

# 加速器から発生する テラヘルツ波の利用

## 1. はじめに

一般に、 $3 \times 10^{11} \sim 3 \times 10^{12}$  Hz (0.3~3 THz,  $10 \sim 100 \text{ cm}^{-1}$ , 1.2~12 meV) の周波数を持つ電磁波をテラヘルツ (THz) と呼んでいる。この領域は、高周波側 (高エネルギー側) の光と低周波側 (低エネルギー側) の電波との境に位置しており、光と電波のそれぞれの領域で開発されてきた光源や検出器の技術の延長では難しい領域であるため、「テラヘルツギャップ」と呼ばれていた[1]。(図 1) しかしながら、格子振動や分子振動、半導体のエネルギーギャップ、伝導キャリアのプラズマ振動数、電子格子相互作用や電子間相互作用で生じる準粒子など、物質科学の根本に関わる素励起の重要な情報を多く含んでいるため、古くから熱光源 (プランク輻射の原理を利用) を用いて地道に基礎的な研究が展開されている[2]。この流れの延長上で、1980 年代半ばに、より先端的なテラヘルツ分光を目的として分子科学研究所 UVSOR にシンクロトロン放射光

(SR) を用いたものとしては世界最初の共用ビームラインが建設された[3]。このビームラインの成功が発端となり、世界各地に THz だけではなく更に高周波側 (短波長側) の赤外 (IR) 領域も含むビームラインの建設がされている。最近の放射光施設には、必ずといっていいほど、THz・IR ビームラインが設置・計画されている。

一般に、FTIR は、気体などの軽い分子からタンパク質などの重い分子の振動モードを精密に測定することができるため、医薬品や化学合成部室などの分析に、大学や民間企業の研究機関で広く用いられている[4]。それに対して、現在の THz・IR ビームラインの主な目的は、市販の赤外分光計 (FTIR) に内蔵されているグローバー灯や高圧水銀灯などに比較して桁違いに高い輝度及び強度を利用した、回折限界空間分解能での分光やイメージング、meV 領域 (sub-THz) の分光、および理想的な点光源であることを用いた超分解能分子分光などである[5]。THz・IR ビームラインは、市販の FTIR では到達できない空間分解能およびエネルギー分解能を実現し、また測定可能な範囲を低波数側へ拡張することに貢献してきた。このように、これまでの THz

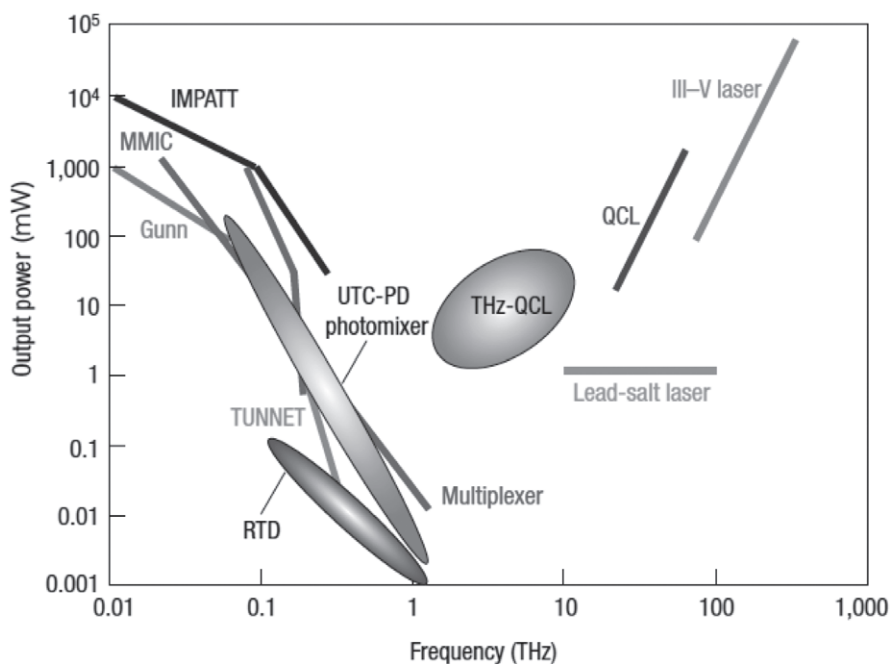


図 1. THz 波 (0.3~3 THz) のより高周波側 (光) と低周波側 (電波) の主な光源の強度分布。(参考文献 1 より転載。)

放射光 (THz-SR), IR 放射光 (IR-SR) は検出光としての利用であった。

その一方で、通常の放射光のような位相の揃っていない光とは異なり、コヒーレントで大強度という性質を持つ放射光発生基礎研究が行われてきた。THz・IR 領域では、コヒーレントな放射光は 2 種類ある。1 つは、アンジュレータ中で電子ビームと発生した光との相互作用によって発生する単一周波数の電磁波で、自由電子レーザー (FEL) と呼ばれているものであり、もう 1 つは、波長より短い電子ビームでは、電子から発する放射光の電場が揃っていることを用いたコヒーレント放射である。コヒーレント放射は、放射光利用者に馴染みの深い、シンクロトロン放射 (CSR) やエッジ放射 (CER)・遷移放射 (CTR) などがある。これらの光は、FEL と違って白色であるにもかかわらず、通常の放射光に比べて、桁違いに高い強度を持つところに特徴がある。

CSR の研究は、1980 年代終わりの電子線ライナックからのコヒーレント放射光 (CSR) の観測[6]から、2000 年以降の電子蓄積リングでの CSR の生成と進化してきた。現在、CSR を利用できる外国の主な施設としては、ドイツ BESSY II [7], MLS [8], フランス Soleil Synchrotron [9], イギリス Diamond light source [10] などがあり、国内では、UVSOR-III [11], 京大原子炉ライナック [12] などである。

2002 年に、アメリカ Jefferson Lab. のエネルギー回収型ライナック (ERL) において、これまでにない大強度で白色の CSR が観測された[13]。(図 2) このことが契機になって、その後、英国 Daresbury の ERL 加速器 ALICE に THz ビームラインが建設され、2009 年に最初の THz-CSR が観測されている[14]。KEK の cERL でも、2000 年代前半から、cERL からの THz 光の発生と利用が計画されてきており、最近になって、CSR が実際に観測された。

本稿では、一般的に広く用いられている THz 光源を紹介し、その後、CSR の発生原理とこれまでに開発・研究されてきた CSR を説明する。その後、cERL からの THz 光の期待される性能と、それを利用するための光学系について示す。最後に、THz FEL や CSR などの大強度 THz 光の応用研究について概観する。

## 2. テラヘルツ光源の種類と性質

THz 光源は、その発光原理により、4 つの種類に分けられる。

1 つ目は、プランク輻射の原理を使った、いわゆる熱光源・黒体輻射光源と呼ばれるものであり、グローバルランプ・セラミック光源や高圧水銀灯がそれにあたる。物体は、熱すると電磁波を発する。THz 領域は室温と同程度であるため、室温程度またはそれ以上の温度を持った物質 (例えば人体) からも、THz 波が出ている。しかしながら、その強度の変化は室温のゆらぎとなるため、分光するのに十分な S/N は得られにくい。そこで、室温のゆらぎより十分高い強度が得られるように、物体を 1000°C 以上の温度に熱し、THz 光源とすることができる。この場合、光源は極めて安定な連続の白色光源になる。光源が安定しているため、分光器にラピッドス

