解　説

共振器型回折放射による広帯域テラヘルツ自由電子レーザー

本田 洋介*

Broadband Terahertz FEL Utilizing Resonant Coherent Diffraction Radiation

Yosuke HONDA*

Abstract

Accelerator-based THz radiation has been expected to realize a high power broad-band source. With a low emittance and short-bunch electron beam at a high repetition rate, a scheme of coherent-diffraction-radiation in an optical cavity layout is proposed. It can greatly enhance the efficiency of the radiation by the stimulated radiation process between bunches. We give an introduction of the principle of this process. We performed an experiment at cERL in KEK. A sharp resonance signal of THz which indicates broad-band stimulated radiation correlating with beam deceleration was observed while scanning the round-trip length of the cavity. It proves the efficient beam-to-radiation energy conversion due to the stimulated radiation process.

1. はじめに

近年の電子線形加速器の技術的発展により，低エミッタンスかつ短バンチのビームが実現できるようになった．短バンチビームからのコヒーレント放射を利用したテラヘルツ光源は，有望な応用の一つである．テラヘルツ帯域（一般に0.3〜3 THz）は，マイクロ波技術と光技術の境界の周波数で，光源や検出器が未発達である．特に大平均強度のテラヘルツ光源は加速器技術によるものが期待されている．大平均強度光源を目標とするには，ビームエネルギーをいかに効率よく放射に変換するか，という点が基本的に重要である．そこで，誘導放射の原理を活用することを考える．誘導放射とは，既にある光によって放射が促進される現象である．自身の出した放射を発光点に正帰還させることで，放射効率を上げることができる．

ここでは，マルチバンチビームによって，共振器の構成でコヒーレント回折放射（Coherent Diffraction Radiation）を発生させるシステムを考える．誘導放射の現象で共振器に発振状態が実現する．このシステムは，電子ビームで励起するテラヘルツ光のモードロックレーザー，あるいは，バンチ繰り返しの高調波で発振する自由電子レーザー，と理解することができる．KEKのコンパクトERL試験加速器において実証試験を行った．詳細は文献1, 2に報告した．原理として古典電磁気学以上のことはないのだが，一見すると専門家でも不思議に思えてしまう点もある．ここでは，論文には詳しく述べなかった点について，理解の助けになる説明を試みる．

2. 原理の解説

2.1　回折放射

相対論的な荷電粒子が真空と導体の境界を通過する際に，遷移放射（Transition Radiation）が発生することはよく知られている[3]．これは，導体の境界条件によって，真空側にいる観測者には，実物の荷電粒子と共に反対電荷で逆向きに走るビームの鏡像が見える．つまり，電気双極子の生成と同等である（**図1**）．実験室系では電気双極子放射がローレンツブーストしたものが観測される．これはシンクロトロン放射と似ているが，電気双極子の向きがビーム進行方向である点が異なる．このため，軸上には放射強度がないドーナツ型の角分布で，ラジアル偏光の特徴を持つ．

ここでは，**図2**のように穴あきの導体板をビームが衝突せず通過する場合を扱い回折放射と呼ぶ

* 高エネルギー加速器研究機構　High Energy Accelerator Research Organization (KEK)

(Yosuke Honda　E-mail: yosuke@post.kek.jp)

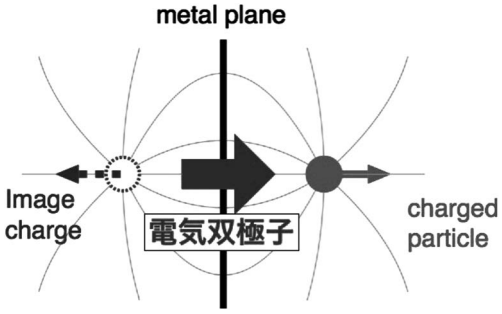

図1　遷移放射の原理.

