テラヘルツシンクロトロン放射光；光学系と利用研究

木 村 真 一^{*1}

Terahertz Synchrotron Radiation; Optics and Application

Shin-ichi KIMURA^{*1}

^{*1}UVSOR Facility, Institute for Molecular Science, and School of Physical Sciences, The Graduate University for Advanced Studies, Okazaki 444-8585, Japan

(Received September 3, 2009, Accepted October 29, 2009)

The optics and one of applications of the terahertz synchrotron radiation are introduced. The ideal optics for collecting bending-magnet radiation, namely three-dimensional “magic mirror”, is employed at two Japanese infrared/terahertz (IR/THz) beam lines, one is at UVSOR-II and the other at SPring-8. The brilliance at the beam line at UVSOR-II is one order and two—four orders of magnitude higher than conventional light sources in the middle-IR and THz regions, respectively. The very high brilliant THz light is useful for the THz spectroscopy at high pressures realized in a diamond anvil cell.

1. 序 論

大強度なテラヘルツ光の1つとして、電子加速器から発せられる光を利用するものがある。それらは、シンクロトロン放射 (SR) や自由電子レーザー (FEL) である。SR は高速で走っている電子を曲げることで得られるものであり、これを一般に「放射光」と呼んでいる。SR は X 線からテラヘルツやマイクロ波までの連続的な電磁波であり、使いたい波長や必要な光強度 (フォトン数) に応じた光学系を用いて抜き出すことによって利用できる。一方で FEL は、単色で高いコヒーレンス性を持ったレーザーであり、けた違いに高い強度が出る。そのため、励起光や単色のプローブ光としての FEL の利用価値は高い。しかしながら、「分光」という意味では SR の方が使い勝手がよい。そのため、世界中の20以上の放射光施設に赤外・テラヘルツビームラインが建設されている。

SR の光源の大きさは加速器中を走っている電子ビームの大きさであり、テラヘルツの波長 (サブ mm 程度) と同程度である。このことは、理想的には回折限界のスポットサイズまで光を絞り込むことができることを表しており、その性質を使った顕微分光としての利用が一般的である。実際に、世界中の赤外・テラヘルツビームラインの主な目的は顕微分光やイメージングであり、市販のフーリエ変換赤外干渉計と赤外顕微鏡の組み合わせでは実現が困難な高い空間分解能 (波長程度) での利用が盛んに行われている。

SR を光源とした場合、光を発する点は偏向電磁石の磁極によって挟まれた真空槽の内側である。そのため、テラヘルツ光を集めるには縦方向の空間が狭く、発散する光のすべてを集めることができないことや、横方向の発散を大きな集光角で集めようとすると、発光点が点ではなく円弧になってしまうなど、実験室で通常用いられる光源とは違った光学系が必要になってくる。また、電子加速器内は超高真空 (〜10⁻⁸ Pa) であるが、テラヘルツ光は真空紫外線や軟 X

線などの超高真空が必要な光とは違って、大気中の水蒸気が無視できる程度の真空 (〜1 Pa) であればよい。そのため、使い勝手を考慮し、電子加速器との間に光学窓を設けて真空を切り離すのが一般的である。SR は、従来の黒体放射の原理を使った高圧水銀灯やグローバー灯などの実験室光源や最近のパルスレーザーを半導体に照射して作り出されるテラヘルツ光に比べても格段に使える波長範囲が広いと、光学窓が波長範囲を決めてしまうことになる。そこで、SR の広い波長範囲を有効に簡便に利用するためには、真空を破らずに光学窓を切り替える光学系も必要になる。

以上のように、SR を利用したテラヘルツ分光を行うためには、実験室系とは違った光学系を導入することが必要不可欠である。ここでは、我々がこれまでに研究開発してきたテラヘルツ (赤外も含む) SR 光の光学系を紹介するとともに、その利用例について解説する。

2. 赤外・テラヘルツ SR の光学系

SR 光の特徴として、光源の発散角があげられる。光に近い速度で電子が外場を受けながら運動する場合、微小な電子軌道からの単位立体角あたりの放射スペクトルは、 $d^2P(\omega)/d\omega d\Omega$ は、

