

コヒーレント放射光

高橋 俊晴*

Coherent Synchrotron Radiation

Toshiharu TAKAHASHI*

Abstract

Since coherent synchrotron radiation (CSR) from short bunches of electrons was first observed in 1989, several types of coherent radiation have been studied experimentally using linear accelerators. Recently, the CSR has been also observed at storage rings and an energy recovery linac. It is useful tool not only for the diagnosis of an electron beam but also for the light source in the terahertz region.

1. 序 論

短バンチ電子ビームから放射されるコヒーレント放射光が、東北大学原子核理学研究施設の電子ライナックで初めて観測されてから15年が経過した。その間、線型加速器を用いて、コヒーレント放射光を始めとする様々なタイプのコヒーレントな諸放射の基礎的性質が実験的に明らかにされてきた。最近では線型加速器のみならず放射光リングでもコヒーレント放射光の基礎研究が行われており、光と電波の境界のため未開拓であったテラヘルツ領域での分光研究の活発化とあいまって、ミリ波・サブミリ波領域、あるいはテラヘルツ領域における新しい光源として期待されている。本稿では、コヒーレント放射光の歴史的背景や線形加速器における研究の展開、放射光リングでの観測など最近の状況について解説する。

2. 歴史的背景

シンクロトロン放射そのものは、1940, 50年代に活発に行われた高エネルギー加速器開発において、電子シンクロトロンにおける電子のエネルギー損失として研究対象になっていた。損失の対象には、バンチの大きさ程度の波長より長波長側で現れ、放射強度がさらにバンチ内の電子数倍に増強されるコヒーレント放射光も含まれ、エネルギー損失に与える影響について理論的に研究された¹⁻³⁾。その研究の中で、電子シンクロトロンのバンチ長では、コヒーレント放射光はマ

イクロ波領域に現れるので、ビームパイプのサイズを小さくするなど、金属シールドを用いてコヒーレント放射光の発生を抑止し、エネルギー損失への影響を小さくできることが示された³⁾。そして、しばらくの間はコヒーレント放射光への関心は薄れていたのである。そのため、シンクロトロン放射光をX線や真空紫外領域の光源として利用するための専用蓄積リング(放射光リング)の建設期に入っても、コヒーレント放射光は分光研究者の間で関心を持たれることはなかった。

再び注目を集める契機になったのが、天体パルサーからのコヒーレントな放射を研究していた天文学者 F. C. Michel が1982年に発表した論文⁴⁾であり、数 cm のバンチ長を持つ放射光リングにおいて、サブミリ波領域でコヒーレント放射光が発生している可能性を指摘した。これを受けて、世界各地の放射光リングで遠赤外からミリ波・サブミリ波領域での放射光の観測が行われたが、コヒーレント放射光の存在を実証するには至らなかった⁵⁻⁸⁾。その理由は、Michel が独自の特殊な理論的考察からコヒーレント放射光のスペクトルを考え、サブミリ波領域での発生の可能性を言ったためであり、単純なガウス分布をした長さ数 cm のバンチからの放射を古典電磁気学で考えれば、コヒーレント放射光が観測されるのはミリ波よりもさらに長波長になり、通常遠赤外分光の検出装置では観測にかからなかったというのが実情である。

コヒーレント放射光が初めて観測されたという報告

* 京都大学原子炉実験所 Research Reactor Institute, Kyoto University
(E-mail: takahasi@rri.kyoto-u.ac.jp)

がなされたのは1989年になってからであり⁹⁾, その実験は東北大学原子核理学研究施設の電子ライナックにおいて行われた. なぜリングではなく線型加速器だったのか, なぜ日本だったのであろうか. マイルストーンとなった論文が誕生するまでの経緯を簡単に紹介する. 1980年代初期に英国の放射光リングSRSにおいて, J. Yarwoodらのグループにより赤外放射光ビームラインの建設が行われ, その実験目的のひとつにコヒーレント放射光の観測があった. 東北大学理学部物理学教室の光物性研究室で赤外分光を専門としていた難波孝夫助手(現・神戸大学自然科学研究科教授, 赤外放射光の草分けで第一人者)はそのビームラインの立ち上げ時にSRSに留学中で, そのグループに参加して赤外放射光の実験結果を文献5にまとめた. 結果は, SRSでは蓄積リングのためバンチが長く, コヒーレント放射光を観測することはできなかったが, 留学から帰国後, バンチの短い線型加速器ならば可能性があるのではないかと考え, 同じ光物性研究室の池澤幹彦助教授(現・東北大学名誉教授)と共に, 原子核理学研究施設の施設長であった鳥塚賀治教授(現・東北大学名誉教授)にライナックでのコヒーレント放射光の可能性と重要性を説明した. そして, 加速器に関する高い専門知識・技術を持つ同施設の加速器グループ(中里, 小山田, 浦澤, 鳥塚ら)と, 赤外計測の技術を持つ理学部(難波, 池澤), 工学部(近藤), 後に科学計測研究所(現・多元物質科学研究所)の赤外分光グループ(柴田, 伊師ら)が参加して実験が実現したのである. 加速器と赤外分光それぞれの専門家集団が連携し, ひとつの研究チームとしてうまく機能したからこそその成功であったといえる.