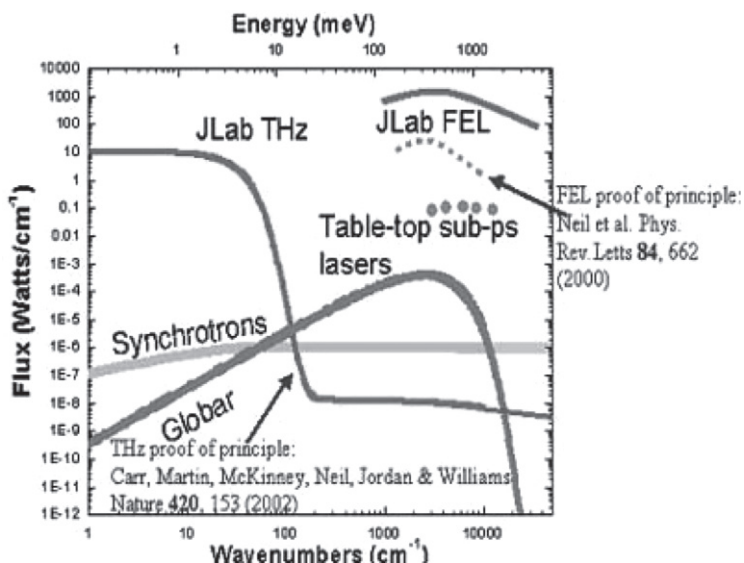


図 2 米国 Jefferson Laboratory の ERL および FEL の強度と放射光 (SR), 熱光源 (Globar) との比較。(www.jlab.org/FEL/felscience.html より転載。)

キャン型フーリエ干渉分光計を用いて光に変調をかけ、その光をシリコンボロメータで検出するのが一般的な手法である。この方法は、光源の輝度は低いですが、取り込む立体角を大きくすれば反射・吸収測定に十分な強度が得られ、かつ、極めて安定しているため、現在でも広く用いられている。

2 つ目は、モード同期チタンサファイアレーザーをベースとした光整流効果や光電導スイッチを用いた手法であり、1990年代前半に出現したものである[15]。パルスレーザーを使うために、超高速時間分解測定も可能であり、従来のFTIRを用いたTHz分光では不可能であった励起状態のダイナミクス測定も可能になった。また、電気光学(EO)サンプリングを用いることで、ボロメータのように液体ヘリウムを用いる必要がなく、室温での検出も可能である。最近では、ニオブ酸リチウムLiNbO<sub>3</sub>結晶を用いて、1 MV/cmの電場、2 μJのピークパワーを超える白色のパルス電場が生成されている[16]。また、量子カスケードレーザー[17]やTHz波パラメトリック発生や差周波THz波発生[18]を使うことで、単色のTHz波が得られる。

3 つ目は、固体発信器であり、ガンダイオード、共鳴トンネルダイオードが該当する。

4 つ目は、本稿で述べる電子線加速器を用いた手法である。主なものとしては、通常のSR、FELおよびCSRがあるが、それ以外にも後進波管(BWO)やジャイロトロン[19]がある。

これらのうち、図1のTHzギャップを埋めるほどの大強度が得られているものとしては、LiNbO<sub>3</sub>を使ったレーザー光源と、電子加速器を使ったFEL、CSRおよびジャイロトロンである。ただし、これらの光源は、その性質が大きく違っている。ジャイロトロンは大強度が得られるが単一波長であり、プラズマ加熱やセラミック等の焼結、電子スピン共鳴などに有用であるが、spectroscopyには不向きである。一方で、FELも単色であるが、波長可変であるため、エネルギー可変の励起光としての利用やspectroscopyも

行われている。LiNbO<sub>3</sub>レーザー光源とCSRはもととも白色光である。

cERLからは、FELとCSRが利用できる可能性がある。そこで、これらの光源の特徴を、以下に示す。

FELは、基本的にレーザーであり、位相の揃った回折限界の単色パルス光源である。パルス幅は、マイクロパルス幅が1 psec程度、マクロパルス幅が1 μsec程度である。波長はアンジュレータギャップや電子ビームのエネルギーを変えることでコントロールできる。加速器としては、通常は小型の線形加速器を用いる。そのため、光のパルス(マクロパルス)間隔は、常伝導線形加速器を用いた場合に数Hz、超電導線形加速器を用いた場合に数MHz~100MHz程度になる。世界にある主な施設としては、IRのFELは、常伝導のものがフランス(CRIO-LCP)[20]、オランダ(FELIX-DFFER)[21]などにあり、超電導のものがアメリカ(Jefferson Lab, 現在停止中)[22]やドイツ(FELBE-HZDR)[23]にある。これらの機関では、利用研究も行われている。国内では、常伝導のものが、東京理科大学・赤外自由電子レーザーセンター[24]、京都大学・エネルギー理工学研究所[25]、大阪大学・産業科学研究所[26]にある。また、THzのFELは、FELIX-DFFER, FELBE-HZDR, アメリカUCSB[27]、Jefferson Lab., 阪大産研で稼働している。東京理科大にも設置されているが、発振には至っていない。cERLでも、本田らを中心にTHzのFELを発振させる計画がある[28]。

FELから得られるTHz波の強度は、例えば、阪大産研のFELを例にすると、マイクロパルスで200 μJ、マクロパルスで25 mJであり、これから見積もった電場の大きさは20 MV/cmになる[29]。この大きさは、パルスレーザーでLiNbO<sub>3</sub>を用いた場合より桁違いに強い。

CSRは、電子ビームの進行方向の長さまたは微細構造の長さより長波長で発生し、広い波長範囲をもつ白色光源である。発散角や偏光性は通常のSRと一致するが、強度は可干渉性をもつ電子数の2乗に比例する。電子蓄積リング中の

電子ビームは、1つのバンチあたり  $10^9 \sim 10^{10}$  程度の電子を持つため、その電子全体が可干渉性を持った場合（つまり、波長がバンチ長より長い場合）は、強度が  $10^9 \sim 10^{10}$  倍に拡大することになる。バンチが微細構造を持つことでバンチ内の一部が可干渉性を持った場合にも、桁違いに強い強度になる。この CSR は、cERL から常に発生している[30]のものであり、利用価値が高い。次章では、CSR の発生原理について説明する。

### 3. CSR の発生原理とこれまでの CSR

加速器中の電子バンチ中の電子は、全くランダムであるので、そのような電子ビームから発生する通常の放射光は、電子ビーム電流（電子数）に比例した強度になる（つまり、光の強度は電子ビームの蓄積量、すなわちビーム電流に比例する）。しかしながら、波長が電子バンチの進行方向の長さより長くなると、バンチ中の電子の位相は揃っていないことになり、あたかも1つの大きな電荷とみなすことができる。その場合、電子バンチが偏向電磁石等で曲げられた際に生じる電場  $E$  は、電子数に比例することになる。放射強度（フォトン数）は  $E^2$  に比例するため、結果として、放射強度は電子数の2乗に比例することになる。これが CSR の発生原理である。

具体的には、電子バンチに含まれる電子数を  $N_e$ 、電子バンチの進行方向の形状を  $S(z)$ 、放射光波長を  $\lambda$  としたとき、CSR の強度  $P(\lambda)$  は、次式になる[31]。

$$P(\lambda) = P_0(N_e + N_e^2 F_e),$$

$$F_e = \left[ \int \exp i \left( \frac{2\pi z}{\lambda} \right) S(z) dz \right]^2 \quad (1)$$

ここで、 $P_0$  は電子1個からの放射強度、 $F_e$  は電子バンチの形状のフーリエ変換で、形状因子と呼ばれている。この式の意味は、電子バンチの全幅に相当する波長以下になると、CSR の強度は、電子バンチ内の電子数の1乗から2乗に変化することである。ただし、 $S(z)$  は形状を表しており、 $F_e$  はそのフーリエ成分であるため、 $S(z)$

