

## 解 説

## コヒーレント放射

吾郷 智紀\*

## Coherent Synchrotron Radiation

Tomonori AGOH\*

## Abstract

This article presents basic properties of coherent synchrotron radiation (CSR) with numerical examples and introduces the reader to important aspects of CSR in future accelerators with short bunches. We show interesting features of the single bunch instability due to CSR in storage rings and discuss the longitudinal CSR field via the impedance representation.

## 1. バンチ長

バンチ長の話割愛してコヒーレント放射を語ることはできない。先ずバンチ長から話を始めることにしよう。ILC (International Linear Collider) や KEKB (KEKB factory) などの電子・陽電子衝突器では、衝突頻度を上げるために衝突点におけるバンチ長を短くすることが望まれる。放射光施設では化学変化のような時間変化する試料に対し、測定の時間分解能を上げるために持続時間 (パルス長) の短い光が求められるが、これはバンチを短くすることで可能となる。バンチ長は加速器の性能を決める最も重要な要素のひとつであり、短いバンチは加速器の種類を問わず求められている。また、衝突器でも放射光施設でも目的こそ違えども電流を上げることも望まれる。大電流・短バンチは将来の加速器の性能を決める重要な鍵となる。

高エネルギーの電子は偏向磁石で曲げられると、幅広い周波数を含むシンクロトロン放射を出す。このスペクトルのうち波長がバンチ長より長い周波数成分

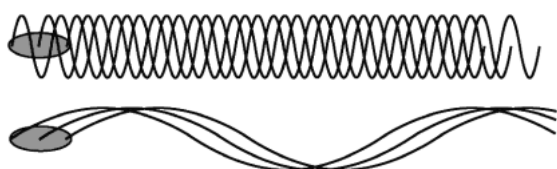


図1 非干渉性の放射 (上) と干渉性の放射 (下)

は図1の下のように位相がそろうために干渉性を有する。干渉性のある放射の低周波成分はコヒーレントシンクロトロン放射 (coherent synchrotron radiation: CSR) と呼ばれ、バンチを成す十億から百億に及ぶ電子からの電磁波がほぼ同位相になり強め合うために、バンチ長よりも波長が長い低周波成分は図2のように大強度になる。

1946年 Schwinger によるシンクロトロン放射の定式化<sup>1)</sup>で長波長域の干渉効果も議論されたのが CSR の研究の原点であるが、初めて CSR が観測される1989年までに永い歳月を要している。CSR 研究の経緯については高橋俊晴氏が学会誌<sup>2)</sup>にて主に実験の面から詳しくまとめておられるので御覧頂きたい。また、光源やビーム診断など CSR の応用についても興

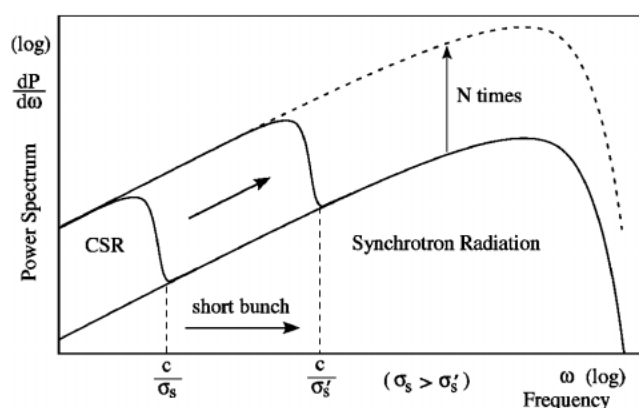


図2 シンクロトロン放射の強度スペクトル

\* 高エネルギー加速器研究機構 KEK  
(E-mail: agoh@post.kek.jp)

味深い解説をされているので一読されたい。CSR によるビーム不安定性の仕事をしている私にとって CSR はどちらかと言うと悪者の印象が強い。本記事では蓄積リングにおける CSR による単バンチの不安定性や CSR のインピーダンスを眺めながら CSR の基本的な性質を紹介したい。

