研究論文

Bi-2212 固有ジョセフソン接合を用いたテラヘルツ波発振素子の
放射特性の解析立木 隆^{*,†}, 堅田 寛^{*}, 内田 貴司^{*}Analytical Evaluation of Radiation Properties in
Terahertz-wave Oscillators using Bi-2212 Intrinsic Josephson JunctionsTakashi TACHIKI^{*,†}, Hiroshi KATADA^{*} and Takashi UCHIDA^{*}

Synopsis: To calculate the radiation properties of terahertz-wave oscillators using intrinsic Josephson junctions, an analytical solution of the coupled sine-Gordon equation was obtained by applying continuous approximation and a radiation boundary condition in a 3D model for the oscillator mesa. The I - V characteristics, electromagnetic field distributions and bias dependence of radiation power were obtained by the analytical solution. These properties agree well with experimental results obtained from the oscillator fabricated from a $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ rectangular mesa with 78 μm wide, 138 μm long and 1.1 μm high. The analytical formulae are useful for designing the oscillator using the intrinsic Josephson junctions for practical applications.

Keywords: intrinsic Josephson junction, terahertz-wave oscillator, coupled sine-Gordon equation

(Some figures in this article may appear in colour only in the electronic version)

1. はじめに

0.1~10 THz の電磁波であるテラヘルツ波は、様々な光源を用いた非破壊検査やテラヘルツ時間領域分光による物性評価等、応用技術の発展が目覚ましい¹⁾。超伝導の分野においても、テラヘルツ波の要素技術として、これまでマイクロ波から光波にかけて超伝導体-絶縁体-超伝導体 (SIS) 接合等の高性能な検出器の開発が精力的に行われてきた。一方、発振器については、ヘテロダイン検出器に集積化可能な磁束フロー発振器等が長年研究されてきているものの、利用価値が高い 0.6~1 THz の発振器の報告例は少ない。一方、2007 年に Ozyuzer らは、銅酸化物高温超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi-2212) のメサ構造から 0.4~0.85 THz のほぼ単色で最高 0.5 μW の連続波が放射されることを報告した²⁾。その後、実験と理論で精力的に研究がつづけられ³⁻¹¹⁾、最近では、高いバイアス電流の領域でメサに生じるホットスポットに伴う放射で 20 MHz 程度の狭帯域特性が得られている⁵⁾。また、3 つのメサのアレー

の同期により、600 μW の高出力化が達成されてきた⁶⁾。一方、この Bi-2212 メサからのテラヘルツ波に関する理論的研究においては、異方性の高い Bi-2212 の結晶構造に由来する固有ジョセフソン接合がメサ内に 600~1400 程度内在することから、大型計算機による放射特性の数値シミュレーションが行われ^{7,12)}、放射効率の改善のため、アンテナ等の外部回路の提案がなされてきた^{8,9,13)}。さらに、 π -kink による放射の可能性等の深い理論的考察が行われてきたものの^{10,11)}、大規模演算であっても 3 次元のメサ構造内の電磁的な非線形現象を完全にシミュレーションすることは難しい。また、ワークステーションレベルでは、単一接合の知見、あるいは数接合程度の繰り返し構造に周期的境界条件を課すことにより、発振機構の定性的な理解に留まっている。これまでよりも高い放射電力を得るためには、より定量的な理解が必要になってきている。そこで、ジョセフソン接合自体は非線形性の強い素子であるものの、メサ内に発生し、テラヘルツ波に変換される固体プラズマ (ジョセフソンプラズマと呼ばれる) は線形現象であることに着目し、我々は多接合体を連続体近似した 3 次元モデルを提案した⁹⁾。これにより、放射特性や外部回路との整合を考える上で重要なキャビティ共振時の発振モードおよび高周波インピーダンスを、実際に放射が観測されている素子と同じスケールで計算してきた。しかしながら、境界

Received March 31, 2014

^{*} 防衛大学校 電気電子工学科
〒239-8686 神奈川県横須賀市走水 1-10-20
Department of Electrical and Electronic Engineering,
National Defense Academy, 1-10-20 Hashirimizu, Yokosuka,
Kanagawa 239-8686, Japan

[†] E-mail: tachiki@nda.ac.jp
DOI: 10.2221/jcsj.49.367

Fig. 1 Terahertz oscillator using intrinsic Josephson junctions.

