

解 説

テラヘルツ域加速器光源の可能性

浜 広幸*

Prospect of Accelerator Based Terahertz Radiation Source

Hiroyuki HAMA*

Abstract

Recent rapid developments of laser and semiconductor technologies have promoted new Terahertz (THz) radiation sources and measurement techniques. THz technology can be now found in various fields of application. On the other hand, accelerator-based radiation sources have been developed in order to create novel aspects of THz science. Prospect is discussed by showing possible THz sources.

1. テラヘルツギャップって、本当にある？

と、書いてしまうと明らかに問題はある。図1に示した電磁波のスペクトルは非常に良く知れ渡ったLBL (Lawrence Berkeley Laboratory) のホームページに掲載されている一般啓発用の絵である¹⁾。これを見ると明らかにテラヘルツ (THz = 10^{12} Hz) の周波数帯域には光源の絵は示されていないので、この領域に従来から代表的な光源は存在しなかったのであろうと憶測した。グローバルランプのような熱輻射光源では1 THz 付近の光の強度は $10 \mu\text{W}/\text{meV}$ 程度とされるのでいかにも小さい (1 THz はエネルギーにして約 4 meV)。では、このような熱光源以外はまったく存在しなかったかということ、そのようなことはない。遠赤外域のガスレーザーの歴史は60年代にまでさかのぼることができる。また、シンクロトロン放射は連続スペクトルであることはよく知られており、臨界波長からビームダクトの遮断周波数まで広い波長範囲の光が放射光リングから得られる。1987年頃には赤外専用のビームラインが分子科学研究所極端紫外光実験施設の放射光リング UVSOR に世界で初めて設置され0.1 THz 程度までの遠赤外放射光が利用されてきた²⁾。また2000年頃にはBNL (Brookhaven National Laboratory) にあるNSLS (National Synchrotron Light Source) のVUVリングはIR (Infrared) リングと呼ばれるほど長波長域放射光の利用が盛んになっていた。もともとはマイクロウェーブチューブと

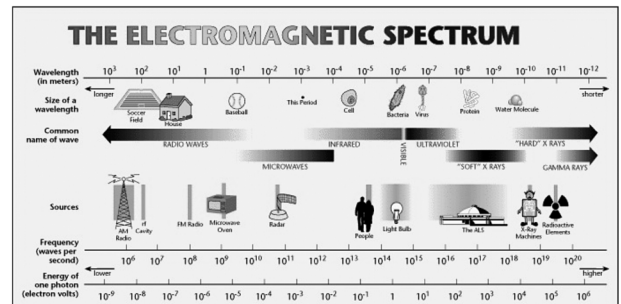


図1 電磁波スペクトルの分布図

して開発されたが、GHz域から1 THz 付近までをカバーするBWO管 (Backward Wave Oscillator tube, 日本語では後進波発振器と呼ぶことも多い) はなかなか異質な光源である³⁾。BWO管の最初の発振実験は1951年フランスで行われたが、その後ロシアに技術が引き継がれ進化してきた。BWO管は、低エネルギー電子ビームがグレーティング状の周期構造境界条件下を進行し、境界に支持される負の群速度を持つ電磁波を陰極側から取り出すものであり、1 THz 域でも平均出力が数 mW にもなる優れたものである。しかしながら製造が難しく、納期1.5年、無故障稼働期間0.5年というようなことも聞いたことがあるので、研究者泣かせの光源であったようだ。現在はアメリカや欧州にも製造メーカーがあるようで、BWO管は依然魅力的であると言える。

現在はレーザーを用いて光伝導スイッチや半導体

* 東北大学大学院理学研究科 Tohoku University School of Science
(E-mail: hama@lns.tohoku.ac.jp)

からの THz 波生成, 量子カスケードレーザーやフェムト秒レーザーによる非線形効果を用いた差周波生成や光パラメトリック発振などの非常に多くの THz 波発生技術が開発されており, p 型 Ge レーザーにおいては平均出力が 10 W を超えるものも現れた. THz 波利用の基盤技術は, 例えば 10 fs 程度の超短パルスレーザーを分岐して THz 波生成と検出器のゲートに用いるテラヘルツ時間領域分光法 THz-TDS (Time-Domain Spectroscopy) のようなユニークな測定手法も確立してきており⁴⁾, 急速な進歩を遂げている. またすでに研究室レベルで分光測定やイメージングが卓上で行なえる装置一式がパッケージとして売られており⁵⁾, これらを利用する研究者も多い. これらの最近の THz 技術の動向は Tonouchi が広範にまとめているので参照して頂きたい⁶⁾.

例えば従来の半導体ベースのレーザーあるいは発振器の出力をみると, THz 域では光側からも電波側からもドロップしてちょうど谷のように落ち込んだ領域になっていることからテラヘルツギャップという表現は間違っていないだろう. いつ頃からこの言葉が使われ始めたのか分からない. しかしながら光源や計測技術の開発は様々な方面から継続されていたこともまた事実であり, いったいどのような意味を込めた「ギャップ」なのだろうか. そして現在はこのギャップを見事埋めきれたのであろうか. ともあれ, この拙稿を書き進めながら問いの答えを発見したいと筆者は願っている.

ここ最近の十年間の THz 技術の進化は確かに目覚ましいものであり, 基礎科学研究のみならず医療診断やセキュリティのためのイメージング技術など実社会での貢献を目指した応用も展開されつつある. 米国では 2004 年に大規模な THz 科学のワークショップが開かれ, DOE-NSF-NIH レポート “Opportunities in THz Science” がまとめられた⁷⁾. 興味深かったのはレポート後半に掲載されていた Size of community という表である. これを表 1 に転載した. 当時ワークショップが把握した THz コミュニティ人口は決して多くない. しかし潜在的にはその 20 倍以上の研究者がいると予想している. ワークショップから 4 年を経た今, current size は如何ほどであろうか.

DOE-NSF-NIH レポートには電子加速器を用いた THz 光源の特徴やその応用実験の可能性もきちんと議論されているところもまた興味を引くところである. 加速器ベースの光源からは非常に大きな出力を得られることは容易に予想されるが, 近年の加速器技術の進展は強度だけではなく輝度が高い光源という特徴

表 1 2004 年当時の米国における THz コミュニティ人口 (“Opportunities in THz Science” より)

分野	現在の研究者人口	潜在的な研究者人口
物理	200	3000
化学	50	1000
生物	20	1000
薬学	10	1000
合計	280	6000

ももたらしめている. しかしながら, これもまた加速器光源がしばしば直面するが, 機器の大型化がエンドユーザーになかなか受け入れられない問題がある. コンパクトとかテーブルトップという言葉は魅力的に感ずる研究者が多いことは誰もが認めるところであり, 最近では加速器ですらそのような枕詞を用いることもよく見受けられる. そのような背景を踏まえた上で加速器を用いた THz 光源のこれからの可能性を考えてみる.

2. 世界の加速器 THz 光源

BWO 管は電子ビームを用いるという点において, 加速器的な光源と見なすことはできるであろう. しかしながら例えばクライストロンやマグネトロンなどを加速器技術の一つとしても加速器と呼ぶことはないの, 即ち電子管の類とするのは妥当であるが, 後述するようにスミス=パーセル放射を利用した BWO 自由電子レーザーが THz 光源として研究されており, これは加速器光源として議論する.