## 2. CSR の性質

### 2.1 個人と集団 —ISR と CSR—

蓄積リングにおける（非可干渉性の）シンクロトロン輻射（incoherent synchrotron radiation: ISR）は個々の電子がエネルギーを放出する現象であり、ISR は電子の振動を減衰する効果がある。輻射に伴う確率的な揺らぎのために、位相空間におけるビームの広がりにはならずリングの設計で決まる平衡状態に落ち着くが、ISR には路面の摩擦のような役割があり、個々の電子はエネルギーを吐き出すことで安定になるというありがたい効用がある。一方、CSR の干渉性は本質的に電子の集団に起因するものであり、輻射方向の集団の形（バンチの電荷分布）で決まる電磁場が集団の構成員である電子に影響を及ぼす集団としての作用である。CSR は電磁波には違いないが、個々の電子の立場からすると波というよりはむしろ空間電荷の描像が似つかわしいかもしれない。ISR とは異なり CSR はバンチ内の電子を縦方向の位置によって減速または加速し、電子にエネルギー変化を与えてしまう。強度が強い場合にはバンチに含まれる電子を引っ掻き回し、その結果バンチが引き伸ばされたり、電荷分布に濃淡ができたり、エネルギー幅が広がったりする。

ERL (Energy Recovery Linac) では、バンチは同じビームラインを一度 (Linac は二度) しか通過しないため、あるひとつのバンチが通過する偏向磁石の数はそれほど多くない。それゆえ CSR のバンチへの影響はエミッタンスの増大など限定的である（もちろん ERL ではビームの質が肝である）。一方、蓄積リングでは ERL などに比べバンチ長がずっと長いために 1 台の偏向磁石における CSR の強度は弱いものの、バンチは恒常的に偏向磁石を通過しているため、周回を重ねるごとに CSR による作用が累積していく。序章でバンチ長より波長の長い輻射成分を CSR と定義したが、CSR や他の電磁場の影響でバンチに構造（電荷密度の濃淡）ができると、その構造一つ一つが言わば短いバンチであり、可干渉の周波数領域が高周波側へ広がる。後で解説するように、波長が短い CSR は真空ダクトによる遮蔽効果が弱いため強度が強く、バ

ンチ内の電子を強く揺さぶる。その結果生じたバンチの構造がさらに短波長の CSR を発生する。このように真空ダクトによる遮蔽に打ち勝って、CSR によりバンチが一気に不安定になる現象が CSR のバーストと呼ばれるものであり、ここ数年いくつかの蓄積リングで観測され注目を集めている<sup>3-5)</sup>。

### 2.2 蓄積リングにおける CSR による単バンチ不安定性

将来計画されている SuperKEKB の陽電子リングのパラメータを用いて、CSR による単バンチの不安定性を見てみよう。陽電子のエネルギーは 3.5 GeV、バンチ長は 3 mm、偏向磁石の軌道半径は 16.3 m、磁石の台数は 134 台とする。真空ダクトは現在使用している物が  $\phi = 94$  mm の丸パイプなので、一辺が 94