条件が限定的であったため、放射電力のバイアス依存性などの放射特性を得ることが困難であった。本研究では、放射的な境界条件を与えて、放射特性を得る解析式を導出し、実際に製作した発振素子の実験結果と比較することにより、我々の提案したモデルの妥当性を検討することとした。

2. 発振素子の3次元モデル

テラヘルツ波発振の基本原理は、ジョセフソン周波数 f と電圧 V の関係式 $f = 2eV/h$ (e と h はそれぞれ素電荷とプランク定数) およびメサを共振器としたキャビティ形状と周波数の条件を満足することに基づく。**Fig. 1** は発振素子の概略図で、幅 w 、長さ l 、高さ d の矩形部が Bi-2212 のメサである。メサ内の約 1.5 nm の厚さの SIS 接合が固有ジョセフソン接合で、メサ内に N 個含まれているとすると、その電磁界の記述には、 N 個の連立した結合サイン・ゴードン方程式が用いられる¹⁴⁾。本研究では、メサ内に極薄の接合が 600 個以上も積層していることから、この方程式を連続体近似した次式を基礎方程式とする⁹⁾。

$$(\partial_x^2 + \partial_y^2)\phi = (1 - \partial_z^2)\{(\partial_t^2 + \beta\partial_t)\phi + \sin\phi - \gamma\} \quad (1)$$

ここで、未知関数 ϕ は固有ジョセフソン接合のゲージ不変な位相差で、 ∂_x 等は x 等での偏微分を表す。 β は ϕ の波動の減衰定数であり、 γ は臨界電流密度で規格化されたバイアス電流である。物理量は全て規格化されており、 x, y 座標は z 軸 (結晶の c 軸) 方向の遮蔽電流によるロンドン侵入長 λ_c 、 z 座標は面内の侵入長 λ_{ab} 、時間 t はプラズマ角周波数の逆数 $(2\pi f_p)^{-1}$ 、電界と磁界はそれぞれ $hf_p/(2ed)$ と $h/(4\pi e\mu_0\lambda_c d)$ で無次元化されている。これらの規格化により電磁界は以下の式で与えられる。

$$E_z^{\text{pl}} = \partial_t \phi \quad (2)$$

$$(1 - \partial_z^2)H_y^{\text{pl}} = \partial_x \phi \quad (3)$$

$$(1 - \partial_z^2)H_x^{\text{pl}} = -\partial_y \phi \quad (4)$$

ここで、面内の強い2次元性により電界は層間に垂直な成分、磁界は平行成分のみ存在する。また、座標原点は Fig.1 に示すようにメサの中央部とした。以下の解析は、単一接合のフィスケステップの解析と同様であるが¹⁵⁾、無磁界中であることと電磁界の境界条件が異なることを付記しておく。まず、式(1)中の非線形項 $\sin\phi$ を取り除くため ϕ を次のように書き直す。

$$\phi(x, y, z, t) = vt + \theta + \phi_{\text{pl}} \quad (5)$$

v は直流電圧、 θ は初期位相、 ϕ_{pl} はジョセフソンプラズマを表す位相差で微小振動項に対応する。この式を式(1)に代入し、 $\sin\phi$ に近似を用いると、線形化された次式

$$\{\partial_x^2 + \partial_y^2 - (1 - \partial_z^2)(\partial_t^2 + \beta\partial_t) - \cos(vt + \theta)\}\phi_{\text{pl}} = J(x, y, z)\sin(vt + \theta) \quad (6)$$

が得られる。ここで、 $J(x, y, z)$ はジョセフソン電流の不均一性を表し、本研究では次式を仮定した。

$$J(x, y, z) = A \cosh\left(\frac{x}{\lambda_x}\right) \cosh\left(\frac{y}{\lambda_y}\right) \cosh\left(\frac{z}{\lambda_z}\right) \quad (7)$$