が微細構造を持っている場合には、CSR が現れる ( $N_e^2 F_e$  が効く) 範囲が低波長に伸びることになる。例えば、 $S(z)$  としてガウス関数を仮定した場合の形状因子  $F_e$  を計算すると、図3になる。この図から、 $F_e$  は波長  $\lambda \sim \sigma$  から立ち上がり、波長  $\lambda \sim 10\sigma$  ではほぼ1になることがわかる。つまり、CSR が現れるためには、バンチ長より十分に波長が長くなければならず、安定な CSR はバンチ長の10倍以上の波長が必要となる。また、強度が電子数の2乗に比例することは、1乗に比例する通常の SR に比べて、CSR の強度の方が電子数に敏感であること、つまり不安定であることを示している。つまり、CSR を安定に利用するためには、SR に比べて、バンチ形状や光源の電子数の安定性がさらに重要になる。

このような CSR は、1980年代前半に Daresbury の放射光源 SRS で最初の観測が報告され[32]、その後、1980年代後半に東北大の電子線ライナックで観測され、その基本的な性質が詳細に研究された[33]。また、CSR だけではなく、遷移放射[34]、チェレンコフ放射[35]、スミス・パーセル放射[36]、回折放射[37]など、多くのコヒーレント放射に関する研究が行われ、これらの発生原理の基礎が確立した。

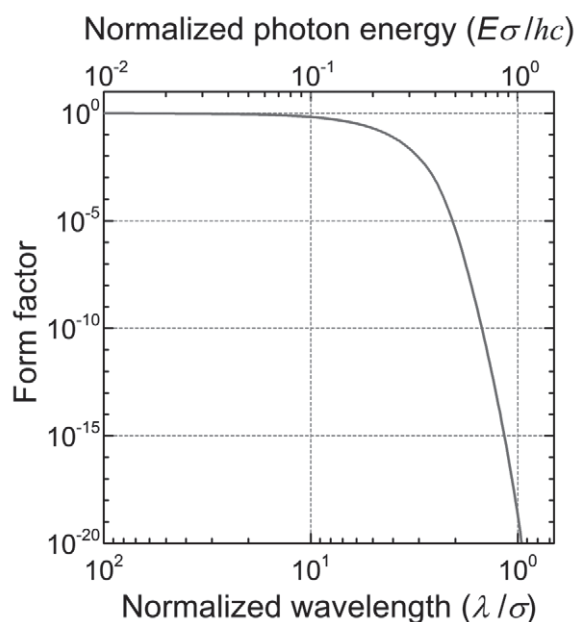


図 3. 形状因子のスペクトル。バンチ内の電子分布はガウス分布を仮定した。



電子線ライナックを使った場合、電子バンチの長さは THz の波長に比べて短いため、主にバンチ長より長い波長で CSR が観測される。このように、電子バンチ内のすべての電子が CSR に関わる程度長い波長では、光の強度は電子ビーム電流値の 2 乗に比例する。通常の電子線ライナックでの電子バンチ内の電子数は  $10^6$  個程度なので、CSR は通常の SR に比べて  $10^6$  倍増強され、 $10^{12}$  個の電子数がある電子バンチからの通常の SR に匹敵する強度になる。通常の SR では、バンチ内の電子数は  $10^{10}$  個程度なので、1 つの電子バンチから発する CSR の強度は、通常の SR より 100 倍程度強いことになる。ただし、平均強度は電子バンチの繰り返し周波数に比例（電子線ライナックは数 Hz、SR は 100 MHz 程度）するため、結果として、電子線ライナックからの CSR の平均強度は SR に比べて約  $10^{-6}$  倍に弱くなる。このように、利用する場合に強度のメリットはなかったため、当時は利用目的ではあまり注目はされなかった。

その後、2000 年あたりから、通常の SR リングからの CSR の研究とその利用が開始された。通常の SR リングでは、電子ビームを安定に周回させるために、電子ビームの進行方向の長さを数 cm～数 10cm に伸ばしている。この電子ビーム全体からの CSR は、その長さに対応する波長より長波長で観測されるはずであり、それは THz 波より波長の長いマイクロ波の領域になる。しかしながら、電子ビームそれ自体の不安定性 (bursting) [38]や外部からパルス光を導入して電子ビーム内に微細構造を作る方法 (laser slicing) [39]や、電子バンチ内の構造の長さを THz の波長程度まで短くする運転 (low- $\alpha$ モード) [40]を行うなどして、THz 波の領域の CSR を作り出す方法が開発された。これらの方法では、通常の SR を使う際のような電子バンチ全体を使った ( $10^{10}$  個の電子による) CSR とはいかないまでも、電子バンチ内の一部、または、low- $\alpha$ モードでは、通常の運転より数桁少ない数の電子が CSR 発生に寄与するとしても、桁違いに大きな増強が得られる。これら、通常の SR リング

で CSR を発生させる方法は、特殊な運転モードが必要であり、SR リングの主要な業務であるユーザー運転と同時並行では利用できていない。そのため、CSR 専用のマシンタイムを確保する必要があり、利用実験はあまり進んでいない。そのような中でも、BESSY II では、超伝導体の THz 分光などの応用研究が行われている[41]。また、UVSOR-III では、ユーザー運転でレーザースライスでの CSR 発生も検討している。しかしながら、更に大強度の THz を常に使うことができる光源として、cERL の実用化に期待したいところである。

#### 4. cERL からの CSR

cERL の運転パラメータを、以下に示す[42]。

1. 加速エネルギー：20 MeV、目標 35 MeV
2. 偏向電磁石の軌道半径：1 m
3. 取り込み可能な立体角：発光点から 820 mm のところに 50 mm 角
4. バンチ内電子数：最近の典型的な運転 0.5 pC/bunch、目標 7.7 pC/bunch
5. バンチ長：典型的な運転 2 ps RMS、目標 50 fs RMS
6. RF 周波数：162.5 MHz または 1.3 GHz

この運転パラメータを元にして、以下のようにパラメータを設定し、予想される SR および CSR の強度分布スペクトルを導出した。

- a. 加速エネルギー：20 MeV
- b. バンチあたりの電荷・電子数：1 pC/bunch ~  $10^7$  個/bunch
- c. ビーム電流：0.16 mA @ 162.5 MHz ~ 1.3 mA @ 1.3 GHz
- d. バンチ長：現在  $\sigma = 0.6$  mm @ 2 ps RMS、目標  $\sigma = 0.015$  mm @ 50 fs RMS
- e. 取込角：60×60 mrad<sup>2</sup>

