

共鳴トンネルダイオードをテラヘルツ波源とした
無線通信の性能予測のための包括的理論解析

浅川 澄人

2014 年

論文要旨

現在、私達の社会を支える基盤技術の一つとして無線通信が挙げられる。これまで無線通信技術は携帯端末等の移動体無線通信やインターフェース機器等の機器間無線通信など配線レスという利便性が活かされる分野に広く浸透してきた。最近では無線通信技術の大容量化および機器の小型・低消費電力化が進み、センサネットワークやウェアラブル端末・ボード間無線通信といった無線通信の利便性の良さとビッグデータの送受信を求めた新たな機器・用途の開拓が始まっている。そして新たな無線機器・用途の登場は必ずやそれらをつなげるインターネットを介した新しいサービスを創出させることに発展し、これがさらに新しい技術開拓につながる。このような機器・用途・サービスの相乗的な発展により無線通信の利用範囲や情報量は今後も益々増加すると予想できる。

通信における伝送情報量の増加に対処する最も簡便で効果的な方法は周波数帯域を広げることである。しかし現在の無線通信デバイス／システムが動作対応可能な周波数帯域はほとんど占有されており、周波数資源の逼迫の問題が生じている。その回避のため、無線通信の容量拡大には、1) MIMO などの空間多重化や、2) コグニティブ無線通信などの時間多重化、3) QAM などの高度な多値変調方式を用いた周波数多重化、といった高度な多重化方式が考えられている。しかしこれらはシステム構成の複雑化と消費電力の増加を許容できるハイエンド仕様向けの容量拡大方式である。一方、本研究で目指しているテラヘルツ帯無線通信は、テラヘルツ帯という新しい周波数帯域を利用する。この帯域は動作する固体デバイス／システムが産業化されていないため現在周波数割り当てがなされておらず、この帯域を広く利用できれば、1) ~3) のような高度な多重化方式を用いることなく無線通信の高速・大容量化が実現できる。そしてこれはシステム構成の簡易化と消費電力の低下につながるなど、ハイエンド以外の市場の大きな携帯・小型端末にテラヘルツ帯無線通信を搭載できると期待できる。

そこで本研究では、通信システム構成デバイスに共鳴トンネルダイオード (RTD) という電子デバイスを用いた小型で簡易な通信システム・変調方式を用いた低消費電力のテラヘルツ帯無線通信システム実現を目指している。RTD は共鳴トンネル効果という量子効果を動作原理としており、化合物半導体ヘテロ構造により RTD を構成することにより

超高速動作デバイスの実現が可能であり、テラヘルツ帯動作固体デバイスの有力候補の1つである。この共鳴トンネル効果は微分負性抵抗 (NDR) 特性という特徴的な非線形電流電圧特性を示し、簡易なシステム構成でも発振器や増幅器を構成する可能性を有する。近年は RTD の NDR 特性と共鳴トンネル効果がサブピコ秒級の超高速動作であることを用いて、テラヘルツ帯でも動作可能な発振器や増幅器、アイソレータ、検波器などが研究されてきている。中でも 2010 年にはアンテナと RTD を集積した発振器において 1.04THz というテラヘルツ発振が初めて実験的に報告され、2013 年現在では 1.4THz の発振報告がレコードである。

一方、現在報告されているアンテナ集積 RTD 発振器を用いたテラヘルツ帯無線通信の模擬実験では 525GHz 帯で通信可能容量は最大でも 3Gbit/s であり、キャリア周波数の 1/100 以下にとどまっている。この性能極限を決めているのは RTD の出力パワーの小ささである。一般に超高速固体電子デバイスは、動作周波数上限値が伸びると出力が低下する。このことは雑音耐性の劣化をもたらし、動作周波数上昇によって帯域を拡張したにも関わらず通信容量の低下が起こり得る。またデバイス動作周波数がテラヘルツ帯になると、材料や配線・結合部での損失が大きくなるため複数素子の集積一体化が必須となる。しかしその際のインピーダンス整合などの諸条件設計の複雑さのため、従来指針では一体化したにも関わらず通信容量の低下が起こり得る。つまりテラヘルツ帯無線通信システム構成用デバイスには上述のような様々な特性の因果関係や競合関係を考慮した最適な集積構造を構成することが必要不可欠である。例えば RTD とアンテナを集積一体化したデバイスのテラヘルツ動作を論ずるには、ナノメータ級の半導体ヘテロ構造量子輸送解析と素子特性解析による RTD 単体の構造最適化だけでなく、アンテナ集積構造における電磁界放射特性の解析や全体を俯瞰した時の非線形動特性解析が不可欠となる。しかし現状ではそのような理論体系、解析モデルの構築、設計シナリオの確立はなされていない。

そこで本研究では、簡易な構成・変調方式を用いて小型端末にも搭載できるテラヘルツ帯無線通信システムの実現を目指して、RTD をテラヘルツ波源として採用し、システム構成デバイスの1つであるアンテナ集積 RTD 発振器の予測性能を定量的に評価できる理論解析手法とシナリオを確立することを目的とした。

具体的には2つの理論解析手法を確立した。1つは RTD のテラヘルツ帯での予測性能を理論解析するために、RTD 単体の非線形電流電圧特性を精度良く表現できる理論モデルと、発振器構成に不可欠な広帯域アンテナや電源回路などの周辺回路とを組み合わせ独自にモデル化した等価回路を用いた非線形大信号解析手法である。2つ目は RTD の非線形性のテラヘルツ帯高周波領域における特性精査のために RTD の量子電子輸送現象を考慮して構築した非線形詳細モデルと粒子群最適化手法を用いた非線形等価回路要素の同定手法である。

本研究の特徴は、1) 広帯域アンテナと RTD を一体集積したテラヘルツ波源の放射

波形／周波数／パワー／スペクトルや変調特性・消費電力などの予測性能を包括的に理論解析可能なシナリオを確立した点、2) 等価回路要素同定手法に最適化理論を適用した点、3) 実測データに基づきテラヘルツ帯無線通信システムの仕様を策定する上で必要不可欠なテラヘルツ波源の放射可能最大電力や変調可能ビットレート・ノイズ耐性などのシステムの性能予測を定量的に論ずることができるシナリオを確立した点である。

以下に本論文の章構成を示す。

第1章は序論として、現在の大容量・高速無線通信における周波数資源逼迫の問題からテラヘルツ帯無線通信というアプローチに至った背景を説明し、テラヘルツ帯無線通信実現への課題点とそれに対する本研究の目的および位置づけを示す。

第2章では、本研究で確立した RTD 単体デバイスおよびアンテナ集積 RTD を用いたテラヘルツ波源の理論解析手法に関して説明する。そのためにまず始めに本研究で用いている化合物半導体ヘテロ構造を用いた RTD 単体の非線形電流電圧特性を精度良く表現可能な理論モデルを説明する。次に RTD と広帯域アンテナや電源回路などの周辺回路を組み合わせた非線形等価回路モデルを示し、最後にこの等価回路を用いた非線形大信号解析手法に関して説明する。

第3章では、第2章で述べた解析手法を用いた様々な解析結果を示す。始めに RTD 単体の解析結果に関して示し、作製した InGaAs/InAlAs 三重障壁 RTD の実測結果と比較することで、確立した理論解析手法が実験結果を精度よく表現できることを示す。次に広帯域アンテナ集積 RTD を用いたテラヘルツ波源の解析結果として、放射波形／周波数や変調特性に関して示す。そして本研究で確立された理論解析手法を用いて広帯域アンテナ集積 RTD 発振器の開発シナリオを示す。

第4章では、広帯域アンテナ集積 RTD の周波数コム特性の解析結果を述べる。周波数コム特性は発振スペクトルが楕円状になっている状態を言い、広帯域にまでスペクトルが存在する。そこで始めに、テラヘルツ帯での超広帯域無線通信応用を目指した変調特性解析に関して述べる。次に単体 RTD の欠点である低出力を解決するために、RTD の非線形性を利用した注入同期手法およびコヒーレント空間電力合成の導入の有効性を示唆する。この理論解析のために、2つの広帯域アンテナ集積 RTD 発振器を結合素子を介して接続したアレイ化発振器等価回路モデルを構築し、非線形大信号解析手法により解析した結果を示す。そしてテラヘルツ帯超広帯域無線通信のための RTD を用いた周波数コム生成器開発シナリオを示す。

第5章では、RTD の非線形性の通信特性への影響をより詳細に考慮するために構築するモデルの理論解析手法を述べる。RTD の非線形性は発振出力や波形に大きく影響する要素であるが、テラヘルツ領域になると非線形特性そのものも変化する。この特性を明らかにするために RTD の非平衡電子輸送モデルから非線形等価回路を導出した。またこの等価回路の構成要素の値を実測結果から同定するために、主要パラメータであるトンネ

ル時間などの電子輸送時間の評価を試みた。但し、RTD の非平衡電子輸送を表現するためには化合物半導体ヘテロ構造における多種の電子輸送時間を考慮しなければならないことに困難があった。そこで本研究では粒子群最適化手法をパラメータ決定手法として導入した。結果として同定された等価回路は実測データを精度よく表現することが明らかとなった。この章のまとめでは、RTD の非線形等価回路要素同定のための解析シナリオに関して述べる。

第 6 章は結論として、本研究の成果を総括し今後の展開と残された課題を述べる。特に本研究成果である個別解析シナリオをまとめた全体シナリオを示す。この全体シナリオは広帯域アンテナ集積 RTD 発振器をアプリケーションに応じた種々の要求仕様に対して最適化するための道筋が示されている。そして最後に本研究では未着手な点および今後の課題を示す。