3. コヒーレント放射光の概略

電子バンチからの放射は, 観測する波長がバンチ長に比べて短い場合には, 電子の個数分だけ足し合わせた放射強度になる(インコヒーレントな放射). 逆に波長が長い場合には, 電磁波の位相が揃って重ね合わさることになり, 放射強度は電子数の2乗に比例する. これがコヒーレント放射光である. つまり, インコヒーレントな場合に比べて, 電子数倍だけ強度が増大することになる. 模式図を図1に示した. 横軸は波数(cm^{-1})であり, 波長や光子エネルギーに換算することもできる. 縦軸は放射強度をログ・スケールで表している. バンチ長は0.1 mmを想定しているが, その付近の波長よりも短波長側(図では右側)ではインコヒーレントな通常の放射光を表し, 長波長側(図では左側)では急激に強度が増大していることがわか

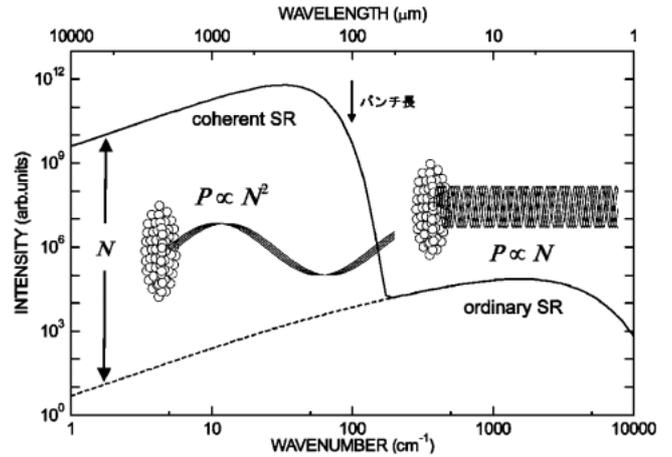


図1 コヒーレント放射光の模式図. 通常, 放射光強度はバンチ内電子数 N に比例するが, バンチ長よりも長波長側では位相が揃って重なり合いコヒーレント放射光となり, N の2乗に比例する. なお, スペクトルの計算では Gaussian バンチ (FWHM 0.1 mm) を仮定している.

る. この増大の程度はバンチを構成している電子数に相当しており, 通常バンチ内電子数は 10^9 から 10^{11} の値であるから, 非常に大きな増幅度になることがわかる.

この概念をもう少し定量的に見てみる. コヒーレント放射光の理論は古典電磁気学による電場の重ね合わせで考えることができ¹⁰⁾, その放射強度は次式のようによくすることができる.

$$P(\nu) = NP_0(\nu) + N(N-1)f(\nu)P_0(\nu) \quad (1)$$

ここで $P_0(\nu)$ は波数 ν での1個の電子からの放射強度であり, N 個の電子すべてに共通であるとする. また, 簡略化のためエミッタンスを無視, つまり, 太さを持たない線状の電子ビームの場合を考えている. 実際, 観測点の方向が電子の軌道方向と大きく違わなければ太さによる位相差はほとんどできない. (1)式の第1項が, 電子数に比例するインコヒーレントな通常の放射光強度を表し, 第2項が電子数の2乗に依存するコヒーレントな効果による増強分を表す.

さて, 第2項に現れる $f(\nu)$ はコヒーレンスの程度を決める量で $0 \leq f(\nu) \leq 1$ の値をとり, バンチ形状因子と呼ばれる. そう呼ばれる理由は, 次式のようにバンチ内電子の確率密度関数 $S(z)$, すなわち電子分布を用いて表されるからである.

$$f(\nu) = |F(\nu)|^2 \quad (2)$$

$$F(v) = \int S(z) \exp(i2\pi v z) dz \quad (3)$$

ここに出てきた $F(v)$ は構造因子と呼ばれ、確率密度関数 $S(z)$ とフーリエ変換の関係になっており一般には複素関数である。このように、コヒーレント放射光とバンチ内の電子分布は密接な関係にあり、後で述べるビーム診断に利用できるのである。

4. 線型加速器におけるコヒーレント放射光

4.1 コヒーレントな諸放射の基礎研究

コヒーレント放射光については、文献9で初めてコヒーレント放射光のスペクトルと電流依存性の測定結果が報告されて以降、可視領域の通常放射光との比較¹¹⁾、広帯域でのスペクトル測定とバンチ形状解析¹²⁾、偏光度¹³⁾、異なるバンチから放射される波束間の可干渉性¹⁴⁾、金属境界によるコヒーレント放射光の抑止効果¹⁵⁾などが実験的に調べられている。さて、コヒーレントとなるのはシンクロトロン放射光に限った話ではない。短バンチ電子ビームから放射される電磁波であればどのような種類であれ、条件を満たす波長領域でコヒーレントとなる。これまでに、様々なタイプのコヒーレントな放射の測定がミリ波・サブミリ波領域で行われており、それらの基本的な性質が実験的に明らかにされてきた。ここでは詳細に踏み込まずキーワードと文献を列挙するにとどめる。

まず、異なる誘電率を持つ2つの媒質の境界を電子が通過する時に発生する遷移放射がある。そのコヒーレント遷移放射について、放射の角分布や電流依存性¹⁶⁾、発光長と放射強度の関係¹⁷⁾、広帯域スペクトルとバンチ形状解析、異なるバンチから放射される波束間の可干渉性¹⁸⁾などが実験的に調べられている。金属板に開いた開口を通過する時に発生するのは回折放射である。開口径あるいは波長による放射の角分布の変化が詳細に測定されている¹⁹⁾。誘電体の内部や近傍を電子が通過する時に発生するチェレンコフ放射については、まず気体について測定された^{20,21)}。その結果は、真空窓として使われている金属箔からの遷移放射と区別がつかないというものであり、その後、有限の発光長でのガス中チェレンコフ放射が可視とミリ波領域で詳細に調べられた²²⁾。さらに、固体誘電媒質を用いたコヒーレントなチェレンコフ放射のスペクトルや角分布が測定された²³⁾。金属格子の表面直上を電子が通過する時には、回折条件を満足する方向に単色のスミス・パーセル放射が発生する。そのコヒーレントなスミス・パーセル放射について、分散