2.1 狭帯域光源 (自由電子レーザーを中心に)

波長可変な狭帯域光源である自由電子レーザー (Free Electron Laser: FEL) の最初の発振実験は 1977 年に Deacon や Madey らによって超伝導リナックからの 43.5 MeV の電子ビームとヘリカルウィグラーを用いて, 中赤外波長域である $3.4 \mu\text{m}$ で成功した⁸⁾. FEL の増幅率 (small signal gain) は大雑把に言って電子ビームエネルギーの 3 乗に反比例するので, 短波長の FEL 発振は容易ではない. この頃 Deacon も Madey も共に興味は短波長 FEL にあったようで, 6 年後にはフランス・オルセーのグループとともに蓄積リングのビームを用いて可視波長に入る 630 nm の FEL 発振を成功させた⁹⁾. 自己増幅型の SASE (Self-Amplified Spontaneous Emission)-FEL が広く研究されるようになるまでは, 蓄積リングのビーム品質はリナックに比べて優れており, 短波長 FEL のドライバーにうってつけとされていた.

一方、中赤外のリナック FEL は、この頃レーザーベースの光源が発展途上にあったこともあり、各地に FEL 施設が建設されるようになった。代表的な施設は Stanford 大学の FIREFLY (1977 年)¹⁰⁾、デューク大学・バンデルビルト大学の MARK-III (1986 年)¹¹⁾、オランダ FOM/FELIX (1991 年)¹²⁾、そして自由電子レーザー研究所 (現 大阪大学自由電子レーザー研究施設) FELI (1994 年) などがあげられるが¹³⁾、光パラメトリック発振 (OPO) 技術が進展するに従って FEL でなくてはならない事由が薄れてきたことは事実である。そして、いち早く長波長域の重要性に気づいた施設は FEL 発振波長を拡大して THz 域に近づいていった。

もともと FEL は THz 域のような 100 μm 以上もある非常に長い波長での発振は苦手であると言って良い。まず常識的なアンジュレータの周期長や磁場強度を用いるとビームエネルギーは 10 MeV 程度となり、電子銃から出たビームの断熱減衰があまり強くないため 6 次元位相空間の輝度は容易に上がらない。また実際に光共振器を組んでみると分かるが、回折限界が大きいため反射鏡に近づくにつれて光の横方向分布が広がり、ビームダクトを極端に大きくしない限り回折損失 (diffraction loss) が大きくなるため実質的に FEL 増幅率が減少する。同時にビームとのオーバーラップ (一般に filling factor と呼ぶ量) も小さくなり、やはり増幅率が損なわれる。アンジュレータを電子ビームが通過するとき 1 周期につき 1 波長分だけ電子が光より遅れるスリッページ効果があるため、共鳴波長が 300 μm (1 THz) である時、すなわち光と電子には毎周期ごと 1 ps のずれが生じる。従って高ピーク電流を保ったまま電子バンチ長を長くしないと FEL パルス内での増幅率が十分確保できないことも大きな問題である。

中赤外 FEL からの発振波長領域の拡張はそれほど容易ではないことから、スタンフォード、FELIX ともに 1 THz 以下の周波数までには達していない。この点に鑑みると早い時期から THz 域の光供給を目指して建設された UCSB (the University of California, Santa-Barbara) の FEL はユニークな存在である¹⁴⁾。UCSB-FEL は 3 つの FEL 装置を持ち、波長域を中赤外、遠赤外およびミリ波に分けて稼働している。供給可能な波長域は 120 GHz (2.5 mm) から 4.8 THz (60 μm) と非常に広い。UCSB-FEL の電子加速器は通常の RF リナックではなく静電加速器ペレットロン (最大エネルギー 6 MeV) であることも注目すべきである。繰り返しは 1 Hz であるがマクロパルスの長さ

は最大で 20 μs もあり CW 的な FEL を発生する。FEL 出力は 0.5~5 kW であるが、RF リナックと違ってマイクロパルス構造がない。THz 光の時間構造の違いはすなわち利用における実験手法によって向き不向きを生じるので一概に他の FEL と比較することはできないが、いずれにせよ THz 域を広くカバーする UCSB-FEL は利用実験も非常に混んでいると聞き及んでいる。

このほかにも THz 域 FEL として注目すべき最近の光源があり、ロシア Novosibirsk (Budker INP) のハイパワー THz-FEL はその一つである¹⁵⁾。低周波の空洞を用いた常伝導の CW 加速器からの 12 MeV のビームを用いて、パルス幅 50 ps でピークパワー 1 MW の FEL を 11 MHz の繰り返しで発生する。波長域は 2~3 THz と報告されている。以前は recuperator と呼ばれていたが、この加速器はエネルギー回収型リナック (Energy Recovery Linac: ERL) であり、将来はマルチターン化して波長域を広げる目標を掲げている。バンチ長が 100 ps と THz 波長にくらべて十分長い線幅は狭く (0.3% FWHM)、高品位な THz-FEL である。この特徴ある光源システムの写真を図 2 に掲げた。

イタリア ENEA (Ente per le Nuove tecnologie, l'Energia e l'Ambiente) の Frascati で FEL-CATS (Compact Advanced Terahertz Source) と呼ばれるわずか 3 立方メートルに納まる非常に小型の加速器 THz 光源が開発された¹⁶⁾。筆者の理解ではこれは FEL とは原理的に動作原理が異なり、コヒーレント放射 (Coherent Synchrotron Radiation: CSR) 光源の区分である。アンジュレータを用いていることから放射のバンド幅は比較的狭い。アンジュレータ放射の共鳴条件は電子の運動量依存性を持っているので、運動量と位相の相関を “phase-matching curve” にほどよく乗せてやれば、射影したバンチ長が波長より長くともコヒーレント放射が強められるという原理に基づいた光源である¹⁷⁾。この縦方向の位相空間操作は PMD (Phase Matching Device) と呼ぶ RF 空洞で行うが、簡単に言えばエネルギーチャープである。S バンド (3 GHz) の 2.5 MeV 線形加速器を用い、波長域は 0.4~0.7 THz で線幅は 10% (FWHM) 程度、繰り返しが数 Hz の 5 μs マクロパルスでの平均パワーは 1.5 kW (@0.4 THz) で 3~10 ps に渡る幾つかのウェーブパケットでマイクロパルスが構成される。

2.2 広帯域光源 (コヒーレント放射光)

1989 年の最初の観測に始まり¹⁸⁾、今日コヒーレント放射光はよく知られている。コヒーレント放射光の

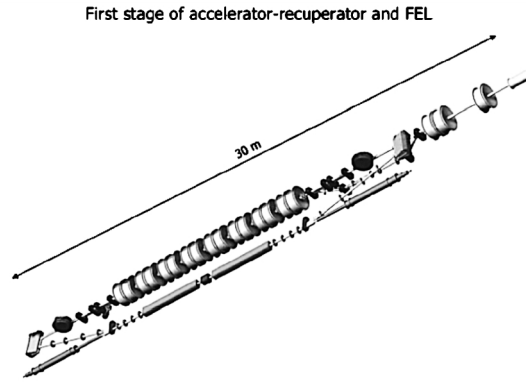
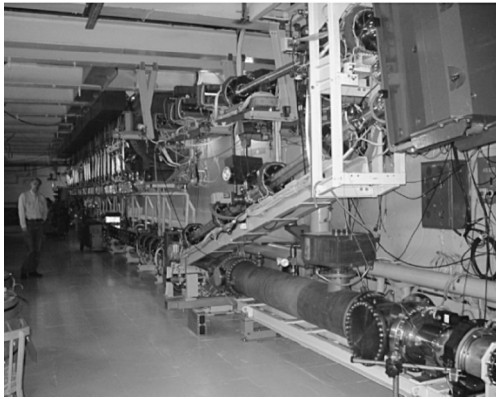


