

基礎講座 2 挿入光源

SPring-8/理研/兵庫県立大学連携大学院

北村英男

1. はじめに

挿入光源とは多数の磁極(20~300 極)で構成された特殊な放射光源でウイグラーあるいはアンジュレータと呼ばれるものである¹⁻⁶⁾。これに高エネルギー電子ビームを通過させると磁界の周期(周期長:2~20 cm)に対応して蛇行運動し、輝度の高い放射光を発生させることができる。挿入光源という名称はこの装置を電子蓄積リングの自由な直線部に挿入設置することに由来するもので、従来の主力光源であった偏向部からの放射(円軌道放射)と比較して多くの優れた特長を有している。そのひとつは、干渉効果によって指向性が鋭くかつバンド幅の狭い放射が得られることである。その結果、この光源の輝度は円軌道放射のそれと比べて $10^2 \sim 10^5$ 倍となる。また、各種の偏光特性(直線, 楕円, 円)を持つ放射を発生することができるので、放射光利用実験の分野が大きく広がることが期待できる。ただし、以上の特長は蓄積リング内の電子ビームの質に著しく依存することに留意しなければならない。例えば、放射本来の指向性に比較して電子ビームのそれが良好でない場合は所定の輝度が得られないことがある。つまり、放射光源として望まれる理想的な電子ビームの性質としては、ビーム径が無限小であること、ビームを形成している全ての電子が同一の方向に運動していることである。特にアンジュレータの場合はビームの質の良否が放射の特性に関して決定的な影響を与えることに留意しなければならない。蓄積リングの電子ビームの諸性質はほとんどその加速器設計に依存しているが、加速器技術が高エネルギー物理学の分野で発達してきたことから、初期の光源専用リングの大部分は必ずしも光源として最適化したものではなく、むしろ、低エミッタンス特性を余り重視していない素粒子実験用リングの設計を踏襲したものであった。しかしながら、放射光利用の主力は高輝度特性を必要とする方向に傾斜しており、アンジュレータに必要な低エミッタンス特性を可能な限り追求した第3世代放射光源が現在における放射光科学の中心的役割を果たしつつある。

第3世代光源では放射の空間的性質が良好である。結果として(平均)輝度の高い放射が得られる。しかしながら、その空間コヒーレンス特性は、単分子状態タンパク質結晶の構造を調べるような未来型放射光研究に必要なものからはほど遠い。また、放射の時間構造については特別の配慮はなされていない。将来の放射光利用のフロントは、100%の空間コヒーレンスと高い尖頭輝度特性を有する放射光を使って単分子イメージングの実現へ、動的システムの研究へ、あるいは高密度光子による真空紫外~X線領域における非線形現象の解明へと移って行くに違いない。すなわち、次世代光源とは、高性能加速器から得られる高密度(空間的, 時間的)電子ビームをベースにしたX線自由電子レーザーにほかならない。

2. アンジュレータの原理

2.1. なぜ X 線が得られるのか

図 1 に示すように undulator は、多数のマグネットを極性を交換しつつ直線状に配列したものである。したがってその周期長は人工光学的には数 cm 程度に限られてしまう。にもかかわらず発生する放射は X 線域の波長となる (SPring-8 の場合)。この理由は、電子の速度がほとんど光速に達しており、発生した光は電子に圧縮されて (ドップラー効果) その波長が極端に短くなってしまふからである (図 2)。静止エネルギー (0.511MeV) を単位とする電子のエネルギーを γ (Lorenz 因子) とすると、その速度は