上式の $\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$ は各方向の磁界侵入長、比例定数 A は

$$A = \left\{ \cosh\left(\frac{w}{2\lambda_x}\right) \cosh\left(\frac{l}{2\lambda_y}\right) \cosh\left(\frac{d}{2\lambda_z}\right) \right\}^{-1}$$

で与えられる。次に解である ϕ_{pl} を空間に関するフーリエ級数で展開する。

$$\phi_{\text{pl}}(x, y, z, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} c_{mnp}(t) e^{j(mk_x x + nk_y y + pk_z z)} \quad (8)$$

ここで各方向の波数は

$$k_x = \frac{\pi}{w}, k_y = \frac{\pi}{l}, k_z = \frac{\pi}{d} \quad (9)$$

で表される。式(8)を式(6)に代入し、項別に整理すると

$$c_{mnp}''(t) + c_{mnp}'(t) + \{\omega_{mnp}^2 + \cos(vt + \theta)\}c_{mnp}(t) = -\frac{a_{mnp}}{1 + (p\pi/d)^2} \sin(vt + \theta) \quad (10)$$

となる。このとき ω_{mnp} は共振角周波数を表し、以下の分散関係を満たす。

$$\omega_{mnp}^2 = \frac{(m\pi/w)^2 + (n\pi/l)^2}{1 + (p\pi/d)^2} \quad (11)$$

また、 a_{mnp} は式(7)のフーリエ係数である。式(10)は、Mathieu の微分方程式に変形でき、これを直接解けば、周波数スペクトルを見積もることができるが、バイアスがある程度高くなると解は正弦波的变化をするため、左辺の $\cos$ 項を ω_{mnp}^2 よりも小さいとして無視する。これにより式(10)の微分方程式は解ける。その解は次式で与えられる。

$$c_{mnp}(t) = \frac{a_{mnp} \left\{ (v^2 - \omega_{mnp}^2) \sin(vt + \theta) + \beta v \cos(vt + \theta) \right\}}{\left\{ 1 + (p\pi/d)^2 \right\} \left\{ (v^2 - \omega_{mnp}^2)^2 + (\beta v)^2 \right\}} \quad (12)$$

次に境界条件について述べる。これまで3次元モデルを用いてキャビティ共振モードを計算する際、簡単化のため、端面で位相差ゼロ（電界ゼロ）の条件を課していた。そのため、端面からの放射電力を計算することができなかった。本研究では、放射電力を計算できるように、メサの側面で内部のプラズマ波の電磁界 ($E_z^{\text{pl}}, H_x^{\text{pl}}, H_y^{\text{pl}}$) と放射テラヘルツ波 ($E_z^{\text{EM}}, H_x^{\text{EM}}, H_y^{\text{EM}}$) が $x = \pm w/2, y = \pm l/2$ で連続の条件を満たす境界条件を与えることとした。これにより、式(9)の k_x と k_y は下記のように複素数に変更される。

$$k_x = \frac{\pi}{w} + j \frac{2}{mw} \tanh^{-1} \left(\frac{m\pi Z_0}{vw \left\{ 1 + (p\pi/d)^2 \right\}} \right) \quad (13)$$

$$k_y = \frac{\pi}{l} + j \frac{2}{nl} \tanh^{-1} \left(\frac{n\pi Z_0}{vl \left\{ 1 + (p\pi/d)^2 \right\}} \right) \quad (14)$$

ここで Z_0 は自由空間のインピーダンスである。上式のように波数に虚部が生じると、減衰があることを意味するが、その分が外部に染み出てテラヘルツ波として放射されると考えることができる。ここで求められた ϕ_{pl} を式(2)~(4)に代入することにより電磁界分布や放射電力が求められる。なお、実際の放射パターンは、メサの端面方向よりも、むしろ上部の直上方向から 30° 付近が最大になる実験結果が報告されている^{16,17)}。このことは、本研究で想定しているメサ端面からの放射においても、テラヘルツ波の自由空間波長がメサの寸法よりも十分長いため、メサが点波源に近い放射であると考えerことで説明することができる。本節の最後に I - V 特性を計算するための直流電流を示す。

$$I_{\text{sc}} = \beta v + \frac{4wl}{\pi^3 mnp} \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \frac{a_{mnp} Q^{-1}}{\left\{ 1 + (p\pi/d)^2 \right\} \left\{ \left[(v/\omega_{mnp})^2 - 1 \right]^2 + Q^{-2} \right\}} \quad (15)$$