が，穴が無限小の極限で遷移放射と一致することから理解できるように，同じ種類の現象である[4]．他にも，偏向電磁石の端部で発生するエッジ放射も似た現象と言える．

2.2　回折放射共振器

回折放射ではビームが破壊されないので，**図3(a)**のように穴あきミラーで光共振器を構成する配置を考えることができる．1つ目のミラーの前方放射と2つ目のミラーの後方放射の回折放射は，共振器内部に閉じ込められる．これを共振器モードの励起と理解すれば，RF 空洞をビームが通過し固有モードが励起される現象（**図3(b)**）と同じである．

RF 空洞の場合，ビームに沿ったモード電場の積分値に対応して，電磁エネルギーが励起される．加速器の分野でおなじみの，いわゆるインピーダンスの計算（$R/Q=|\int \vec{E}d\vec{s}|^2/\omega U$）である．この考え方を適用すると，光共振器が励起されるには，ビーム進行方向の電場成分が必要である．しかし普通は，光は横波で進行方向の電場成分はないとされるので，光共振器に励起されないはずではないだろうか．回折放射の場合についてよく考えてみると，ドーナツ分布の放射であるから，共振器の基本モードではなく，高次のエルミートガウスモードに対応する．具体的に1次のモードの動径方向の電場は，

$$E^r=\frac{Ar}{w^2}\exp\left(\frac{-r^2}{w^2}\right)\exp\left(i(\omega t-kz)-i\frac{kr^2}{2R}+i2\phi(z)\right) \quad (1)$$

と書ける．ラジアル偏光は直交する直線偏光の足し合わせと考えるとわかりやすい（**図4(上)**）．横方向電場と進行方向電場には，$E^z=-i/k\nabla_\perp E^r$ の関係があるので，計算してみると確かにこのモードは中央に進行方向電場があることがわかる（**図4(下)**）．つまり，ビームが光共振器を通過する際に，共振器の高次モードをその進行方向電場を介して励起する，という見方ができるのである．

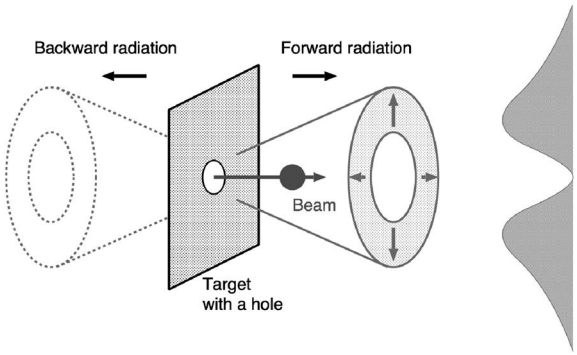

図2　回折放射の概念図.

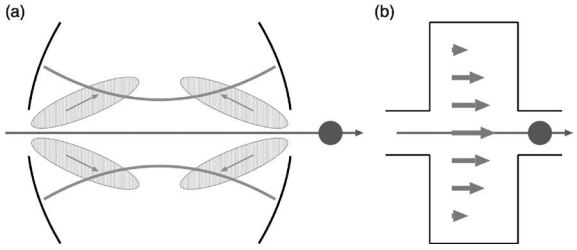

図3　(a)回折放射共振器と(b)RF 空洞.

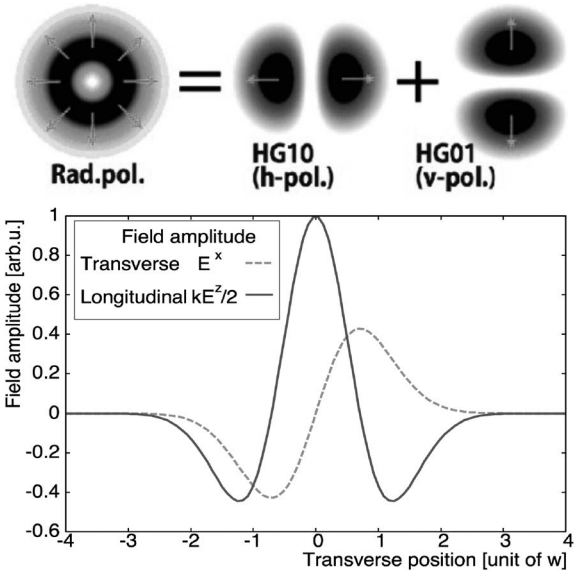

図4　高次モードの進行方向電場.