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1-\gamma^{-2}}} \quad (1)$$

β は光速を単位とする電子の速度である。エネルギーが GeV 以上の通常の放射光施設では γ は極めて大きな値である (SPring-8 の場合、16000)。したがって、(1) 式は以下のように近似できる。

$$\beta = 1 - \frac{\gamma^{-2}}{2} \quad (2)$$

つまり、光速と電子速度の差はわずか $\gamma^{-2}/2$ である。したがって、アンジュレータ周期長が圧縮される度合いも $\gamma^{-2}/2$ となる。つまり、放射波長の概算はアンジュレータ周期長を λ_u とすると

$$\lambda = \frac{\lambda_u \gamma^{-2}}{2} \quad (3)$$

λ_u を 3cm と仮定すると $\gamma=16000$ で容易に X 線域 (0.06nm) の放射が得られることがわかる。

以下にやや定量的な議論を行う。undulator の磁場が垂直面内に限定され、z 軸 (ビーム軸) に対して次式のような正弦波的变化をしているものとする (図 3)。

$$B_y = B_0 \sin(2\pi x / \lambda_u) \quad (4)$$

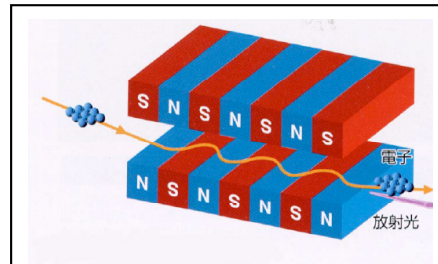


図 1. アンジュレータ原理図

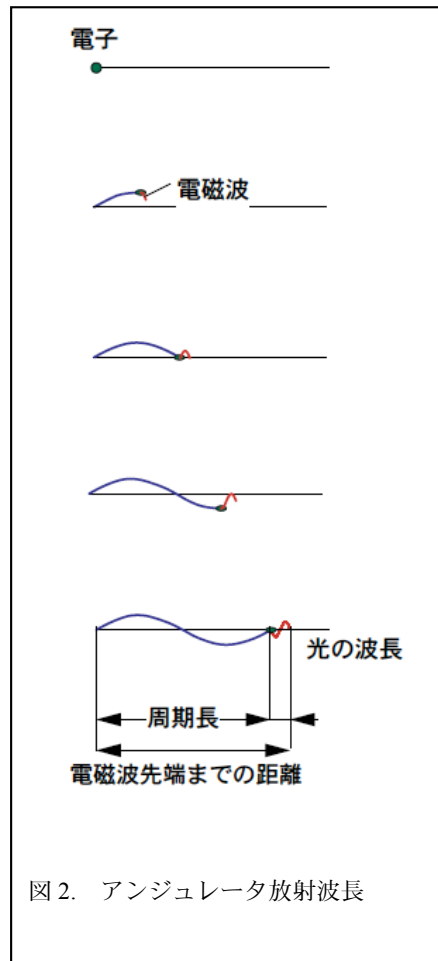
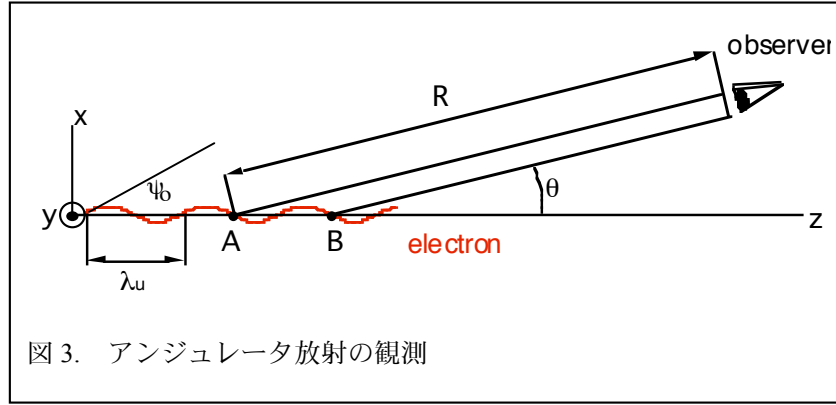


図 2. アンジュレータ放射波長



z 軸に沿って入射したエネルギー γ のビームは, xz 平面内で次式に従う軌道を運動する.