図2 天井から吊り下げられた常伝道のエネルギー回収型加速器で駆動するノボシビルスクハイパワー THz FEL (Prof. N. A. Vinokurov の好意による)

発生原理や最近の研究は本誌ですでに解説されているので¹⁹⁾, それらの詳細には立ち入らず THz 光源としての動向を記すことにする。

コヒーレント放射光の強度は単一粒子の放射確率に電子数の二乗と形状因子 (form factor) を掛けた形で表される。形状因子 $f(\omega)$ は電子の分布関数 $S(\vec{r})$ を用いて

$$f(\omega) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} S(\vec{r}) e^{i\omega\vec{n}\cdot\vec{r}/c} d\vec{r} \right|^2 \quad (2)$$

で求められる。仮に分布関数がガウス形だとすると $\sigma = 100 \text{ fs}$ の時, 1 THz の形状因子は約 0.8 で 3 THz では 0.2 程度である。THz 域でそれなりのコヒーレントな増大を期待するには, 少なくともバンチ長はピコ秒をかなり下回らなくてはならない。

第3世代の放射光リングではビームの占める6次元位相空間は非常に小さく, 放射光の輝度は高い。横方向エミッタンスを小さくするために偏向磁石の数は多く, その曲率半径も大きい。このような蓄積リングは必然的に momentum compaction factor (α と記すのが一般的で運動量収縮因子とも呼ぶ) も小さくなっている。蓄積リングにおける平衡状態の自然バンチ長は加速電圧を一定とすると α の平方根に比例する。 α が 0 のリングをアイソクロナス (等時性) リング (isochronous ring) と呼称するが, 電子蓄積リングはこの状態でビームが安定であるとは言えない。しかしながら α を小さくする低 α 運転 (low α operation) でバンチ長を制御することはある程度可能であり, コヒーレント放射光の発生が期待できる。ドイツの放射光施設 BESSY では古くから low α operation を研究しており, 2003 年に第3世代リングを用いて通常運転より α を 1/100 近くまで下げ, 0.1~1 THz 程度の

sub-THz 域で通常に比べ 10^5 倍に増大したコヒーレント放射光を観測した²⁰⁾。このときバンチ長は約 3 ps とされている。ストリークカメラの測定誤差も考えられるが, バンチが非ガウス形で形状因子に高周波成分が多く入り込んでいると解釈している。コヒーレント放射光はバンチ内の電子数の二乗に比例するので, 低ビーム電流であってもある程度の強度を得られるが, この低 α 運転ではビーム電流を増やすとリングのビームダクト固有のインピーダンスとの相互作用でエネルギー広がりが急速に増大し, バンチ長は伸びてしまうことがよく知られている。従って α を小さくすればするほどビーム電流 (すなわち電子数) を下げなければコヒーレント放射光を生成できない, という問題があることは否めない。しかしながら短パルスで安定な CW-THz 光は多くの利用実験を促すであろう。

バンチを短くすることに限界があるならば, バンチ形状に高周波成分を入れてしまおうという手もある。アンジュレータ中でフェムト秒レーザーのパルスと相互作用させ電子バンチの一部に大きなエネルギー変調を与え (FEL の逆の相互作用とも言える), そのあとの分散部で両者を分離させる bunch slicing のアイデアは, レーザーパルスと同程度の長さにスライスされたバンチ破片からのフェムト秒 X 線を得ようとしたものである²¹⁾。パークレーにある第3世代光源リング ALS (Advanced Light Source) で開発されたこの技術はコヒーレント THz 放射にも応用できると実証実験当初から指摘されていた。レーザーによって一部が切り取られたバンチのディップには高周波のフーリエ成分が含まれているからである²²⁾。Bunch slicing による THz 発生実験は BESSY でも行われ 1 THz 近傍で強度の増大を観測した。国内では UV-

SORでも実験が行われている²³⁾。電子バンチはシンクロトロン振動と放射光のランダムな放出で縦方向位相空間が混ざりかえされるので、ディップはいつまでも存在してはいない。そのため、ある頻度で bunch slicing を繰り返さなくてはならない。またビームエネルギーにもよるがレーザー場との相互作用はそれほど強くなく、ディップの持つ周波数領域の電流は大きくないため THz 光の強度には限界がある。しかしながらこれらの手法によって蓄積リングで生成する THz 光は、偏向磁石やアンジュレータからの放射光と自然に同期しているため、多色実験などのユニークな研究を開拓する可能性を持つと思われる。

近年の電子リナックの技術革新は目覚ましいものがあり、特に光陰極と高周波電子銃の発展によって非常に小さな横方向エミッタンスが達成されビームの輝度は格段に高くなった。マイクロマシニング、金属やポリマーの表面処理などの産業利用を目指して建設された Jefferson Lab. の ERL 型高出力赤外 FEL は超伝導加速器を用いて 10 kW 以上の CW 光を発生する²⁴⁾。現在は 160 MeV にアップグレードされているが前身の IR-Demo と呼ばれていた頃は 40 MeV の FEL システムだった。75 MHz の繰り返しの光インジェクターを用い平均電流は 5 mA でバンチ長は 200 fs (σ) 程度であり、偏向磁石から平均 20 W にも達する THz 域のコヒーレント放射光が観測された²⁵⁾。波長域は 0.2~1 THz 程度で、その後の報告では 50 W にも及ぶ。バンチあたりの電荷量は 70 pC で THz パルスのエネルギーは約 700 nJ でありピークパワー 1.3 MW に達する。

BNL/NSLS の SDL (Source Development Laboratory) では 1 THz 付近で強力なコヒーレントな遷移放射を観測した²⁶⁾。SDL は高増幅率のシード型 FEL 増幅器や HGHG (High Gain Harmonics Generation) などのコヒーレントなサブピコ秒放射光の研究を行うために建設された 250 MeV の常伝導リナックで BNL タイプと呼ばれる 1.6 セルの RF 電子銃を用いた光インジェクターおよび加速途中にシケイン型の磁気バンチ圧縮器を装備している。繰り返しは 10 Hz 以下であるが、バンチあたりの電荷は 700 pC でバンチ長は 300 fs である。観測された THz 光のパルスあたりのエネルギーは 100 μ J にも及んだ。仮にこのエネルギーが 1 立方ミリに集光したとすると、光のピーク電場強度は 1 MV/cm にも達する。

2.3 加速器 THz 光源の特徴

種々の光源性能を何らかの方法で評価しようとする時、非常に問題になるのはパルス特性の違いを超えて議論することは殆ど不可能なことである。例えば UCSB-FEL は擬 CW レーザーであって、20 μ s の長いパルスが数 Hz で繰り返される。これを、マイクロパルス構造を持つ RF 加速のビームを用いた FEL やコヒーレント放射光と比較する時、焦点をあてる物理量によって議論が変容する。最も近い時間構造を持つ光源はおそらく p 型 Ge レーザーであり、パルス幅や繰り返しながほぼ等しい。この場合、UCSB-FEL は約 5 kW のピークパワーに対し、p 型 Ge レーザーは数 W 以下であるので、この点において UCSB-FEL の優位性は明白である。表 2 に代表的な加速器 THz 光源の性能をあえてまとめてみた。高出力であることは加速