不思議なことに，2つのミラーで放射する，という描像から，ミラー間の空間で励起する，という描像に置き換わっている．放射はどこで起こっていると思えばよいのだろうか．よく考えると，前方放射と後方放射では光の位相が反対で，そのまま足し合わせると打ち消しあいそうである．実

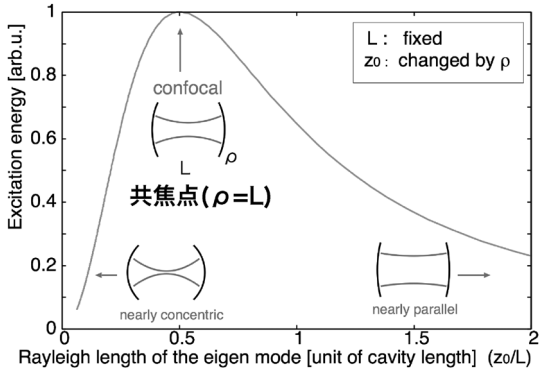

図5　共振器パラメータと励起強度.

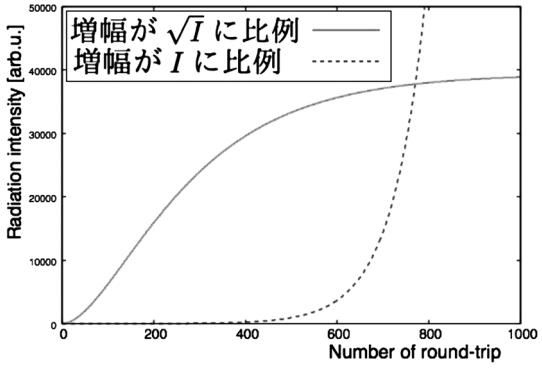

図6　光強度の成長.

は打ち消されないで残る部分が正味の励起に対応し，それはミラー間の光の伝搬で位相がずれた効果に他ならない．式(1)の$\phi(z)$の位相項はGouy位相と呼ばれ，光ビームの焦点付近で位相が進む効果を表している．実際，インピーダンスの計算は，Gouy位相を積分している．励起エネルギーは共振器の設計，この場合，ミラーの曲率半径(ρ)とミラー間距離(L)のパラメータに依存する．**図5**に示すように励起が最大になるのは$\rho=L$の場合で，共焦点(Confocal)型と呼ばれる設計に対応する．この場合，確かにGouy位相によって2つの発光点の放射が強め合う条件になる．放射はミラーで起こると言ってもよいし，その間の空間での位相の進みが本質的に重要であることから空間で起こると言ってもよいのである．

2.3　コヒーレントスタッキング

回折放射共振器にマルチバンチビームを通過させる場合を考える．十分多数のバンチの後には，各バンチによる寄与を振幅で足し合わせた，

$$v_\infty = v_1 \sum_{m=1}^{\infty} \left(\sqrt{1-\eta}\, e^{i\theta}\right)^m \tag{2}$$

の振幅が励起されることになる．(v_1は1バンチでの励起振幅，θはバンチ間の放射の位相のずれ，ηは共振器の1周期の損失である．)励起強度は振幅の2乗であるから，1バンチとマルチバンチの励起強度の比をゲインとすると，

$$G = \frac{|v_\infty|^2}{|v_1|^2} = \frac{1}{2-\eta-2\sqrt{1-\eta}\cos\theta} \tag{3}$$

となる．共振器長をスキャンする(θが変化する)と，波長の半整数倍ごとに共鳴し，共鳴条件で$G\sim 4/\eta^2$である．単純なバンチ数の効果(何バンチ分が時間的に重なっているか)は$\sim 1/\eta$であるから，それ以上のゲインが得られる．つまり，単にマルチバンチの受動的な強度和ではなく，ビームから取り出される放射エネルギーが増えているということである．既に共振器内部に存在する光によって次のバンチの放射が促進される，ということになっており，これは誘導放射(Stimulated radiation)の一種である．

光強度の成長についてイメージできるように，もう少し説明する．既に共振器が，強度I(振幅$\sqrt{I}$)で励起されている状況を考える．次のバンチの通過後，振幅はコヒーレントな足し合わせにより$\sqrt{I}+v_1$となるから，強度は$I+|v_1|^2+2v_1\sqrt{I}$で，その増分に$\sqrt{I}$に比例する項がある．確かに，放射強度が既にある光に依存することがわかる．これは，既に励起された光がビームを減速させる電場を与えるため，ビームはよりエネルギーを失い，即ちそれは，より大きな放射を発生する，と理解してもよい．

一般のレーザーの誘導放出は，放射強度がIに比例するので，依存性は今の場合とは異なる．また，共振器の損失率が一定(損失量はIに比例する)の場合，増幅がIに比例するなら指数関数的成長が続くが，増幅が$\sqrt{I}$に比例の場合は，ある時点で損失とバランスして飽和することになる(**図6**)．これが今の場合の，ηで決まるゲインである．