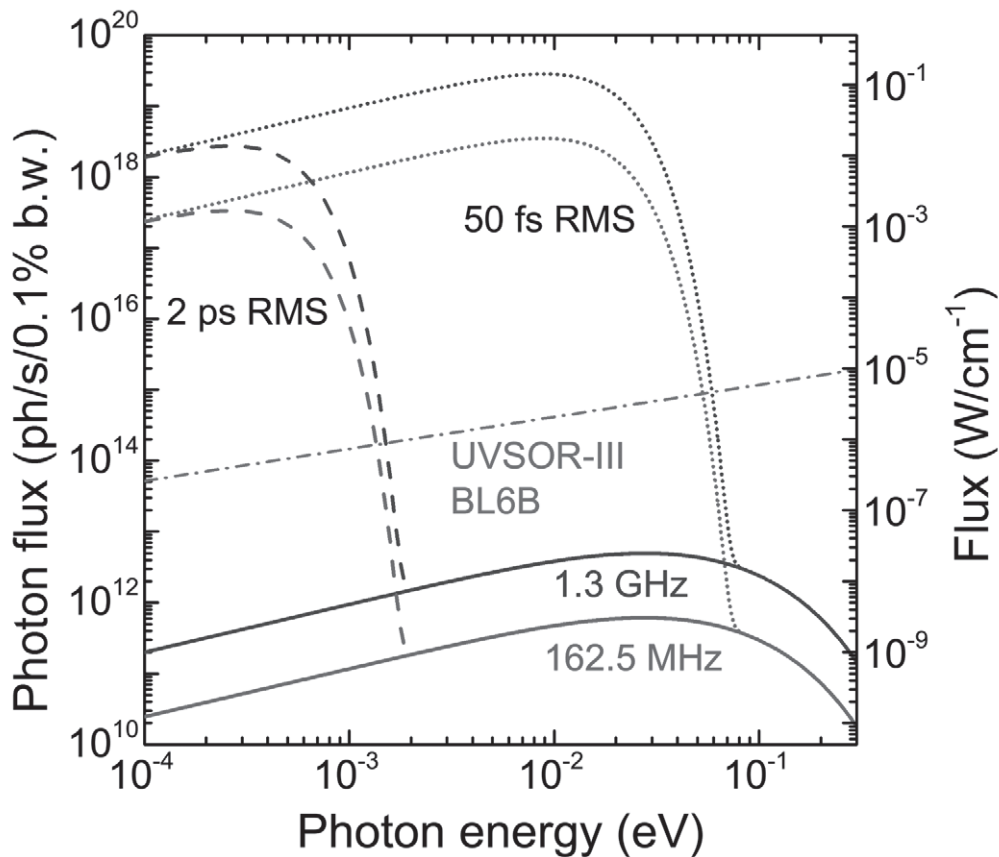


図 4. cERL のパラメータから予想される SR と CSR の光子数スペクトル。ただし、バンチ内電荷量 1 pC/bunch を仮定している。ここで CSR の計算には図 3 の構造因子を用いた。また、比較のために、UVSOR-III BL6B 赤外・THz ビームラインのフラックスも載せた。図 2 と横軸の単位が異なっているが、 $10^{-3}$  eV が  $8 \text{ cm}^{-1}$  に相当する。

このパラメータを用いて計算した、cERL からの SR および CSR の光子フラックスを光エネルギーの関数でプロットしたものを図 4 に示す。SR の計算には SPECTRA ver.9.0 を用いた。実線が SR のスペクトル分布であり、バンチ内の電荷量を 1 pC に固定しており、すべてのパケットに電子バンチがいるので、フラックスは RF 周波数に比例する。破線及び点線は、CSR のスペクトル分布である。ここでは、図 3 のようにバンチ長がガウス分布していると仮定した。2 ps RMS の場合、 $\sigma$  は 0.6 mm なので、波長 0.6 mm (光子エネルギー:  $\sim 2 \text{ meV}$ ) より長い (低い) 領域で CSR が現れる。また、目標値である 50 fs RMS の CSR は、 $\sigma$  は 0.015 mm なので、波長 0.015 mm (光子エネルギー:  $\sim 82 \text{ meV}$ ) より長い (低い) 領域で現れる。これらどちらも、バンチ内の電荷量は 1 pC (電子数は約  $10^7$

個) なので、SR に比較して CSR の増大係数は、 $10^7$  倍になる。また、目標値の 7.7 pC の電荷量の時は、約 60 倍増強され、光の最大強度は、約  $10 \text{ W/cm}^2$  に達すると予想される。ただし、この増大に達する (つまり、形状因子が 1 になる) のは、バンチ長の約 10 倍の波長以上 (立ち上がりのエネルギーの約 1/10 以下) である。

また、軌道面上下方向の CSR の放射角は、通常の SR と等しい。SR は、電子が光速に近い速度で外場を受けながら運動する場合に、電子の作る電磁ポテンシャル (Liénard-Wiechert ポテンシャル) によって発生する。その単位発散角あたりの放射スペクトル強度の角度分布  $\frac{d^2P(\omega, \theta)}{d\omega d\Omega}$  は、

$$\begin{aligned} & \frac{d^2P(\omega, \theta)}{d\omega d\Omega} \\ &= \frac{e^2}{12\pi^3 \epsilon_0 c} \left(\frac{\omega \rho}{c}\right)^2 \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2\right)^2 \\ & \times \left\{ K_{\frac{2}{3}}^2(\xi) + \frac{\theta^2}{1/\gamma^2 + \theta^2} K_{\frac{1}{3}}^2(\xi) \right\} \quad (2) \end{aligned}$$

で与えられる[43]。ここで  $e$  は素電荷、 $\epsilon_0$  は真空の誘電率、 $c$  は光速、 $\rho$  は電子軌道の半径、 $\gamma$  は電子の静止エネルギーに対する加速された電子の比エネルギー、 $\theta$  は放射方向からの角度、 $K_{2/3}(\xi), K_{1/3}(\xi)$  は変形ベッセル関数であり、

$$\begin{aligned} K_{\frac{2}{3}}(\xi) &= \sqrt{3} \int_0^\infty x \sin \left[ \frac{3}{2} \xi \left( x + \frac{1}{3} x^3 \right) \right] dx, \\ K_{\frac{1}{3}}(\xi) &= \sqrt{3} \int_0^\infty \cos \left[ \frac{3}{2} \xi \left( x + \frac{1}{3} x^3 \right) \right] dx \quad (3) \end{aligned}$$

となる。また、

$$\xi = \frac{\omega \rho}{3c} \left( \frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right)^{3/2}$$

である。この式からわかることは、加速エネルギーが大きい場合、つまり  $1/\gamma$  が小さい場合は、放射強度は  $\theta$  の小さいところに集まる（発散角が小さい）ことである。また、放射光の光源は加速器中の電子ビームそのものであるため、大きさ（断面積）は  $1 \text{ mm}^2$  程度以下である。この小さい光源と小さな発散角によって、理想的には極めて低いエミッタンスをもつ光源になっている。

cERL のパラメータから計算した、光子エネルギー  $1 \text{ meV}$ （波長  $1.2 \text{ mm}$ ）と  $10 \text{ meV}$ （ $0.12 \text{ mm}$ ）での SR の放射角を図 5 に示す。この図から、エネルギー  $10 \text{ meV}$  の光は  $\theta_y = 0 \text{ mrad}$  の軌道面上から  $30 \text{ mrad}$  程度以内に集まっているが、 $1 \text{ meV}$  の光は、軌道面上（ $\theta_y = 0 \text{ mrad}$ ）の強度に比べて、そこから  $40 \text{ mrad}$  程度離れた角度にピークがあり、強度は  $80 \text{ mrad}$  程度まで広がっている。偏向部のビームダクトの形状により、取り込み可能な立体角は、縦方向が  $60 \text{ mrad}$ （ $\pm 30 \text{ mrad}$ ）なので、 $10 \text{ meV}$  の THz 波はほぼ取り出