目次

論文要旨	i
第 1 章 序論	1
1.1 大容量・高速無線通信における周波数資源逼迫の問題とテラヘルツ帯無線通信	1
1.2 テラヘルツ帯無線通信実現への課題点	4
1.3 本研究の目的と位置づけ	7
1.4 本論文の構成	8
第 2 章 共鳴トンネルダイオードの動特性解析のための非線形解析モデルの構築	11
2.1 はじめに	11
2.2 共鳴トンネルダイオードの非線形電流電圧特性理論モデル	11
2.3 共鳴トンネルダイオードの非線形解析モデル構築	17
2.3.1 共鳴トンネルダイオードの予測性能解析のための非線形大信号解析手法	17
2.3.2 自己補対ボウタイアンテナ集積共鳴トンネルダイオードの非線形大信号解析	19
第 3 章 共鳴トンネルダイオードの予測性能の理論解析	23
3.1 はじめに	23
3.2 共鳴トンネルダイオード単体の解析結果と実測データとの比較	23
3.2.1 定常発振	24
3.2.2 振幅・周波数調	27
3.2.3 NDR アノーマリー特性	31
3.2.4 RTD のキャパシタンス C_{eff} の物理解釈	32
3.3 自己補対ボウタイアンテナ集積共鳴トンネルダイオードの予測性能の理論解析結果	35

3.3.1	動作モード解析と周辺回路の影響	35
3.3.2	振幅変調性能の理論解析	37
3.4	結論	40
第 4 章	共鳴トンネルダイオードを用いた広帯域・高出力波源に向けた理論解析	45
4.1	はじめに	45
4.2	周波数コム生成器	47
4.3	注入同期手法を用いたアレイ化周波数コム生成器	54
4.4	結論	60
第 5 章	共鳴トンネルダイオードの非線形性詳細モデル構築のための理論解析	65
5.1	はじめに	65
5.2	単一障壁モデルのバンド構造と第 2 量子化による非平衡量子輸送のモデル化と定式化	65
5.3	三重障壁 RTD における非平衡量子輸送のモデル化と定式化	69
5.4	三重障壁共鳴トンネルダイオードの非線形詳細モデルと非線形等価回路	73
5.5	作製した InGaAs/InAlAs TBRTD の小信号測定結果と導出した TBRTD 等価回路の検証	80
5.6	最適化理論を用いた非線形等価回路要素の同定手法の確立	85
5.6.1	粒子群最適化理論	85
5.6.2	粒子群最適化理論を用いた非線形等価回路要素の同定手法	86
5.7	結論	89
第 6 章	結論	95
6.1	本研究成果	95
6.2	今後の展望と課題	96
	参考文献	101
	業績一覧	113
	謝辞	117

目次

1-1	日本における周波数帯ごとの電波の用途概略 [1]	2
1-2	日本における電波使用状況 [2]	3
1-3	通信速度の年推移 [32]	6
1-4	市販されている通信機器の通信速度と 1bit 当りの消費電力 [33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49]	6
1-5	本論文の構成	10
2-1	典型的な RTD の電流電圧特性	12
2-2	電圧印加時の RTD のバンド図変化。	14
2-3	DBRTD に関する散乱・界面ラフネス・エネルギー準位広がりのない、 $T = 0K$ 時のトンネル電流	16
2-4	TBRTD に関する散乱・界面ラフネス・エネルギー準位広がりのない、 $T = 0K$ 時のトンネル電流	16
2-5	作製された InGaAs/InAlAs 三重障壁 RTD の (a) バンド図、(b) 基板構造、 (c) 測定された $I-V$ 特性。	18
2-6	測定された $I-V$ 特性 (点線) および理論式により計算された $I-V$ 特性 (実線)、 Pseudo-Voigt 関数を用いた理論式より得られた $I-V$ 特性 (破線)。	19
2-7	RTD を用いた発振回路	19
2-8	自己補対ボウタイアンテナ一体集積 RTD のデバイス構造および等価回路	20
2-9	同定された集積構造自己補対ボウタイアンテナの等価回路	21
3-1	RTD の静特性および発振観測の測定系	24
3-2	測定された TBRTD の発振現象。基板温度 $T = 20K$ 。RTD 両端の直流 電圧成分 $V_{RTD} = 216mV$ となるように電源電圧 V を設定した。電源電 圧 $V = I_{rtd}(V_{RTD})R_s + V_{RTD}$ で得られる。	26
3-3	RTD の発振現象測定系の等価回路モデル	26
3-4	微分方程式導出のために電流、電圧を定義した等価回路モデル	27

3-5	測定および理論解析された TBRTD の発振現象。灰色の点線は測定結果、赤色の実線は本研究手法による理論解析結果である。(a) は $L_T = 0.5\text{mH}$ 、 $C_{eff} = 610\text{pF}$ 。(b) は $L_T = 2\text{mH}$ 、 $C_{eff} = 3\text{pF}$ 。(c) は $L_T = 1\text{mH}$ 、 $C_{eff} = 200\text{pF}$ 。(d) は $L_T = 1\text{mH}$ 、 $C_{eff} = 160\text{pF}$ 。(e) は $L_T = 1\text{mH}$ 、 $C_{eff} = 240\text{pF}$ 。	28
3-6	RTD への直接変調説明図。(a) 振幅、(b) 周波数変調。	29
3-7	RTD の振幅変調の理論解析結果 (赤色) および実験結果 (灰色)。(a) 入力の電源電圧 $V(t)$ 、(b) オシロスコープで観測される電圧 v_{osc} 。	30
3-8	RTD の振幅変調の理論解析結果 (赤色) および実験結果 (灰色)。(a) 入力の電源電圧 $V(t)$ 、(b) オシロスコープで観測される電圧 v_{osc} 。	31
3-9	測定された NDR アノーマリー特性 (点線) および本研究手法へ自己バイアス効果を導入した理論解析結果 (実線)	32
3-10	既報告の RTD のキャパシタンスモデル	33
3-11	既報告の RTD 等価回路	33
3-12	採用した J - V 特性	36
3-13	自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD テラヘルツ波源の動作モード。(a) 自励振動モード、(b) 単一周期発振モード、(c) 漸近安定モード、(d) 減衰振動モード。	37
3-14	自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD テラヘルツ波源の周辺回路素子に伴う予測性能マッピング	38
3-15	自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD テラヘルツ波源の予測変調特性。(a) 単一周期発振モード ($R_{st} = 10\Omega$ 、 $L_C = 0.1\text{nH}$) 時の振幅変調、(b) 自励振動モード ($R_{st} = 50\Omega$ 、 $L_C = 0.1\text{nH}$) 時の振幅変調。	39
3-16	立上がり時定数 τ_r の定義	40
3-17	自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD テラヘルツ波源の振幅変調における予測変調特性マッピング。(a) $L_C = 0.1\text{nH}$ 、(b) $L_C = 0.01\text{nH}$ 。	41
3-18	RTD の予測性能理論解析シナリオ	43
4-1	報告されている注入同期を用いたアレイ化アンテナ集積 RTD 発振器のデバイス構成 [108]	47
4-2	自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD の周波数コム生成器のデバイス構成および等価回路モデル	48
4-3	$L_C = 10^{-13}\text{H}$ の時のバイアス回路での電流 $i(t)$	50
4-4	リップル率と発振周波数 f_{1st} のチョークインダクタンス L_C 依存性。(a) リップル率、(b) 発振周波数 f_{1st} 、(c) 放射パワー P_{rad} 。	51

4-5	周波数コム生成器の理論解析結果。(a) $L_E = 1\text{nH}$ 時の放射電圧波形、(b) $L_E = 1\text{nH}$ 時の放射パワースペクトル、(c) $L_E = 0.1\text{nH}$ 時の放射電圧波形、(d) $L_E = 0.1\text{nH}$ 時の放射パワースペクトル、(e) $L_E = 0.01\text{nH}$ 時の放射電圧波形、(f) $L_E = 0.01\text{nH}$ 時の放射パワースペクトル。	52
4-6	周波数コム生成器の外部インダクタンス L_E および負荷抵抗 R_L を変化させた時の発振周波数マッピング	53
4-7	周波数コム生成器の OOK 変調時のバイアス電圧変化	54
4-8	周波数コム生成器の OOK 変調の理論解析結果	55
4-9	周波数コム生成器の OOK 変調時の立ち上がり、立ち下がり時間。	56
4-10	注入同期手法を用いたアレイ化周波数コム生成器のデバイス構造。(a) 上面図、(b) 断面図。	57
4-11	注入同期手法を用いたアレイ化周波数コム生成器の等価回路モデル	58
4-12	周波数コム生成器のバイアス電圧依存性。(a) 発振周波数 f_{osc} 、(b) 放射電圧 $\langle v_{inj} \rangle_{rms}$ 、(c) 10th 高調波でのスペクトルゲインの落ち幅。	59
4-13	注入同期の有無による各周波数コム生成器の解析結果。(a) 注入同期を行っていない時の放射電圧 $v_{rad}(t)$ 、(b) 注入同期を導入した時の放射電圧 $v_{rad}(t)$ 。	60
4-14	アレイ化周波数コム生成器の非同期時発振周波数差依存性。(a) 同期発振周波数 f_{inj} 、(b) 位相差 ϕ 。	61
4-15	アレイ化周波数コム生成器の合成放射電圧および放射スペクトル。(a)、(b) は $V_{RTD}^{(1)} = 1.04\text{V}$ 、 $V_{RTD}^{(1)} = 1.06\text{V}$ とした(位相差が小さい)時の放射電力および放射スペクトルである。(c)、(d) は $V_{RTD}^{(1)} = 1.04\text{V}$ 、 $V_{RTD}^{(1)} = 1.20\text{V}$ とした(位相差が大きい)時の放射電力および放射スペクトルである。また全ての図には各周波数コムの放射電圧および合成放射電圧が示されている。	62
4-16	アレイ化周波数コム生成器の合成放射電力特性。(a) 合成放射電圧 $\langle v_{inj} \rangle_{rms}$ 、(b) 10th 高調波でのスペクトル落ち幅。	63
4-17	単体およびアレイ化周波数コム生成器の開発シナリオ	64
5-1	単一障壁モデルの伝導帯バンド図	66
5-2	三重障壁 RTD モデルの伝導帯バンド図	69
5-3	TBRTD 内の電子に関する非平衡量子輸送モデル	72
5-4	TBRTD のバンド図	76
5-5	エミッタ側フェルミ球と電圧変化の関係	77
5-6	導出された TBRTD の等価回路	79