2.4　広帯域発振

ここまでの議論は，ある1つの共振器モードに注目して行った．RF空洞とビームの相互作用の場合と原理は全く同じで，加速空洞のビームローディングや，空洞BPMの検出原理などでもおなじみのものである．ここで，RF空洞と光共振

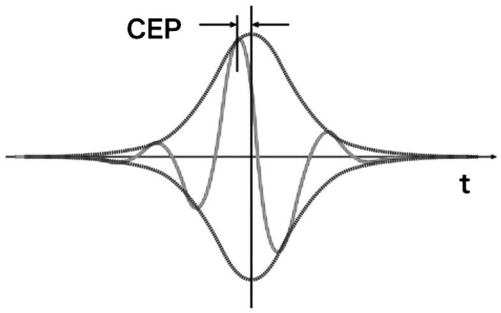

図7　キャリアエンベロープ位相.

器の大きな違いは，扱う波長である．そのため，RF 空洞ではせいぜい数個のモードで済むのにたいし，光共振器では〜1000 個ものモードを扱うことになる．ここから，多数の縦モードの重ね合わせによってパルスが形成され，共振器内を往復する，というレーザーの分野でおなじみのモードロックの描像が出てくる．

パルス強度の包絡線と電場位相の関係は，キャリアエンベロープ位相（CEP）と呼ばれる（**図7**）．一般の共振器では，パルスが共振器内を往復するごとに CEP はシフトしてしまう．マルチバンチで共振器を励起する場合，バンチごとに光の位相がずれるので，足し合わせがうまくいかない．今の場合，CEP のシフトは共振器の設計で調整可能で，実は共焦点（$\rho=L$）の場合は特別で，CEP が一定になる．つまり，バンチごとの励起が同じ位相で重なるのである．

縦モードの励起強度を**図8** のような縦モード次数と共振器長のマップで示すとわかりやすい．異なる次数の縦モードは波長が異なるので，共振器長にたいして共鳴の周期が異なる．そのため，全ての縦モードについて同時に共鳴条件になるような共振器長は，普通は存在しない（**図8(下)**）．特別に，CEP 一定の共振器設計（**図8(上)**）で，しかも完全同期条件（バンチ繰り返しと共振器基本周波数が一致）のときに限り，全ての縦モードが同時に共鳴条件になる．

共振器長をスキャンしながら放射強度を測定すると，**図8** を積分した**図9** のような波形が得られる．CEP 一定の共振器の場合，全ての縦モードが同時に発振する鋭いピークが観測される．これを，広帯域発振あるいはモードロック発振と呼ぶ．

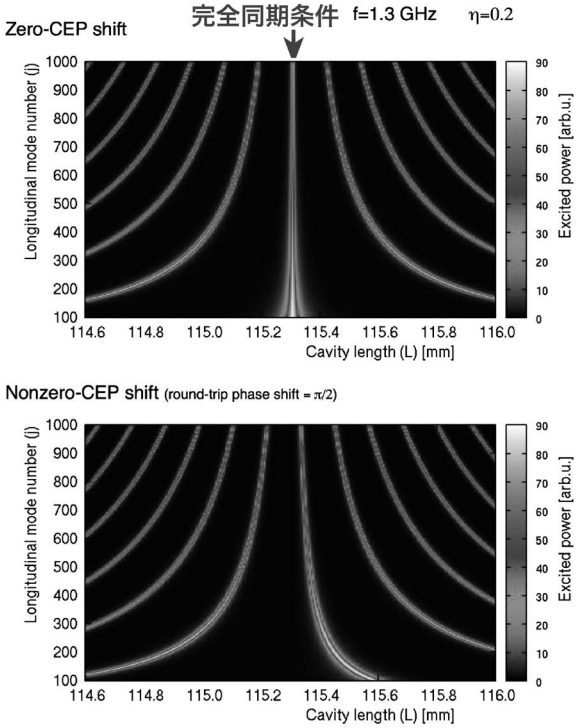

図8　励起強度のマップ.