表 2 代表的な加速器 THz 光源の性能

	UCSB FIR FEL	Novosibirsk THz FEL	ENEA FEL-CATS	Jefferson ERL/FEL
光源のタイプ	CW-FEL	Pulse-FEL	PMD-CSR	CSR
周波数 (THz)	0.9-4.8	2-3	0.4-0.7	0.2-1
帯域	narrow	narrow	moderate	broad
マイクロパルス幅	—	50 ps	3-10 ps	500 fs
マイクロパルス繰り返し	—	11 MHz	3 GHz	75 MHz
マイクロパルスエネルギー	—	50 μ J	0.5 μ J	0.7 μ J
マイクロパルスピークパワー	—	1 MW	50-170 kW	1.4 MW
マクロパルス幅	20 μ s	—	5 μ s	—
マクロパルス繰り返し	7.5 Hz	—	several Hz	—
マクロパルスピークパワー	5 kW	—	1.5 kW	—
ピーク電場強度*)	14 kV/cm	0.19 MV/cm	43-80 kW/cm	0.23 V/cm
完全平均パワー	0.75 W	550 W	several tens mW	50 W

*) 1 mm² の範囲に集光したとして。

器光源の最も大きな特徴と言えるが、完全平均パワーを見ると遅い繰り返しのマクロパルスを持つ光源は際立って高出力ではない。しかしマイクロ秒以上に渡る kW レベルの出力を無視することはできず、このパルス特性に適した利用実験があることは間違いないだろう。

しかしながら表 2 で (なんとなく) 感ずることは加速器光源もまた多様であり、単純にパワーの点において非加速器光源を補完するものではないだろう、ということである。それぞれが特徴ある光源であるならば、利用実験をやりやすい環境を上手に構築したところが新しい成果を生み出すのではないかということに帰結するのかもしれない。

3. 更なる加速器 THz 光源の展開は？

前章では現在稼働している様々な THz 域の加速器光源を紹介したが、多くの光源のスタイルがすでに網羅されており、あらたなアイデアが生まれる余地は殆ど無いようにすら思える。しかしながら世間知らずとは勇敢なもので、東北大学大学院理学研究科原子核理学研究施設 (核理研) では 2004 年頃から個性的な加速器 THz 光源の可能性を幾つか探ってきた。

3.1 スミス=パーセル BWO-FEL

Urata らが 1998 年に発見したスミス=パーセル放射の非線形な振る舞いは話題をよんだ²⁷⁾。走査型電子顕微鏡からの 35 keV のビームを金属グレーティングの表面近くを通過させ、ビーム電流と THz 域の (0.3~10 THz) スミス=パーセル放射の強度の相関を調べた結果、電子ビームを細く絞った場合 (すなわち電流密度を上げると)、ある電流値から傾きが大きくなることを発見した。この現象の物理的解釈には幾つかあるが、グレーティングが支持するエバネッセント (表面) 波の位相速度が電子の速度と等しいモードがあり、両者の相互作用により電子はマイクロバンチを形成しコヒーレントにスミス=パーセル放射を増大させるシナリオがもっともらしい。しかし理論的に示されたスミス=パーセル放射の強度は実験と一致せず、研究は続けられている。これについては MAGIC を使って 2 次元の数値シミュレーションをした研究が詳しく議論している²⁸⁾。文献によってはこの非線形な強度増大現象をスミス=パーセル FEL と呼んでいるが、筆者は多分正しくないだろうと思っている。どちらかというところでは Gover らが議論している superradiant の一つであって²⁹⁾、FEL と呼べる放射は Kim らの提唱した BWO-FEL ではないかと考えている³⁰⁾。この放射は電子の集群 (micro-bunching) 過程

でエバネッセント波が増幅され、従来から知られている群速度がビームと逆方向である後進波が増大する。一般に FEL ではアンジュレータ中で横方向の運動量成分が光の電場と相互作用するが、BWO-FEL では非放射 (non-radiative) であるエバネッセント波の z 成分 (ビーム進行方向) の電場と電子が相互作用する違いがあるだけで、電子の位相空間分布の変化は同じである。

THz 域のスミス=パーセル BWO-FEL の発振には、グレーティングにもよるが数十 keV の高輝度な低エネルギーの連続 (DC) ビームが必要とされ、その規格化エミッタンスはグレーティング面に垂直方向 (即ち y 方向) で 0.1 mm mrad 以下が必要であるとされた³¹⁾。またエバネッセント波はグレーティング表面から遠ざかるにつれ指数関数的に強度が減少するので、より強い相互作用を得るためにビームはシート状である。

ビームエミッタンスが非現実的に小さくなくてはならないのか分からないことと、FEL 発振のための必要条件是グレーティングのパラメータにも非常に敏感と考えられるので、理論的な描像の抽出は後回しにして 3 次元の数値シミュレーションを行った。この計算コードは高周波電子銃あるいはビーム輸送における空間電荷効果を取り込む電磁場解析のために開発した時間領域差分法 FDTD (Finite Difference Time Domain) 法を用いてマックスウェルの方程式を 3 次元空間で逐次解くコードである³²⁾。3 次元であるためグリッドの大きさによっては誤差がかなり大きくなることもあるが、システムの全体像を把握するには都合が良い。計算に用いたモデルグレーティングは図 3 のようなものである。グレーティングの表面は完全導体とし、天井と左右の壁にやはり完全導体で境界条件を、グレーティングの入り口と出口では Mur の一次の吸収境界条件を課した³³⁾。電子ビームはグレーティング表面から 100 μm 上を通過する。ガウス形のビームサイズ (σ) は x および y 方向にそれぞれ 250 μm および 20 μm とした。

ビームシミュレーションの前に、このグレーティング上に支持されるエバネッセント波の波数と周波数の分散関係を知らなくてはならない。そこでグレーティングの端のグループに電場の振動子をおいて励振し、表面に現れる波の固有波数を調べた。分散関係の解析解が幾つか報告されているが、どの解もほぼ同じ分散関係を示すので、ここでは Andrews らの求めた解の低モード成分で計算したものと比較した³⁴⁾。図 4 に示したように FDTD シミュレーションで得た分散関

係と理論計算による分散曲線は良く一致している。運動エネルギー 50 keV の電子ビームを仮定したが、ビームはすべての周波数成分を持っているので分散関係は $\beta k/k_g$ で表す直線となり、これとエバネッセント波の分散曲線の交点が動作点となる。ここでの傾きは負であるので、すなわち群速度は逆方向でありエネルギーの流れは上流に向かう。予想される BWO-FEL の発振波長は 0.18 THz ($\lambda = 1.67$ mm) である。

ビームシミュレーションではビーム電流を 150 mA とし、収束のために z 方向に 1T 程度の磁場を印加した。グレーティング入り口においてグレーティングの表面から 50 μm 程度のところまで電磁波の放射を観測した。x 方向の分布はビームとほぼ等しい。放射パワーの時間変化を図 5 に示した。FEL は規格化エミッタンス 1 mm mrad の時発振したが、5 mm mrad では長時間のシミュレーションを行っても現れなかった。図 5 (b) は従来の BWO 管の放射と見なすべきであろう。図 6 に示したように発振波長は 1.6 mm で分

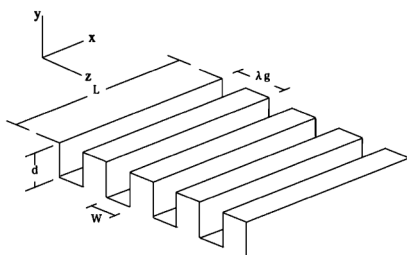


図 3 モデルグレーティング。周期長 $\lambda_g = 400 \mu\text{m}$ で周期数 N は 50 とし、溝 (groove) の幅 $W = 200 \mu\text{m}$ および深さ $d = 300 \mu\text{m}$ 。x 方向の幅 $L = 2$ mm を計算範囲とした。