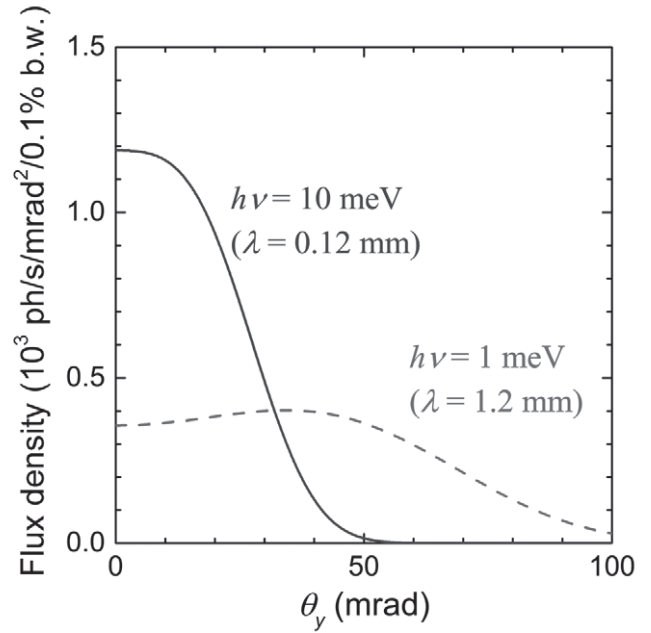


図 5. cERL からの THz SR 光の軌道面外角度分布の光エネルギー（波長）依存性。

すことはできても、 $1 \text{ meV}$  の THz 波は、半分以下になってしまう。この点を克服するためには、偏向部のビームダクトを改良して、開口を更に広げて取込角を増やすのが理想ではある。ただし、そのことによって、電子ビームへ影響が出ないことを担保しなければならない。一方で、ビームダクトは金属製のために、THz 波の反射率は高いことを利用して、ビームダクトを（定在波を立てない）導波管として使うことも考えられる。その場合は、1 つの偏向部からの CSR だけではなく、上流の偏向部からの放射も利用できるため、さらに大きな強度を得ることができると可能性がある。（ただし、下流の光学系は検討が必要。）

## 5. IR/THz SR/CSR の光学系

ここでは、偏向部から放射される CSR の光学系について述べる。CSR の放射角は通常の SR と同じものであるため、原理的には SR の光学系がそのまま利用できる。

現在、赤外・THz SR を集光するために主に使用されている鏡の形状は、大きく分けて 2 種類ある。1 つは、SR の発光する部分を“点”として近似し、点光源からの集光鏡である球面鏡・楕

円面鏡・放物面鏡等を用いた光学系であり、もう1つは、SRの発光を“線”として取り扱う場合で、3次元マジックミラーを用いたものである。前者は、光を取り込む水平方向の立体角があまり大きくない時、後者は大きな取込角で強度を稼ぎたいときに用いる。大きな取込角の場合に、小さな球面鏡を複数配置して1つの焦点へ結像させる方法を行っているところもある[44]。

cERLでは、現在のところ、偏向部の真空ダクトの形状により、大きな $60 \times 60 \text{ mrad}^2$ の立体角を取り込むことが可能であるため、3次元マジックミラーが最も理想的な集光光学系になる。そこで、以下に3次元マジックミラーをつかった光学系の例として、筆者らがこれまで建設してきたUVSOR-III BL6B赤外・THzビームラインの概要を示す。

### 5.1. 3次元マジックミラー

軌道面縦方向の水平方向の微小な電子軌道からの発散角は、式(2)で与えられるものになるが、偏向電磁石からの放射の場合、磁場によって電子が受けたローレンツ力を作る円軌道が重要になる。縦方向と同様に、大きな発散角でSRを取り込もうとすると、発光点は電子の円軌道になる。このことは、偏向電磁石からのSRは、理想的な「点光源」ではなく「線光源」であることを意味する。この光を、球面鏡やトロイダル鏡などの点光源で理想的な光学系を用いると、その「集光点」も「集光線」になってしまい、SRの高い輝度を損ねてしまう。

そこで、非球面・非対称の集光鏡である「マジックミラー」が1976年に考案された[45]。この鏡の形状は、この鏡は円弧から接線方向に発するSRを1点に集光するという近似が入らない理想的な鏡の形状を持っている。その基本的な考え方を図6に示す。円軌道上のE1とE2の2点から接線方向に発するSRがマジックミラー上で反射されて焦点Fに集光するものとする。この時、E1から発したSRがFに到達するまでの時間と、電子ビームがE1からE2まで円軌道上を移動し、その後E2からSRが放射されてF

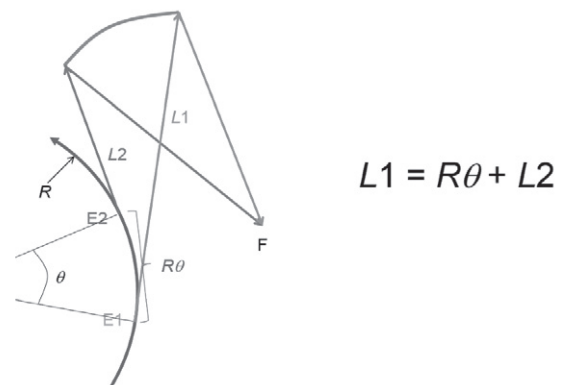


図6. マジックミラーの基本的な考え方。

まで到達する合計の時間が一致するものと考え、鏡の曲面を定式化したものがマジックミラーである。このようにすると、E1からE2までの間で1つの電子ビームから放射されたSRをFに集光でき、またE1とE2の間の時間の遅れを保障する事ができる。つまり、電子ビームのもつ時間構造を保存することができる。

このようなマジックミラーは理想的であるが、定式化された1970年代当時は、まだ制作する技術がなかったため、実証には至らなかった。また、電子の運動する軌道面内だけ定式化（つまり、軌道面に対して鉛直方向の形状がない2次元の関数）されており、上で説明した軌道面に垂直な方向に発散した光の集光に関しては、全く議論されていなかった。そのために、これまでに実際の放射光の集光に用いられることはこれまで全くなかった。

偏向電磁石からのSRを集光するには、図5に示したように、SRは軌道面の外にも強度があり、実際の光学系では、それを取り込む必要がある。例えばUVSOR-IIIのパラメータを使って軌道面外の強度を見積もったのが図7aであり、軌道面外の成分がかなりの割合を占める。そこで我々は、このマジックミラーを軌道面に垂直方向も集光するように拡張した形状（3次元マジックミラー、図7c）を考案し、図7bのような集光を試みた。具体的には、水平方向はマジックミラーの形状、垂直方向は発光点と集光点、およびミラーの位置と入射角から決まる集光条