$$x = \frac{\psi_0 \lambda_u}{2\pi} \sin(2\pi z / \lambda_u) \quad (5)$$

ただし, ψ_0 は, 図3に示すようにビームの z 軸に対する最大の傾きであり,

$$\psi_0 = K\gamma^{-1} \quad (6)$$

$$K = 93.4 B_o(T) \lambda_u(m) \quad (7)$$

と表わされる. 特に, 磁場に比例する偏向定数 K は undulator 放射を特徴づける重要な parameter であるので御記憶願いたい. 一方, 電子の速度の z 成分は,

$$v_z = c\beta \left[\left(1 - \frac{K^2}{4\gamma^2} \right) - \frac{K^2}{4\gamma^2} \cos 2\omega_o t \right] \quad (8)$$

$$\omega_o = \frac{2\pi c\beta}{\lambda_u} \left(1 - \frac{K^2}{4\gamma^2} \right) \quad (9)$$

と表わされる. この式から明らかのように, K parameter が大きいと z 軸方向の平均速度は, 電子ビーム固有の速さ $c\beta$ に比べて遅くなることに留意しなければならない.

さて, 観測者が, ビーム軸(z 軸)に対して θ の傾きでこの放射を観測したとする. 図3に示すように正弦波運動をするビームが Z 軸と交わる点を A 点及び B 点とする. 電子が A 点及び B 点を通過する時刻を t_1, t_2 とすると, (8) 式より

$$t_2 = t_1 + \frac{\lambda_u}{c\beta^*} \quad (10)$$

$$\beta^* = \beta \left(1 - \frac{K^2}{4\gamma^2} \right) \quad (11)$$

となる. A 点から R 離れた観測者が, A 点及び B 点からの放射を受ける時刻を t_1, t_2 とすると

$$t_1 = t_1' + R/c \quad (12)$$

$$t_2 = t_2' + (R - \lambda_u \cos \theta)/c \quad (13)$$

となる. したがって, 観測者が受ける電場変化の周期は $\theta \ll 1, K\gamma^{-1} \ll 1$ の場合,

$$T = t_2 - t_1 = \lambda_u \left[\frac{1}{c\beta \left(1 - \frac{K^2}{4\gamma^2}\right)} - \frac{\cos\theta}{c} \right] \quad (14)$$

$$= \frac{\lambda_u}{2c\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2\theta^2 \right)$$