文献10)で詳しく調べたように上式に含まれる Q 値には、準粒子による導体損 $Q_c^{-1} = \beta v / \omega_{mnp}$ だけでなく、誘電体損や放射損も含まれる。次節では、本節で得られた解析式の妥当性を検討するために製作した Bi-2212 固有ジョセフソン接合を用いた発振素子の詳細と放射特性の測定について述べる。

3. テラヘルツ波発振素子の製作と測定

本研究では、矩形メサの寸法を $w = 78 \mu\text{m}$, $l = 138 \mu\text{m}$, $d = 1.0 \mu\text{m}$ とした。この値をもとに式(11)を用いて計算した低次の共振周波数 f_{mnp} を Table 1 に示す。なお、前節で述べたように電界は常に c 軸方向を向き、プラズマ波の進行方向

Table 1 Resonant modes and frequencies

TE _{mnp} mode	Resonant frequency f_{mnp}
111	0.494
112	0.332
121	0.649
122	0.436
131	0.846
132	0.569

Fig. 2 Photograph of the fabricated device.

はそれと直交しているため、キャビティ共振モードは TE モードとなる。同表より各モード間の周波数差は少なくとも 50 GHz 以上あり、本研究で用いた分光計の周波数分解能よりも十分広いため、モードの判別が可能である¹⁸⁾。

次に、素子製作について述べる。約 50 nm 厚の Au 薄膜が表面に蒸着された Bi-2212 単結晶の上部をフォトリソグラフィとアルゴンイオンミリングにより矩形メサに加工した。次に接合端面と Ag 配線との短絡を避けるために、層間絶縁層としてポリイミドを塗布後、配線層を製作し、発振素子を完成させた。Fig. 2 に製作した発振素子の光学顕微鏡写真を示す。Bi-2212 メサ上には同じ面積の上部電極があり、その上側にメサへ電流を供給するためのコンタクトパッドが配置されている。なお、 $d = 1.0 \mu\text{m}$ から、メサに含まれる接合数 N ($= d/s$, s は 1 接合あたりの高さ 1.5 nm) は、約 670 である。

発振素子の放射電力および発振周波数は、自作したテラヘルツ波フーリエ変換型分光計により測定した¹⁸⁻²⁰⁾。本装置では、発振素子から放射されたテラヘルツ波は、素子と同程度の温度に冷却された直径 20 mm の水晶半球レンズで集光され、その放射電力と発振周波数は、4.2 K に冷却された Si ボロメータとラメラ干涉計を用いて測定された。このラメラ干涉計は、偏光や外部振動の影響を受けにくいという利点をもっている。

Fig. 3 I - V characteristics and bias voltage dependence of the radiation power (calculated data).

