ領域におけるピークエネル ギー(同図で矢印Bで示したエネルギー)はK値の減少 関数となる<sup>†</sup>ため、磁場が強くなるとピークは低エネル ギー側にシフトする。即ち、この挿入光源のギャップを閉 じて磁場を増加させた場合、ウィグラ領域に対応するピー クは高エネルギー側にシフトする一方、アンジュレータ領



Figure 2. Calculated spectrum of radiation from an insertion device with a K value of 10. The peak structure found in the low energy region is intrinsic to undulator radiation, while the white spectrum found in the high energy region is similar to that of radiation from bending magnets.

域に対応するピークは低エネルギー側にシフトする。

## 4. ウィグラ放射の特徴

前項で述べたように、ウィグラ放射とは、偏向磁石放射 をインコヒーレントに足しあわせたものである。言い換え ると、各周期で放射された光の振幅(電場)ではなく、振 幅の二乗である強度が足しあわされたものである。従って ウィグラ放射の性質は、前回詳しく述べられている偏向磁 石からの放射光のそれと基本的には同等である。唯一の違 いは水平方向の角度発散が有限の値を持つということ、及 び垂直方向への軸外放射が円偏光成分を持たないというこ とである。

#### 4.1 水平角度分布

ウィグラ放射が水平方向に有限の角度発散を持つ理由を Fig.3を用いて説明する<sup>‡</sup>。ウィグラからの放射光を観測 する場合,観測者は軌道上のある決まった点で電子から放 出された光のみを観測することになる。即ち,観測角と発 光点にある決まった関係がある。例えばA点において放 射光を観測した場合の発光点はA'点であって,電子軌道 の他の部分はA点で観測される放射光には寄与しない。 (これがウィグラがインコヒーレント光源と呼ばれる所以 である。)A点で観測される放射光の性質は,A'点におけ る磁場から計算される臨界エネルギーを持つ偏向磁石放射 のそれと同じである。ある観測角に対応する発光点は半周 期に1つ存在するが,これらからの光をすべてインコ ヒーレントに足しあわせたものがウィグラ放射光である。

最大の磁場を持つ発光点は図中B'点であり、これはB

<sup>\*</sup> これは、アンジュレータ磁場中を運動する電子の水平方向(x 軸)の最大速度がK値に比例するため、縦方向(z軸)の平均 速度がK値の減少関数になる、即ち、電子がアンジュレータ 磁場により実効的に減速されることに起因している。

<sup>\*</sup> 観測は無限遠で行うと仮定する。即ち電子軌道の振幅は観測角 に影響を与えないとする。



Figure 3. Observation of radiation from a wiggler. Because the wiggler radiation is incoherent, the photon observed at some position has a definite emission point in the electron trajectory determined by the observation angle. The right figure shows a typical profile of the photon intensity measured along the horizontal (x) axis.

点,即ち軸上での観測点に相当する。一方,図中C点で 観測した場合に相当する発光点C'における磁場は0であ るので光はやってこない。さらにその外側(C点より大き な観測角)で観測した場合には相当する発光点自体が存在 しないため,やはり光は観測されない。これらをまとめる と結局,Fig.3の右側に示したような水平方向の角度分 布が得られる。尚,ここで述べたのは,ウィグラ放射を簡 単に計算するために簡略化したモデルにおける放射機構で あり,光の厳密な角度分布を計算する必要がある場合には 適用できないことを申し上げておく。

### 4.2 円偏光成分

偏向磁石からの軸外放射には円偏光成分が含まれる(放 射光シリーズの前回の解説を参照)。それではウィグラ放 射の場合も軸外で観測すれば円偏光成分が含まれているの であろうか。答えは否である。これを以下で簡単に説明す る。ウィグラ中を運動する電子は正弦波軌道を描く。即 ち,ある半周期に限ると,偏向磁石を通過する電子のよう にある一定の方向で回転していると見なせるから,垂直方 向の軸外で観測すると円偏光成分が見いだせる。しかしな がら次の半周期では回転方向が反転する。従って1周期 で見た場合,円偏光成分は打ち消しあい,軸外においても 観測されない。楕円ウィグラと呼ばれる挿入光源は,電子 の軌道を扁平な螺旋にすることによってこれを回避し,円 偏光を軸上で利用するために考案された挿入光源である。