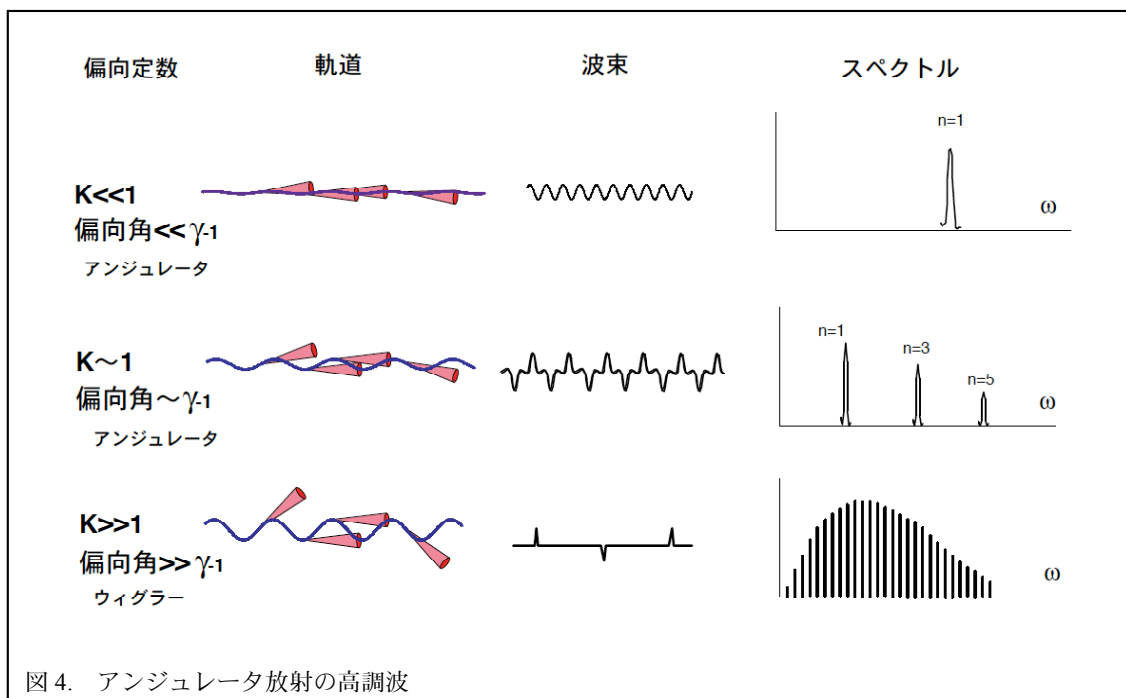
となる。したがって、放射波長（ k 次高調波）は

$$\lambda_k = \frac{\lambda_u}{2k\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2\theta^2 \right) \quad (15)$$

となる。この式より明らかに、 K が大なる値及び θ が大なる値にて、より長波長光が得られることがわかる。

2.2. 高調波

(4) 式で表現されるアンジュレータを **planar undulator** と呼ぶ。最も一般的なアンジュレータである。軸上でこのアンジュレータからの放射を観測すると奇数次高調波だけが観測される。図4に示すように、 K 値が大なるほど高調波の強度が大きくなるとともに基本波振動数が低くなることがわかる（ヘリカルアンジュレータや8の字アンジュレータは異なる高調波特性を示す）。特に $K \gg 1$ の場合、アンジュレータではなくウィグラーと呼ばれることがある。輝度特性よりも高エネルギー領域を狙った挿入光源である。



2.3. 光強度と単色性

N 周期のアンジュレータは N 周期の電磁波で構成される波束を発生する。これを Fourier 変換することにより放射スペクトルを得ることができるが、スペクトル強度が N の自乗に比例し、線幅が N に反比例するのは Fourier 変換の数学的な帰結に他ならない (図 5)。

一般に N 周期の電磁波から得られるスペクトルは k 次高調波について

$$I_k \propto \left(\frac{\sin(N\pi\omega/\omega_1)}{\omega/\omega_1 - k} \right)^2 \quad (16)$$

上式右辺は $\omega = k\omega_1$ にて N^2 となることがわかる。また、バンド幅はおおむね

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx \frac{1}{kN} \quad (17)$$

2.4. 指向性と光源サイズ

アンジュレータ放射各高調波 (分光強度) の角度発散は近似的に以下のように得られる。

$$\sigma_\theta \approx \sqrt{\frac{\lambda_k}{2N\lambda_u}} \quad (18)$$

この角度発散は放射パワーの角度発散と比較して遙かに小さい値である (図 6)。

光源サイズ σ_r は回折限界理論

$$\sigma_r \sigma_\theta \approx \frac{\lambda}{4\pi} \quad (19)$$

から以下のように得られる。

$$\sigma_r \approx \frac{\sqrt{2N\lambda_u\lambda_k}}{4\pi} \quad (20)$$

2.5. 偏光性

planar アンジュレータからの放射を軸上で観測すると軌道面 (蛇行面) の方向で直線偏光が得られる。図 7 の planar アンジュレータの磁場は垂直面内にあるから水平偏光が得