5-7	低周波近似した TBRTD の等価回路	79
5-8	小信号測定系	81
5-9	バイアス電圧 $V = 0.266$ 時の小信号測定結果	81
5-10	低周波近似等価回路を用いた TBRTD デバイス等価回路	82
5-11	バイアス電圧 $V = 0.266$ 時の小信号測定結果 (赤点) とフィッティング結果 (青線)。	83
5-12	等価回路パラメータのバイアス依存性。(a) インダクタンス L_Q のバイアス依存性。(b) キャパシタンス C_Q のバイアス依存性。	84
5-13	PSO を用いた RTD の実効的トンネルレート抽出手法フローチャート . . .	87
5-14	PSO を用いた実効的トンネルレート抽出手法による小信号測定結果と TBRTD 等価回路のフィッティング結果	88
5-15	抽出した実効的トンネルレート ν_i の抽出精度。(a) ν_1 、(b) ν_2 、(c) ν_3 。 .	90
5-16	抽出された実効的トンネルレートより求めた等価回路内のインダクタンス L_Q およびキャパシタンス C_Q と、これらの特徴付けている時間 τ_L 、 τ_C のバイアス電圧依存性。(a) 微分コンダクタンス $G(V)$ 、(b) インダクタンス $ L_Q $ およびキャパシタンス $ C_Q $ 、(c) L_Q 、 C_Q を特徴付けている時間 τ_L 、 τ_C 。	91
5-17	走行時間を考慮に入れた TBRTD の非平衡量子輸送モデル	92
5-18	RTD の非線形等価回路要素同定のための解析シナリオ	94
6-1	各章で確立した個別シナリオを統合した全体シナリオ	97
6-2	テラヘルツ帯無線通信システムの解析シナリオ	100

第 1 章

序論

1.1 大容量・高速無線通信における周波数資源逼迫の問題と テラヘルツ帯無線通信

現在、私達の社会を支える基盤技術の一つとして無線通信が挙げられる。図 1-1 に日本における周波数帯域とそれに対応する用途の概要を示す [1]。LF 帯～VHF 帯 (30kHz～300MHz) の比較的波長の長い電波では、建物などの障害物の影響を受けず、しかも遠くまで情報伝達可能なことを利用して、標準電波や AM・FM ラジオ、アナログ TV・国際放送、船舶・消防・防災行政無線などに用いられている。また UHF 帯～EHF 帯 (300MHz～300GHz) の波長の短い電波は、一度に伝達できる情報量が多く、直進性が強いいため、携帯電話などの移動体無線通信や無線 LAN、電話局間や放送送信所間の固定中継回線、衛星通信などに利用されている。特に近年のインターネットサービスと無線通信機器の相乗的な発展により、移動体無線通信や無線 LAN などの小型・携帯端末での無線通信利用数が爆発的に増加している。また無線通信の配線レスという利便性を積極的に活かした Bluetooth などのインターフェース機器間無線通信も広く利用されるようになってきた。最近では無線通信技術の大容量化および機器の小型・低消費電力化がすすんだことにより、子供の見守りシステムやスマートメータなどのワイヤレスセンサネットワークや、Google glass やスマートウォッチといったウェアラブル端末、IC チップ間やボード間の無線通信など、無線通信の利便性の良さと、ビッグデータの活用を目指した新たな機器・用途の開拓が始まっている。こうした発展により例えば、ワイヤレスセンサネットワークを用いて海上の波の高さ情報を取得し、その情報から各地の津波の到達時刻や高さを計算、そして計算結果をウェアラブル端末および拡張現実技術を用いてユーザーに提供することで、津波の危険性や避難場所を直感的に知らせることが可能となる。このように無線通信技術の発達私達の生活を豊かにするだけでなく、より安心安全な社会を築く基盤技術となることは間違いない。そしてこうした新たな機器・用途の登場は必ずやそれらをつ

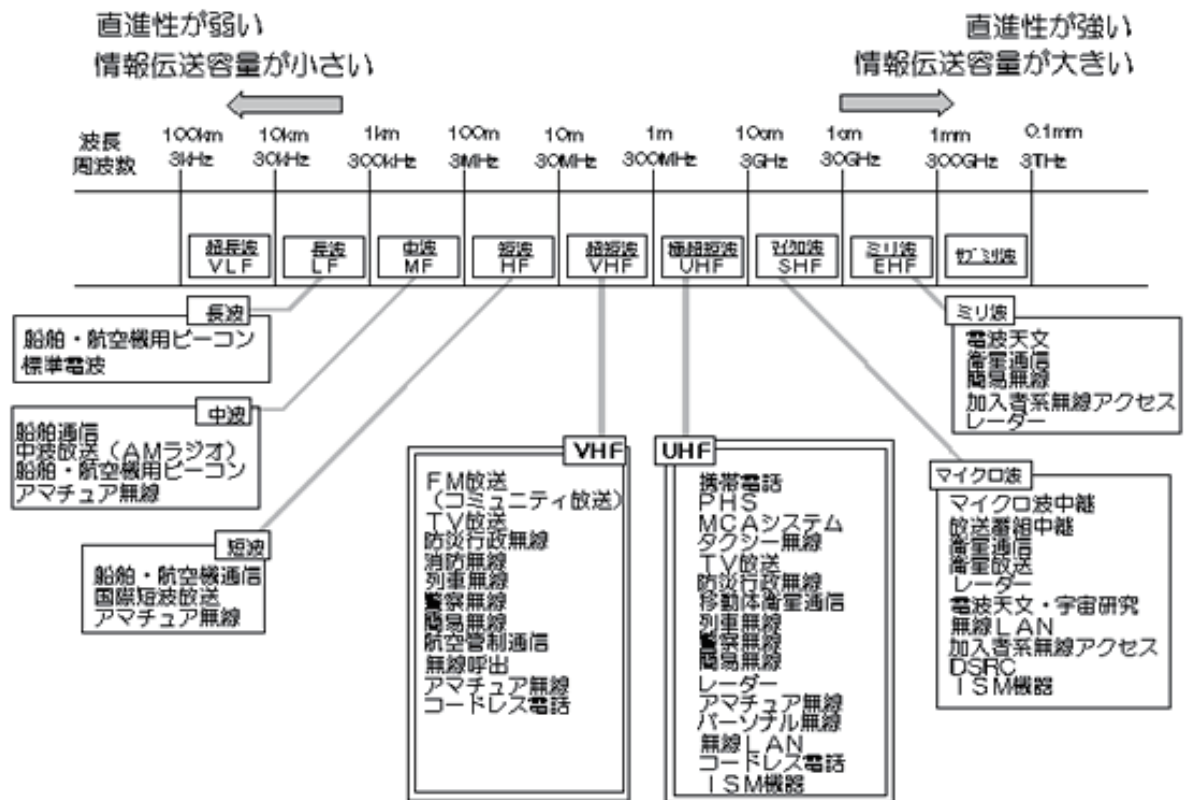


図 1-1 日本における周波数帯ごとの電波の用途概略 [1]

なげるインターネットを介した新しいサービスを創出させることに発展し、これがさらに新しい技術開拓につながるであろう。このような機器・用途・サービスの相乗的な発展により無線通信の利用範囲は情報量は今後も益々増加すると予想できる。

こうした今後の無線通信の利用範囲拡大およびそれに伴う無線通信で扱う情報量の増大は周波数資源の逼迫という問題を生じさせてしまう。通信における伝送情報量の増加に対処する最も簡便で効果的な方法は周波数帯域を広げることである。しかし上記でも述べたように現在電波は無線通信や空港管制・気象観測用などのレーダー、電波天文など様々な用途に利用されている (図 1-2 参照 [2])。そしてこれらは電波法により用途と周波数帯域、電波出力などが明確に定められているため、今後の伝送情報量増加へ対処するために周波数帯域を広げるという方策はとることが難しい。この周波数資源の逼迫の問題回避のために、1) 空間多重化、2) 周波数多重化、3) 時間多重化、といった方式により帯域を広げずに伝送情報量を増加させる方策が現在運用・研究されている。1) の空間多重化としてはマルチユーザ MIMO (Multi-Input Multi-Output) [3] がある。送信機・受信機に複数のアンテナを用いることで、帯域幅拡大や電波出力増強をせずに伝送容量や通信距離を改善できる手法である。現在無線 LAN (IEEE 802.11n) や移動体通信システム (4G、LTE) などで運用されている。2) の周波数多重化は古くは FDM、現在では OFDM が