関係とスペクトル²⁴⁾、角度分布やビーム高さへの依存性などが理論との比較で詳しく調べられた²⁵⁾。

ここで特筆すべきことは、コヒーレントであることからくる性質ばかりでなく、コヒーレントになって強度が増強されて観測しやすくなり、それにより初めて明らかにされた放射それ自身の性質もあるということである。例えば文献22では、電子軌跡が有限であることのチェレンコフ放射への影響を可視とミリ波領域で詳細に調べ、一般に知られているチェレンコフ条件に加え、形成層 (formation zone) の長さに相当する媒質中の距離を走行しなければならないという付加条件が加わることを明らかにした。それができたのは、コヒーレントになることでミリ波・サブミリ波領域での測定が可能になったからである。

その他、コヒーレントな放射に関する基礎研究をあげておく。まず、コヒーレント放射光を種にした自由電子レーザーの研究がある。アンジュレータを用いる FEL と異なり、元々の光がすでにコヒーレントになっているため、バンチング過程を無視した FEL の増幅過程の研究が可能である。ウィグラーを使った導波管モードの FEL²⁶⁾、あるいは開放型の共振器だけを使った Pre-bunched FEL の研究²⁷⁾がある。また、コヒーレントな遷移放射の前方放射と後方放射の重ね合わせを用いることにより、ミリ波領域での円偏光放射を発生させる研究²⁸⁾も行われている。

4.2 ミリ波、テラヘルツ光源としての利用

まず始めに赤外領域の呼称について確認しておきたい。図2に示すように、赤外分光では近赤外、中赤外、遠赤外領域という区分けが使われ、波長 $25 \mu\text{m}$ よりも長波長側はすべて遠赤外とひとくくりに呼んでいた。一方、通信などの電波の分野では、波長にもとづき、ミリ波、サブミリ波という呼び方がなされている。最近よく使われるようになった「テラヘルツ領域」という呼称は、サブテラヘルツを含む $100 \text{ GHz} \sim 10 \text{ THz}$ を指す。

また単位であるが、波長や周波数のほかに、波数 cm^{-1} (カイザーと読むこともある) や光子エネルギー



図2 赤外から長波長側における、波長または周波数による呼称。

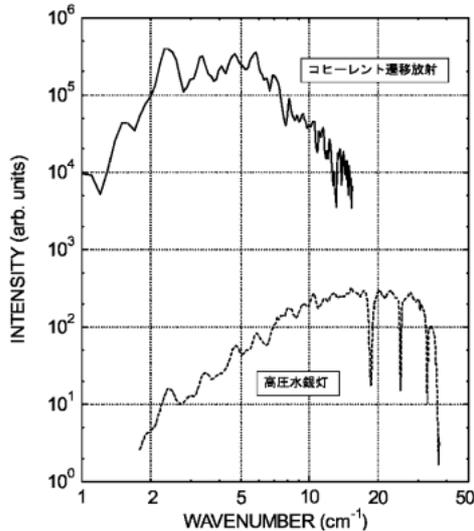


図3 京大原子炉ライナックの専用ビームラインにおけるコヒーレント遷移放射と高圧水銀灯のスペクトルの比較. 縦軸は任意単位であるが, 相対的な強度の比較はできる.

meV が使われることもある. これらの単位の換算には波長 1 mm を基準にして, $1 \text{ mm} = 10 \text{ cm}^{-1} = 300 \text{ GHz} = 1.24 \text{ meV}$ という関係を覚えておくと便利である.

さて, 筆者が所属する京都大学原子炉実験所にある L バンド電子ライナックでは, 世界に先駆け, コヒーレント放射光専用の分光装置を設置し²⁹⁾, 全国共同利用として提供している. 線型加速器にもかかわらず, 高度な専門技術を持つ高見清技術職員の細やかな保守作業とアップグレードのおかげで, 極めて安定な光源である. マーチン・パプレット型干渉分光計や回折格子型分光計, 低温クライオスタットなどを備え, 吸収反射分光に利用されている. 通常はアルミ箔からのコヒーレントな遷移放射を光源として利用しており, そのスペクトルを図3に示す. 破線は, 昔から長い間この波長領域で光源として使われてきた高圧水銀灯 (定格電力 100 W, 口径 10 mm) のスペクトルであり, 両者の受光角はほぼ同じである. コヒーレント遷移放射のスペクトルは高圧水銀灯に比べると, ミリ波領域で 2~4 桁大きな強度であることがわかる. 検出器として液体ヘリウム冷却の Si ボロメータ (内蔵 35 cm^{-1} 短波長カットフィルター) を使っているが, 高圧水銀灯などの実験室光源では通常, 検出器付属の 1000 倍のプリアンプを通すのが普通である. しかし, コヒーレント遷移放射の場合はプリアンプをバイパスしていることから, その明るさを実感できると思う. 京大原子炉ライナックにおける利用研究のうち

特徴的なところでは, ポータブルなパルス強磁場装置と組み合わせた光強磁場スペクトルの研究³⁰⁾, 電子線励起・コヒーレント放射光プローブのミリ波パルスラジオリシスの研究がある. フォトニック結晶を用いたスミス・パーセル放射の研究も行われている. このフォトニック結晶の研究は東北大核理研ライナックでも精力的に行われている³¹⁾. 最近では, 大阪大学産業科学研究所のライナックでイメージングの測定を行ったとの報告もある³²⁾.