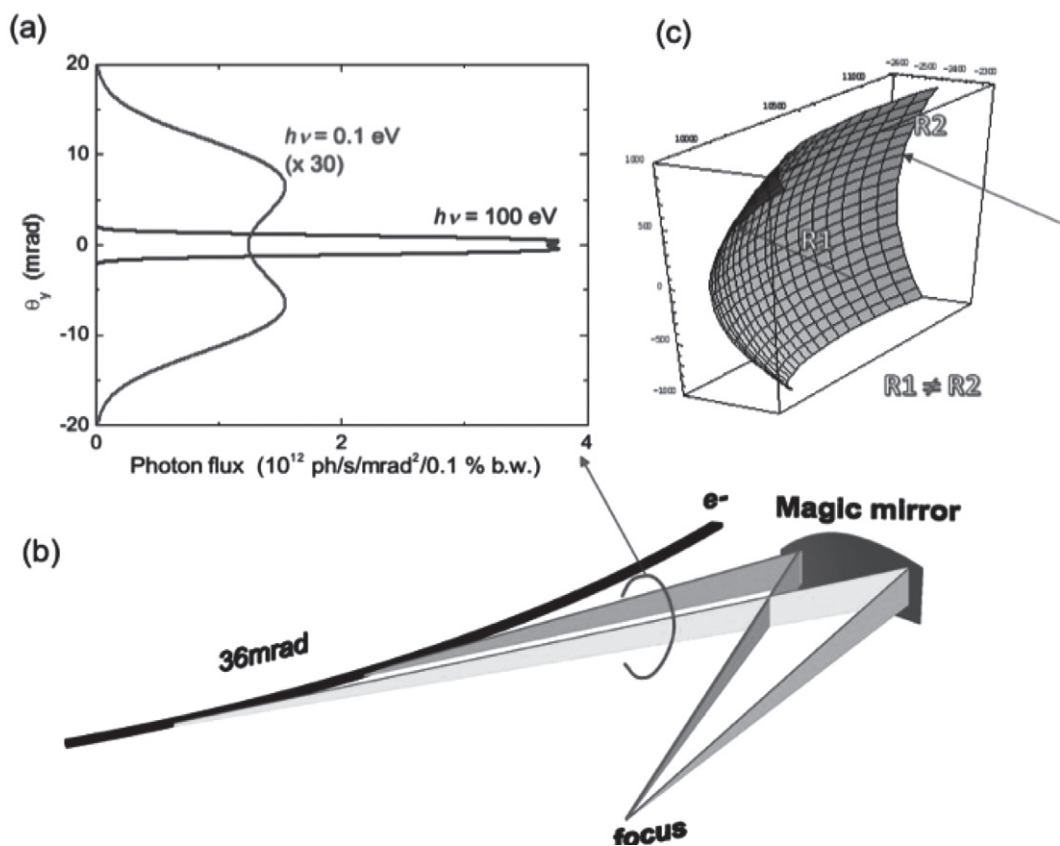


図 7. (a) UVSOR の偏向部からの SR 光の軌道面に垂直方向の光強度分布の光エネルギー依存性。UVSOR のパラメータで計算した。(b) 理想的な偏向電磁石光源の集光。(c) マジックミラーの形状の概念図。

件から出した球面の形状とした。具体的な式は、参考文献46を参考にさせていただきたい。

この光学系は、最初に 1999 年に SPring-8 の赤外物性ビームライン (BL43IR) に導入した[47]。その理由は、極めて大きな放射光リングである SPring-8 は偏向電磁石内の電子の軌道半径は約 40 m あり、水平方向の取込角を 36 mrad とした場合には、約 1.44 m の円弧からの発光になり、点光源とみなすことは困難なためである。

近赤外から遠赤外までカバーした広いエネルギー領域の分光を行うには、比較的小さいシンクロトロン光源の方が有利である。そこで、三次元マジックミラーを、SPring-8 より小さい光源である UVSOR に導入した[48]。UVSOR には、世界で最初に共同利用のために建設された赤外・遠赤外ビームラインがあり、それを改造する事になった際に、三次元マジックミラーを導

入して世界でも最も大きな取り込み角 ( $215 \times 90$  mrad<sup>2</sup>) を実現した。この赤外・遠赤外ビームライン (BL6B) は順次更新・拡張され、現在では、回折限界の赤外イメージングと遠赤外顕微分光に利用されている。

## 5.2. UVSOR-III 赤外・THz ビームライン (BL6B)

BL6B の全体の写真および出射部の光学系を、図 8a, 8b に示す。放射光を取り出す最初のミラーがマジックミラーである。ここで導入された三次元マジックミラーの大きさは水平方向 300 mm、垂直方向 100 mm で、215 mrad (水平方向)  $\times$  90 mrad (垂直方向)の取込角を実現している。

このようにして取り出された放射光は、図 8b で示されたように、2 枚の平面鏡 (M1, M2) で光軸の位置及び方向を調整されて第一焦点

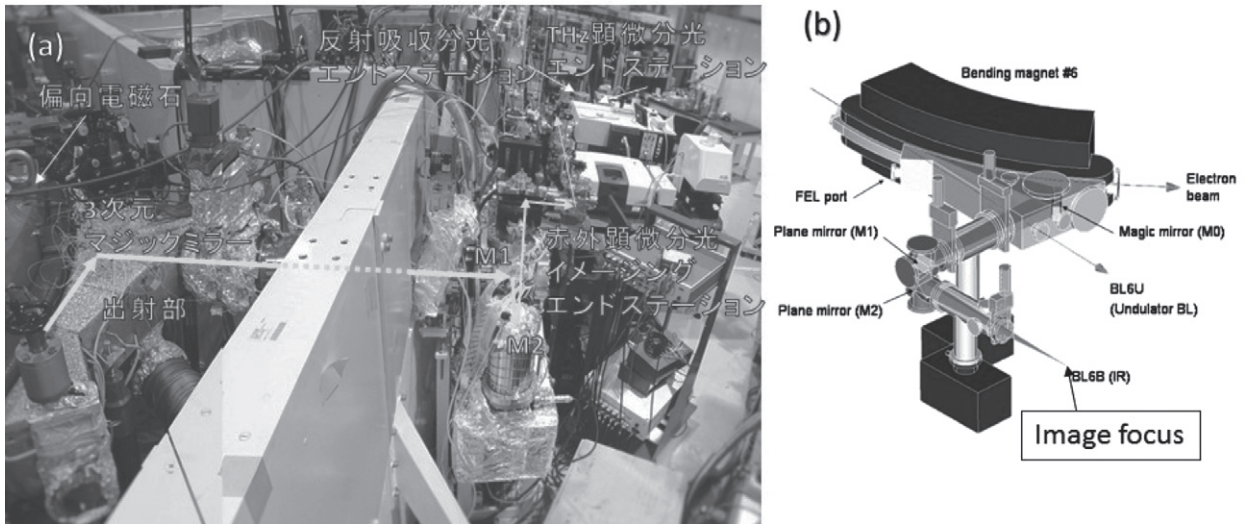


図 8. (a) UVSOR の赤外・遠赤外ビームライン BL6B の全体図. (b) SR 光を取り出す出射部。

(image focus) 位置に導かれる。図 9 に、BL6B の第一焦点での光の大きさを光線追跡法で計算した結果と、実際に測定して得られた大きさを示す。計算は 0.1 eV の光に対して行い、半幅( $\sigma$ )が 1 mm (水平方向) × 2 mm (垂直方向)の大きさになっている。これに対し、HgCdTe (MCT)検出器を用いて 0.05~1 eV の範囲の光を観測した結果、半径約 1.2 mm の円形であることがわかった。この結果は、3次元マジックミラーによってほぼ理想的に放射光が集光されていることを示している。また、第一焦点はマジックミラーから 2.5m の位置にあり、第一焦点からマジック

ミラーへの水平方向の見込み角( $2\sigma_x'$ )は約 86 mrad なので、0.1eV の光に対する横方向の光のエミッタンス( $\sigma_x \times \sigma_x'$ )は 52  $\mu\text{m rad}$  になる。一方で、縦方向は、図 7a の発散角( $\sigma_y' \sim 12 \text{ mrad}$ )と発光点の中心からマジックミラーの距離(約 1 m)とマジックミラーから第一焦点までの距離(約 2.5 m)を考慮することにより、光のエミッタンス( $\sigma_y \times \sigma_y'$ )は 5.4  $\mu\text{m rad}$  となる。通常使われている赤外分光計の光源のエミッタンスは  $\sigma_{x,y} \times \sigma_{x,y}' = 200 \sim 1000 \mu\text{m rad}$  程度であり、放射光が極めて低いエミッタンスを持つ光であることがわかる。