4. I - V 特性および放射特性の比較

まず、第2節で示した式を用いて計算した I - V 特性および放射電力のバイアス電圧依存性 (P - V 特性) を **Fig. 3** に示す。計算パラメータとして、寸法は、前節で製作した素子と同じ $w = 78 \mu\text{m}$, $l = 138 \mu\text{m}$, $d = 1.0 \mu\text{m}$, 接合数 $N = 670$ とした。その他のパラメータも同素子の諸特性から算出し、臨界電流密度 $J_0 = 860 \text{ A/cm}^2$, プラズマ周波数 $f_p = 99 \text{ GHz}$, 減衰定数 $\beta = 0.006$ (マッカンバー定数 $\beta_c = 28000$ に対応), 1接合あたりの抵抗値 $R_0 = 0.37 \Omega$, 接合容量 $C_0 = 0.73 \text{ nF}$, Bi-2212 の誘電率 $\epsilon_r = 12$ とした。固有ジョセフソン接合の I - V 特性は、多数直列接続された通常の SIS 接合と同じようなヒステリシスを伴う特性である。バイアス電流が臨界電流を上回ると、メサに含まれる接合に電圧が生じ、交流ジョセフソン効果により、系が動的な状態になる。**Fig. 3** はこの状態から徐々に電流を下げて行って得られた I - V 特性のリターンカーブに対応している。横軸の電圧は、1接合あたりの電圧を表している。同図(a)より、**Table 1** の共振周波数がジョセフソン周波数となる電圧値において点線で示すようなピーク構造が表れている。TE₁₁₁ モードとなるバイアス電圧 $V_b/N = 1.02 \text{ mV}$ の時の電磁界分布を xz 面内に対して **Fig. 4** に、 xy 面内に対して **Fig. 5(a)** にそれぞれ示す。磁界分布は2成分のため、ベクトル図となっている。両図の電界と磁界の分布より、 x , y , z 方向で確かにそれぞれ半波長の共振状態を示していることから、TE₁₁₁ モー

ドであることが分かる。同様に **Fig. 5(b)** より $V_b/N = 1.34 \text{ mV}$ の時は TE₁₂₁ モードであることが分かる。これまでの研究でも I - V 特性のピーク構造と共振モードの関係は得られていたが、本研究では、式(13)と(14)より放射時の境界条件が取り入れられ、端部の電磁界は完全には閉じていない。このことは、**Fig. 4(c)** に示した、同図(a)の z 軸方向中央で切った線上のプロファイルを見ると分かるように、点線で示した従来の閉じた境界条件とは異なり、実線の放射時の境界条件では電界は両端で閉じていない。このことを反映して、**Fig. 3(b)** に示した P - V 特性が得られた。しかしながら、実際の測定では、素子の低インピーダンスを反映して、ほぼ電流バイアスとなるため、 I - V , P - V 特性上の点線で示した部分は観測されず、 I - V 特性上では電圧のとびが観測され、 P - V 特性では真の最大値に至ることができなくなると考えられる。

最後に、実験データとの比較を行う。前節で製作した発振素子の I - V 特性および P - V 特性を **Fig. 6** に示す。同特性

(a) Electric Field E_z

(b) Magnetic Field H_y

Fig. 4 Electric and magnetic field distributions at the center in the xz plane ($V_b/N = 1.02 \text{ mV}$).

Fig. 5 Electric and magnetic field distributions at the center in the xy plane.

は 25 K で測定された。実験で得られた I - V 特性において、Fig. 3 の理論曲線と電圧 $V_b/N = 1.4$ mV 以下では、ほぼ同様の特性が得られた。しかし、似ているものの、異なる点もいくつか挙げられる。まず、高電流バイアス領域における負性抵抗がある。これは、元来、熱伝導の悪い Bi-2212 に過度の電流を注入することによりジュール熱が生じ、素子温度が上昇し、超伝導ギャップが収縮すること起因している。このことを踏まえたメサ内の熱解析が行われており、メサ内の温度分布や I - V 特性に与えられる影響が調べられている^{21,22)}。また、放射に伴う I - V 特性上の電圧のとびは、現在までに 3 種類知られている。1 つは高バイアス領域でジュール熱によるホットスポットの形成時に生じる