なお, テラヘルツ領域は光と電波の境界領域と言われ, これまで分光学的に未開拓であったが, Tera-hertz-TDS 分光システムの普及や通信の高周波数化により, 現在最もホットな研究分野のひとつである. テラヘルツ領域の技術や利用に関する全般的な話題は, テラヘルツテクノロジーフォーラムのウェブサイト³³⁾が参考になる.

4.3 ビーム診断での利用

序論でも述べたように, バンチ内電子分布によりコヒーレント放射光のスペクトルが決まるのであるから, 逆に, コヒーレント放射光のスペクトルを測定することにより, バンチ内電子分布, すなわちバンチ形状を求めることができる. バンチ形状計測に通常用いられているのはストリークカメラである. これは時間領域の測定法であるから, バンチが非常に短い場合や高分解の測定が必要な場合には, より速い走査速度が必要となりおのずと限界がある. 一方, コヒーレント放射光を用いる方法は周波数領域での測定方法であり, バンチが短くなればその測定領域は短波長側, すなわち赤外領域にシフトし, 分光測定技術としては楽なほうへ向かう. よって, コヒーレント放射光を使ったバンチ形状計測は高分解に向けた計測方法であるといえる.

コヒーレント放射光をバンチ形状計測に使えることが実験的に示されて以来¹²⁾, 計測方法に関する様々な研究が行われている. 式(3)からわかるように, バンチ内電子分布のフーリエ変換で与えられる構造因子 $F(\nu)$ は複素関数であり, 測定から得られるのは構造因子の振幅の 2 乗であるバンチ形状因子 $f(\nu)$ であるため, 構造因子の位相情報は隠れてしまい, バンチ形状の非対称成分が計算できない. そこで, クラマース・クロニッヒ (Kramers-Kronig) の関係を用いて位相情報を復元する方法が明らかにされている³⁴⁻³⁶⁾. その方法によるバンチ形状計測の測定例を図4に示す. 測定で得られたコヒーレント放射光のスペクトル (左図実線) とインコヒーレントな計算値 (左図破線), バンチ内電子数から, バンチ形状因子

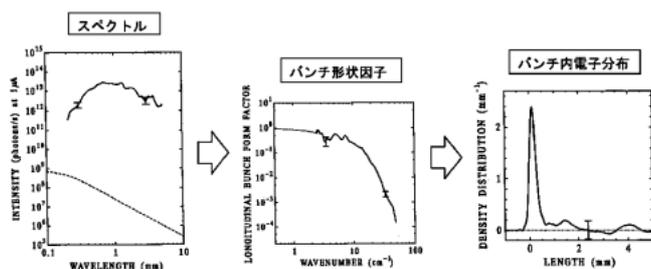


図4 バンチ形状解析の例. コヒーレント放射光の観測スペクトルとインコヒーレントな計算値からバンチ形状因子を求め, それを Kramers-Kronig 解析することによりバンチ内電子分布を計算する.

(中図) を計算することができ, それをクラマース・クロネック解析することによりバンチ内電子分布(右図) を求めることができる.

以上の手法とは別に, 干渉計で得られたインターフェログラムの自己相関図形の幅からバンチ長を推定する方法も開発されている^{37,38)}. また, コヒーレント遷移放射の発散角の分布を調べることによって, 電子ビームのエミッタンスを見積もることができるという報告もある³⁹⁾.

さらに, リアルタイムの高速計測法も開発されている⁴⁰⁾. 通常, コヒーレント放射光のスペクトルを測定するためには, 回折格子型分光器やフーリエ分光計を使用するが, 数分の測定時間を要する. そのため, ビームに時間変動がある場合や, リアルタイムでビーム調整に利用したい場合などには測定に適さない. 高速計測法では, 分散素子と多チャンネルの検出素子から成るポリクロメータをスペクトル測定に使用する. ビームと同期した信号でサンプルホールドすれば, 単発の光パルスだけでバンチ形状計測が可能である. なお, 文献 40 では各種ビーム診断方法の比較が詳細に議論されているので参考になるであろう.

5. 最近の新しい動き

5.1 放射光リングにおけるコヒーレント放射光

リングではバンチ長が大きかったため, コヒーレント放射光の研究は線型加速器が先行していたが, ここにきて放射光リングでも測定されたという報告が増えている. MAX-I で観測された⁴¹⁾のを始めとして, SURF-III⁴²⁾, NSLS⁴³⁾, ALS⁴⁴⁾での測定結果が発表されている. これまでの報告を見てみると, 放射光リングにおけるコヒーレント放射光の発生方法は2通りに分けられるようである. ひとつはシングルバンチに多くの電子を詰め込むことにより, 何らかのビーム不安定性によるマイクロバンチングや密度変調を引き

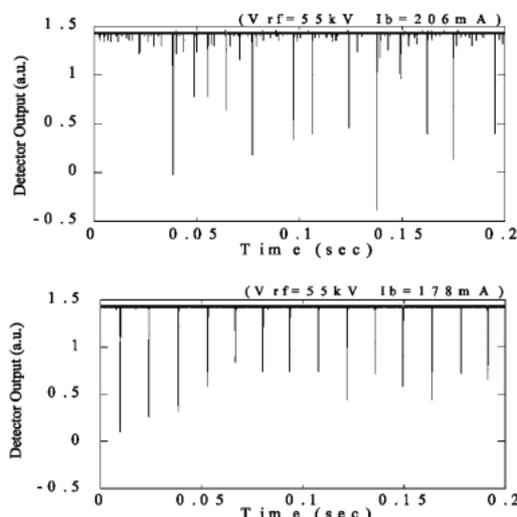


図5 UVSOR-II においてバースト的に発生するコヒーレント放射光を InSb 検出器で受光した時の出力波形.