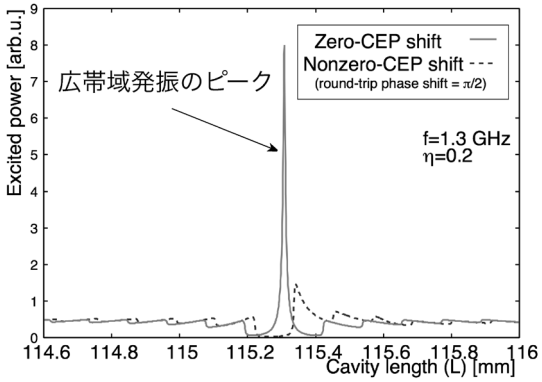

図9　測定される共鳴ピーク.

3. ビーム実験

3.1　先行研究

共振器を用いた誘導放射の実験には，いくつかの先行研究がある．文献5 は，金属箔にビームが衝突する際に発生する遷移放射を共振器の構成で共鳴させるものである．ビームは破壊されるセットアップである．共振器長をスキャンすると，バンチ間隔と共振器長が整数倍の関係になったとき，誘導放射による信号の増加が見られている．文献6 は，偏向磁場でのシンクロトロン放射を共振器で共鳴させるものである．ビームは金属箔ミラーを通過して共振器内に到達し，放射後もミ

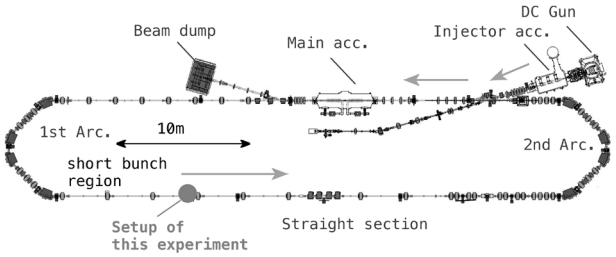

図10　コンパクト ERL のレイアウト.

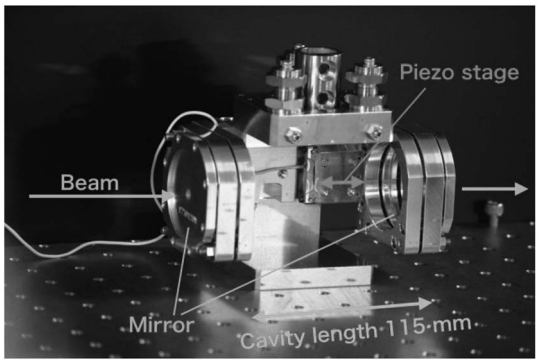

図11　共振器の写真.

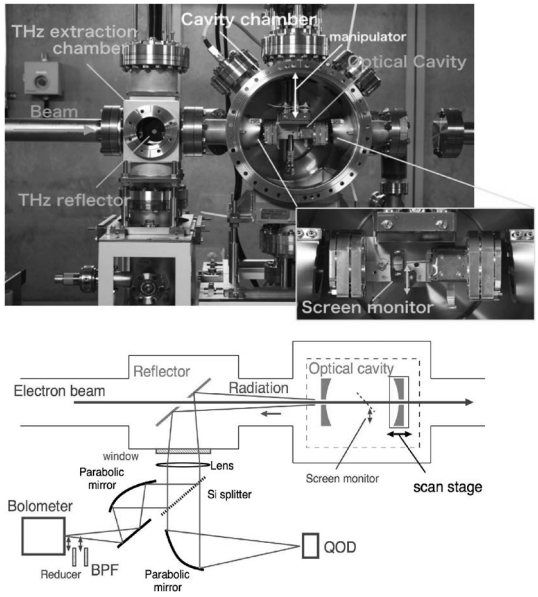

図12　チェンバと検出器のセットアップ.

ラーに衝突して破壊される．共振器長をスキャンしながら，狭帯域で測定を行い共鳴線が測定されている．文献7は，穴あき共振器を用いて回折放射のセットアップで行われた例である．共振器の設計で CEP が考慮されていなかったことと，バンチ数が不十分であったことから，はっきりとした共鳴が得られていない．我々は，最新の超伝導線形加速器を利用して，ビームを破壊しない穴あき共振器のレイアウトで，テラヘルツ帯域で誘導放射の原理実証試験を行った．詳細な結果は文献1, 2を参照していただきたい．過去の研究と比較して共振器の損失が1桁以上小さく，大きな誘導放射ゲインを得ている．CEP を考慮した共焦点型の共振器を採用し，広帯域で同時発振を可能にした．また，共振器下流でのビーム測定も行った．