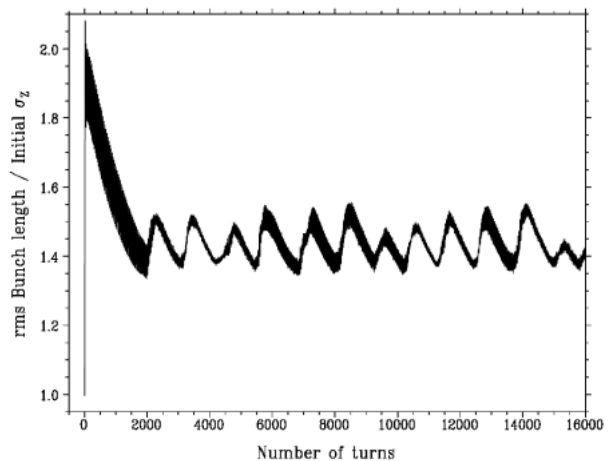


図 3 CSR の影響を受けて振動するバンチ長 (CSR が無い場合の自然長で規格化)。横軸はリングの周回数

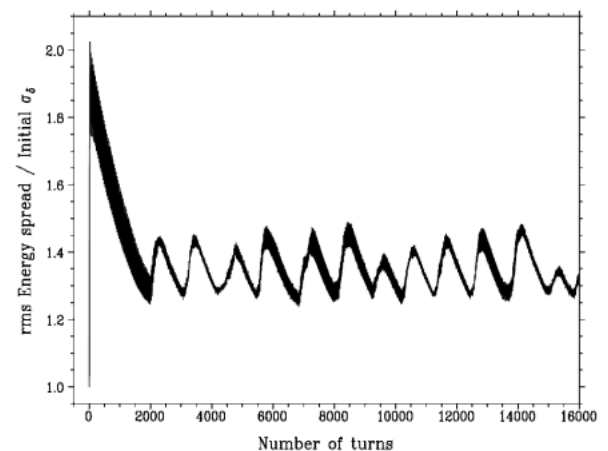


図 4 CSR の影響を受けて振動するバンチのエネルギーの広がり (CSR が無い場合の広がり規格化)。横軸はリングの周回数

mm の正方角パイプで計算をした。図 3, 図 4 はそれぞれバンチ長とエネルギーの広がりをリング周回数に対して描いたものである。

CSR が無ければバンチ長とエネルギーの広がりには輻射減衰と量子揺らぎが平衡する値（縦軸の値が 1.0 のところ）に落ち着くが、CSR を考慮に入れると図 3, 図 4 のようにバンチは不安定になり平衡値から数十パーセント広がったところで激しく振動してしまう。CSR によって不安定になる時間よりも ISR による減衰時間の方が長いため、バンチ長、エネルギー分布ともに鋸の歯のような振動を繰り返している。このように輻射の低周波成分はバンチを不安定にし、高周波成分は電子の不安定な振動を減衰し平衡状態に戻そうとする。バンチ長やエネルギーの鋸の歯のような振る舞いは低周波成分 CSR と高周波成分 ISR の攻防の跡である。CSR による単バンチの不安定性を外部から抑えることはバンチ内の電荷密度を制御することであり非常に難しい。したがって、CSR によるビーム不安定性を抑えるためにはバンチを長くする、バンチ電流を減らす、あるいは真空ダクトによる遮蔽を利用するなど、CSR そのものを小さくする以外に術がないだろう。

それでは、バンチ電流と真空ダクトの太さを変えて SuperKEKB 陽電子リングにおける単バンチ不安定性を見てみよう。バンチ電流  $I_b$  に対するバンチ長とエネルギーの広がりをそれぞれ図 5, 図 6 に示す。横軸のバンチ電流を 0 mA から 2.5 mA (=バンチ電荷約 25 nC) まで変え、真空ダクトの全高・全幅は 50, 60, 70, 80, 94 mm について計算を行った。

図 5 に示すバンチ長はバンチ電流が増えていくにつれて徐々に長くなるが、ある電流を超えると電流に対する勾配が大きくなりバンチ長の変化が大きくなる。例えば真空ダクトの太さが 94 mm の場合（図中○印）、バンチ電流が 0.9 mA を超えた辺りからバンチが急激に引き伸ばされる。この電流に対する閾値はバンチのエネルギーの広がりを見た方が判りやすい。図 6 が示すように、電流が低いとエネルギーの広がりには平衡状態の値（縦軸 1.0）を保持しているが、閾値を超えるとバンチのエネルギー広がりが増え始める。このように蓄積リングでは CSR によってバンチが不安定になり始める閾値電流が存在する。この閾値は CSR の場に依存するので、図 6 が示すように細いダクトを選ぶなどして CSR を小さくすれば、閾値が上がりバンチを安定な状態に保つことができる。例えば、ダクトの太さが 50 mm の場合、バンチ電流が 2.5 mA でもバンチは安定である。しかしながら、ダ

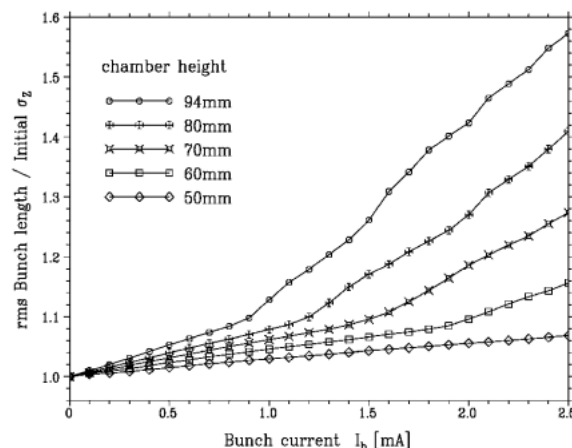


図 5 SuperKEKB におけるバンチ長とバンチ電流の関係

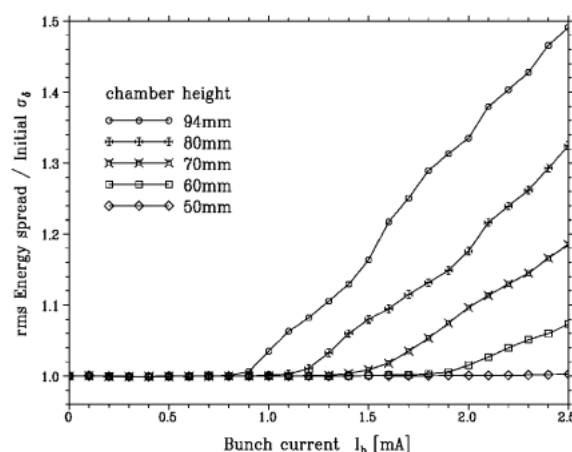


図 6 SuperKEKB におけるバンチのエネルギーの広がり とバンチ電流の関係

クトを細くすると resistive wall やペローズなど加速器が持つ CSR 以外のインピーダンスの影響が大きくなり、単バンチ不安定性や結合バンチ不安定性などの副作用が生ずる可能性がある。したがって、蓄積リングにおけるバンチ長の限界は CSR によって決まる。