もので、このことが周波数の可変性に寄与しているとの報告がある¹⁹⁾。2 つ目に、低バイアス領域において放射損失が高くなるにつれて接合の一部あるいは全部が安定な超伝導状態に戻ろうと電圧が減少する **retrapping** がある^{2,11)}。そして、最後の一つが共振モードの変化による電圧のとびである^{7,23)}。そのいずれにおいても P - V 特性上では Fig. 6(b) に示すようなピーク構造が生じる。しかしながら、**retrapping** の場合、電圧のとびの前後で、放射に寄与する接合の数が増減し、発振周波数はほとんど変わらない。また、ホットスポットの場合、周波数が変化するが、キャビティ共振のような明瞭な形状依存性はあまりない²⁾。一方、本研究で観測した少なくとも高バイアス側の P - V 特性上の 2 つのピークに対応した電圧のとびは、内挿図のスペクトルの一例が示すように高バイアス側から 0.649 THz, 0.499 THz となり、各々のピークのバイアス範囲では大きな周波数の変化は生じなかった。これらの発振周波数は Table 1 よりそれぞれ TE_{121} , TE_{111} に対応しており、Fig. 3 の I - V 特性のとびと同様であると考えられる。また、 P - V 特性上の相違点として理論上は TE_{111} のピークが TE_{121} のピークよりも高いはずであるが、実験ではその大小関係が逆転している。これは TE_{121} のバイアス点が発熱による I - V 特性上の折れ曲がり (**back-bending**) 付近の立ち上がった付近にあるため、Fig. 3 の点線で示した P - V 特性上の真のピークに近い点まで電流バイアスし易いことによると考えられる。また、Fig. 6(b) に示す 3 番目に低いピークは安定な放射が得られず、発振周波数の測定までには至らなかった。しかしながら、本研究で示した解析式による I - V , P - V 特性を検討することにより、 TE_{112} モードの発振に起因したピークであると予想される。また、実験時の素子から見た等価電源の内部インピーダンスと出力特性が分かれば、計算で得られた Fig. 3(a) の I - V 特性 (さらに同図(b)の P - V 特性) 上の実線と点線の境目を特定することができる。これにより共振モードに起因したとび電圧の発生位置およびそのバイアスでの放射電力を数値的に求めることが可能となる。今後は、これらの数値に対する実験値との定量的な比較検討を行う予定である。

Fig. 6 I - V characteristics and bias voltage dependence of the radiation power (experimental data). Inset: spectrum at the highest radiation power.

5. まとめ

本研究では、Bi-2212 固有ジョセフソン接合を用いたテラヘルツ波発振素子の放射特性を解析的に検討することを目的に、素子（メサ）の 3 次元モデルを用いて、結合サイン・ゴードン方程式を連続体近似し、放射的境界条件で解くことにより、 I - V 特性、 P - V 特性および電磁界分布を計算することができた。この計算結果を我々の製作した発振素子の特性と比較することにより、解析式の妥当性を示した。とりわけ実験的にはモード同定が困難な低バイアス領域での放射電力に対してもモード同定を予想できる可能性を示した。