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

で与えられる¹⁾。ここで e は素電荷、 ϵ_0 は真空の誘電率、 c は光速、 ρ は電子軌道の半径、 γ は電子の静止エネルギーに対する比エネルギー、 θ 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 $\xi = \omega R/3c(1/\gamma^2 + \theta^2)^{3/2}$ ある。この式はそのまま円形加速器の軌道面に垂直方向への SR の発散角を表している。たとえば、UVSOR-II の加速器のパラメータを使い偏向電磁石からの SR の縦方向の発散角は、**Fig. 1** のようになる。この図で、エネルギー100 eV の光はほぼ 0 mrad、つまり軌道面上に集まっているが、0.1 eV の光は、軌道面から10 mrad 以上にわたって広がっていることが分かる。さらに、0.1 eV の強度は100 eV のものと比較す

^{*1} 自然科学研究機構分子科学研究所 (〒444-8585 愛知県岡崎市明大寺町字西郷中38)

るために30倍していることから、大強度を得るためには、縦方向に広がった大きな発散角を取り込む必要がある。

一方で水平方向は、微小な電子軌道からの発散角は式(1)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」になり、SRの高い輝度を損ねてしまう。

そこで、円弧から接線方向に発するSRを1点に集光する鏡として、1976年に Lopez-Delgado と Szwarc によって非球面・非対称の集光鏡である「マジックミラー」が考案された²⁾。しかしながら、その形状は電子の運動する軌道面内だけ定式化されており、軌道面の縦方向の集光に関しては議論されていなかった。そのために、Fig. 1に示したような軌道面の縦方向に発散するSRに利用されることはほとんどなかった。

我々は、Fig. 2(a)に示すように、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（三次元マジックミラー）し、SPring-8に建設した赤外ビームライン（BL43IR）に導入した³⁾。その理由は、極めて大きな放射光リングであ

Fig. 1 Vertical distribution at the photon energies of 0.1 and 100 eV of bending-magnet radiation of UVSOR-II storage ring.

Fig. 2 Schematic figure of the optics using three-dimensional magic mirror at BL43IR of SPring-8 (a) and the curvature of the magic mirror surface (b).

る SPring-8は偏向電磁石の半径は約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る。このような光源を例えばトロイダル鏡で集光した場合を仮定して光線追跡法 (ray tracing) によって集光状態を調べたところ、Fig. 3(a)に示すようにうまく集光できないことがわかった。このことは、SR の持つ高輝度性が光学系によって失われてしまうことを表している。そこで三次元マジックミラーを使って集光することにした。その際用いた三次元マジックミラーの式は以下の通りである。

$$\begin{aligned} \overline{AM}(\theta) &= \frac{\frac{1}{2}\{(d_0 - \rho \cdot \theta)^2 - \rho^2 - a^2\} + a \cdot \rho \cdot \sin \theta}{d_0 - \rho \cdot \theta - a \cdot \cos \theta} \\ \overline{MI}(\theta) &= \sqrt{\rho^2 + \overline{AM}(\theta)^2 + a^2 - 2 \cdot a \cdot (\rho \cdot \sin \theta + \overline{AM}(\theta) \cdot \cos \theta)} \\ R(\theta) &= \frac{2 \cdot \overline{AM}(\theta) \cdot (d_0 - \rho \cdot \theta - \overline{AM}(\theta))}{d_0 - \rho \cdot \theta} \\ &\quad \times \cos \left[\frac{1}{2} \cdot \cos^{-1} \left(\frac{\overline{AM}(\theta) - a \cdot \cos \theta}{\overline{MI}(\theta)} \right) \right] \\ M \left\{ \begin{aligned} x(\theta, \nu) &= \rho \cdot \cos \theta - \overline{AM}(\theta) \cdot \sin \theta \\ &\quad + \frac{|R(\theta)| \cdot \left\{ \sin \theta - \frac{\rho \cdot \cos \theta - \overline{AM}(\theta) \cdot \sin \theta}{\overline{MI}(\theta)} \right\}}{\sqrt{2 + \frac{2 \cdot (\overline{AM}(\theta) - a \cdot \cos \theta)}{\overline{MI}(\theta)}}} \\ &\quad \times \left\{ 1 - \cos \left(\tan^{-1} \frac{\nu}{R(\theta)} \right) \right\} \\ y(\theta, \nu) &= \rho \cdot \sin \theta + \overline{AM}(\theta) \cdot \cos \theta \\ &\quad + \frac{|R(\theta)| \cdot \left\{ -\cos \theta + \frac{a - \rho \cdot \sin \theta - \overline{AM}(\theta) \cdot \cos \theta}{\overline{MI}(\theta)} \right\}}{\sqrt{2 + \frac{2 \cdot (\overline{AM}(\theta) - a \cdot \cos \theta)}{\overline{MI}(\theta)}}} \\ &\quad \times \left\{ 1 - \cos \left(\tan^{-1} \frac{\nu}{R(\theta)} \right) \right\} \\ z(\theta, \nu) &= R(\theta) \cdot \sin \left(\tan^{-1} \frac{\nu}{R(\theta)} \right) \end{aligned} \right. \quad (2) \end{aligned}$$