起こすもので, ビーム電流がある閾値を超えると時間幅数百マイクロ秒, 間隔数ミリ秒でバースト的にコヒーレント放射光が発生する. 国内では UVSOR-II でバースト的に発生するコヒーレント放射光が観測されており, その観測例を図 5 に示す. InSb 検出器(波長領域 0.2~3 mm) で受光した時の出力波形を表し, 上下の図は蓄積電流が異なる. この図から, バーストが準周期的に現れ, かつ蓄積電流により出現の様子も変化することがわかる. バーストの間隔は 10~100 ミリ秒, 個々のバーストの持続時間は数百マイクロ秒である. このバーストはコントロールが難しく, バーストごとのコヒーレント放射光の強度のばらつきが大きいため, 光源として利用するには工夫が必要であろう.

もうひとつのコヒーレント放射光の発生方法は, momentum compaction factor (α_p) を小さく (Low- α 運転) してバンチ自身を短くする方法であり, BESSY-II での報告⁴⁵⁾では安定で定常的なコヒーレント放射光が観測されている. 国内では兵庫県立大学の放射光施設ニュースバルにおいて, Quasi-Isochronous Operation により α_p を小さくし極短バンチ長にすることが可能であり, 最近筆者も参加してコヒーレント放射光の観測を行ったので簡単に紹介する. α_p の値は, 通常の運転モード (Normal- α または Normal lattice) の場合 $\alpha_p = 1.0 \times 10^{-3}$ であり RF 電圧は 130 kV, 一方 Low- α 運転では $\alpha_p = 1.0 \times 10^{-5}$ で RF 電圧は 360 kV まで上げている. 図 6 に電流依存性のデータを示す. 横軸はバンチあたりの電流値, 縦

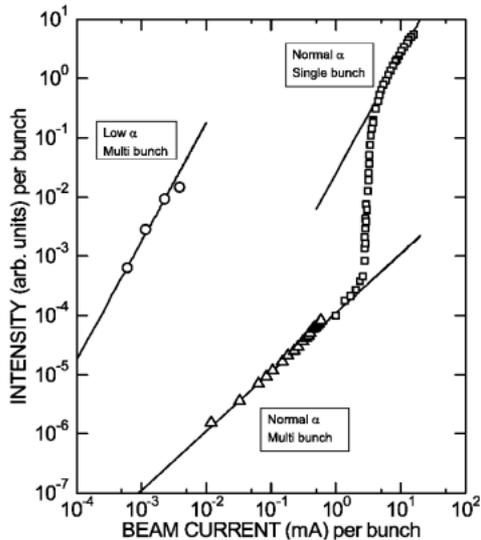


図6 ニュースバルにおけるビーム電流依存性. 横軸はバンチあたりの電流, 縦軸はバンチあたりの放射光強度を表している.

軸は液体ヘリウム冷却 Si ボロメータ (35 cm^{-1} 短波長カットフィルター) で測定したバンチあたりの放射光強度を表す. 左側の丸印が Low- α 運転の場合の測定値である. 電流値の 2 乗に比例する直線によく乗っており, 観測しているのはコヒーレント放射光であることを示している. 一方, 右下のビーム電流に比例した直線に乗っている三角印は, Normal lattice でマルチバンチ運転 (バンチ数 140 個) を行った場合の電流依存性の測定値である. その右上にプロットされている矩形印は, やはり Normal lattice でシングルバンチ運転した場合の測定値である. バンチ電流 5 mA から大電流側では, 電流値の 2 乗に比例した直線に乗っている. 従って Normal lattice の場合にも, バンチあたりの電流値が 2 mA くらいから何らかの原因でバンチに微細構造が生じ始め, コヒーレント放射光の寄与が大きくなることを示している. 図 7 には観測されたスペクトルを示す. 測定にはマーティン・パプレット型干渉分光計を用い, ビームラインの制限から受光角は $8 \text{ mrad (H)} \times 8 \text{ mrad (V)}$ であった. 実線が Low- α 運転で蓄積電流 0.46 mA (バンチあたり $3.3 \mu\text{A}$) の時のコヒーレント放射光のスペクトルであり, 測定系の波数分解は 0.1 cm^{-1} である. 一方, 破線は Normal- α マルチバンチ運転での通常の (インコヒーレントな) 放射光のスペクトルであり, 蓄積電流 200 mA (バンチあたり 1.4 mA) であった. 強度が弱いので測定系の波数分解を粗くして測定している. 蓄積電流は Low- α のほうが 3 桁近く小さいにもかかわらず,