### 2.3 電子のエネルギーと CSR の影響

よく知られているように ISR の強度は電子（陽電子）のエネルギーの 4 乗に比例する。スペクトルの主成分は臨界周波数の周辺にあり、この周波数帯が輻射強度を支配している。電子のエネルギーが高くなると強度スペクトルは高周波側へ伸びていくが、スペクトルの低周波領域は相対論的な電子であればそのエネルギーに依存しない。つまり、CSR の電磁場は輻射する電子のエネルギーに依らず、電子のエネルギーが低いほど CSR のビームへの影響は大きくなる。

CSR の強度はバンチの電子数  $N$  の自乗に比例し、その電磁場は電子数  $N$  に比例する。この性質のお陰で CSR は加速器では馴染み深いインピーダンスで表現することができ、ビームラインやリングの設計が与えられれば、バンチ形状やビーム強度、電子のエネルギーに依らない加速器固有の量として CSR が与えられることになる。CSR のインピーダンスを決める要素を具体的に列挙すると、(1)偏向磁石におけるビーム軌道の曲率半径、(2)軌道に沿った磁石の長さ、(3)磁石の台数、(4)真空ダクトの断面寸法（丸パイプの場合は半径）である。

#### 2.4 真空ダクトによる CSR の遮蔽

CSR の最も重要な性質のひとつが真空ダクトによる電磁場の遮蔽である。偏向磁石の中で放出された CSR は金属製のダクトの壁で反射しながら前方へ伝播する。簡単のために真空ダクトは完全導体であるとしよう。壁面での反射は固定端反射であり、反射の際に電磁場の振動位相は反転する。低周波領域では壁で反射した波は反射していない波と干渉し、両者は打ち消しあう。これが CSR の遮蔽効果であり、銅など電気伝導率の高い真空ダクトによって CSR の電磁場を小さくすることができる。ダクトが細いほど、反射波と非反射波の経路差が小さくなるため、図 7 に示すようにダクトの高さ  $h$  に依存して CSR の電場が小さく抑えられる。図 7 の横軸はバンチの進行方向の座標で、 $z=0$  がバンチの中心、右側がバンチ前方、左側が後方である。ダクトで反射した CSR はダクト中心を走るバンチよりも長い行路を伝播するため、バンチよりも縦方向に少し遅れをとる。このため、CSR は前方（進行方向）に輻射されているにもかかわらず、真空ダクトでの反射によって、バンチ前方にいる電子からの輻射がバンチ後方に影響を及ぼす。図 7 が示すように、バンチ後方 ( $z < 0$ ) で電場の値が 0 にならず、尾を引いているのはこの反射のためである。

遮蔽効果の程度は反射波と非反射波の波長に対する相対的な行路差で決まるため、真空ダクトの寸法だけでなくビーム軌道の曲率にも依存する。波長が長いほど反射波と非反射波の位相差が小さくなるので、周波数が低いほど抑止効果が強く、ある周波数より低周波の電磁波はほとんど存在できない。この遮蔽の目安となる周波数を遮蔽周波数という。遮蔽と周波数の関係は後ほど CSR のインピーダンスの章で詳しく見ていただく。ここで注意したいのは、CSR 関連の文献で遮蔽を論ずる際に見かける“cutoff frequency”という言葉であるが、これは導波管などのカットオフ周波数とは物理的にまったく異なるものである。いわゆる