ここで、 ρ は電子軌道の半径、 a は電子軌道の中心と焦点位置との距離、 d_0 は基準点からの光学経路長、 θ はSRの取込角、 ν はマジックミラーの垂直方向の大きさである。たとえ

ば, SPring-8 BL43IR のパラメータは, $\rho=39271.8$ mm, $a=46025.4$ mm, $d_0=69807.4$ mm, $\theta=1.4804\sim 1.5169$ rad, $v=-22\sim +22$ mm であった. この式で, $\overline{AM}$, $\overline{MI}$, R は ref.2 と同じ意味である. この式で, 縦方向の曲率は, 微小発光点とその光が当たるミラー面および集光点を作る光線を使った球面で近似してある^{4,5)}.

この式に SPring-8 のパラメータを入れてミラー形状を求めると **Fig. 2(b)** のようになり, 水平方向の曲率が場所によって異なっているばかりでなく, 垂直方向の曲率も光線の長さの違いを反映して左右で異なっている. 一見してわかるように, このような非球面・非対称なミラーは従来の鏡面加工

技術では不可能であり, 最近進歩が著しいナノスケールの切削技術によって初めて実現できたものである.

この三次元マジックミラーを使った場合の光線追跡法によってシミュレーションをした結果が, **Fig. 3(b)** のようになる. 楕円鏡での結果 (**Fig. 3(a)**) に比較して, 極めて小さいビームサイズまで集光できることが分かった.

そこで実際にこの三次元マジックミラーを製作し, SPring-8 BL43IR の赤外光の集光に用いた^{4,5)}. その後この三次元マジックミラーは, 分子研 UVSOR の赤外・テラヘルツビームライン BL6B でも採用されている⁶⁾.

BL6B の全体の配置図および出射部の光学系は **Fig. 4(a)**,

Fig. 3 Ray tracing images at the first focus using a toroidal mirror (a) and a three-dimensional magic mirror (b) at BL43IR of SPring-8.

Fig. 4 Top view of the configuration (a), the front-end optics (b) and the schematic figure of the THz microscopy end station (c) of BL6B of UVSOR-II.

(b)のようになっており、SR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（一部、偏向電磁石の真空槽に当たるため、縦方向が削られている）で、215 mrad（水平方向）×90 mrad（垂直方向）の取込角を実現している。通常、光を取り出す最初のミラーは水冷された平面鏡であり、SRからの熱負荷を軽減するために軌道面上にはスリットが入っている。（実際に、SPring-8 BL43IRではこのような仕様になっている。）しかしながら、UVSOR-II BL6Bでは、SR光による熱負荷は極めて小さく、軌道面上の約±1 mm以下の最大1.5 W/mm²程度の熱負荷を抑えることができれば、十分であることが計算から求められる⁷⁾。そこで、水冷された銅の丸棒（直径7 mm）を軌道面上に設置し、マジックミラーへの熱負荷を抑えることにした。

このようにして取り出されたSR光は、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位置に導かれる。この第一焦点位置での光の大きさと発散角をかけたものがビームラインの光のエミッタンスである。実際に、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Fig. 5に示す。計算は0.1 eVの光に対して行い、半幅（ σ ）が1 mm（水平方向）×2 mm（垂直方向）の大きさになっているのに対し、測定はHgCdTe（MCT）検出器を用いて0.05–2 eVの範囲の光を観測した。その結果、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SR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2.5 m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、0.1 eVの光に対する横方向の光のエミッタンス（ $\sigma_x \cdot \sigma'_x$ ）は52 $\mu\text{m} \cdot \text{rad}$ になる。一方で、縦方向は、Fig. 1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（ $\sigma_y \cdot \sigma'_y$ ）は5.4 $\mu\text{m} \cdot \text{rad}$ となる。通常の赤外分光計の光源のエミッタンスは $\sigma_{x,y} \cdot \sigma'_{x,y} = 200 \sim 1000 \mu\text{m} \cdot \text{rad}$ 程度であり、SR光が極めて高輝度であることがわかる。

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、UVSOR-II BL6Bの輝度はFig. 6に示すように、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・テラヘルツ領域（0.1 eV以下）では2–4桁高いことがわかる。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。

可視領域の顕微分光では、光学レンズによる集光方法が一般に用いられる。しかしながら、赤外・テラヘルツ領域は格子振動や不純物による吸収がによって屈折率が大きく変化するためにレンズによる集光方法はほとんど行われておらず、シュワルツシルド（Schwarzschild）鏡と呼ばれる凸面と凹

Fig. 6 Calculated (dashed line) and experimentally obtained (solid lines) brilliance of BL6B of UVSOR-II compared with a thermal light source ($T = 1400 \text{ K}$).