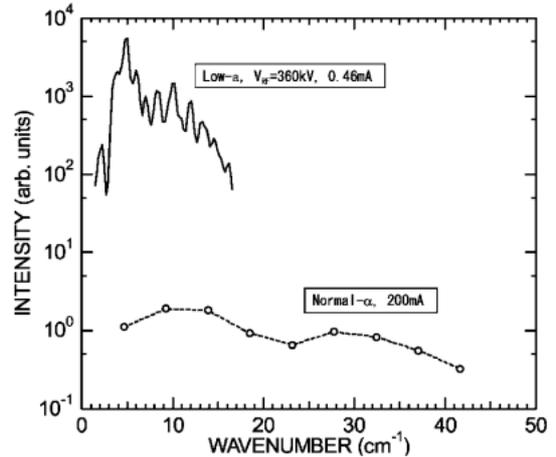


図7 ニュースバルにおける Low- α 運転 (実線) と Normal- α 運転 (破線) でのミリ波・テラヘルツ領域でのスペクトルの比較. Normal- α では強度が弱いため波数分解を粗く測定している.

ず, 放射光強度は 2~4 桁大きいことがわかる. なお, 今回は暫定的に小さな受光角で測定を行っているが, 放射光は長波長ほど縦方向の発散角が大きくなるので, ベンディングチャンバーの改造により縦横 100 mrad 程度の受光角を実現できれば, さらに高強度のコヒーレント放射光が取り出せる.

さて, 放射光リングにおける展開で注目すべきは, ALS においてコヒーレント放射光専用のリングを建設するという計画である⁴⁶⁾. 現存するシンクロトロンの上部に小型のリングを設置するというもので, ユニークな試みである. 専用ということであれば高い電子エネルギーは必要ないから, 取出しミラーなどの熱負荷も心配なく, 入射器も既存のリングと共用なのでコストは大幅に削減できる. また, BESSY に建設中の MSR では Low- α 運転用の多重極磁石を当初から設置するとのことである.

このほか新しい展開として, UVSOR-II ではフェムト秒レーザーを用いてバンチ内に人為的に微細構造を作り出し, 安定にコントロールできる極短テラヘルツパルスを生成する計画もある. この施設では, 既に通常放射光の赤外・テラヘルツビームラインが整備され全国共同利用となっている. それに加えて, 高ピーク強度の極短テラヘルツパルスを光源として提供できれば, 高時間分解能測定など利用の幅が広がり, 分光研究者にとって貴重な施設になるであろう.

放射光リングにおいても海外では既にコヒーレント放射光の利用実験が始まっている. BESSY-II ではテラヘルツ近接場イメージングが行われており⁴⁷⁾, 波数 2 cm^{-1} (波長 5 mm) 付近で $\lambda/40$ の空間分解能を

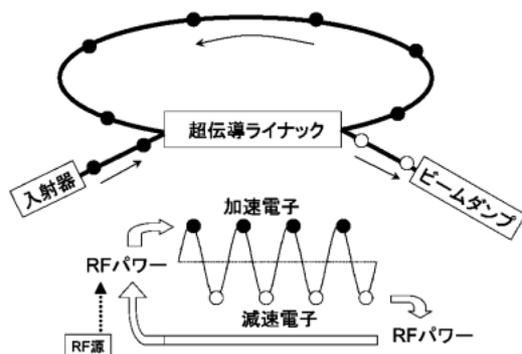


図8 エネルギー回収型ライナック (ERL) の原理図。一周して戻ってきた電子は加速管内で減速位相に乗せられエネルギーを失い、そのエネルギーはRFパワーとして回収される。

表1 赤外光源としての特長の比較。それぞれ典型的な数字を示した (但し ERL は目標値)。IRSR は通常の赤外放射光, CSR はコヒーレント放射光を利用することを表す

	放射光リング	線型加速器	ERL
バンチ長	長 100 ps	短 1 ps	極短 0.1 ps
繰り返し周波数	大 500 MHz	小 10 Hz	大 1.3 GHz
平均電流	大 100 mA	小 10 μ A	大 100 mA
利用可能波長領域	IRSR (赤外~サブミリ波)	CSR (サブミリ波・ミリ波)	IRSR (赤外) CSR (サブミリ波・ミリ波)

達成したことが報告されている。

5.2 エネルギー回収型ライナック (ERL) におけるコヒーレント放射光

ERL は X 線領域における新世代の放射光源のひとつとして注目されている加速装置である。図8に原理を示すように、入射器、超伝導ライナック、周回部、ビームダンプからなる。入射器から超伝導ライナックに入射された電子は、加速空洞内に満たされたマイクロ波 (RF) からエネルギーを受け取り加速される。その後周回部を一周して加速空洞に戻ってきた電子は減速位相に乗せられエネルギーを失い、そのエネルギーはRFパワーとして加速空洞に戻される。従って、外部からわずかなRFパワーを補充するだけで大電流・高エネルギーの電子ビームを作れるのである。その点では、わずかなRF補充で電子ビームを回し続ける放射光リングと同じであるが、ERLは基本コンポーネントが線型加速器であり周回部を1周するだけであるから、放射光リングに比べてバンチ長が短い、ビーム断面が真円に近いなどビームの質が異なる。赤外放射光源として見た場合の、放射光リング、線型加速器、ERLの特長を表1にまとめた。