される小型・携帯端末において超高速無線通信の利用が期待できる。またテラヘルツ帯を用いた無線通信は現在 Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE) 内の近距離無線通信の標準化を進める IEEE802.15 委員会において 2008 年から議論されている [5]。2013 年 7 月には標準化されるための 2 つ目の段階であるスタディグループ (SG100G) へと至っており、100bit/s 級の無線伝送の標準化に関する議論が盛んに行われている。

1.2 テラヘルツ帯無線通信実現への課題点

テラヘルツ帯は動作する固体デバイス/システムの不在から現在実用化されていない未開拓周波数領域である。その周波数範囲は明確な定義はなされていないが約 300GHz~10THz、波長で言うと約 30 μ m~1mm の範囲である。つまり光学分野では遠赤外光にあたる。そしてこの帯域は超高速無線通信応用だけでなく、テラヘルツ電磁波を物質へ照射することで得られる周波数スペクトルが物質ごとに異なる事 (指紋スペクトル) を利用したイメージング応用が盛んに研究されている。例えば、たばく質や薬の結晶多形・がん細胞を非破壊で検査する医療応用 [6, 7, 8]、禁止薬物や異物の混入を検査するセキュリティ向けの応用 [10, 11]、文化財 (絵画など) の修復のための検査 [9]、LSI や IC カードの非破壊・非接触検査 [11, 12, 13]、ガス検知 [14] などの応用が期待されている。このようなイメージング応用では、数 ps のパルス波を物質に照射し、テラヘルツ帯での周波数応答を測定するテラヘルツ時間領域分光法 (THz-TDS) がよく用いられており、その光源としては自由電子レーザー [15, 16] や光パラメトリック発振器 [17]、量子カスケードレーザー [18, 19, 20]、光伝導スイッチ [21, 22, 23] などがある。しかしこれらの装置は非常に大型であったり、冷却装置が必要であったりとほとんどが無線通信用途では利用できないのではない。利用できたとしても基地局などのハイエンド向け装置となるであろう。

以上で紹介したテラヘルツデバイスは主に光学デバイスからアプローチしたものであるが、これら以外にも電子デバイス分野からアプローチしたテラヘルツデバイスがいくつかある。例えば、ヘテロ接合バイポーラトランジスタ (HBT) [24, 25]・高電子移動度トランジスタ (HEMT) [26, 27]・共鳴トンネルダイオード (RTD)・単一走行キャリアフォトダイオード (UTC-PD) [28, 29] などがある。この中でテラヘルツ波の放射が報告されているのは RTD と UTC-PD である。中でも UTC-PD は、2013 年 10 月にドイツのグループによって 237.5GHz 帯というミリ波帯で通信距離 20m、伝送容量 100Gbit/s の無線通信実験が報告された [30]。この通信システムでは、変調方式に 16QAM の多値変調をマッシュエンダー型の位相変換器により行い、送信出力を増強するためにファイバーアンプを複数用いている。また同じく 2013 年に NTT のグループからも UTC-PD を用いた 300GHz 帯で ASK 変調による伝送容量 20Gbit/s の無線通信実験が報告された [31]。こ

のようなミリ波・テラヘルツ帯を用いた数十 Gbit/s 以上の無線通信の報告で用いられている UTC-PD は所望の波長の電磁波を発生させるために、波長の異なる 2 つのレーザー光を UTC-PD へ入射する必要がある。そして入射する 2 つのレーザー光の波長差が発生させたい電磁波の波長となる必要があり、このようなレーザー光を安定して生成するためにスペクトル幅の狭い単一モードレーザーを用いて光周波数コムを生成し、そこから任意の波長のレーザー光を取り出すという操作が必要となる。そのため通信システムは複雑になり、装置サイズや消費電力も大きくなってしまうため、これらを許容可能な基地局やビル間無線通信などのハイエンド向けテラヘルツ帯無線通信システムと言える。

一方本研究で狙っている小型・携帯端末に搭載できるようなマスユース向けテラヘルツ帯無線通信システムのためには、小型な装置を用いた簡易な通信システムが必要である。図 1-3 に有線 LAN・無線 LAN・モバイル通信の伝送容量の推移を示す [32]。2010 年に IEEE802.3 委員会により 100GbE (IEEE802.3b) が標準化され、有線 LAN の通信速度推移から 2020 年までには Tbit/s 級へと通信速度は増加すると予想されている。この増加に対して、無線 LAN やモバイル通信は IEEE802.11ac/ad や LTE-Advanced・WiMAX2 といった Gbit/s 級の通信速度が得られるようになってきた。そしてこちらも通信速度推移から見るに、2020 年には 100Gbit/s 級の通信速度が必要であると予想されている。また、図 1-4 に市販されている小型無線通信機器の 1bit 当りの消費電力と通信速度の関係を示す [33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49]。傾向として通信速度の上昇に伴い、1bit 当りの消費電力は減少している。ではテラヘルツ無線通信を用いて通信速度 100Gbit/s 級の無線通信が実現された場合にもこの傾向が当てはまるのであろうか。本研究では、テラヘルツ無線通信のマスユース利用を目指す場合、この傾向に沿うもしくはこれよりも小さい消費電力でなければテラヘルツ無線通信を産業化するの難しいと考えている。そしてこれを実現するためには、電子デバイスを用いた簡易な構成の通信システムにより簡易な変調方式となる必要があるであろう。

本研究では上記要件を満たすデバイスとして RTD に着目している。RTD は、2010 年にアンテナと集積したアンテナ集積 RTD に直流バイアスを印加するだけで、室温下において 1.04THz の発振が報告された [50]。これは電子デバイスとしては初めてのテラヘルツ発振であり、しかも室温下であるため、小型なテラヘルツ発振器として期待されている。そしてこの報告以降、毎年のように発振周波数のレコードが更新されており、2013 年現在では 1.4THz の発振報告がレコードである [51, 52, 53, 54]。RTD は共鳴トンネル効果という量子効果を動作原理としており、化合物半導体ヘテロ構造により RTD を構成することにより超高速動作デバイスの実現が可能であり、テラヘルツ帯動作固体デバイスの有力候補の 1 つである。この共鳴トンネル効果は微分負性抵抗 (NDR) 特性という特徴的な非線形電流電圧特性を示し、簡易なシステム構成でも発振器や増幅器を構成する可能性を有する。近年は RTD の NDR 特性と共鳴トンネル効果がサブピコ秒級の超高速動

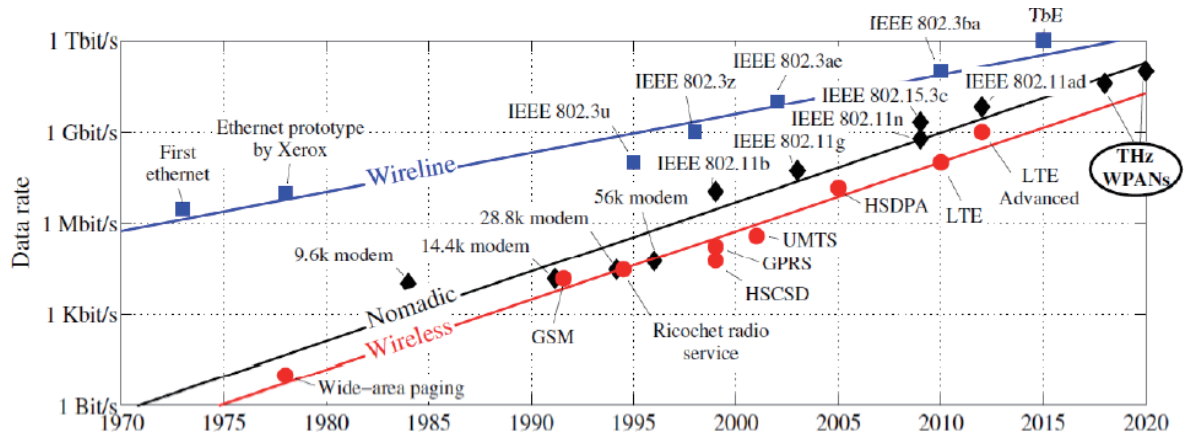


図 1-3 通信速度の年推移 [32]