Fig. 5 Focal images due to the ray tracing (a) and the experiment (b) at the first focus of BL6B of UVSOR-II.

面の球面鏡を2枚組み合わせたミラーが主に用いられる。
(Fig. 7). その理由は、赤外・テラヘルツ領域では金属中の伝導電子によるドルーデ反射と呼ばれる反射率が1に近い

Fig. 7 Schematic figure of Schwarzschild optics.

領域であり、反射鏡を用いることで光をあまりロスせずに集光することができ、かつ、反射では、屈折率の変化による集光条件の変化（色収差）はないので、どのエネルギーの光でも同じように集光することができるためである。

実際に、UVSOR-II BL6Bの顕微分光装置 (Fig. 4(c)) の試料位置での分光に用いるフーリエ赤外干渉計 (独国 Bruker 社製 IFS66v/S) のビームスプリッターで分けられた各エネルギー領域でのスペクトル分布とスポットサイズを測定した結果を Fig. 8 に示す⁸⁾。この測定は大気中で行われたため、0.06 eV (500 cm⁻¹) 以下で水蒸気の回転モードによる吸収がたくさん現れている。このような吸収構造があるにもかかわらず、UVSOR-II を光源とした場合には、5 meV (40 cm⁻¹) 程度まで十分な測定強度が得られている。また、2 eV 以下のすべての領域でグローバルランプより高い強度と小さなビームサイズが得られており、SR の高輝度性が現れている。

3. テラヘルツ SR の利用例

これまで示してきたように、テラヘルツ SR は高輝度性に優れており、顕微分光に適している。しかしながら、顕微分光といっても、回折限界の制限によって、その空間分解能は

Fig. 8 Spectral shape and spatial resolution of THz microscope at different wavenumber regions using UVSOR-II compared with a glo-
bar lamp. The captions in the top figure indicate the combination of a beam splitter of the FTIR (Bruker 66 v/S), a low pass filter and a
detector. The caption on the left side indicates the light source and aperture at the another focus of the Schwarzschild mirror. Fine struc-
tures in the spectral shapes are due to the absorption of water vapor and can be reduced by nitrogen purge.

波長程度になる⁹⁾。つまり、0.1 eV の光 (波長 12 μm) では約 10 μm が限界である。この空間分解能ではナノメートルスケールの量子現象などは到底観察できない。しかしながら、これまでのテラヘルツ分光では不可能だったサブミリメートルサイズの物理現象、例えばダイヤモンドアンビルセル (DAC) などの高圧セル内で実現できる超高圧下の相転移に伴う光学スペクトルの変化は十分に観測できる。

このような目的のために、我々は UVSOR-II BL6B にテラヘルツ顕微分光装置 (分光計器社製, Fig. 4(c)) を設置し、低温・高圧下のテラヘルツ反射スペクトルを行っている。通常の顕微装置は、光学顕微鏡からわかるように、集光系が縦に並んでおり、試料を水平に置いて測定する。その場合、試料をクライオスタット中にセットして冷却しようとする、クライオスタットの冷却による収縮によって試料の位置及び角度が大きく変化する。この変化を最小限に抑えるため、クライオスタットが収縮する方向を重力の働く方向になるようにクライオスタットを垂直に立てることにした。この場合には試料が水平方向に向くため、テラヘルツ顕微分光装置ではシュワルツシルド鏡を水平方向に設置した。また、市販の赤外顕微鏡の直径が約 50 mm であるのに対し、このシュワルツシルド鏡は、テラヘルツ領域の回折による光のロスを極力減らすために、約 140 mm のものを採用している。シュワルツシルド鏡間の Working distance は 110 mm であり、DAC を取り付けたクライオスタットも十分設置できる。