一般的な放射光リングでは大電流を蓄積することができるが、そのバンチ長が長いために、利用するのは赤外領域の通常の放射光である。線型加速器ではビーム電流はマイクロアンペアの程度であるから、通常の赤外放射光は強度が弱く利用できないが、バンチが短いために、ミリ波・サブミリ波領域でのコヒーレント放射光を利用できる。これらに対してERLは、放射光リング並みの大電流を生成することができ、かつ短バンチであるため、赤外領域の通常の放射光に加え、ミリ波・サブミリ波領域のコヒーレント放射光を同時

に利用でき、非常に広帯域の赤外放射光源となりうる。ただし、基本原理は線型加速器であるから、ビーム電流やバンチ形状の安定性、すなわち光源の安定性には課題もあるであろう。しかし、周回部に複数のビームラインを作り複数ユーザーの同時利用が可能である、ビーム性能は入射器のアップグレードで即応できるなどメリットがある。

このようなユニークな特徴を持つERLからのコヒーレント放射光は、既に米国 Jefferson Lab. において観測されている^{48,49)}。本格的なものではなく実証機の段階であるが、ビームエネルギー 40 MeV、繰り返し周波数 37.4 MHz、平均電流 5 mA、バンチ長 400 fs、軌道半径 1 m、受光角 90(H) × 90(V) mrad² の条件で、10~100 cm⁻¹ の間で 1 W/cm⁻¹ に迫る大強度を観測している。これらの実験パラメータをもとに筆者がコヒーレント放射光のスペクトルを計算し、京大原子炉ライナックでのコヒーレント遷移放射のスペクトルと、SPring-8の赤外ビームライン BL43IR において測定された通常の赤外放射光のスペクトルとともに比較したグラフを図9に示す。ERLではサブミリ波すなわちテラヘルツ領域において、線型加速器からのコヒーレント放射光に比べて、4桁から6桁も上回る強度が得られることがわかる。ERLベースの次世代放射光源を目指すコーネル大学と Jefferson Lab. の共同プロジェクトでは、平均ビーム電流 100 mA、バンチ長 100 fs が目標であるということであるから、もしそこに赤外ビームラインが設置されれば、今回測定されたものよりもさらに大強度で短波長に広がったコヒーレント放射光が得られることになる。なお、国内では日本原子力研究所光量子科学研究センターに赤

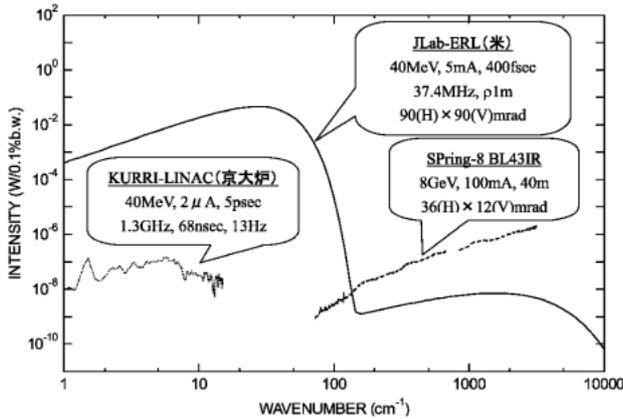


図9 JLab-ERLのスペクトル(実線, 計算値)と京大原子炉ライナックにおけるコヒーレント遷移放射のスペクトル(点線, 測定値), SPring-8赤外ビームラインにおける通常の赤外放射光のスペクトル(破線, 測定値)の比較. 縦軸は, それぞれの受光角でのフラックスを表す.

外 FEL のための ERL が設置されており, コヒーレント放射光の早期の利用開始が望まれる.

6. 結 論

放射光リングでコヒーレント放射光が観測されるようになったことと, テラヘルツ光の応用が増えてきたことで, コヒーレント放射光の研究分野もにぎやかになってきた. 分光光源としての利用は現在のところ分析光としての利用にとどまっている. これまで赤外分光といえば, 透過率, 反射率測定に代表されるように, 赤外光源を分析光として利用する方法が一般的であった. 新しいところではテラヘルツイメージングもあるが分析光としての利用である. 一方, ERL からのコヒーレント放射光のような強力な光源の出現により, テラヘルツ領域での励起光として利用する, あるいは, テラヘルツ放射光を照射することによる物質の創製, 改質, 加工など, これまでの赤外分光の歴史を大きく変えるような利用が可能になるであろう. これまでにも, 赤外 FEL を用いた物質の改質・加工は行われているが, ERL や放射光リングからのテラヘルツコヒーレント放射光は広帯域にわたっての波長可変性, 光源強度の安定性により, テラヘルツ光の照射条件を精密制御した物質の創製が可能になるであろう. さらに興味深いのは, 最近, レーザー・プラズマ加速という加速方式が開発され研究が行われていることである. この方式で加速された電子ビームがプラズマと真空の境界を通過する時に発生するコヒーレントな遷移放射を観測したという報告もある⁵⁰⁾. 多くの電荷

を加速したりエネルギーを揃えたりといった課題も多いが, 原理的には数十 fs のバンチ長が可能であり, コヒーレント放射光のスペクトルが中赤外領域まで広がるので, 光源として非常に楽しみである. このような極短バンチに関しては, SASE FEL によるマイクロバンチングを観測するために, 中赤外領域⁵¹⁾あるいは可視領域⁵²⁾におけるコヒーレント遷移放射を測定したという報告や, 15 fs に圧縮したバンチを使い, 中赤外コヒーレント放射光パルスで励起し X 線パルスでプローブする超高速ポンプ・プローブ実験が提案される⁵³⁾などの展開も見られる.