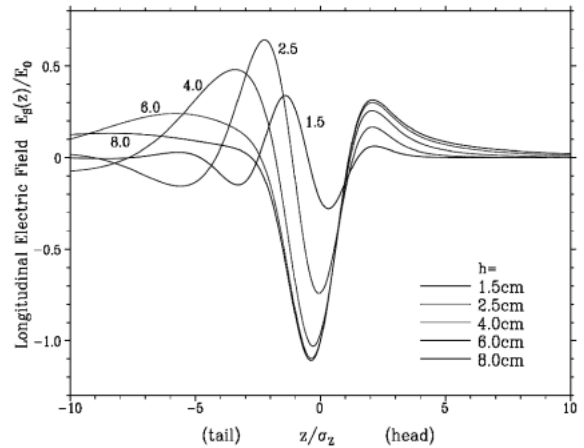


図 7 遮蔽された CSR の電場の縦方向成分

カットオフ周波数というのは導波管の断面形状に適合した電磁波の伝播モードのうち最小の周波数を指し、導波管の寸法だけで決まるものである。一方、CSR の遮蔽周波数はダクトの寸法と軌道の曲率で決まる。真空ダクトを単純化して完全導体の平板を考えてみると、この金属板の効果はバンチと逆符号の鏡像電荷が平板を挟んで向かいに存在しているのと等価であり、逆符号の鏡像電荷からの CSR が真電荷の CSR を一部相殺し電磁場が小さくなると解釈することもできる。

蓄積リングで盛んに CSR が観測されるようになったのはここ数年のことであり、そのほとんどがバンチを意図的に不安定な状態にして、バンチに構造をつくり捕らえられたものである。蓄積リングでは線形加速器に比べバンチが長いいため真空ダクトによる遮蔽が強く、観測できるような CSR を発生させることがこれまでは難しかった。言い換えれば、世の蓄積リングが CSR の影響を受けることなく安定に稼動しているのは真空ダクトによる遮蔽効果のお陰であり、蓄積リングにおける真空ダクトはただ単にビームラインを真空に保つためにあるのではなく、はからずも CSR を抑制する役割も果たしている。

#### 2.5 CSR の時間発展

CSR のもうひとつの重要な性質は偏向磁石内での電磁場の発展である。本質を理解するため、真空ダクトによる遮蔽は忘れて、偏向磁石の磁場のみが存在する空間を考えよう。通常の ISR の電磁場は磁石の入り口付近と出口で同じであるが、バンチを成す多数の電子から輻射される場の集積である CSR はそうではない。

図 8 のように偏向磁石の中ではバンチの軌道は曲がっているのに対し、輻射された CSR は真っ直ぐ伝播

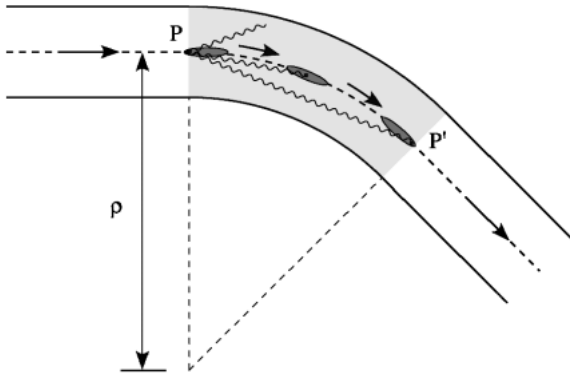


図8 偏向磁石の中を走るバンチと輻射

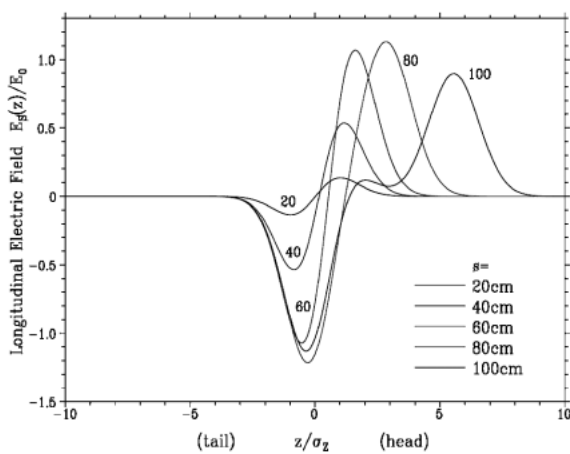


図9 偏向磁石におけるCSRの発展

するため、バンチが光速に近い速度で走っているにもかかわらず、バンチ後方にいる電子からの輻射はバンチの前方に追いつくことができる。要するにCSRは通常のwakefieldと違い因果律に従わない。バンチの最後方にいる電子からの輻射がバンチの最先端のそれと干渉するまでCSRの場は発展し続け、それ以降は定常状態に落ち着く。例えば、縦方向にガウス分布をしているバンチを考えると、バンチ後方 $-3\sigma$ にいる電子からの輻射がバンチ前方 $3\sigma$ の位置に達すればほぼ定常状態と考えてよい。CSRが定常状態に達するまでにバンチが走る距離よりも磁石の長さが短ければ、バンチが磁石の中を通過する間中CSRの場は成長し続ける。ビームの軌道半径にも依るが、蓄積リングのようにバンチ長が $1\text{ mm}\sim 1\text{ cm}$ で磁石長が $1\text{ m}$ 程度の場合、CSRは非定常であることがほとんどであり、バンチが偏向磁石を通過している間、図9が示すように徐々にその大きさを増していく。