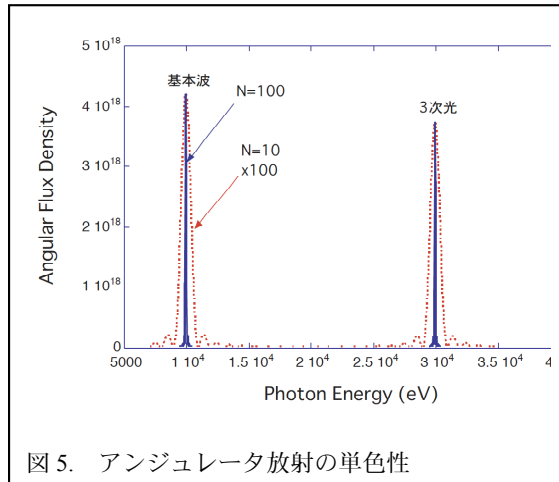


図 5. アンジュレータ放射の単色性

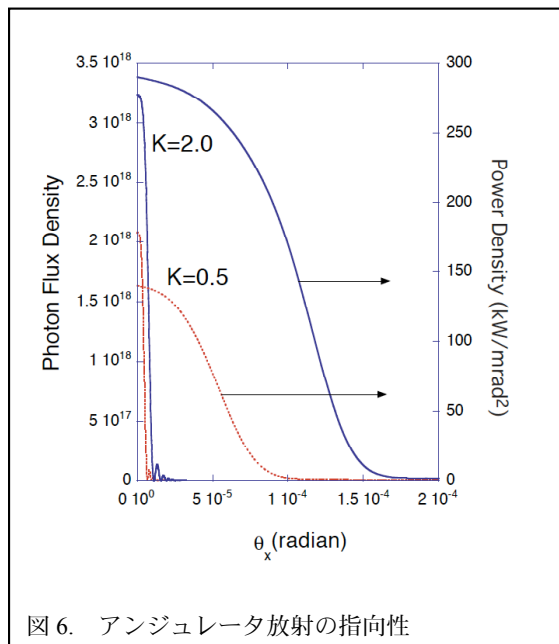


図 6. アンジュレータ放射の指向性

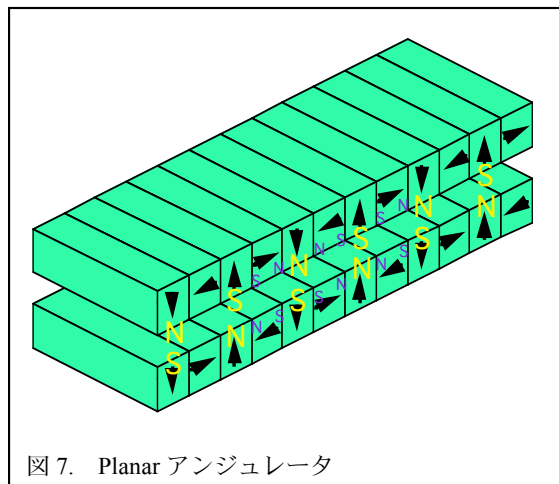


図 7. Planar アンジュレータ

られる。ただし、磁場が水平面内にあるアンジュレータ設計も可能である（図 8、垂直アンジュレータ）。この場合、垂直偏光が得られる。このような偏光は特殊な X 線光学系に必要とされる。

放射光利用実験の要請として円偏光を供給する場合もある。X 線領域の場合、結晶移相子が利用可能である。したがって、この場合、光源としては直線偏光が得られる planar アンジュレータが使用される。しかしながら、軟 X 線領域においては利用可能な移相子が存在しない。光源そのものが円偏光を発生する必要がある。この目的のために考案されたのがヘリカルアンジュレータである（図 9）。互いに直交し、位相差が 90° の周期磁場を持つ。電子は螺旋軌道を描くことによって円偏光放射光を発生する。このアンジュレータのもう一つの重要な特長は軸上では基本波だけを発生することである。高調波が混入しないので純度の高い分光が可能であるばかりでなく光学素子の消耗も最小限とすることができる。

以上の特性は軟 X 線域における直線偏光利用においても必要である。この目的のために考案されたのが 8 の字アンジュレータである（図 10）。互いに直交し、周期長が 2 倍異なる周期磁場によって軸上では高調波強度の低い直線偏光放射光が得られる。なお、高調波次数によって偏光の方向が異なるという特長も持つ。