DAC はテラヘルツ光の回折効果を抑えるために約 1 カラットの大きさのもの (通常 DAC に使われるのは 1/4 カラット程度) を用いている。ブリリアンカットされ先端を直径約 1 mm の平面に加工された 2 個のダイヤモンドを対向させて直径 0.7 mm 程度の穴をあけた厚さ 0.3 mm のステンレス板を挟み、その穴の中に約 $0.4 \times 0.4 \text{ mm}^2$ の試料、測圧用のルビーパウダー、圧力媒体としての KBr パウダーやアピエゾングリースを入れる。この用にセットされた DAC は外部からヘリウムガスを導入することによって浮き輪のように膨らむガスメンブレン (英国 easyLab Technology 社製) によってダイヤモンド間が狭くなるように押され、ガasket 内の空間が加圧される仕組みになっている。以上のようにセットされた DAC は液体ヘリウムフロー型のクライオスタット (米国 Janis Research 社製) によって最低温度 3.7 K まで冷却できる。

実際に DAC を取り付けたクライオスタットをテラヘルツ顕微分光装置にセットした写真を Fig. 9 に示す。クライオスタットは x (光軸に対して左右), y (光軸方向), z (光軸に対して上下) と θ_z (光軸に対して左右回転) の各軸がパルスモーター駆動で動くようになっており、カウンターバランスがとりつけられ微小な動きを補助するようになっている。また、反射測定の際に試料表面が光に対して正対するように θ_x (光軸に対して上下回転) 方向を調整できるスイベルも取り付けられている。

4. 実際の測定の結果

この装置を用いて得られた例として、硫化サマリウム (SmS) のテラヘルツ反射スペクトルの圧力および温度依存

Fig. 9 Photo of the THz spectroscopy at high pressure and low temperature at BL6B of UVSOR-II.

性の結果を示す。SmS は、常圧下ではエネルギーギャップ (E_g) が約 80 meV の非磁性半導体 (Sm は 2 価) であり、その色が黒いことから Black phase と呼ばれている。この物質に 0.65 GPa 程度の圧力 (価数転移圧力; P_c) を加えると、色が鮮やかな金色に変わり (Golden phase と呼ばれる), かつ Sm が 2.9 価になる。Golden phase では、 $E_g \sim 8 \text{ meV}$ の半導体になる¹⁰⁾。この black phase から golden phase への価数転移は一次転移であり、その起源は 1970 年代から議論されてきたが、いまだに決着には至っていない。

そこで、我々は圧力によって電子状態がどのように変化するか、具体的には black phase の $E_g \sim 80 \text{ meV}$ から golden phase の $E_g \sim 8 \text{ meV}$ へ連続的に変化するのか、不連続に変化する場合は何が転移を決めているのかについて明らかにすることを目的として圧力と温度を変えたテラヘルツ反射スペクトルの測定を行った。

Fig. 10 に温度 6 K と 300 K におけるテラヘルツ反射スペクトルの圧力依存性を示す。この図で 25 meV 付近のピークは、アルカリハライドでよく観察される Sm^{2+} と S^{2-} イオン間の残留線バンド (Reststrahlen band) である。圧力 0.1 GPa 温度 6 K でのスペクトルはアルカリハライドに現れる典型的なフォノン形状であるが、300 K ではスペクトルの幅が広がり、32 meV 付近の凹み構造が消えている。このスペクトルの変化は 300 K では LO フォノンの寿命が短くなっていることを表している。その理由は、300 K の熱励起によって 80 meV のギャップを超えて作られたキャリアが、強い電子格子相互作用によって LO フォノンモードを散乱しているためである。

圧力を上げていくと、反射スペクトルのバックグラウンド

Fig. 10 Pressure-dependent reflectivity spectra of SmS at the temperatures of 6 and 300 K. The pressures of 0.6 and 1.0 GPa are below and above the critical pressure (P_c) of 0.65 GPa, respectively. Successive curves are offset by 0.5 for clarity.

が増加する。このバックグラウンドは、キャリアによるドルーデ成分であるため、加圧によってキャリア密度が増加することがわかる。 P_c よりわずかに低い0.6 GPaにおいては、フォノンピークが残り、かつ、大きなドルーデ構造が表れている。このスペクトルにドルーデ・ローレンツ関数でフィッティングを行うことによって有効キャリア密度 [$N_{\text{eff}} = N(m_0/m^*)$ 、ここで N はキャリア密度、 m_0 と m^* は電子の静止質量と有効質量を表す。] を求めることができる。その結果、0.1 GPa では300 K ではキャリア密度がSmSあたり約 10^{-4} 個であり、6 K ではそれより $10^2 \sim 10^3$ 倍程度低い値であったものが、0.6 GPa ではどちらも約 10^{-2} 個/SmS 程度になることが分かった。もともと半導体的な電子状態を仮定すると、温度が違っている場合にキャリア密度が同じなら、それはエネルギーギャップの大きさが測定温度に比例して変化していることを表している。よって、転移圧力で温度変化しないものはキャリア密度であり、キャリア密度が約 10^{-2} 個/SmS 程度になった時に価数転移が起こると結論付けられる。この結果は、SmSの価数転移に何らかの多体効果が効いていることを表している¹¹⁾。