### 3. 〈余談〉放射と輻射

radiationは放射または輻射と訳されている。物理学辞典<sup>6)</sup>では放射で統一されており、今日では放射と呼ぶのが一般的であろう。一方、矢から派生した輻射の「輻」の字は矢と同じく「や」と訓読みするが、この字は馬車や荷車などの“車輪の矢”，すなわちスポークを意味する。車輪のスポークのように、ある一点から四方八方へ直線状に広がっていくさまを思い浮かべると、輻射はradiationの訳語として正鵠を射ており、今日一般的に用いられる「放射」よりもずっと優れた学術用語であると言えよう。

radiationの語源はラテン語のラディウス (radius) であるが、ラディウスは棒 (staff, rod) や車輪のスポークを意味し、漢字の矢や輻とまったく同じ概念を持つ。そして車輪のスポークの形象からradiusは円の半径という意味で用いられる。ラテン語のラディウスから派生した言葉はたくさんあるが、英語で線・光線を意味するrayもいにしへのフランスを経由してラディウスから派生した言葉で、(なぜかradiusの“d”が落ちているが) radiationの親戚にあたる。フランス語で光線はrayon, 縞模様はrayureという。光線のように輝く人工絹のレーヨン (rayon) も同源である。これらの言葉を見渡してみると、radiationがラディウスから輻の概念を継承したのに対し、rayは一次元で直線的であり、ラディウスの棒の形を受け継いでいるように思われる。

さて、輻射がradiationの適訳であることはご理解いただけたと思うが、輻が当用漢字でないせいであろうか、現在この言葉を使う人は少ない。かく言う私も長いものに巻かれ、輻射光ではなく放射光、輻射状ではなく放射状と日常何気なく口にしていく。高エネルギー加速器におけるシンクロトロン輻射は極めて指向性が強いのでradiationよりもrayの幾何学に近いが、一点から四方八方へ広がる概念を実に上手く表現した輻射という言葉があまり使われていないのはいささか残念である。ちなみに中国語ではsynchrotron radiationを同歩輻射、CSRを相干同歩輻射と書き、今もそこには車輪の面影が残っている。

### 4. CSRのインピーダンス

前述のようにCSRはインピーダンスで表現することができる。一台の偏向磁石で発生するCSRの縦方向のインピーダンスを見てみよう。計算は近軸光線近似に基づく輻射場のグリッド計算<sup>7,8)</sup>により行い、場の時間発展と真空ダクトによる遮蔽効果が考慮されて