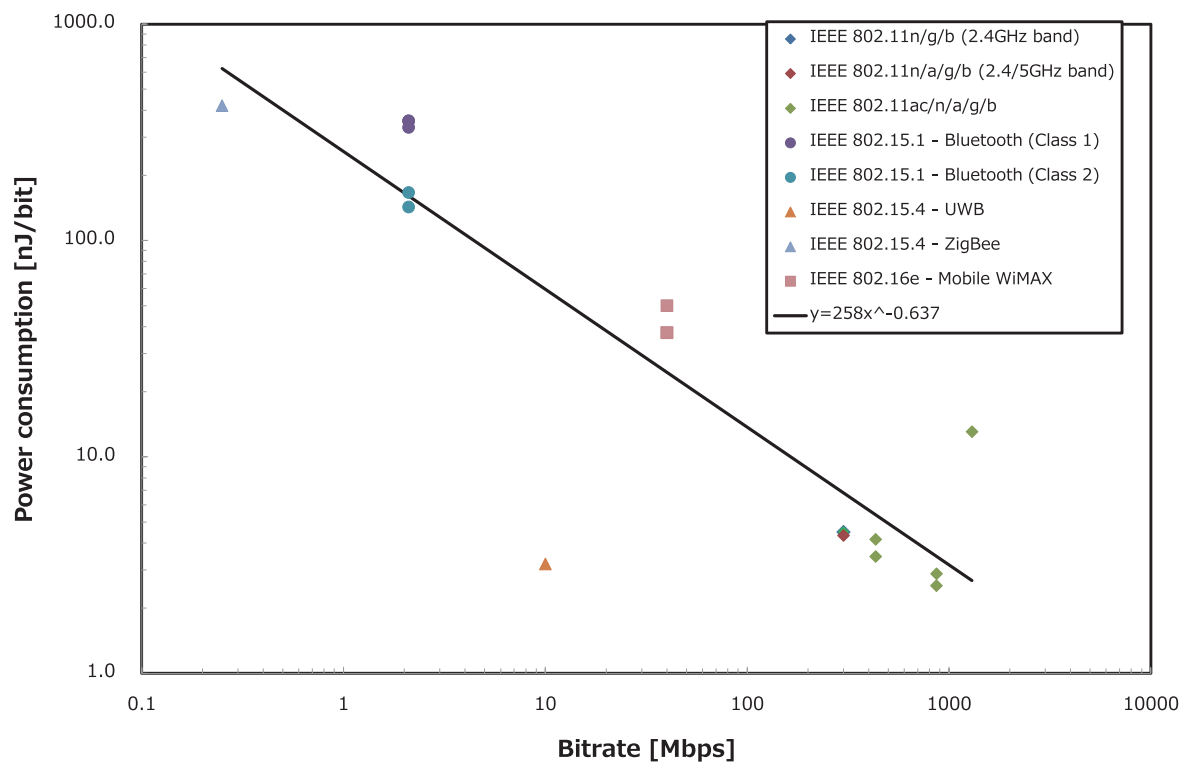


図 1-4 市販されている通信機器の通信速度と 1bit 当りの消費電力 [33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49]

作であることを用いて、テラヘルツ帯でも動作可能な発振器や増幅器 [55]、アイソレータ [57]、検波器 [56] などのテラヘルツ無線通信システム構成に必要な周辺デバイスの研究も行われている。しかし現在報告されているアンテナ集積 RTD 発振器を用いたテラヘルツ帯無線通信の模擬実験では通信可能容量は最大でも 3Gbit/s であり、キャリア周波数の 1/100 以下にとどまっている [58, 59]。この無線通信性能の極限を決めているのは RTD の出力パワーの小ささである。一般に超高速固体電子デバイスは、動作周波数上限値が伸びると出力が低下する。このことは雑音耐性の劣化をもたらし、動作周波数上昇によって帯域を拡張したにも関わらず通信容量の低下が起り得る。またデバイス動作周波数がテラヘルツ帯になると、材料や配線・結合部での損失が大きくなるため複数素子の集積一体化が必須となる。しかしその際のインピーダンス整合などの諸条件設計の複雑さのため、従来指針では一体化したにも関わらず通信容量の低下が起り得る。つまりテラヘルツ帯無線通信システム構成用デバイスには上述のような様々な特性の因果関係や競合関係を考慮した最適な集積構造を構成することが必要不可欠である。例えば RTD とアンテナを集積一体化したデバイスのテラヘルツ動作を議論しようとするには、RTD の構造がナノメータオーダーの半導体ヘテロ構造であるため RTD 内の量子電子輸送の解析と電流電圧 (I - V) 特性や周波数特性などの素子特性解析による RTD 単体の構造最適化だけでなく、アンテナ集積構造における電磁界放射特性の解析や全体を俯瞰した時の非線形動特性解析が不可欠となる。しかし現状ではそのような理論体系、解析モデルの構築、設計シナリオの確立はなされていない。この点が本研究で目指しているマスユース向けのテラヘルツ無線通信実現の課題点である。

1.3 本研究の目的と位置づけ

本研究では、上記の課題点解決のために、テラヘルツ無線通信システム構成要素の 1 つであるテラヘルツ波源に関して、RTD をテラヘルツ波源として採用したアンテナ集積 RTD 発振器の予測性能を定量的に評価できる理論解析手法とシナリオを確立することを目的とした。

具体的には 2 つの理論解析手法を確立した。1 つは RTD のテラヘルツ帯での予測性能を理論解析するために、RTD 単体の非線形な電流電圧特性を精度良く表現できる理論モデルと、発振器構成に不可欠な広帯域アンテナや電源回路などの周辺回路とを組み合わせ独自にモデル化した等価回路を用いた非線形大信号解析手法である。2 つ目は RTD の非線形性のテラヘルツ帯高周波領域における特性精査のために RTD の量子電子輸送現象を考慮して構築した非線形詳細モデルと粒子群最適化手法を用いた非線形等価回路要素の同定手法である。

本研究の特徴は、1) 広帯域アンテナと RTD を一体集積したテラヘルツ波源の放射波形

／周波数／パワー／スペクトルや変調特性・消費電力などの予測性能を包括的に理論解析可能なシナリオを確立した点、2) 等価回路要素同定手法に最適化理論を適用した点、3) 実測データに基づきテラヘルツ帯無線通信システムの仕様を策定する上で必要不可欠なテラヘルツ波源の放射可能最大電力や変調可能ビットレート・ノイズ耐性などのシステムの性能予測を定量的に論ずることができるシナリオを確立した点である。

本研究で行う性能予測の理論解析のいくつかは他機関により理論的・実験的に検証が行われている。例えば、カリフォルニア大学サンタバーバラ校ではアレイ化アンテナ集積 RTD の実験的検証 [60]、東京工業大学では注入同期を用いたアレイ化アンテナ集積 RTD の理論設計および実験的検証 [61, 62, 63, 64]、ローム株式会社と大阪大学の共同研究グループや東京工業大学ではアンテナ集積 RTD による伝送容量 1.5Gbit/s や 3Gbit/s の通信実験 [58, 59] がある。本研究はこれらの研究報告で行われている理論的・実験的検証を包括的に理論解析・性能予測評価することが可能である。また本研究で提案している RTD を用いた周波数コム生成器に関しても富山大学から報告されている [55]。富山大学で研究されている周波数コム生成器は、伝送線路内に RTD を複数配置したアクティブ伝送線路の終端にハイパスフィルタが接続されたデバイス構造をしており、本研究の周波数コム生成器が広帯域アンテナと RTD を一体集積したデバイスであるためデバイス構造が大きく異なる。しかしこのアクティブ伝送線路に関しても、本研究により確立した解析シナリオを適用することで性能予測をすることが可能である。

1.4 本論文の構成

本論文の章構成は以下の通りである。

第一章は序論として、現在の大容量・高速無線通信における周波数資源逼迫の問題からテラヘルツ帯無線通信というアプローチに至った背景を説明し、テラヘルツ帯無線通信実現への課題点とそれに対する本研究の目的および位置づけを示す。

第二章では、本研究で確立した RTD 単体デバイスおよびアンテナ集積 RTD を用いたテラヘルツ波源の理論解析手法に関して説明する。そのためにまず始めに本研究で用いている化合物半導体ヘテロ構造を用いた RTD 単体の非線形 I-V 特性を精度良く表現可能な理論モデルを説明する。次に RTD と広帯域アンテナや電源回路などの周辺回路を組み合わせた非線形等価回路モデルを示し、最後にこの等価回路を用いた非線形大信号解析手法に関して説明する。

第三章では、第二章で述べた解析手法を用いた様々な解析結果を示す。始めに RTD 単体の解析結果に関して示し、作製した InGaAs/InAlAs 三重障壁 RTD の実測結果と比較することで、確立した理論解析手法が実験結果を精度よく表現できることを示す。次に広帯域アンテナ集積 RTD を用いたテラヘルツ波源の解析結果として、放射波形／周波数や

変調特性に関して示す。そして本研究で確立された理論解析手法を用いて広帯域アンテナ集積 RTD 発振器の開発シナリオを示す。

第四章では、広帯域アンテナ集積 RTD の周波数コム特性の解析結果を述べる。周波数コム特性は発振スペクトルが楕状になっている状態を言い、広帯域にまでスペクトルが存在する。そこで始めに、テラヘルツ帯での超広帯域無線通信応用を目指した変調特性解析に関して述べる。次に単体 RTD の欠点である低出力を解決するために、RTD の非線形性を利用した注入同期手法およびコヒーレント空間電力合成の導入の有効性を示唆する。この理論解析のために、2 つの広帯域アンテナ集積 RTD 発振器を結合素子を介して接続したアレイ化発振器等価回路モデルを構築し、非線形大信号解析手法により解析した結果を示す。そしてテラヘルツ帯超広帯域無線通信のための RTD を用いた周波数コム生成器開発シナリオを示す。

第五章では、RTD の非線形性の通信特性への影響をより詳細に考慮するために構築するモデルの理論解析手法を述べる。RTD の非線形性は発振出力や波形に大きく影響する要素であるが、テラヘルツ領域になると非線形特性そのものも変化する。この特性を明らかにするために RTD の非平衡電子輸送モデルから非線形等価回路を導出した。またこの等価回路の構成要素の値を実測結果から同定するために、主要パラメータであるトンネル時間などの電子輸送時間の評価を試みた。但し、RTD の非平衡電子輸送を表現するためには化合物半導体ヘテロ構造における多種の電子輸送時間を考慮しなければならないことに困難があった。そこで本研究では粒子群最適化 (PSO) 手法をパラメータ決定手法として導入した。結果として同定された等価回路は実測データを精度よく表現することが明らかとなった。この章のまとめでは、RTD の非線形等価回路要素同定のための解析シナリオに関して述べる。