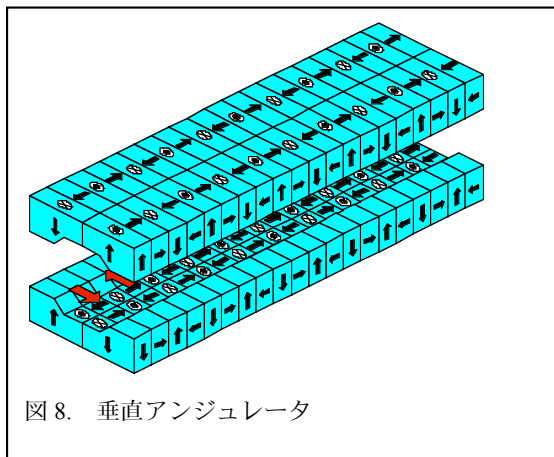


図 8. 垂直アンジュレータ

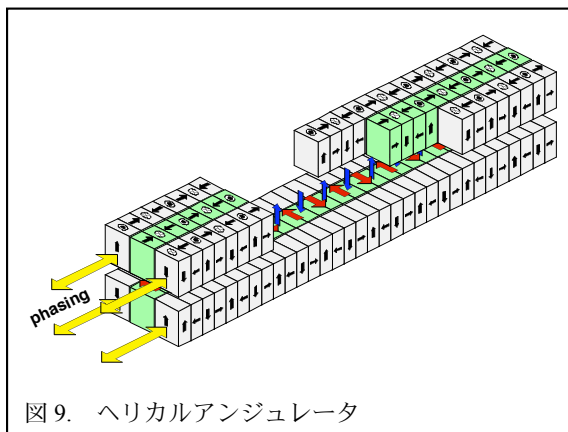


図 9. ヘリカルアンジュレータ

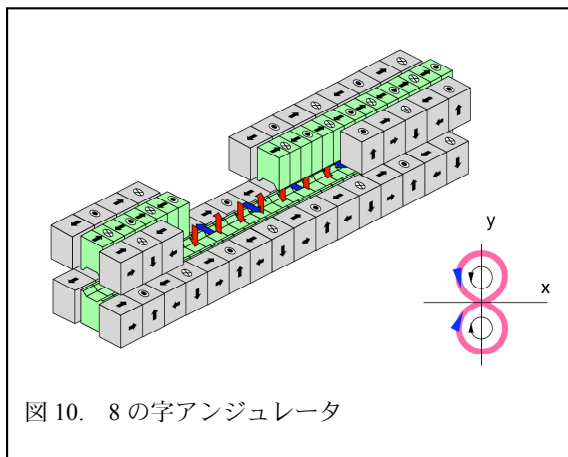


図 10. 8 の字アンジュレータ

3. SPring-8 のアンジュレータ

SPring-8 には計 26 台の挿入光源が設置されている。このうちウィグラーは僅か 1 台、残りは全てアンジュレータであり、しかも 20 台が真空内に磁石列を組み込んだ真空封止アンジュレータである。この日本発信のアンジュレータデザインでは磁石ギャップ内に真空ダクトを持た

ないので極めて狭いギャップ値（6～8mm）を実現することができる。言い換えれば周期長の短い場合（10～30mm）でも高い磁場が発生できるので X 線アンジュレータの本命として SPring-8 ばかりでなく ESRF、Swiss Light Source、PF、UVSOR、LBNL、BNL、PLS 等で採用されている。

4. アンジュレータ放射特性の劣化

アンジュレータ放射の特性は使用する電子ビーム（加速器性能）に依存するばかりでなく、使用法の適切さにおおいに依存する。まず、加速器性能との関係について述べる。2.4.で述べたようにアンジュレータ放射本来の指向性は極めて良好かつ光源サイズも極小である。しかしながら、加速器内電子ビームの指向性とビームサイズは世界最高性能を誇る SPring-8 といえども放射のそれと比べれば遜色がある。したがって、実際の放射（電子ビーム全体からの放射）においてはかなりの光源特性の劣化がある。電子ビームの質を表す物理量としてエミッタンスという量がある。電子ビームの角度発散とビームサイズとの積におおむね等しい量で、低いエミッタンスほど電子ビームの質が良いことになる。