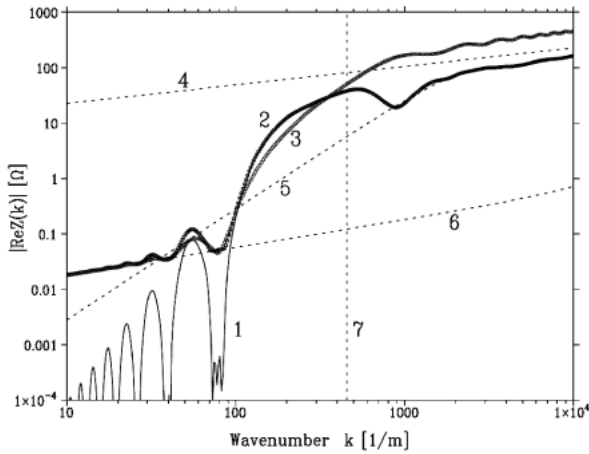


図10 偏向磁石1台あたりのCSRおよびresistive wallのインピーダンスの実数部：絶対値をとって両対数目盛で示してある。横軸は波数 [1/m]。

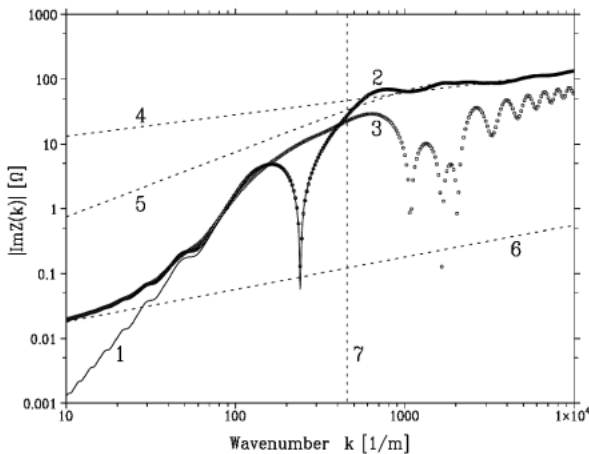


図11 偏向磁石1台あたりのCSRおよびresistive wallのインピーダンスの虚数部

いる。偏向磁場中のビーム軌道の半径を10 m、軌道に沿った磁石の長さを1 mとし、真空ダクトは一辺が10 cmの正方形断面をもつ角パイプを考えた。真空ダクトの材質は完全導体または銅 (resistive wall) の二通りについて計算を行った。

図10、図11はCSRのインピーダンスの実数部、虚数部であり、絶対値をとって対数目盛で示してある。各々の図には以下に示す7本の線が描いてある。

1. 完全導体のダクトで遮蔽されたCSR (数値計算)
2. 銅のダクトで遮蔽されたCSR (数値計算)
3. 2で磁石を出て伝播するCSRを考慮したもの (数値計算)
4. 自由空間における定常状態のCSR (解析解<sup>9)</sup>)

5. 自由空間における非定常状態のCSR (解析解<sup>10)</sup>)
6. 銅製の丸パイプのresistive wallインピーダンス (解析解<sup>11)</sup>)
7. 遮蔽波数 (解析解<sup>12)</sup>)

まずは完全導体のダクト中のCSR (線1) に着目してみよう。インピーダンスの低周波成分は真空ダクトによる遮蔽の為に強く抑えられ、波数について実数部は指数関数的に、虚数部は波数Rの3乗に比例して小さくなる。これは完全導体の平行平板で遮蔽された定常状態のCSRの理論<sup>12)</sup>を定性的に再現している。実数部の低周波領域 ( $k < 100/m$ ) は小さい値ながらも0の周りで有限の値を持っており、対数目盛では線1のような山と谷のような形になる。波数ではなく波長を横軸にとると山の頂点は等間隔になっており、その間隔はダクトの太さと磁石の長さに依存するが、波長に対するスペクトルの周期性が現れる理由はよく解らない。

銅製の真空ダクトを考慮したCSRのインピーダンスを図中の2の線で示す。低周波領域では遮蔽によりCSRが存在できず、周波数が低くなるにしたがって、波数の平方根に比例するresistive wallのインピーダンスに漸近する。波数が  $k = 100/m$  よりも大きい領域では、resistive wallの場合はCSRのそれに比べてずっと小さいため、完全導体と銅の差はほとんどなくなる。ただし、説明の便宜上CSRとresistive wallの場を分けて考えたが、2の線が示すのはresistive wallのダクトによって遮蔽された干渉性放射場であって、実際の電磁場にCSRとresistive wall場の区別があるわけではない。しかしながら特筆すべきは、完全導体で遮蔽されたCSRのインピーダンス (線1) と直線パイプのresistive wallインピーダンス (点線6) を足し合わせるとresistive wallで遮蔽されたCSRのインピーダンス (線2) によく一致するということである。つまり、もし完全導体のダクトで遮蔽されたCSRが得られたならば、それに別途計算したresistive wallの電磁場を重ね合わせることで近似的にresistive wallのダクトで遮蔽されたCSRを得ることができる。

次にインピーダンスの高周波側に目を向けてみよう。CSRの高周波成分は遮蔽の効果が弱いために、実・虚数部ともにダクトのない自由空間における非定常のCSR (点線5) に漸近し、遮蔽波数 (点線7)  $k = 454/m$  の2倍程度の波数で両者はほとんど同じ値になる。したがって、バンチ長の逆数が遮蔽波数よりもずっと大きいような超短バンチの場合、真空ダクトの遮蔽効果を見捨てることのできる。換言すると、ERL