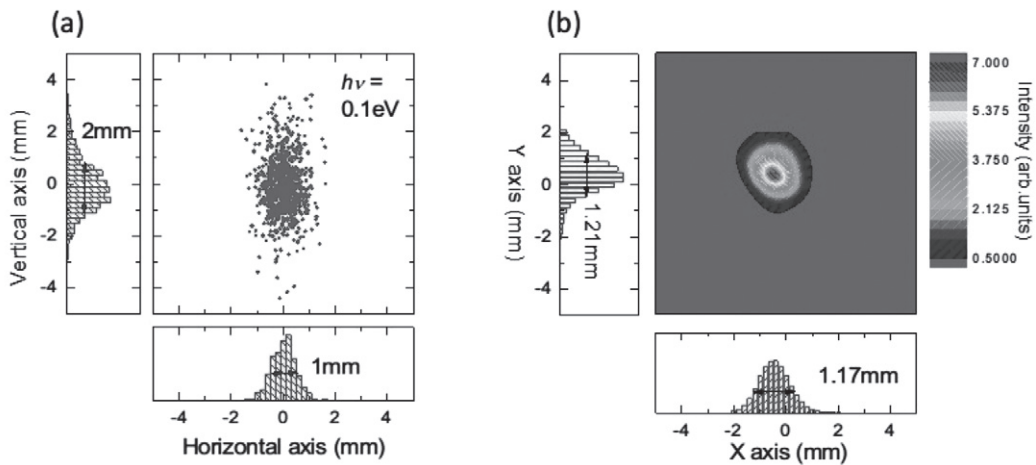


図 9. BL6B の焦点 (図 8b の image focus) における ray trace によるビームサイズの計算値(a)と実際の測定値(b)。計算は 0.1eV のエネルギーを仮定し、測定は、0.05~0.5eV を積分した結果である。

このような低いエミッタンス性は高い輝度の光を作る。実際に、BL6Bの輝度は、従来の光源に比べて桁違いに高い。具体的には、中赤外域(0.1~1 eV)付近では1~2桁程度高いだけだが、遠赤外・遠赤外領域(0.1 eV以下)では2~4桁高い。この性能は、微小領域に集光する必要がある顕微分光に有利である。

図8aには、現在のビームラインの各実験装置(エンドステーション)の配置図も示してある。エンドステーションは、顕微赤外分光イメージング、顕微THz分光、赤外・THz反射吸収分光の合計3つの装置がある。

## 6. 大強度 THz の応用

THz波は、図10に示すように、様々な分野への応用が期待されている。それらのほとんどが、非破壊検査やイメージングなどのプローブ光としての利用である。これらの利用法は、検査試料のある場所に観測装置を持ち込み、その場で検査することが求められる場合が多いと思われるが、さらに精密な分光測定やイメージングを行う必要があるときには、大強度を利用できるCSRやFELが利用されることになるであろう。

それ以外にも、CSRやFELでは、これまでにない大強度やコヒーレンス性が使用できるとしたら、既存の方法からの延長ではなく、全く新しい計測法が可能になる。例えば、CSRの特性は、大強度なパルス特性および高いコヒーレンス性を持った白色光としての特性である。例えば、cERLからは、波数 $1\text{ cm}^{-1}$ あたりの平均強度は10 W、ピーク強度は1 MW(CSRの全強度を $1\text{ mm}^2$ に集めると、ピーク強度は $10\text{ GW/cm}^2$ に達する)が得られると予想できる。

この大強度なTHz波は、既存光源のテラヘルツギャップを埋める光源であるため、これまでにTHz領域で進められてきた分光研究とは全く違った研究が推進できる可能性がある。例えば、THz光を用いたイメージングでは、現在可能な $\text{cm}^2$ 程度の面積のイメージング測定を $\text{m}^2$ 程度まで一度に測定可能にする大面積イメージングや、強度のみをマッピングするのではなく、波

長を分解した測定、つまりカラー撮影が可能になる。THzは分子の微細な振動が現れるいわゆる指紋領域であり、波長を分解した測定を行うことによって、分子の結合に関するわずかな違いを読み取ることができ、それを空間イメージングすることで、たとえば細胞の癌化の情報が得られるものと期待できる。

一方で大強度のTHz波は、近接場分光にも応用できる。近接場分光は波長以下の開口を開けたプローブからでた光を試料にあてることで波長以下の空間分解能で電子状態や分子結合などの情報を得る方法である。試料に照射される光の強度は開口の大きさによるため、開口を小さくして空間分解能を上げようとする、大強度光源が必要である。THz-CSRやFELは従来の光源に比べて $10^6$ 倍程度強いため、 $1\text{ }\mu\text{m}$ 以下の開口でも十分な強度が得られるものと期待できる。この空間分解能を用いると、細胞内や脂質膜内の分子結合の変化を観測できることが期待できる。つまり、生体物質の機能性の発現機構を明確にすることが期待できる。

THz-CSRはパルス光であり、そのピーク強度は $10\text{ GW/cm}^2$ に達する。この強度は、既存のパルスレーザーによるTHz光源を遙かにしのぐも



図10. テラヘルツ技術の広がり。(テラヘルツテクノロジーフォーラムホームページ [www.terahertzjapan.com/frontier.html]より転載。)



のである。そのような大強度の THz 光は、励起光としての利用が可能である。例えば、THz 領域は分子の指紋領域であることから、その分子振動を選択的に励起することによって化学反応を制御できる可能性がある。特に、半導体中の不純物は、半導体の機能性の起源であるが、その固有のモードを共鳴励起することで、選択的に拡散させることができる。このことは、熱による拡散に比べてより理想的な電子状態・機能性を作り出すことが可能になる。

また、cERL の特徴として、THz-CSR とレーザーコンプトン X 線の両方を利用することで、THz 励起の X 線回折という実験も期待できる。THz 光は格子振動を直接励起できることを利用し、物質にコヒーレントフォノンを誘起し、その際に発生する格子変形および相転移を時間分解 X 線回折で観測するというものであり、物性物理の新たな展開が期待できる。

このような大強度 THz 光は、電磁環境両立性 (Electromagnetic Compatibility, EMC) の研究にも重要である。昨今、電波利用が急激に発展し、日常生活で不可欠のものになっている。電波の利用で便利になる一方、人体や電子機器への影響を調べるのが重要になっている。今後携帯電話などで大量の情報をやりとりする必要が出てくるのが予想されるが、その際には、現在の周波数より高い THz 領域の電磁波を使うことになるであろう。その際の EMC を調べる上で、cERL からの大強度 THz 波は重要な役目を果たすことが期待できる。

これまで上げたもの以外にも THz 波の応用は数多くある。例えば、2004 年の米国 DOE-NSF-NIH の THz ワークショップの報告書が有益である[49]。興味があれば、参照いただきたい。

## 7. まとめ

本稿では、赤外・THz SR の概要と、cERL で期待される大強度 THz CSR の発生原理、cERL で予想される THz 波の性能、今後作る予定のビームラインの考え方の例として、UVSOR-III の

赤外・THz ビームラインの光学系について紹介した。また、cERL や FEL の大強度 THz を使って今後進めるべき想定される課題について、述べた。cERL に THz ビームラインができた際には、これまでに類を見ないほどの大強度白色 THz 波が利用可能になり、新しい研究や分析が可能になるものと思われる。

本稿がきっかけになって、まったく新しい THz 分光法・分析法が生まれればと考えている。今後の cERL の発展に期待したい。

## 謝辞

本稿をまとめるにあたり、ご推薦いただいた河田教授、cERL のパラメータを教えていただいた本田洋介博士、FEL とレーザー THz のご議論いただいた入澤明典博士、渡邊浩博士には心より感謝いたします。