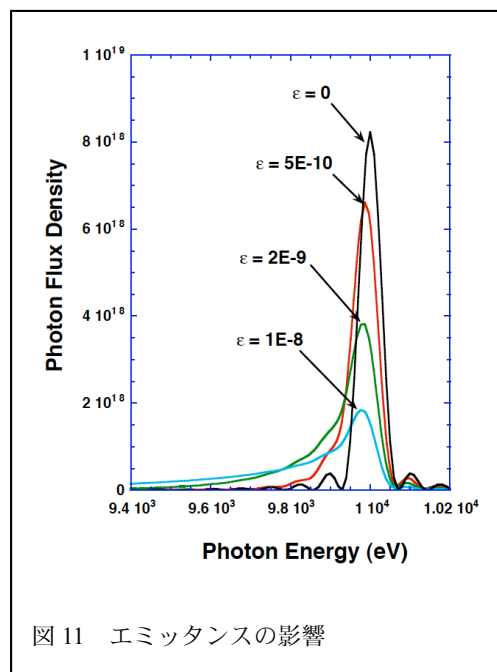


図 11 エミッタンスの影響

図 11 はアンジュレータスペクトルがエミッタンス大なるにしたがって劣化していく様子を示す。

(17) 式に示すようにアンジュレータ放射本来の単色性は周期数の逆数（基本波）となるが、周期数が 1000 近くになると電子ビームの単色性（エネルギー幅の逆数）に影響を受けることがあり、特に高調波ほどこの影響が顕著である（図 12、13）。

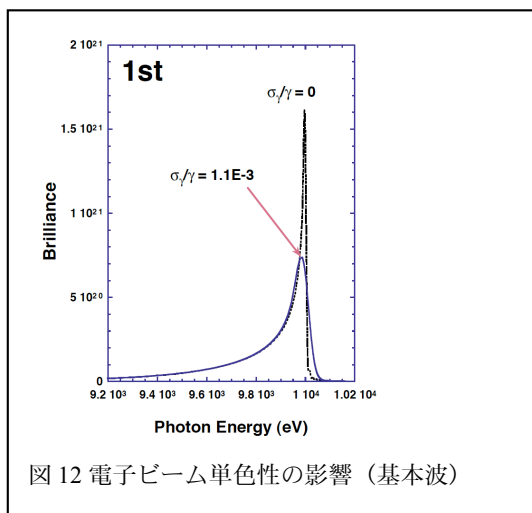


図 12 電子ビーム単色性の影響（基本波）

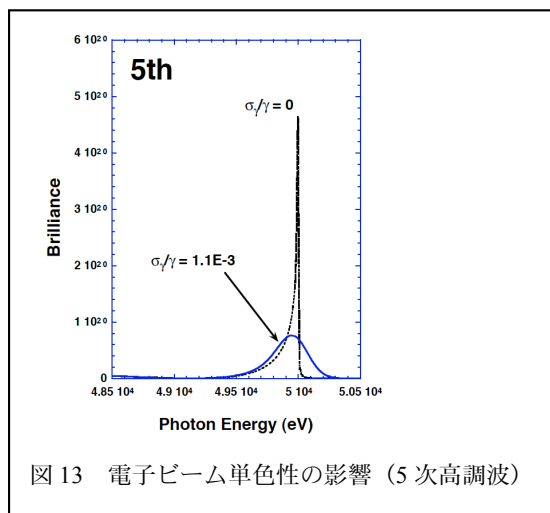


図 13 電子ビーム単色性の影響（5 次高調波）

最後にユーザー側の問題点である。明るい光源をサングラスで見ているくせにこの光源は暗いと不満をいっているような場合がある。この要因は「軸外し」が主たるものであるがその他無数にあっていちいち言及してもキリがないので誤解に基づく典型的な失敗例のみを紹介することにする。偏向部放射の場合は光学系の開口（例えばスリット）を拡げることによって分解能は落ちるかもしれないが分光強度は容易に増やすことができる。しかしながら、アンジュレータ放射の場合は必ずしもそうではないのである。図 14 に示すように必要以上に開口を拡げると分光強度は伸び悩むばかりか熱負荷だけが増大してしまうのである！！