第六章は結論として、本研究の成果を総括し今後の展開と残された課題を述べる。特に本研究成果である個別解析シナリオをまとめた全体シナリオを示す。この全体シナリオは広帯域アンテナ集積 RTD 発振器をアプリケーションに応じた種々の要求仕様に対して最適化するための道筋が示されている。そして最後に本研究では未着手な点および今後の課題を示す。

図 1-5 に本論文の章構成の関係を表わしたフローチャートを示す。

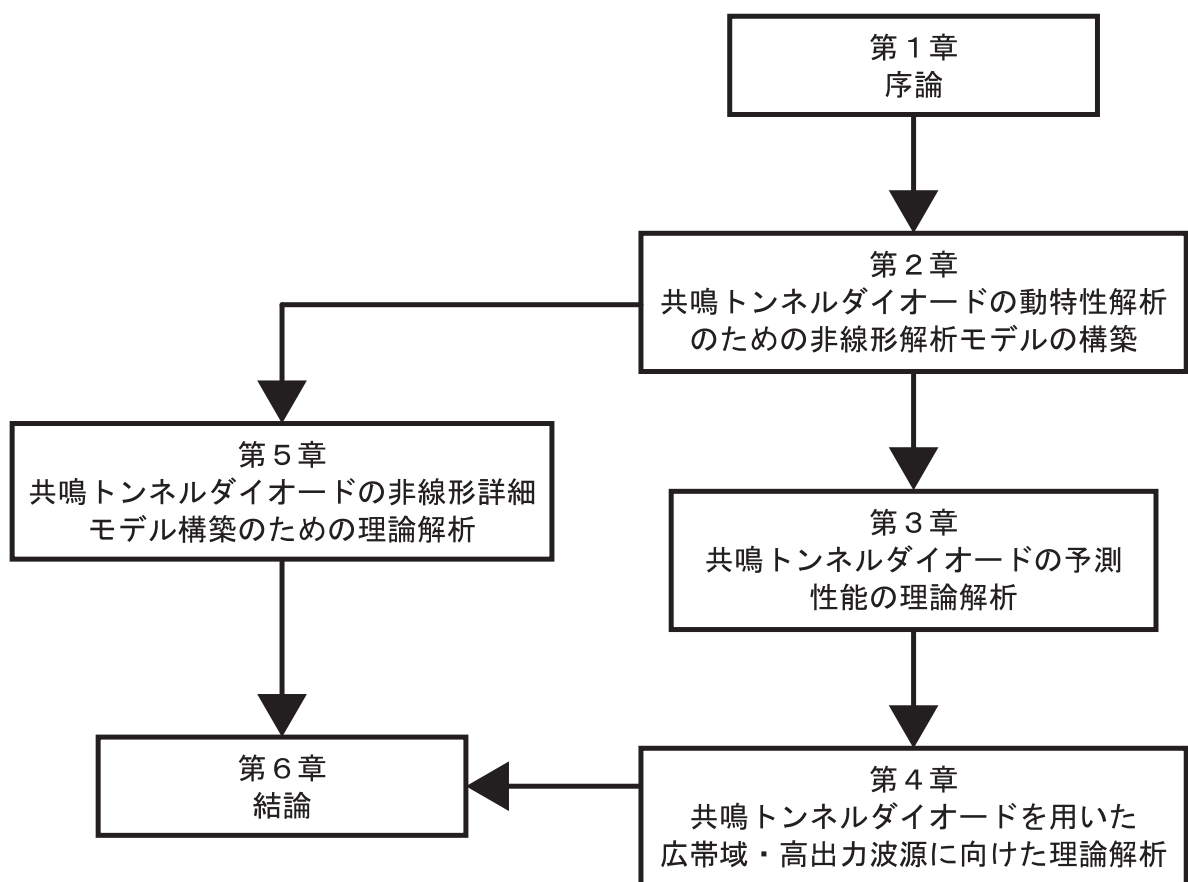


図 1-5 本論文の構成

第 2 章

共鳴トンネルダイオードの動特性解析のための非線形解析モデルの構築

2.1 はじめに

本章では、本研究で確立した RTD の動特性解析手法に関して説明する。そのためまず最初に本研究で用いる RTD 単体の I - V 特性理論式を説明する。その後非線形大信号解析モデルに関して、RTD 単体および広帯域アンテナの一種である自己補対ボウタイアンテナと RTD とを一体集積したデバイスに関して説明する。

2.2 共鳴トンネルダイオードの非線形電流電圧特性理論モデル

ここでは本研究で用いている RTD の電流電圧 (I - V) 特性の理論式について説明する。ただし本節の内容は 2009 年度修士修了の新屋氏により研究されたものであり、その修士論文や参考文献 [65] に既出である。そのため本研究で用いる pseudo-Voigt 関数を用いた I - V 特性理論式までの大筋を説明する。

RTD は、1958 年に江崎氏らによって n 型および p 型に高ドーピングされたゲルマニウムの p-n 接合を用いて初めて微分負性抵抗 (NDR) 特性が観測されたトンネルダイオード (もしくはエサキダイオード) の一種である [66]。そして 1974 年に Chang 氏らにより DBRTD[67]、1986 年に中川氏らにより TBRTD[68] においても NDR 特性が観測された。図 2-1 にトンネルダイオードや RTD の典型的な I - V 特性を示す。RTD などのトンネル効果デバイスは図のような NDR 特性という特徴的な非線形性を有した非線形デバイスである。NDR 領域内になるようなバイアス電圧を印加することで、RTD とインダクタンスが直列接続するだけの簡易な回路で自励振動や弛張振動などと呼ばれている発振現象

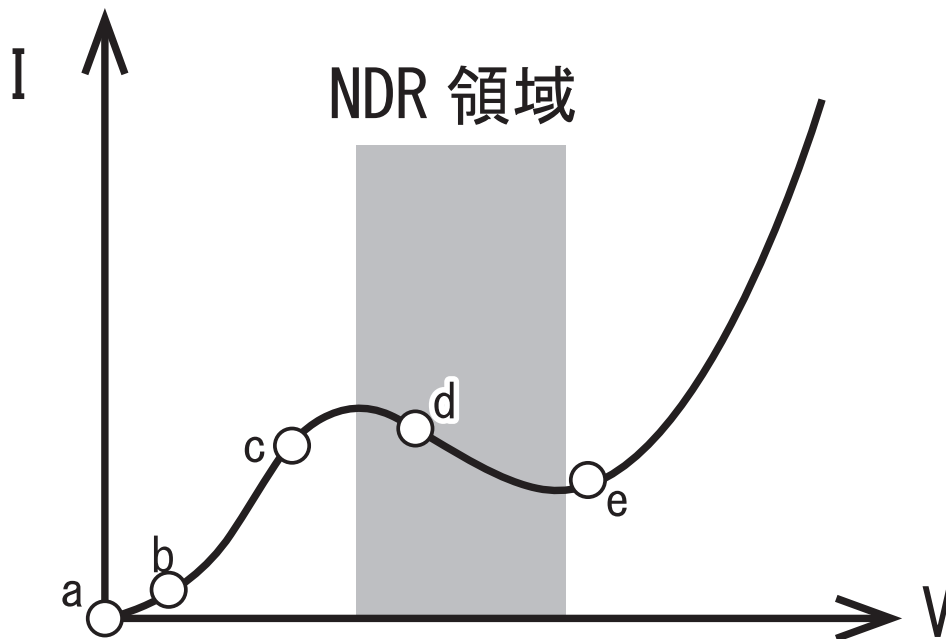


図 2-1 典型的な RTD の電流電圧特性

象が生じるため、簡易な構成で発振回路が構成できる。この発振現象は RTD の非線形性が強く影響するため、テラヘルツ帯での動作の予測性能をする際には、RTD の非線形性を実測データに対して精度良く説明できるような理論式が必要である。また RTD の基板設計段階から I - V 特性を予想できるような、物理モデル基盤の理論式が望ましい。この要望に応じているのが本節で説明する Voigt 関数で表現された I - V 特性理論式である。また本研究で用いている Pseudo-Voigt 関数は、Voigt 関数を多項式近似した関数であり、数値計算を容易にすることが出来る。

ここでまずバンド図と典型的な I - V 特性を用いて RTD の動作を説明する。RTD はバンドギャップの異なる異種の化合物半導体をヘテロ接合した半導体デバイスであり、そのバンド図は熱平衡状態 (図 2-1 内 a 点) では図 2-2(a) のようになる。バンドギャップの大きい材料 (A) でバンドギャップの低い材料 (B) を挟むことで、材料 B 内の電子にとって材料 A はポテンシャル障壁として働き、有限ポテンシャルの量子井戸が形成される。そのため材料 B 内の電子のエネルギーは離散化され、エネルギー準位が形成される。このエネルギー準位は有限ポテンシャルに閉じ込められているため、ハイゼンベルグの不確定性原理に従うエネルギー準位幅を有している。ここでこの RTD に正バイアスを印加していくと、エネルギー準位幅の裾野がエミッタ側のフェルミ準位と一致してくる。そうするとエミッタ側の電子は量子井戸内のエネルギー準位を介してコレクタ側へと移動するため、電流が生じる (図 2-1 内 b 点および図 2-2(b))。そしてさらに電圧を印加していくとより電流は流れる (図 2-1 内 c 点および図 2-2(c))。しかしある電圧以上ではエネル