5. まとめと将来展望

本稿では、放射光を用いたテラヘルツ・赤外光学系の特徴を示し、これまで著者らが推進してきた円軌道からの放射光の理想的な集光である三次元マジックミラーについて紹介し

てきた。このミラーを採用できたのは、最近の切削技術の進歩によるところが大きい。また、ここで紹介した高圧下テラヘルツ分光は、我々やその他いくつかのグループの競争で技術革新が進められており、現在では特殊な実験手段ではなくなりつつある。テラヘルツ放射光の利用については UVSOR での研究例を紹介したが、SPRING-8 でも同様の研究が進行中であり、その研究については ref. 9 を参照して欲しい。

一方で、測定技術も日進月歩で進化しており、現在は加速器を用いたテラヘルツ分光の変革点にあるともいえる。それは、コヒーレント放射光の利用である。コヒーレント放射光は、加速器中の電子バンチ（またはその一部）が観測する波長より短い場合に発生するものであり、通常の放射光に比べて桁違いに強い光が得られる。また、白色であるにもかかわらずコヒーレンス性に優れていることが特徴である。このような新しい性質を励起光として利用したり、コヒーレンス性を用いた位相変化を直接計測することによって、これまでとは違った全く新しい物理が展開できるものと期待している。

謝辞

本稿をまとめるにあたって、これまで SPRING-8 BL43IR および UVSOR-II BL6B ビームラインの立ち上げにかかわってくださった方々に感謝いたします。また、高純度な SmS 試料は、名古屋大学の佐藤憲昭教授のグループに提供していただきました。また、高圧下テラヘルツ反射測定は、総研大生の水野貴文君、飯塚拓也君がおこなったものです。

〔文 献〕

- 1) S. Sato and M. Watanabe: *Introduction to Synchrotron Radiation Research* (Tohoku University Press, 2004), p. 38 (in Japanese).
- 2) R. Lopez-Delgado and H. Szwarc: *Opt. Commun.*, **19** (1976) 286.
- 3) H. Kimura, T. Moriwaki, N. Takahashi, H. Aoyagi, T. Matsushita, Y. Ishizawa, M. Masaki, S. Ohishi, H. Okuma, T. Nanba, M. Sakurai, S. Kimura, H. Okamura, N. Nakagawa, T. Takahashi, K. Fukui, K. Shinoda, Y. Kondo, T. Sata, M. Okuno, M. Matsunami, R. Koyanagi and Y. Yoshimatsu: *Nucl. Instrum. Meth. A*, **467-468** (2001) 441.
- 4) 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** (2001) 437.
- 5) H. Kimura, S. Kimura, H. Okamura, K. Shinoda, T. Moriwaki, K. Fukui, M. Sakurai and T. Nanba: *Hoshako*, **14** (2001) 250 (in Japanese).
- 6) S. Kimura, E. Nakamura, T. Nishi, Y. Sakurai, K. Hayashi, J. Yamazaki and M. Katoh: *Infrared Phys. Tech.*, **49** (2006) 147.
- 7) S. Kimura, E. Nakamura, J. Yamazaki, M. Katoh, T. Nishi, H. Okamura, M. Matsunami, L. Chen and T. Nanba: *AIP Conf. Proc.*, **705** (2004) 416.
- 8) S. Kimura, Y. Sakurai, E. Nakamura and T. Mizuno: *AIP Conf. Proc.*, **879** (2007) 595.
- 9) S. Kimura and Y. Ikemoto: *Hoshako*, **18** (2005) 290 (in Japanese).
- 10) K. Matsubayashi, K. Imura, H. S. Suzuki, T. Mizuno, S. Kimura, T. Nishioka, K. Kodama and N. K. Sato: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **76** (2007) 064601.
- 11) T. Mizuno, T. Iizuka, S. Kimura, K. Matsubayashi, K. Imura, H.S. Suzuki and N. K. Sato, submitted.