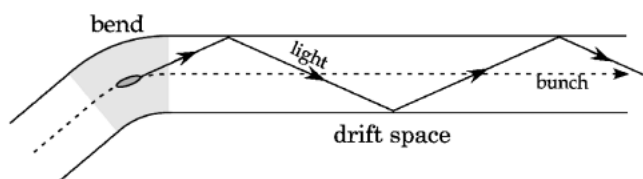


図12 偏向磁石を出て drift space を伝播する CSR

のようにバンチ長が  $0.1 \sim 1$  ps と非常に短い場合には、真空ダクトによる遮蔽効果で CSR を小さくすることはあまり期待できない。

真空ダクトの存在により CSR の電磁場が遮蔽されビームの不安定が抑えられるという認識はおおむね正しいが、真空ダクトによる場の遮蔽があるからといって全周波数領域において CSR のインピーダンスの値が小さくなるわけではない。この計算ではおよそ  $k = 100 \sim 800/\text{m}$  の波数でインピーダンスの実数部は自由空間（点線 5）よりも遮蔽がある場合（線 2）の方が大きく、 $k = 200/\text{m}$  辺りではその比が 10 倍に達する。

線 2 で示されるインピーダンス実数部の値は常に正であるが、虚数部は約  $k = 240/\text{m}$  で 0 となり（対数目盛なので深い谷になっている）、これより低周波の領域ではインピーダンスは負の値、高い周波数では正の値をとる。

さて、CSR は偏向磁石で放出され、ある角度の広がりをもって前方へと進むが、図 12 のように、やがて偏向磁石を出て drift space を伝播する。磁石を出ると軌道は真っ直ぐになっているので、ダクトは真っ直ぐな導波管のようなものを想像してもらえばよい。drift space で CSR は発生しないが、偏向磁石で発生した CSR が磁石を出て、しばらくの間ビームに影響を及ぼす。図 12 のように CSR は真空ダクトの壁で反射しながら伝播するため、ダクト中心を直進するビームに比べて長い経路を伝うことになる。これにより CSR はビームに対し縦方向に徐々に遅れをとり、ある距離（ $5 \sim 10$  m 程度）だけ直線部を走るとビームへの作用は終息する。また、直線部を伝播するにつれて CSR が正弦波に近づいていき、加速・減速が相殺することもビームへの影響が終息する理由のひとつである。ビームが偏向磁石を出た後の影響も考慮に入れた CSR のインピーダンスが図 10・図 11 における 3 の線である。偏向磁石中のみの CSR のインピーダン

スとの違いは主に高周波成分に現れ、この計算例では磁石中のみのインピーダンスの実数部（線 2）の約 3 倍になる。逆に虚数部は磁石以降の作用を考慮すると値が小さくなるが、負の値の波数帯が高い方へ伸びていることが分る ( $k = 240 \rightarrow 1100/\text{m}$ )。したがって、特に短バンチの CSR の影響を調べる際には、“偏向磁石中”の CSR の影響のみならず、“磁石を出た後”のビームへの影響も考慮に入れなければならない。偏向磁石より先の drift space を伝播する CSR も磁石内と同様に時々刻々変化しているので、場の時間発展および真空ダクトによる遮蔽を同時に考慮入れて CSR のインピーダンスを評価することが必要である。

## 5. 後 記

ここ数年、いくつかの蓄積リングで CSR の観測が行われ、理論では説明できない現象が観測されている。例えば UV-SOR II の実験<sup>3)</sup>では電流に対するバーストの閾値が 2 つあるという大変興味深い実験結果が報告されているが、現在のところこれを説明する理論はなく、数値計算でも再現することができない。今後実験と平行して理論や計算による理解も進めていくことが必要であろう。

## 参考文献

- 1) J. Schwinger, Phys. Rev. 70, p. 798 (1946).
- 2) 高橋俊晴, “コヒーレント放射光” 日本加速器学会誌 2 巻 1 号 11-19 頁 2005 年
- 3) Y. Takashima et al., Jpn. J. Appl. Phys. 44, L1131 (2006).
- 4) J. M. Byrd et al., Phys. Rev. Lett. 89, 224801 (2002).
- 5) M. Abo-bakr, et al., Phys. Rev. Lett. 88, 254801 (2002).
- 6) 物理学辞典 改訂版 (1994) 培風館.
- 7) T. Agoh, “Dynamics of coherent synchrotron radiation by paraxial approximation” 東京大学博士論文 (2004).
- 8) T. Agoh and K. Yokoya, Phys. Rev. ST-AB, 7, 054403 (2004).
- 9) Ya. S. Derbenev et al., TESLA-FEL 95-05 (1995).
- 10) E. L. Salidin et al., Nucl. Inst. Meth. A398, p373 (1997).
- 11) A. W. Chao, “Physics of collective beam instabilities in high energy accelerators”, John Wiley & Sons (1993).
- 12) R. Warnock, SLAC-PUB-5375 (1990).