- 
- [1] M. Tonouchi, *Nature Photonics* **1**, 97 (2007).
  - [2] S. S. Mitra and S. Nudelman (eds.),  
[2] S. S. Mitra and S. Nudelman (eds.),  
“Far-Infrared Properties of Solids”, (Plenum Press, 1970).
  - [3] T. Nanba, Y. Urashima, M. Ikezawa, M. Watanabe, E. Nakamura, K. Fukui, and H. Inokuchi, *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **7**, 1769 (1986)
  - [4] 例えば、西岡利勝編, 「高分子分析入門」(講談社, 2010) .
  - [5] Ex.) S. Kimura (ed.), *WIRMS 2007 proceedings, Infrared Phys. Tech.* **51** (2008).
  - [6] T. Nakazato, M. Oyamada, N. Niimura, S. Urasawa, O. Konno, A. Kagaya, R. Kato, T. Kamiyama, Y. Torizuka, T. Nanba, Y. Kondo, Y. Shibata, K. Ishi, T. Ohsaka, and M. Ikezawa, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1245 (1989).
  - [7] [www.helmholtz-berlin.de/pubbin/igama\\_output?modus=einzel&sprache=en&gid=1691&typoid=37587](http://www.helmholtz-berlin.de/pubbin/igama_output?modus=einzel&sprache=en&gid=1691&typoid=37587)
  - [8] [www.ptb.de/mls/](http://www.ptb.de/mls/)



- 
- [9] [www.synchrotron-soleil.fr/Recherche/LignesLumiere/AILES](http://www.synchrotron-soleil.fr/Recherche/LignesLumiere/AILES)
- [10] [www.diamond.ac.uk/Beamlines/Soft-Condensed-Matter/B22.html](http://www.diamond.ac.uk/Beamlines/Soft-Condensed-Matter/B22.html)
- [11] [www.uvsor.ims.ac.jp/](http://www.uvsor.ims.ac.jp/)
- [12] [www.rri.kyoto-u.ac.jp/LINAC/](http://www.rri.kyoto-u.ac.jp/LINAC/)
- [13] G. L. Carr, M. C. Martin, W. R. McKinney, K. Jordan, G. R. Neil, and G. P. Williams., *Nature* **420**, 153 (2002).
- [14] [www.stfc.ac.uk/about-us/where-we-work/alice/](http://www.stfc.ac.uk/about-us/where-we-work/alice/)
- [15] テラヘルツテクノロジーフォーラム編, 「テラヘルツ技術総覧」 (NGT, 2007) .
- [16] H. Hirori, A. Doi, F. Blanchard, and K. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 091106 (2011).
- [17] R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, and F. Rossi, *Nature* **417**, 156 (2002).
- [18] K. Kawase, M. Sato, T. Taniuchi, and H. Ito, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2453 (1996).
- [19] [fir.u-fukui.ac.jp/](http://fir.u-fukui.ac.jp/)
- [20] [clio.lcp.u-psud.fr/clio\\_eng/clio\\_eng.htm](http://clio.lcp.u-psud.fr/clio_eng/clio_eng.htm)
- [21] [www.ru.nl/felix/](http://www.ru.nl/felix/)
- [22] [www.jlab.org/](http://www.jlab.org/)
- [23] [www.hzdr.de/db/Cms?pNid=471](http://www.hzdr.de/db/Cms?pNid=471)
- [24] [www.rs.noda.tus.ac.jp/fel-tus/](http://www.rs.noda.tus.ac.jp/fel-tus/)
- [25] [www.iae.kyoto-u.ac.jp/quantum/](http://www.iae.kyoto-u.ac.jp/quantum/)
- [26] [www.sanken.osaka-u.ac.jp/](http://www.sanken.osaka-u.ac.jp/)
- [27] [sbfel3.ucsb.edu/](http://sbfel3.ucsb.edu/)
- [28] 本田洋介他, 第 12 回日本加速器学会年会アブストラクト WEP022.  
[[www.pasj.jp/web\\_publish/pasj2015/abstracts/html/WEP022.htm](http://www.pasj.jp/web_publish/pasj2015/abstracts/html/WEP022.htm)]
- [29] A. Irizawa, private communication.
- [30] 島田美帆, OHO'08 テキスト No. 5.  
[[accwww2.kek.jp/oho/OHOTxt3.html](http://accwww2.kek.jp/oho/OHOTxt3.html)]
- [31] K. Ishi, Y. Shibata, T. Takahashi, H. Mishiro, T. Ohsaka, M. Ikezawa, Y. Kondo, T. Nakazato, S. Urasawa, N. Niimura, R. Kato, Y. Shibasaki, and M. Oyamada, *Phys. Rev. A* **43**, 5597 (1991).
- [32] J. Yarwood, T. Shuttleworth, J. B. Hasted, and T. Nanba, *Nature* **312**, 742 (1984).
- [33] Y. Shibata, K. Ishi, T. Ohsaka, H. Mishiro, T. Takahashi, M. Ikezawa, Y. Kondo, T. Nakazato, M. Oyamada, N. Niimura, S. Urasawa, R. Kato, and Y. Torizuka, *Nucl. Instrum. Meth. Sci. Res. A* **301**, 161 (1991).
- [34] Y. Shibata, K. Ishi, T. Takahashi, F. Arai, M. Ikezawa, K. Takami, T. Matsuyama, K. Kobayashi, and Y. Fujita, *Phys. Rev. A* **44**, R3449 (1991).
- [35] T. Takahashi, T. Kanai, Y. Shibata, K. Ishi, M. Ikezawa, T. Nakazato, M. Oyamada, S. Urasawa, T. Yamakawa, K. Takami, T. Matsuyama, K. Kobayashi, and Y. Fujita, *Phys. Rev. E* **50**, 4041 (1994).
- [36] K. Ishi, Y. Shibata, T. Takahashi, S. Hasebe, M. Ikezawa, K. Takami, T. Matsuyama, K. Kobayashi, and Y. Fujita, *Phys. Rev. E* **51**, R5212 (1995).
- [37] Y. Shibata, S. Hasebe, K. Ishi, T. Takahashi, T. Ohsaka, M. Ikezawa, T. Nakazato, M. Oyamada, S. Urasawa, T. Yamakawa, and Y. Kondo, *Phys. Rev. E* **52**, 6787 (1995).
- [38] Y. Takashima, M. Katoh, M. Hosaka, A. Mochihashi, S. Kimura, and T. Takahashi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **44**, L1131 (2005).
- [39] R. W. Schoenlein, S. Chattopadhyay, H. H. W. Chong, T. E. Glover, P. A. Heimann, C. V. Shank, A. A. Zholents, and M. S. Zolotarev, *Science* **287**, 2237 (2000).
- [40] M. Abo-Bakr, J. Feikes, K. Holldack, P. Kuske, W. B. Peatman, U. Schade, G. Wüstefeld, and H.-W. Hübers, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 094801 (2003).

- 
- [41] M. Ortolani, S. Lupi, L. Baldassarre, U. Schade, P. Calvani, Y. Takano, M. Nagao, T. Takenouchi, and H. Kawarada, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 097002 (2006)
- [42] Y. Honda, private communication.
- [43] J. D. Jackson, “Classical Electrodynamics, third edition”, Wiley 1998.
- [44] M. J. Nasse, M. J. Walsh, E. C. Mattson, R. Reininger, A. Kajdacsy-Balla, V. Macias, R. Bhargava and C. J. Hirschmugl, *Nature Methods* **8**, 413 (2011).
- [45] R. López-Delgado and H. Swarc, *Opt. Commun.* **19**, 286 (1976).
- [46] 木村真一, *J. Vac. Soc. Jpn.* **53**, 399 (2010).
- [47] S. Kimura, H. Kimura, T. Takahashi, K. Fukui, Y. Kondo, Y. Yoshimatsu, T. Moriwaki, T. Nanba and T. Ishikawa, *Nucl. Instrum. Meth. A* **467-468**, 437 (2001).
- [48] S. Kimura, E. Nakamura, T. Nishi, Y. Sakurai, K. Hayashi, J. Yamazaki and M. Katoh, *Infrared Phys. Tech.* **49**, 147 (2006).
- [49] [http://science.energy.gov/~media/bes/pdf/reports/files/thz\\_rpt.pdf](http://science.energy.gov/~media/bes/pdf/reports/files/thz_rpt.pdf)