散関係からの予測とはやや異なっていたが、100 W/ mm^2 の平均パワーがシミュレーションでは得られなかった。電子の縦方向位相空間からグレーティング上を進むにつれマイクロバンチの成長する様子が見える。Kim の理論的予測ではさらに一桁小さいエミッタンスが要求されていたが、それはビーム電流が 10 mA 程度であったことからシミュレーションで用いた 150 mA の大電流との違いとして頷けるだろうと考えている。

実はこのシミュレーションで用いたビームのパラメータは核理研で開発しているコンパクトな DC 電子銃のそれらに近い値を採用している³⁵⁾。この電子銃の加速電圧は 50 keV と低いものの、直径がわずか 1.8 mm の LaB₆ 単結晶を採用し、グリッド構造を持たず

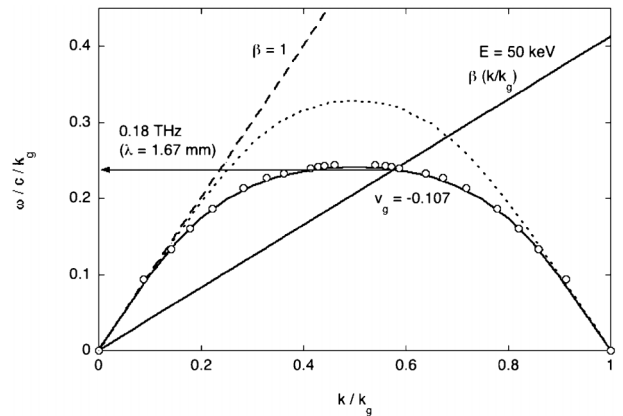


図 4 グレーティングの波数で規格化したエバネッセント波の分散曲線。○は FDTD シミュレーションで得た分散関係。運動エネルギー 50 keV と光速の電子ビームのそれらも直線で示した。また、周期長は同じで溝の幅 $W = 300 \mu\text{m}$ としたグレーティングの分散曲線を破線で示した。

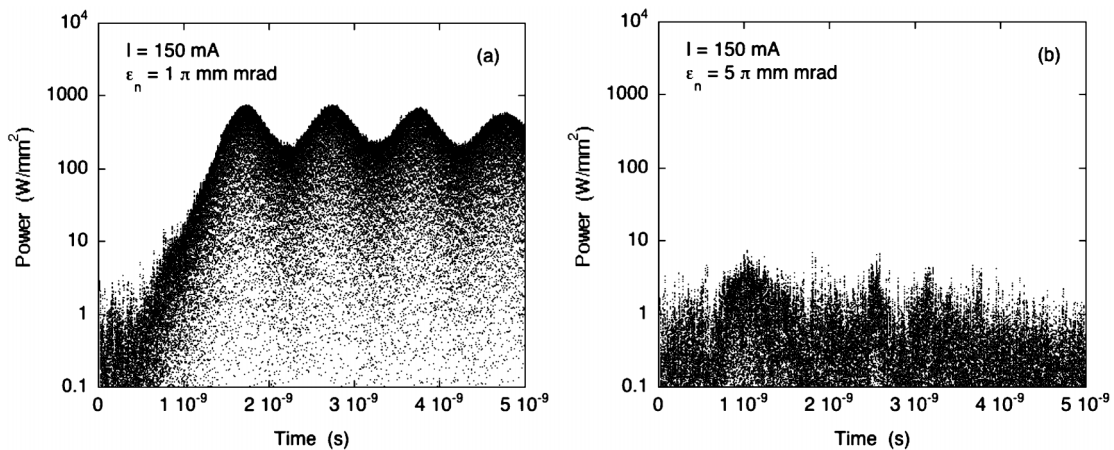


図 5 放射パワーの時間変化。ビーム電流は 150 mA で、規格化エミッタンスは 1 mm mrad (a) および 5 mm mrad (b)。

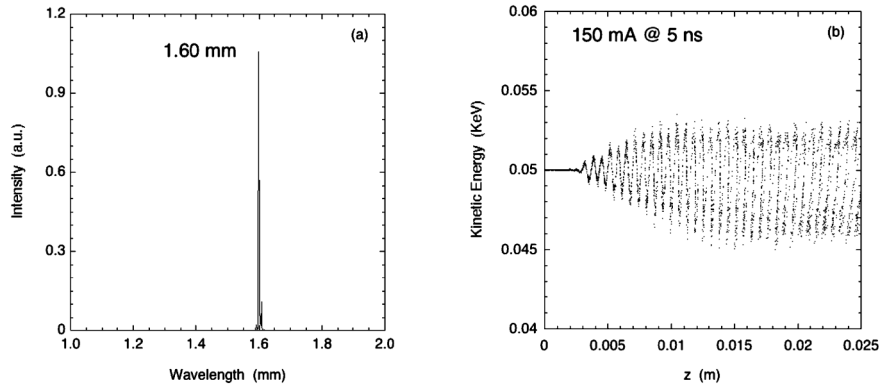


図6 図5(a)をフーリエ変換して求めたFELスペクトル(a). FEL発振時の電子ビームの縦方向位相空間(b). グレーティング上を進むにつれマイクロバンチの成長する様子が見える.

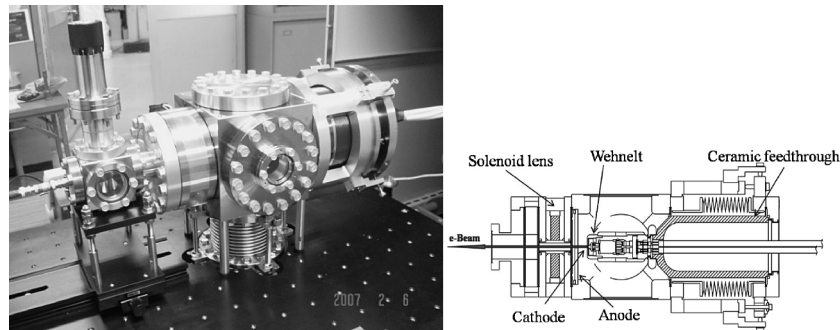


図7 コンパクト低エミッタンスDC電子銃. 最大加速電圧50 kV, ビーム電流<1 A. グリッド構造を持たず, 平板のウェネルト電極を採用している.

非常に輝度の高い電子ビームを発生しようとしたものである(図7). 2008年までに2重スリット法でのエミッタンス測定が終了し, 電子銃としての開発は一段落した. この電子銃はLaB₆陰極とウェネルトの間に僅かであるがバイアス電圧を印可することができ, 陰極付近のポテンシャル面を操作することができる. これがどのような効果をもたらしているか物理的には解釈が不十分であるが横方向の電子分布を非線形な空間電荷効果を持たない2次元のK-V (Kapchinskij-Vladimirskij) ビームに近づけることができ³⁶⁾, 測定誤差は大きいもののビーム電流300 mAで1 mm mradを切る規格化エミッタンスが測定されている.

この電子銃はスミス=パーセルBWO-FELを駆動する能力を秘めていると考えているが, エミッタンスを壊さずにいかにシートビームを作りグレーティング表面まで輸送するかなど, 今後の課題がある. 電源を除けばシステム全体はまさにテーブルトップであるので, 加速器ベースでありながら新たなコンパクトTHz光源として期待される.

3.2 コヒーレントTHz放射光 (マルチユーザー

施設へ)

超伝導加速器によって駆動されるJefferson Lab.のFELは最近話題のERLの実証器としてよく知られている³⁷⁾. ERLはもともと次世代のX線領域の放射光源として提唱されたものでCornell大学の計画はビームエネルギー7 GeVである. 現在は高強度・高輝度のCWビームを供給するための電子銃や超伝導加速空洞でのエネルギー回収実験のための低エネルギーのテスト器の設計等が各地で進められている. ERL光源のアーク部はアイソクロナスであるので, 電子バンチの長さが十分短ければ低エネルギーのテスト器でもアーク部のいたる所からコヒーレントTHzが得られるはずである³⁸⁾.