本稿の内容は筆者の周辺に偏りがちですべての話題を網羅することができず, また詳細に踏み込むこともできなかったが, できる限り参考文献を付すよう心がけたのでご容赦いただきたい.

また, 線型加速器での研究では, 京大原子炉の松山奉史教授, 東北大学多元研の柴田行男助教授, 大阪府大先端研の奥田修一教授, 放射光リングに関しては分子研 UVSOR の加藤政博教授, 木村真一助教授, ニュースバルの安東愛之輔教授, 庄司善彦助教授, ERL に関しては原研光量子の峰原英介主任研究員, 羽島良一主任研究員, このほかにも各方面の諸先生方にご指導をいただくとともに, 有意義な議論をいただきながら研究を進めている. この場をお借りして感謝の意を表す.

参考文献

- 1) J. Schwinger, Phys. Rev. **70**, p. 798 (1946).
- 2) L. I. Schiff, Rev. Sci. Instrum. **17**, p. 6 (1949).
- 3) J. S. Nodvic and D. S. Saxson, Phys. Rev. **96**, p. 180 (1954).
- 4) F. C. Michel, Phys. Rev. Lett. **48**, p. 580 (1982).
- 5) J. Yarwood, *et al.*, Nature **312**, p. 742 (1984).
- 6) E. Schweizer, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **239**, p. 630 (1985).
- 7) T. Nanba, *et al.*, Int. J. Infrared and Millimeter Wave **7**, p. 1769 (1986).
- 8) G. P. Williams, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **62**, p. 261 (1989).
- 9) T. Nakazato, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **63**, p. 1245 (1989).
- 10) C. J. Hirschmugl, *et al.*, Phys. Rev. A **44**, p. 1316 (1991).
- 11) Y. Shibata, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **301**, p. 161 (1991).
- 12) K. Ishi, *et al.*, Phys. Rev. A **43**, p. 5597 (1991).
- 13) E. B. Blum, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **307**, p. 568 (1991).
- 14) Y. Shibata, *et al.*, Phys. Rev. A **44**, p. R3445 (1991).
- 15) R. Kato, *et al.*, Phys. Rev. E **57**, p. 3454 (1998).

- 16) U. Happek, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **67**, p. 2962 (1991).
- 17) Y. Shibata, *et al.*, Phys. Rev. A **49**, p. 785 (1994).
- 18) T. Takahashi, *et al.*, Phys. Rev. E **48**, p. 4674 (1993).
- 19) Y. Shibata, *et al.*, Phys. Rev. E **52**, p. 6787 (1995).
- 20) J. Ohkuma, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66**, p. 1967 (1991).
- 21) Y. Shibata, *et al.*, Phys. Rev. A **44**, p. R3449 (1991).
- 22) T. Takahashi, *et al.*, Phys. Rev. E **50**, p. 4041 (1994).
- 23) T. Takahashi, *et al.*, Phys. Rev. E **62**, p. 8606 (2000).
- 24) K. Ishi, *et al.*, Phys. Rev. E **51**, p. R5212 (1995).
- 25) Y. Shibata, *et al.*, Phys. Rev. E **57**, p. 1061 (1998).
- 26) M. Asakawa, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **64**, p. 1601 (1994).
- 27) Y. Shibata, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, p. 2740 (1997).
- 28) Y. Shibata, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **72**, p. 3221 (2001).
- 29) T. Takahashi, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **69**, p. 3770 (1998).
- 30) Y. H. Matsuda, *et al.*, Physica B **346-347**, p. 519 (2004).
- 31) K. Yamamoto, *et al.*, Phys. Rev. E **69**, p. 045601(R) (2004).
- 32) S. Okuda, *et al.*, Radiation Physics and Chemistry (出版予定).
- 33) テラヘルツテクノロジーフォーラム
<http://www.technova.co.jp/teratech/>
- 34) R. Lai, *et al.*, Phys. Rev. E **50**, p. R3342 (1994).
- 35) R. Lai, *et al.*, Phys. Rev. E **50**, p. R4294 (1994).
- 36) R. Lai, *et al.*, Phys. Rev. E **52**, p. 4576 (1995).
- 37) H. Lihn, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, p. 4163 (1996).
- 38) H. Lihn, *et al.*, Phys. Rev. E **53**, p. 6413 (1996).
- 39) Y. Shibata, *et al.*, Phys. Rev. E **50**, p. 1479 (1994).
- 40) T. Watanabe, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **480**, p. 315 (2002).
- 41) A. Andersson, *et al.*, Opt. Eng. **39**, p. 3099 (2000).
- 42) U. Arp, *et al.*, Phys. Rev. ST AB **4**, p. 054401 (2001).
- 43) G. L. Carr, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **463**, p. 387 (2001).
- 44) J. M. Byrd, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, p. 224801 (2002).
- 45) M. Abo-Bakr, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, p. 254801 (2002); *ibid.* **89**, p. 094801 (2003).
- 46) J. M. Byrd, *et al.*, Infrared Phys. Tech. **45**, p. 325 (2004).
- 47) U. Schade, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **84**, p. 1422 (2002).
- 48) G. L. Carr *et al.*, Nature **420**, p. 153 (2002).
- 49) G. P. Williams, Rev. Sci. Instrum. **73**, p. 1461 (2002).
- 50) W. P. Leemans, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, p. 074802 (2003).
- 51) A. Tremaine, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, p. 5816 (1998).
- 52) A. H. Lumpkin, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, p. 79 (2001).
- 53) B. W. Adams, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **75**, p. 1982 (2004).