本研究は科研費（23560381）の助成を受けたものである。

参 考 文 献

- 1) 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, 東京 (2007)
- 2) L. Ozyuzer, et al.: “Emission of coherent THz radiation from superconductors,” *Science* **318** (2007) 1291-1293
- 3) T. Kashiwagi, et al.: “High temperature superconductor terahertz emitters: fundamental physics and its applications,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **51** (2012) 010113
- 4) I. Takeya, et al.: “Effect of thermal inhomogeneity for terahertz radiation from intrinsic Josephson junction stacks of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$,” *Appl. Phys. Lett.* **100** (2012) 242603
- 5) M. Li, et al.: “Linewidth dependence of coherent terahertz emission from $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ intrinsic Josephson junction stacks in the hot-spot regime,” *Phys. Rev. B* **86** (2012) 060505
- 6) T.M. Benseman, et al.: “Powerful terahertz emission from $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ mesa arrays,” *Appl. Phys. Lett.* **103** (2013) 022602
- 7) T. Tachiki and T. Uchida: “Terahertz-wave radiation emitted by intrinsic Josephson junctions,” *J. Appl. Phys.* **107** (2010) 103920
- 8) H. Asai, M. Tachiki and K. Kadowaki: “Proposal of terahertz patch antenna fed by intrinsic Josephson junctions,” *Appl. Phys. Lett.* **101** (2012) 112602
- 9) T. Tachiki and T. Uchida: “Calculation of cavity modes in terahertz-wave oscillators using intrinsic Josephson junctions,” *IEE Japan* **132** (2012) 747-752 (in Japanese)
立木 隆, 内田貴司：「固有ジョセフソン接合を用いたテラヘルツ波発振素子のキャビティモードの計算」, 電気学会論文誌 A **132** (2012) 747-752
- 10) S. Lin and X. Hu: “Possible dynamic states in inductively coupled intrinsic Josephson junctions of layered high- T_c superconductors,” *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 247006
- 11) M. Tachiki, S. Fukuya and T. Koyama: “Mechanism of terahertz electromagnetic wave emission from intrinsic Josephson junctions,” *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 127002
- 12) M. Tachiki, M. Iizuka, S. Tejima and H. Nakajima: “Emission of continuous terahertz waves with tunable frequency by intrinsic Josephson junctions,” *Phys. Rev. B* **71** (2005) 134515
- 13) T. Uchida, N. Kawai and T. Tachiki: “Fabrication of slot-antenna-coupled BSCCO intrinsic Josephson junctions,” *J. Korean Phys. Soc.* **48** (2006) 1061-1065
- 14) S. Sakai, P. Bodin and N.F. Pedersen: “Fluxons in thin-film superconductor-insulator superlattices,” *J. Appl. Phys.* **73** (1992) 2411-2417
- 15) A. Barone and G. Paternò: “Physics and Application of the Josephson Effects,” Wiley, New York (1982)
- 16) H. Minami, et al.: “Characteristics of terahertz radiation emitted from the intrinsic Josephson junctions in high- T_c superconductor $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$,” *Appl. Phys. Lett.* **95** (2009) 232511
- 17) K. Kadowaki, et al.: “Evidence for a dual-source mechanism of terahertz radiation from rectangular mesas of single crystalline $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ intrinsic Josephson junctions,” *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** (2010) 023703
- 18) T. Tachiki, H. Katada and T. Uchida: “Evaluation of radiation properties in terahertz-wave oscillators using Bi-2212 intrinsic Josephson junctions,” *J. Japan Soc. Infra. Sci. Tech.* **23** (2013) 66-72 (in Japanese)
立木 隆, 堅田 寛, 内田貴司：「固有ジョセフソン接合を用いたテラヘルツ波発振素子の特性評価」, 日本赤外線学会誌 **23** (2013) 66-72
- 19) H.B. Wang, et al.: “Coherent THz emission of intrinsic Josephson junction stacks in the hot spot regime,” *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 057002
- 20) H. Eisele, M. Naftaly and J. Fletcher: “A simple interferometer for the characterization of sources at terahertz frequencies,” *Meas. Sci. Technol.* **18** (2007) 2623-2628
- 21) A. Yurgens: “Temperature distribution in a large $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ mesa,” *Phys. Rev. B* **83** (2011) 184501
- 22) B. Gross, et al.: “Modeling the linewidth dependence of coherent terahertz emission from intrinsic Josephson junctions in the hot-spot regime,” *Phys. Rev. B* **88** (2013) 014524
- 23) T. Tachiki, H. Katada and T. Uchida: “Evaluation of cavity modes in superconducting intrinsic-Josephson-junction oscillators for terahertz-wave generation,” *J. Infrared Milli. Terahz. Waves*, in press

立 木 隆 2000 年東北大学大学院工学研究科博士後期課程電気・通信工学専攻修了。高温超伝導体のジョセフソン効果等を用いた電磁波発振器、検出器の研究に従事。防衛大学校電気電子工学科助手、同講師、2007 年准教授を経て、現在に至る。低温工学・超電導学会、日本赤外線学会、応用物理学会会員。博士（工学）。

堅 田 寛 2013 年防衛大学校理工学研究科前期課程電子工学専攻修了。高温超伝導体のジョセフソン効果を用いた電磁波発振器の研究に従事。現在、防衛省航空自衛隊に所属。

内 田 貴 司 1993 年東京工業大学大学院博士課程物理情報工学専攻修了。高温超伝導体・半導体薄膜の作製ならびにそれらを用いたテラヘルツ帯での発振・検出素子の研究に従事。防衛大学校講師、同助教授、2005 年同教授を経て、現在に至る。日本赤外線学会、電子情報通信学会、応用物理学会、電気学会会員。博士（工学）。