東北大核理研ではERLとは異なったアプローチでアイソクロナスリングを基盤技術としたTHz光源の開発研究を行ってきた³⁹⁾. 常伝導のSバンドリナックを用い, 独立2空洞型と呼ぶ熱陰極の高周波電子銃によって縦方向位相空間を操作してバンチ圧縮しやすいビームを生成する⁴⁰⁾. 目標とするバンチ長は100 fs (σ)でコヒーレント放射光の帯域は0.2~2 THz

を目指している。超伝導技術や光インジェクターといった難しくしかも高価な加速器分野とはやや距離感がある核理研は、アイソクロナスリングをキーテクノロジーとした。

2章で述べた蓄積リングでの低 α 運転はアイソクロナス的ではあるが、蓄積リングの自然バンチ長は放射減衰と量子励起の間の平衡状態から決まる原理に基づいたアイデアである。ここで考えるアイソクロナスリングは、入射器で作られた電子バンチのバンチ長を保存して周回させようとするものである。また ERL との大きな違いはビームをマルチターンさせて実質的にマクロパルス長を伸ばし放射の平均パワーを上げることである。ビームは光を放出する事や環境との電磁的相互作用によっていずれ劣化するが、それ以前にキックアウトして次のマクロパルスを入射する。

ビームの理想軌道上 s に沿った座標系 (curvilinear system) で粒子の行路長は

$$L = \int \sqrt{\left(1 + \frac{x}{\rho}\right)^2 + \left(\frac{dx}{ds}\right)^2 + \left(\frac{dy}{ds}\right)^2} ds \quad (2)$$

と書けるので、1 次の項まで捨ると行路長偏差は

$$\Delta L = \int \frac{x}{\rho} ds + O(\Delta^2) \quad (3)$$

となる。すなわち偏向磁石内での水平方向のずれによって粒子の等時性が損なわれる。水平方向のずれは2つの因子からなる。一つはエネルギー分散であり、もうひとつはベータトロロン運動である。これらを(3)式に当てはめると、

$$\Delta L = \int \frac{1}{\rho} \left[\eta(s) \frac{\Delta p}{p} + \sqrt{\epsilon \beta(s)} \cos(\psi(s) - \phi_0) \right] ds \quad (4)$$

ここで η 、 β および ϵ はそれぞれ水平方向の分散関数、ベータ関数およびビームエミッタンスである。

(4)式から分かるように一般にエネルギー依存の行路長偏差は偏向部に負の分散関数を持ち込んでキャンセルアウトすることができる。低 α 運転はまさにそのようにラティス関数を操作して行っている。仮に $\Delta p/p = 1 \times 10^{-4}$ として、平均の分散関数が 0.1 m とするとリング半周で $3 \mu\text{m}$ 、約 100 fs 行路長偏差が生じる。アーク中の複数の場所に負の分散関数を持ち込んで行路長偏差をキャンセルすれば大きな行路長のずれはなく電子バンチ長は殆ど保たれ、半周ごとにもとの長さに戻る。実際は高次の分散関数が存在するのでそれほど単純ではないが、それらの大きさの評価を解析的に行うことができ、多極磁石による非線形分散関数

の補正もある程度可能である⁴¹⁾。問題は振動項を持つベータトロロン運動に起因する行路長偏差である。偏向磁石中のベータトロロン運動の位相進みを正確に評価し、たとえば2つの偏向磁石間でキャンセルアウトするような微妙なラティス設計をしなければならぬ。さもなくば、場合によっては各々の偏向磁石中での偏差が足し合わされ、非常に大きい行路長のずれが生じる可能性もある。エミッタンスは小さい方が良いが、ベータ関数は小さくすると位相進みが速くなるので、理想軌道長との合理的なマッチングを追求しなくてはならない。図8はこのようなベータ関数の大きさと位相進みを調整し行路長がキャンセルアウトするように設計した周長約 50 m のアイソクロナスラティスの一例である。この段階ではエネルギー分散による行路長偏差の補正は考慮していない。ビームエネルギー 200 MeV およびエミッタンス 5 nrad (規格化エミッタンスにして約 2 mm mrad) としてバンチ長が 0 であるデルタ関数分布の電子ビームをトラックしてみたのが図9である。ユニットセルのベンドの中央では約 30 fs (σ) に広がるが、半周のアークを出てきたところでは殆ど幅の無い初期の状態に戻っている。アイソクロナスリングへ入射する電子ビームのバンチ長は 100 fs と想定しているので、このリングを周回しても概ねバンチ長が保存される。テラヘルツ放射光を得るために 200 MeV ものエネルギーが必要なのかという極めて常識的な疑問はあるだろうが、ベータトロロン振動に起因する行路長偏差はエミッタンスの平方根に比例するので、高周波電子銃からの低エミッタンスビームを用いるとしても加速による断熱減衰も重要な因子であり、この程度のエネルギーが欲しくなる。また周長 50 m という規模がマルチユーザー施設としても、

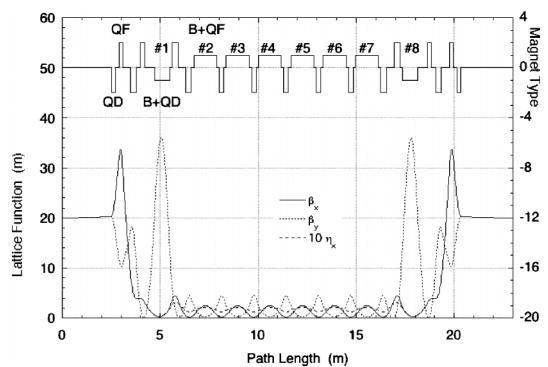


図8 アイソクロナスリングのラティス (半周)。6つのユニットセル ($\rho = 3 \text{ m}$) に加えて、端部に dispersion suppressor ($\rho = 2 \text{ m}$) を配している。偏向磁石に4極成分を重畳してある

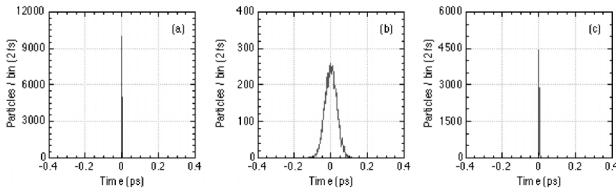


図9 バンチの縦方向分布の変化. 初期分布(a), 偏向磁石 #4 の中央(b)およびアーク出口(c).

果たして適切であるかという問いには議論が分かれるところだろう. しかしセルごとに行路長偏差をキャンセルアウトしようとする, できる限りベータ関数を小さくしてもある程度の行路長がなければ位相進みを稼ぐことができないもの事実である.

ガウス形のバンチ長 100 fs のビームは約 3 THz までのコヒーレント放射を発生することができる. 独立 2 空洞型高周波電子銃からのビームのバンチあたりの電荷はエネルギー分解能を上げるため 20 pC と少なく見込んでいるが, S バンドの繰り返しを考慮するとマクロパルス内での平均パワーは 80 W 程度と予想している. 50 m のリングの周回時間は 170 ns であるが, 光のマクロパルス長はターン数に比例して伸びる. ビームの劣化の要因が量子励起以外にないとするれば 1000 ターン程度は問題ないと考えているが, リングインピーダンスとの相互作用は精密に評価せねばならない課題である.