3.2　セットアップ

KEK に建設されたコンパクト ERL[8] は，エネルギー回収型線形加速器（ERL）の要素技術およびその応用開発を行う試験加速器である．光陰極 DC 電子銃と連続運転の超伝導加速空洞を備えている（**図10**）．アーク部を利用してバンチ圧縮を行うこともできる[9]．高繰り返し，低エミッタンス，短バンチ，のビームが利用できることから，本実験を行うのに理想的である．今回の実験でのビームパラメータは，ビームエネルギー 17.9 MeV，バンチ繰り返し 1.3 GHz，バンチ電荷 1.2 pC，規格化エミッタンス 2 μm, RMS バンチ長 120 fs，である．本来は CW 運転の加速器であるが，マクロパルス幅 1 μs のバースト運転で試験は行った．

製作した光共振器の写真を**図11**に示す．1.3 GHz のバンチ繰り返しに対応して，共振器長は $L=115$ mm である．ミラーの曲率半径は $\rho=115$ mm で，対称な共焦点型の設計である．ミラーの中央には直径3 mm の穴があり，そこをビームが通過する．一方のミラーはピエゾステージに載っており，共振器長を精度良く調整することができる．これを**図12（上）**のように真空チェンバに設置した．ビームの調整をするために，共振器内部に挿入できるスクリーンモニタも設置されている．共振器に励起された放射の一部が，ミラーの中央の穴から出力される．隣の真空チェンバに備えられた穴あき反射板により，チェンバの外に放射が取り出される．それを，**図12（下）**のセットアップのテラヘルツ検出器で測定する．

3.3　測定結果

共振器長をスキャンしながら，テラヘルツ検出器の信号強度を測定したところ，完全同期条件において，鋭い信号が観測された（**図13（上）**）．これは広帯域の同時発振が実現できていることを示している．共鳴ピークは非常に狭く，粗いステッ

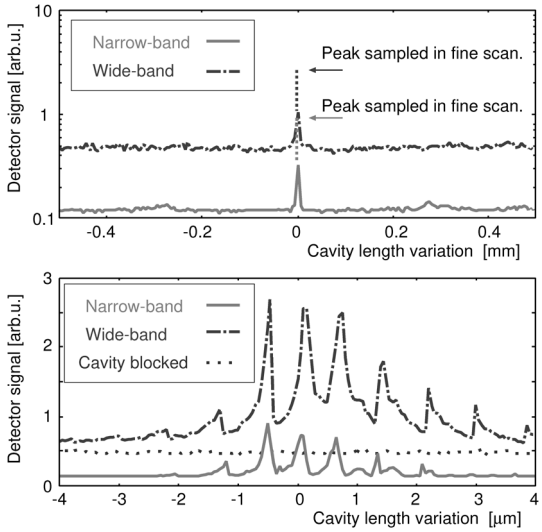

図13　共鳴ピークの測定（文献1より引用）.

プでは正しく捉えられていない．ピーク付近のみを詳細にスキャンしてみると，**図13(下)**のように，微細な構造が見られた．構造の1本の幅は150 nm程度と狭い．当初はピエゾステージの機械的な安定性の問題かと疑ったが，スキャンを止めた時の安定性や再現性などを確認する限り，実際に共鳴線が複数に分かれているようである．推測であるが，この微細構造は，横モードによる共鳴条件の分離によるのではないかと考えている．理想的には，共焦点設計では横モードは次数によらず共鳴条件が縮退しているはずだが，共振器のアライメント誤差やミラーの穴の効果によって分裂したのかもしれない．

共振器内部にスクリーンモニタを挿入して共鳴を崩すと，ピークはなくなることを確認しており，確かに共振器の共鳴によるものである．ピークから外れたところでも一定の信号が測定されているが，共鳴を崩した場合と信号レベルはほぼ一致しており，これは共鳴と無関係なバックグラウンドである．

速い応答性のある検出器でテラヘルツ信号の時間発展の観測も行った．ビームのマクロパルス内で，信号が時定数を持って成長し，飽和に達し，そして，マクロパルスが終わると時定数を持って減衰する様子が確認された．これは，$\sqrt{I}$で増幅する過程に特徴的な現象である．