ギー準位幅の裾野がコンダクションバンドエッジ E_C 以下になってしまい、電流パスが減ることになる。そのため電流が減少してくる（図 2-1 内 d 点および図 2-2(d)）。そしてそれ以降は電圧の上昇と共に電流が減少する領域が生じる（図 2-1 の灰色領域）。これが NDR 領域が生じる原理である。またさらに電圧を上昇させると、ポテンシャル障壁を超える熱電子放出が RTD の電流要因となるため、電流は上昇していく（図 2-1 内 e 点および図 2-2(e)）。

このような原理で生じる RTD の非線形性は、量子井戸内のエネルギー準位の広がり方が決めている。そして実際のデバイスではエネルギー準位の広がり方はハイゼンベルグの不確定性原理よりも散乱やヘテロ接合界面の構造揺らぎが原因で生じるものの方が支配的である。そこでエネルギー準位の広がり方を Voigt 関数によって表現したものが本研究で用いている I - V 特性理論式である。Voigt 関数は、式 (2-1) で示されているようにローレンツ関数とガウス関数の畳み込み積分で表現される。

$$\begin{aligned} f_{Voigt}(x, x_0; \Gamma_L, \sigma) &= \int_{-\infty}^{\infty} f_{Lorentz}(x - x', x_0; \Gamma_L) f_{Gaussian}(x; x_0; \sigma) dx' \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma_L}{2\pi} \frac{1}{(x - x' - x_0)^2 + (\Gamma_L/2)^2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right) dx' \end{aligned} \quad (2-1)$$

ここで Γ_L はローレンツ関数 $f_{Lorentz}$ の半値全幅であり、 σ はガウス関数 $f_{Gaussian}$ の標準偏差である。このローレンツ関数 $f_{Lorentz}$ によって量子井戸内での散乱に伴う電子エネルギーの減衰振動変化を表わし、またガウス関数 $f_{Gaussian}$ によって RTD 基板作製プロセスで生じるであろう半導体ヘテロ接合の界面ラフネスによるポテンシャル障壁層や量子井戸層の膜厚の変化に伴う量子井戸内のエネルギー準位の分布を表現している。このように Voigt 関数を用いて散乱および界面ラフネスによるエネルギー準位の広がりを表現した透過確率関数 T_{res} は、

$$T_{res}(E_z, V; \Gamma_L, \sigma) \equiv f_{Voigt}(E_z, E_{res}(V); \Gamma_L, \sigma) \quad (2-2)$$

と定義される。ここで E_{res} は、電圧印加に伴う量子井戸内のエネルギー準位変化を表わしており、RTD はこのエネルギー準位とエミッタ領域のエネルギー準位が一致（共鳴）することでトンネル電流が生じるため、添え字に共鳴を意味する”resonant”の”res”を付けている。

$$E_{res}(V) = E_{res}(0) - e\eta V \quad (2-3)$$

ここで $E_{res}(0)$ は熱平衡状態 ($V = 0$) 時の量子井戸内のエネルギー準位であり、 η はこのエネルギー準位が電圧に対してどの程度変化するかという電圧感度である。以下にこの Voigt 関数を用いた RTD の I - V 特性理論式を示す。

$$J_{RTD}(V) = J_{Tunneling}(V) + J_{Thermionic}(V) \quad (2-4)$$

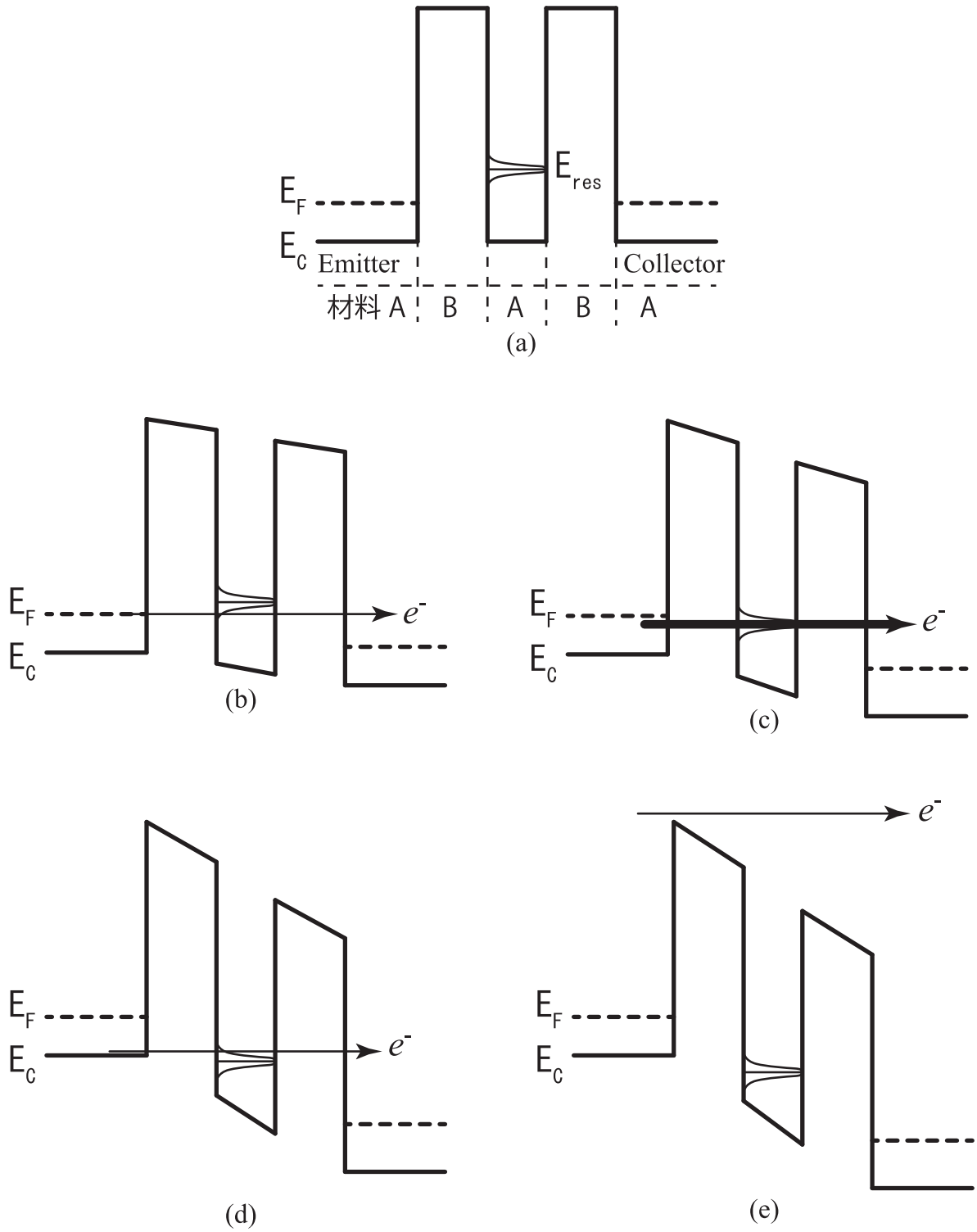


図 2-2 電圧印加時の RTD のバンド図変化。

$$J_{Tunneling}(V) = \int_{E_C}^{E_C + \Delta E_C} S(E_z, V, T) T_{res}(E_z, V; \Gamma_L, \sigma) dE_z \quad (2-5)$$

$$S(E_z, V, T) = \frac{em_{//} / k_B T}{2\pi^2 \hbar^3} \ln \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{E_F - (E_z - E_C)}{k_B T}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_f(E_z - E_C + eV)}{k_B T}\right)} \right] \quad (2-6)$$

$$J_{Thermionic}(V) = J_e \frac{\exp\left(\frac{eV}{nk_B T}\right) - 1}{\exp\left(\frac{eV_e}{nk_B T}\right) - 1} \quad (2-7)$$

ここで $J_{Tunneling}$ はトンネル電流成分であり、エミッタ側からどれだけ電子を供給できるかを表現した電子供給関数 S である。 $J_{Thermionic}$ は熱電子放出を表している。

ここまでで説明した RTD はポテンシャル障壁が 2 つあるため、一般に二重障壁 (DB) RTD と呼ばれている。この DBRTD よりも原理的に非線形性が強くなると予想されているのが三重障壁 (TB) RTD である。TBRTD はポテンシャル障壁を 3 つ有する RTD であるため、量子井戸も 2 つ形成されている。そして TBRTD においてトンネル電流が生じるためには、2 つの量子井戸内に生じるエネルギー準位が一致し、且つそれがフェルミエネルギーよりも低い位置で生じなければならない。ここで散乱・界面ラフネスがなく、エネルギー準位に広がりがない状況の DBRTD と TBRTD を考える。また温度も絶対零度であるときを想定する。この時 DBRTD のトンネル電流は、量子井戸内のエネルギー準位がフェルミエネルギー以下になれば生じるため、図 2-3 のように滑らかに電流が増加し、 E_C 以下になればトンネル電流が生じなくなる。一方 TBRTD のトンネル電流は、フェルミエネルギー以下で 2 つの量子井戸内のエネルギー準位が一致しなければトンネル電流が生じないため、図 2-4 に示すようにデルタ関数上のトンネル電流が流れる。このことから TBRTD の方が非線形性の強い I - V 特性が得られると考えられている。ここで TBRTD の I - V 特性理論式を考える。TBRTD では 2 つの量子井戸内のエネルギー準位が生じているため、透過確率関数も各エネルギー準位に関して存在する。そのため DBRTD での透過確率関数 T_{res} は、エミッタ側量子井戸の透過確率関数 T_L とコレクタ側量子井戸の透過確率関数 T_R の積によって表現し直される。以下に TBRTD のトンネル電流成分 $J_{Tunneling}$ を示す。

$$J_{Tunneling, TB}(V) = \int_{E_C}^{E_C + \Delta E_C} S(E_z, V, T) T_L(E_z, V; \Gamma_L, \sigma) T_R(E_z, V; \Gamma_L, \sigma) dE_z \quad (2-8)$$