3.3 その他の可能性

100 fs の電子バンチ長は THz 域から見るとすでに波長より十分短い. 一般に FEL 相互作用は波長より十分長い電子バンチを考え, スリップしながら電子がマイクロバンチ化する過程で増幅率を生み出す. もし波長より短い電子バンチで FEL 相互作用をさせるとどのようなことが起きるか興味深い. FEL 方程式において電場強度の微分方程式は 1 波長中の電子の集群化の度合い, すなわち bunching factor に比例する項を持っている. 一般に初期状態の電子ビームの bunching factor は 0 であるから, このままでは FEL 発振しない. そこで電子の密度ゆらぎに相当する shot-noise を与えてやるのが FEL シミュレーションである. 波長以下の電子バンチ長ではすでにマイクロバンチに集群化しており (pre-bunched), すなわち初期状態から大きな bunching factor を持っている, その FEL 作用の振る舞いは通常とかなり異なっていると予想される. 1 次元の FEL 方程式を用いてこの相互作用の挙動を調べた結果, 通常のロングパルス仮定に比べてかなり大きい増幅率で増大してゆくだ

けでなく, FEL の時間構造は先頭で非常に強い超短パルスが形成されることが分かった⁴²⁾. しかしながら従来の FEL 方程式は相互作用を 1 波長単位で平均化し, またパルスの時間構造の滑らかに変化するという条件を施しているため, この pre-bunched FEL の計算がどの程度有効であるか議論の途中である.

この他, ユニークな THz 光源として, 種 (seed) 光を single-pass の FEL で増幅させるアイデアがある⁴³⁾. 最近よく話題にのぼる SASE-FEL は shot-noise から始まる発振のため FEL パルスは縦方向に単一モードではなく, 幾つものスパイクが並んだ時間構造を持っている. この問題を解消するには外部からコヒーレントな seed 光を入射し, 電子ビームに初期マイクロバンチ構造を in-print してしまう方法が有効である. このような FEL を seeded FEL あるいは FEL-amplifier と呼ぶ. Kii らの提案した FEL-amplifier は is-TPG (光注入型テラヘルツ波パラメトリック発生器) からの 0.2 W 程度の THz 光を seed として, 高輝度高強度の電子ビームを用いて増幅させるもので, 飽和状態で 30 MW にも達するかつてない高強度 THz 光が得られると予想している. 電子銃は光陰極の BNL タイプ 1.6 セルを用いるが, これだけで 7 MeV まで加速できるので加速管を必要としない非常にコンパクトなシステムになることも魅力的である.

4. おわりに

先にコヒーレント放射光の強度は単一粒子の放射確率に電子数の二乗と形状因子を掛けた形で表されると記したが, 形状因子を意識せずに干渉効果を見てみたいものである. 一つの電子からの放射強度はいわゆる Lienard-Wiechert ポテンシャルを積分して求められる⁴⁴⁾.

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2c} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \exp [i\omega(t' + \bar{R}(t')/c)] \times \frac{\vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \vec{\beta}]}{(1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta})^2} dt' \right|^2 \quad (5)$$

ここで \bar{R} , $\vec{\beta}$, $\vec{\beta}$ および \vec{n} は, 観測点, 電子の速度, 電子の加速度および観測点への単位ベクトルである. 試しに 1000 個の電子からなる 100 fs のバンチが図 8 のリングを周回するとき, 偏向磁石 ($\rho = 3$ m) から放たれる放射光を計算してみた. 電子が観測点に作る電場 (遅延ポテンシャル) を時間ステップごとすべての電子について計算し, そのフーリエ変換であるスペクトルを図 10 に示した. しごくまっとうな結果であるが, 僅か 1000 個の電子であるから incoherent な部分

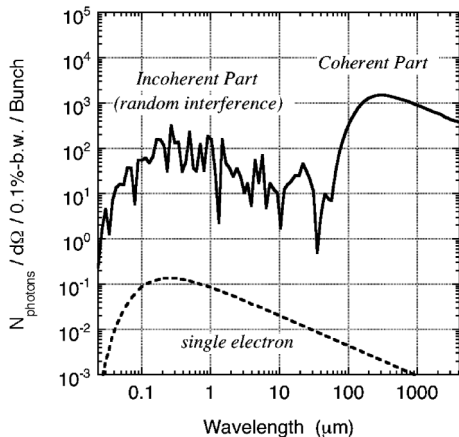


図10 1000個の電子からの放射光スペクトル。バンチ長は100 fsで、ビームエネルギーは200 MeV、偏向磁石の軌道半径は3 m。破線は単一電子からの放射光スペクトル。

はランダムな干渉であることがよく分かる。一方で形状因子のとおり増大しているコヒーレントな部分はきちんと干渉して滑らかであるところが心地良い。見ようによってはくだらぬ計算かもしれないが、コヒーレント放射光を実感できて、少なくとも筆者は結構面白がっている。

3章の最後に紹介した pre-bunched FEL や FEL amplifier のような新しい THz 域の FEL のアイデアは、とりもなおさず今日の電子ビームが非常に高度化されてきたことに直結したものである。2000年に SASE-FEL が DESY で発振したとき⁴⁵⁾、筆者はリナック技術の進化に深い感銘を受けた。X線 FEL が非常に注目されているこの頃ではあるが、先端的な加速器技術はあらゆる分野に影響を与えて行くと確信している。恐らく更に新しいアイデアを持ってユニークな加速器 THz 光源が至る所に現れるであろう。

テラヘルツ域の非加速器光源や検出器も非常に急速な発展を遂げており、もはやテラヘルツギャップなどというものは存在しないとも感じられる。ましてや加速器光源からの高強度 THz 光もすでに実用段階に入った現在、ギャップという言葉は神輿を担いだお祭りの掛け声かもしれない。そうすると担ぎ上げられるべきものは一体何だろうかと考えざるを得ないことに若干戸惑いを感じ始めたこともまた事実である。

謝辞

加速器 THz 光源を考えるにあたって、理化学研究所・SPring-8の田中均氏、原子力研究機構の西森信行氏、理化学研究所の田原太平氏、BNL/NSLSのJ. B. Murphy氏、Budker-INPのN. A. Vinokurov氏

をはじめ多くの方々に有益な議論を頂きました。また東北大学核理研加速器・ビーム物理研究室（電子ライナック研究部門）の方々には不断のご協力を頂いております。誌面をお借りしてここに深く感謝いたします。