共振器通過後のビームはそのまま下流に輸送され，下流アーク部のスクリーンモニタでのビーム位置からビームエネルギーの変化を測定できる．テラヘルツ検出器に強い信号を検出すると同時に，ビームエネルギーの低下が確認された．このことは，単なる受動的な信号の共鳴ではなく，共鳴条件において，ビームエネルギーから放射への転換が促進されていることを示している．

テラヘルツ光の絶対パワーは測定されていないが，共鳴時には0.6×10^{-3}のビームエネルギー低下が観測されており，18 Wが放射エネルギーに転換されていると見積もられる．今回の試験はバースト運転で行ったが，もしこれをCW運転すると，片側で9 Wの白色テラヘルツ光源ということになる．この試験は低バンチ電荷で行ったが，放射強度はバンチ電荷の2乗に比例するので，単純な計算では，12 pC程度にすると，kWクラスの光源になる可能性がある．

4. ま と め

穴あきミラーで構成した光共振器にマルチバンチ電子ビームを通過し，共振器内で発生した回折放射を後続のバンチに帰還することで，誘導放射の現象により，放射を促進できることを示した．最新の超伝導線形加速器により，テラヘルツ帯域において回折放射のレイアウトで実証された，初めての成果である．高強度テラヘルツ光源の開発としても魅力的だが，原理も興味深いシステムである．

謝　　辞

本研究を行うにあたり，コンパクトERLおよび超伝導加速器利用推進チームのサポートに感謝いたします．本研究はJSPS科研費16H05991「共振器型回折放射による誘導放出テラヘルツ光源の開発」18H03473「回折放射による大強度テラヘルツベクトルビーム」および，光量子基盤技術プログラムの助成を受けたものです．

参 考 文 献

1) Y. Honda, M. Shimada, A. Aryshev, R. Kato, T. Miyajima, T. Obina, R. Takai, T. Uchiyama and N. Yamamoto: Phys. Rev. Lett. **121**, 184801 (2018).
2) Y. Honda et al.: submitted, arXiv: 1902.07510.
3) J. D. ジャクソン：電磁気学（原著第3版），吉岡書店.
4) A. Potylitsyn et al.: Nucl. Instrum. Meth. B **145**, 169 (1998).

5) H. Lihn, P. Kung, C. Settakorn, H. Wiedemann, D. Bocek and M. Hernandez: Phys. Rev. Lett. **76**, 4163 (1996).
6) Y. Shibata, K. Ishi, S. Ono, Y. Inoue, S. Sasaki, M. Ikezawa, T. Takahashi, T. Matsuyama, K. Kobayashi, Y. Fujita and E. G. Bessonov: Phys. Rev. Lett. **78**, 2740 (1997).
7) A. Aryshev, S. Araki, M. Fukuda, P. Karataev, A. Konkov, G. Naumenko, A. Potylitsyn, K. Sakaue, L. Sukhikh, N. Terunuma, D. Verigin and J. Urakawa: Nucl. Instrum. Meth. A **763**, 424 (2014).
8) M. Akemoto, D. Arakawa, S. Asaoka, E. Cenni, M. Egi, K. Enami, K. Endo, S. Fukuda, T. Furuya, K. Haga, R. Hajima, K. Hara, K. Harada, T. Honda, Y. Honda, T. Honma, K. Hosoyama, E. Kako, H. Katagiri, H. Kawata, Y. Kobayashi, Y. Kojima, Y. Kondou, O. Tanaka, T. Kume, M. Kuriki, H. Matsumura, H. Matsushita, S. Michizono, T. Miura, T. Miyajima, S. Nagahashi, R. Nagai, H. Nakai, H. Nakajima, N. Nakamura, K. Nakanishi, K. Nigorikawa, N. Nishimori, T. Nogami, S. Noguchi, T. Obina, F. Qiu, H. Sagehashi, H. Sakai, S. Sakanaka, S. Sasaki, K. Satoh, M. Sawamura, M. Shimada, K. Shinoe, T. Shishido, M. Tadano, T. Takahashi, R. Takai, T. Takenaka, Y. Tanimoto, T. Uchiyama, A. Ueda, K. Umemori, K. Watanabe and M. Yamamoto: Nucl. Instrum. Meth. A **877**, 197 (2018).
9) Y. Honda, M. Shimada, T. Miyajima, T. Hotei, N. Nakamura, R. Kato, T. Obina, R. Takai, K. Harada and A. Ueda: Nucl. Instrum. Meth. A **875**, 156 (2017).