# 5. アンジュレータ放射の特徴

単一の電子から放射される光を考えた場合,アンジュ レータの放射光は(時間的にも空間的にも)完全にコヒー レントであると見なせるため,ウィグラや偏向磁石からの 放射光とは性質が全く異なる。紙面の都合上,アンジュ レータ放射光の全ての性質を解説するわけにはいかないの で,特に,アンジュレータを利用して実験を行うユーザに とって有益であろうと思われるアンジュレータ放射光の特



Figure 4. Calculated profiles of the flux and power distributions along the (a) horizontal and (b) vertical axes. The gray rectangles indicate the optimum slit width to obatin enough flux and reduce the heat load.

# 徴について以下で述べる。

#### 5.1 熱負荷とフラックス

一般的なユーザが光源性能を評価する際に1つの指標 となるのがフラックスであろう。これは単位時間・単位バ ンド幅当たりの光子数で表され、これに分光器の分解能と 実験時間を乗じたものが実際に利用できる光子数(例えば サンプルに照射される光子数)となる。通常の放射光ビー ムラインにおいては,アンジュレータからの光ビームは分 光器に入射する前にスリットで切り出されるが、このスリ ット幅を大きくとった方がより高いフラックスが得られ る。しかしながら、この幅を不必要に大きくすると本来必 要でないエネルギー領域の光をも取り込むこととなり、光 学系によけいな熱負荷を与えることとなる。即ち、アンジ ュレータ放射を利用する上では最適なスリット幅というも のが存在する。Fig.4に、アンジュレータからの放射光 のパワーと、基本エネルギーで切り出したフラックスを観 測したときの空間分布の計算例を示す。必要なのはフラッ クスであるから、例えば図に示したようなスリット幅を採 用することで熱負荷を軽減し、ほとんど全てのフラックス を取り込むことができる。このように、アンジュレータ放 射光ではフラックスの空間的な広がりはパワーのそれに比



Figure 5. Examples of spectra of radiation from an undulator calculated for various positions of the slit center. An off-axis observation causes broadening of the peak. In addition, a vertical displacement of the slit center causes a peak shift to the lower energy.

べてかなり小さいため、効果的に熱負荷を軽減することが できる。これは特に SPring-8 のような高エネルギー電子 ビームを用いる放射光施設では重要である。一方ウィグラ や偏向磁石の場合、ほとんどのエネルギー領域においてパ ワーとフラックスが同様な空間分布を示すため、このよう な方法は適用できない。

# 5.2 光軸決定とスペクトル

ビームライン建設直後のコミッショニングにおける重要 な課題の一つに、光軸決定がある。具体的には、前述のス リットの中心と光ビームの中心をあわせるということであ る。これには蛍光板を使った光ビームの直接観測や、光電 板を使ったパワー分布の測定などが用いられるが、スペク トル測定を併用することでさらに精度の高い光軸決定を行 うことができる。Fig.5にスリット位置を変化させたと きのスペクトル変化の計算例を示す。スリットは、これに よる立体角の広がりが無視できる程度に絞っている。言い 換えると、フラックスの空間密度についてのスペクトルを 示している。また,スリット中心に相当する角度(x',y') は電子ビームの水平方向の角度発散( $\sigma_{x'}$ )で規格化して ある。軸を外したときにはスペクトルのバンド幅が広がっ ていることがわかる。また、垂直方向に軸を外したときに はピークの低エネルギー側へのシフトも確認することがで きる。これは、蓄積リングにおける電子ビームの垂直方向 のエミッタンスが水平方向のそれに比べてずっと小さいこ とに起因している。このようなスペクトルの空間依存性を 利用することによって精密な光軸決定を行うことが可能で ある。逆に、アンジュレータや蓄積リングの評価のために スペクトルを測定する場合、光軸決定を精度よく行ってお かないとこれらの性能を過小評価する可能性がある。

# 5.3 ビーム角度発散測定

前述したスリットを走査し,分光後の光強度を測定する ことにより光の角度発散を測定することができる。こうし



Figure 6. Examples of the spatial profiles of photon flux calculated at different photon energies. The top figure shows a typical undulator spectrum and the arrows show the photon energies where the spatial profiles are calculated (bottom figure). Observation at the lower energy causes broadening in the spatial profile.