参考文献

- 1) <http://www.lbl.gov/MicroWorlds/ALSTool/EMSpec/EMSpec2>.
- 2) 難波孝夫, 固体物理, **22**, pp. 23 (1987).
- 3) G. Kantorowicz and P. Palluel-Backward Wave Oscillators, in *Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 1, Chap. 4, Academic Press (1979).
- 4) P. Y. Han and X. C. Zhang, *Meas. Sci. Technol.*, **12**, pp. 1747 (2001).
- 5) 例えば, <http://www.teraview.com/terahertz/>.
- 6) M. Tonouchi, *Nature Photonics*, **1**, pp. 97 (2007).
- 7) M. S. Sherwin, C. A. Schmuttenmaer and P. H. Bucksbaum, "Opportunities in THz Science", Report of a DOE-NSF-NIH Workshop held February 12-14, 2004, Arlington, VA, http://www.sc.doe.gov/bes/reports/files/THz_rpt.pdf.
- 8) D. A. G. Deacon, L. R. Elias, J. M. J. Madey, G. J. Ramian, H. A. Schwettman and T. I. Smith, *Phys. Rev. Lett.*, **38**, pp. 892 (1977).
- 9) M. Billardon, P. Elleaume, J. M. Ortega, C. Bazin, M. Bergher, M. Velghe, Y. Petroff, D. A. G. Deacon, K. E. Robinson and J. M. J. Madey, *Phys. Rev. Lett.*, **51**, pp. 1652 (1977).
- 10) T. I. Smith, H. A. Schwettman, K. W. Berryman and R. L. Swent, *Proc. SPIE* 1854, pp. 23 (1993).
- 11) S. V. Benson, J. M. J. Madey, J. Schultz, M. Marc, W. Wadensweiler and G. A. Westenskow, *Nucl. Instr. and Meth.*, **A250**, pp. 39 (1986).
C. Brau, *Nucl. Instr. and Meth.*, **A318**, pp. 38 (1992).
- 12) R. J. Bakker, C. A. J. van der Geer, D. A. Jaroszynski, A. F. G. van der Meer, D. Oepts and P. W. van Amerfoort, *J. Appl. Phys.*, **74**, pp. 1501 (1993).
- 13) T. Tomimasu, Y. Morii, E. Ohshita, S. Abe, S. Nishihara, A. Koga, Y. Miyauchi, A. Zakou, E. Nishimura, K. Saeki, A. Kobayashi, M. Yasumoto, E. Tongu and A. Nagai, *Nucl. Instr. and Meth.*, **A358**, pp. ABS11 (1995).
- 14) G. Ramian, *Nucl. Instr. and Meth.*, **A318**, pp. 225 (1992).
- 15) N. A. Vinokurov, N. G. Gavrilov, B. A. Knyazev, E. I. Kolobanov, V. V. Kotenkov, V. V. Kubarev, G. N. Kulipanov, A. N. Matveenko, L. E. Medvedev, S. V. Miginsky, L. A. Mironenko, A. D. Oreshkov, V. K. Ovchar, V. M. Popik, T. V. Salikova, M. A. Scheglov, S. S. Serednyakov, O. A. Shevchenko, A. N. Skrinsky and V. G. Tcheskidov, *Proc. 28th Int. Free Electron Laser Conf., FEL06*, pp. 492 (2006).
- 16) A. Doria, G. P. Gallerano, E. Giovenale, G. Messina and I. Spassovsky, *Phys. Rev. Lett.*, **93** pp. 264801 (2004).

- 17) A. Doria, G. P. Gallerano, E. Giovenale, S. Letardi, G. Messina and C. Ronsivalle, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, pp. 2841 (2004).
- 18) 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**, pp. 1245 (1989).
- 19) 高橋俊晴, 加速器, **2**(1), pp. 11 (2005).
- 20) M. Abo-Bakr, J. Feikes, K. Hollmack, P. Kuske, W. B. Peatman, U. Schade, G. Wustefeld and H.-W. Hubers, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, pp. 094801 (2003).
- 21) R. W. Schoenlein, S. Chattopadhyay, H. H. W. Chong, T. E. Glover, P. A. Heimann, C. V. Shank, A. A. Zholents and M. S. Zolotorev, *Science*, **287**, pp. 2237 (2000).
- 22) R. W. Schoenlein, S. Chattopadhyay, H. H. W. Chong, T. E. Glover, P. A. Heimann, W. P. Leemans, C. V. Shank, A. Zholents and M. Zolotorev, *Appl. Phys.*, **B71**, pp. 1 (2000).
- 23) M. Shimada, M. Katoh, S. Kimura, A. Mochihashi, M. Hosaka, Y. Takashima, T. Hara and T. Takahashi, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **46**, pp. 7939 (2007).
- 24) G. R. Neil, C. Behre, S. V. Benson, M. Bevins, G. Biallas, J. Boyce, J. Coleman, L. A. Dillon-Townes, D. Douglas, H. F. Dylla, R. Evans, A. Grippo, D. Gruber, J. Gubeli, D. Hardy, C. Hernandez-Garcia, K. Jordan, M. J. Kelley, L. Merminga, J. Mammosser, W. Moore, N. Nishimori, E. Pozdeyev, J. Preble, R. Rimmer, M. Shinn, T. Siggins, C. Tennant, R. Walker, G. P. Williams and S. Zhang, *Nucl. Instr. and Meth.*, **A557**, pp. 9 (2006).
- 25) G. L. Carr, M. C. Martin, W. R. McKinney, K. Jordan, G. R. Neil and G. P. Williams, *Nature*, **420**, pp. 153 (2002).
- 26) H. Loss, B. Sheehy, D. Arena, J. B. Murphy, X.-J. Wang and G. L. Carr, presented at THz Workshop at Jefferson Laboratory, Sept. 90 (2004).
- 27) J. Urata, M. Goldstein, M. F. Kimmitt, A. Naumov, C. Platt and J. E. Walsh, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, pp. 516 (1998).
- 28) J. T. Donohue and J. Gardelle, *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **8**, pp. 060702 (2005).
- 29) A. Gover, *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **8**, pp. 030701 (2005).
- 30) V. Kumar and K.-J. Kim, *Phys. Rev.*, **E 73**, pp. 026501 (2006).
- 31) K.-J. Kim, presented at 37th ICFA Workshop on Future Light Sources, May 15–19 (2006) Hamburg.
- 32) H. Hama, F. Hinode, K. Shinto, A. Miyamoto and T. Tanaka, *Nucl. Instr. and Meth.*, **A528**, pp. 371 (2004).
- 33) G. Mur, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, **EMC-23**, pp. 377 (1981).
- 34) H. L. Andrews, C. H. Boulware, C. A. Brau and J. D. Jarvis, *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **8**, pp. 050703 (2005).
- 35) K. Kittipong, PhD thesis “Design and test of low emittance electron beam for Smith-Purcell backward wave oscillator free electron laser”, Tohoku University (2008).
- 36) I. M. Kapchinskij and V. V. Vladimirkij, Proc. Int. Conf. on High Energy Accelerators, CERN, Geneva, pp. 274 (1959).
- 37) D. Bilderback, I. Bazarov, K. Finkelstein, S. Gruner, G. Krafft, L. Merminga, H. Padamsee, Q. Shen, C. Sinclair, M. Tigner and R. Talman, *Synchrotron Radiation News*, **14**(3), pp. 12 (2001).
- 38) K. Harada, M. Shimada and R. Hajima, *Infrared Phys. and Tech.*, **51**, pp. 386 (2008).
- 39) H. Hama, H. Tanaka, N. Kumagai, M. Kawai, F. Hinode, T. Muto, K. Nanbu, T. Tanaka, K. Kasamsook, K. Akiyama and M. Yasuda, *New J. Phys.*, **8**, pp. 292 (2006).
- 40) T. Tanaka, F. Hinode, M. Kawai and H. Hama, Proc. of the 27th Int. Free Electron Laser Conf. FEL2005, pp. 142 (2005).
- 41) H. Tanaka, M. Takao, K. Soutome, H. Hama and M. Hosaka, *Nucl. Instr. and Meth.*, **A431**, pp. 396 (1999).
- 42) M. Yasuda, H. Hama, F. Hinode, K. Kasamsook, M. Kawai, A. Kurihara, K. Nanbu, Y. Shibasaki and S. Takahashi, Proc. of the 30th Int. Free Electron Laser Conf. FEL2008 (2008) in press.
- 43) T. Kii, private communication.
T. Kii, H. Zen, R. Kinjo, K. Higashimura, K. Masuda, H. Ohgaki, R. Kuroda and Y.-U. Jeong, Proc. of the 30th Int. Free Electron Laser Conf. FEL2008 (2008) in press.
- 44) J. D. Jackson, Classical Electrodynamics 2nd Edition, John Wiley and Sons, New York (1975).
- 45) J. Andruszkow et al., *Phys. Rev. Lett.*, **85**, pp. 3825 (2000).