て得られた光ビームの角度発散 Σχ, γ はアンジュレータ放 射光の自然角度発散<sup>§</sup> σ<sub>r</sub> と電子ビームの角度発散 σ<sub>x', v'</sub>の コンボリューションで与えられる。第3世代放射光施設 では垂直方向のエミッタンスが小さく、回折限界から定ま る光の自然エミッタンス (λ/4π) と同程度かそれ以下になっ ていることが多い。この場合, $\Sigma_{y'}$ を測定することにより 電子ビームの垂直角度発散 σ<sub>y</sub> を精度よく測定することが でき、さらに挿入光源が設置されている直線部における ベータトロン関数が既知であれば電子ビームの垂直方向の エミッタンスを評価することも可能である。しかしながら Σ<sub>ν</sub>は、特にアンジュレータ放射のピークエネルギー付近 では、光のエネルギーに敏感な量であるため、ギャップ (K値)や光のエネルギーなどのパラメータを慎重に選択 する必要がある。Fig.6に例を示した。この図より、光 強度の角度分布,即ちΣy がエネルギーに対して大きな依 存性を持つことがわかる。

## 5.4 高次光

アンジュレータ放射光のスペクトルには基本エネルギー

<sup>&</sup>lt;sup>§</sup>単一電子からの放射光の角度発散。ピークエネルギーにおいて はアンジュレータの全長と光の波長の簡単な関数で表される。

とよばれる最低エネルギーの準単色光の他に、その整数倍 のエネルギーの準単色光も含まれており、これらを高次光 と呼ぶ。ここで整数倍と書いたが、実は通常型のアンジュ レータについては、単一電子からの光を軸上で観測した場 合偶数次光は観測されない。これは電子が作る放射電場の 対称性によって、偶数次光がキャンセルされてしまうため である。それでも実際のスペクトルにおいて偶数次光が観 測されるのは,電子ビームサイズや角度発散が有限であ り、位置や角度が中心からずれた電子による放射光が、軸 上の観測者にとっては実効的に軸外放射となるためであ る。軸外放射では上記の対称性は崩れ、偶数次光が観測さ れる。また、ヘリカルアンジュレータと呼ばれる挿入光源 の場合、単一電子からの軸上放射のスペクトルには高次光 は全く含まれない。これは、 ヘリカルアンジュレータ内で 電子は螺旋軌道に沿って運動するため、通常のアンジュ レータとは違い、運動する電子の縦方向の速度が一定にな り、観測者からみた電子の運動が単一周波数の調和振動に なるためである。もっともこの対称性も軸外放射では崩れ るため、ヘリカルアンジュレータの実際のスペクトルには 多少の高次光が含まれることになる。

# 6. 挿入光源の今後

本稿では最も単純なタイプの挿入光源の概要について説 明した。この他にも偏光制御や高次光・熱負荷抑制などの 各種の目的のために特殊な磁場分布をもつ挿入光源が考案 ・開発されている。また,磁場形状自体は通常の挿入光源 と同じであるが,より短波長の光を得ることを目的として アンジュレータの短周期化が進んでいる。最も有名なもの として真空封止アンジュレータを挙げることができる。こ れはアンジュレータ磁石列を真空チャンバの中に設置する ことにより,より狭い磁石ギャップを実現するためのもの である。近年,これに対抗する技術として,超伝導コイル を用いたアンジュレータの開発が世界中のトレンドとなっ ている。しかしながら,電子ビームのイメージカレントが もたらす発熱によるクエンチの問題や,高次光強度を改善 するための磁場性能の向上(磁場調整)手法の確立などの 点において未知数な部分も多い。一方,最近 SPring-8 に おいて磁石を低温(例えば液体窒素温度)に保つことによ って磁場強度を増強する手法が提案され,話題となってい る。

上記で述べたような特殊な挿入光源の他,SASE (Self Amplified Spontaneous Emission)原理に基づくX線自由 電子レーザやERL (Energy Recovery Linac)放射光源用 としての長尺アンジュレータの開発も進んでいる。これら のアンジュレータにおいては磁場性能が重要であることは 言うまでもなく,それに加えて,電子ビーム収束系(四極 磁石)やビームモニタなどを含んだもの(アンジュレータ ライン)として開発を進める必要があり,今後の課題とな っている。