ここで T_L 、 T_R はそれぞれ、

$$T_i(E_z, V; \Gamma_L, \sigma) = f_{Voigt}(E_z, E_i(V); \Gamma_L, \sigma) \quad (2-9)$$

$$E_i(V) = E_i(0) - e\eta_i V \quad (2-10)$$

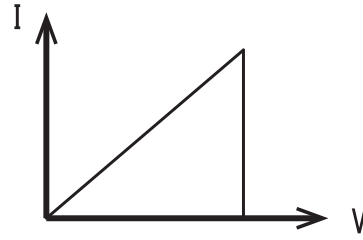


図 2-3 DBRTD に関する散乱・界面ラフネス・エネルギー準位広がりのない、 $T = 0K$ 時のトンネル電流



図 2-4 TBRTD に関する散乱・界面ラフネス・エネルギー準位広がりのない、 $T = 0K$ 時のトンネル電流

である。また $i = L$ or R 、 η_i はエミッタ・コレクタ側の量子井戸内のエネルギー準位に関する電圧感度である。

図 2-5 に作製された InGaAs/InAlAs 三重障壁 (TB) RTD の基板構造図およびバンド図、 I - V 特性を示す。この TBRTD 基板は本研究グループで設計されたものであり、室温下での NDR 特性は確認されなかったが、約 100K 以下の温度では NDR 特性を見ることができる。図 2-6 に測定された I - V 特性を点線で、本節で説明した理論式 (2-4) により計算した I - V 特性を実線で示す。また本研究手法では、これまで説明してきた Voigt 関数で表現された I - V 特性理論式を用いるが、式 (2-5) のように畳み込み積分などの数値解析には不向きな理論式となっている。そこで式 (2-11) のような Voigt 関数を多項式近似した Pseudo-Voigt 関数を本研究手法では採用した。

$$f_{\text{Pseudo-Voigt}}(x, x_0; \Gamma_L, \sigma) = \xi f_{\text{Lorentz}}(x, x_0; \Gamma_L) + (1 - \xi) f_{\text{Gaussian}}(x, x_0; \sigma) \quad (2-11)$$

ここで ξ は、

$$\xi = 1.36603 \left(\frac{\Gamma_L}{\Gamma} \right) - 0.47119 \left(\frac{\Gamma_L}{\Gamma} \right)^2 + 0.11116 \left(\frac{\Gamma_L}{\Gamma} \right)^3 \quad (2-12)$$

$$\Gamma = (\Gamma_G^5 + 2.69269\Gamma_G^4\Gamma_L + 2.41843\Gamma_G^3\Gamma_L^2 + 4.47163\Gamma_G^2\Gamma_L^3 + 0.07842\Gamma_G\Gamma_L^4 + \Gamma_L^5)^{1/5} \quad (2-13)$$

$$\Gamma_G = 2\sigma\sqrt{2\ln(2)} \quad (2-14)$$

図 (2-6) の破線として Pseudo-Voigt 関数を用いた I - V 特性理論式と測定結果を示す。結果として Pseudo-Voigt 関数を用いた場合でも十分精度の良く測定結果を説明できる。

2.3 共鳴トンネルダイオードの非線形解析モデル構築

2.3.1 共鳴トンネルダイオードの予測性能解析のための非線形大信号解析手法

トンネルダイオードや RTD の大信号解析はこれまで多くの報告がある。例えばトンネルダイオードや RTD の安定化 [69] や発振器 [70, 71]、フリップフロップ [72]、AD コンバータ [73]、ニューラルネットワーク [74]、ロジック回路 [75, 76, 77, 78]、カオス現象 [79] などが挙げられる。また多くの報告では RTD などの NDR 特性に関して、3 次関数などの近似関数や折れ線近似により表現されたモデルを用いている。しかし本研究で目指している RTD を用いたテラヘルツ帯無線通信応用の予測性能を評価する場合、上記の近似関数で表現できないような RTD の非線形性が、発振波形やパワー・ノイズ耐性などへ影響を与える可能性がある。そのため前節で説明した実測データを精度よく表現可能な RTD の非線形 I - V 特性理論モデルを用いた大信号解析手法を本研究では提案する。

図 2-7 に RTD とそのバイアス回路を組み合わせた等価回路を示す。ここで RTD の等価回路は解析の簡易化のために抵抗とキャパシタンスを並列接続したものを採用した。本研究ではこの等価回路の微分方程式を導出し、それを 4 次のルンゲクッタ法によって時間領域の数値解析を行った。

以下に図 2-7 の微分方程式導出過程を示す。

$$V_b = R_b i + L \frac{di}{dt} + R_s i + v_{RTD} \quad (2-15)$$

$$i = i_{RTD} + i_C \quad (2-16)$$

がまず導出される。ここで式 (2-15) より、

$$\frac{di}{dt} = \frac{1}{L} (V_b - R_b i - R_s i - v_{RTD}) \quad (2-17)$$

$$= \frac{1}{L} (V_b - (R_b + R_s) i - v_{RTD}) \quad (2-18)$$

となる。また式 (2-16) は、

$$i = i_{RTD} + C_{RTD} \frac{v_{RTD}}{dt} \quad (2-19)$$

であるため、

$$\frac{dv_{RTD}}{dt} = \frac{1}{C_{RTD}} (i - i_{RTD}) \quad (2-20)$$

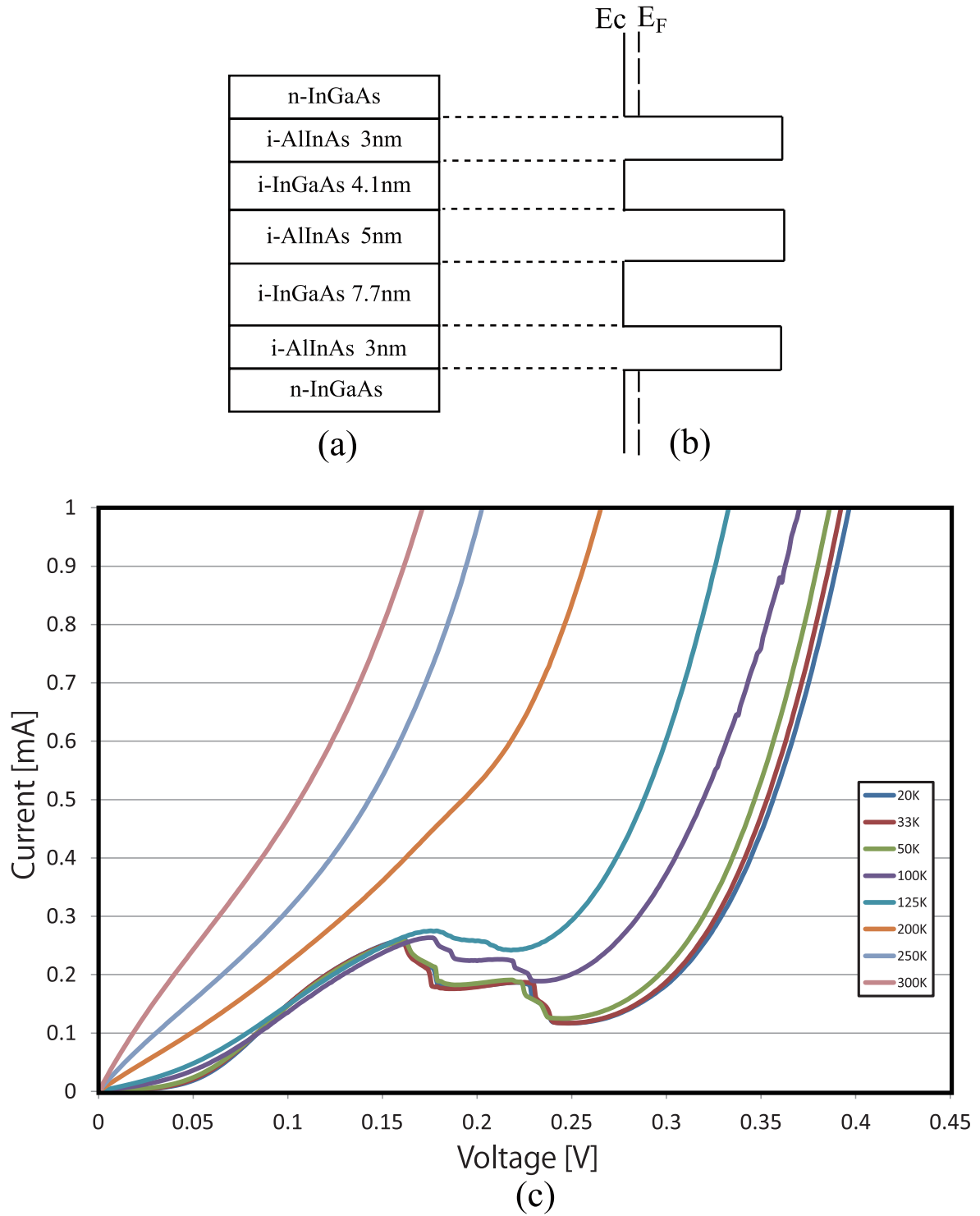


図 2-5 作製された InGaAs/InAlAs 三重障壁 RTD の (a) バンド図、(b) 基板構造、(c) 測定された $I-V$ 特性。

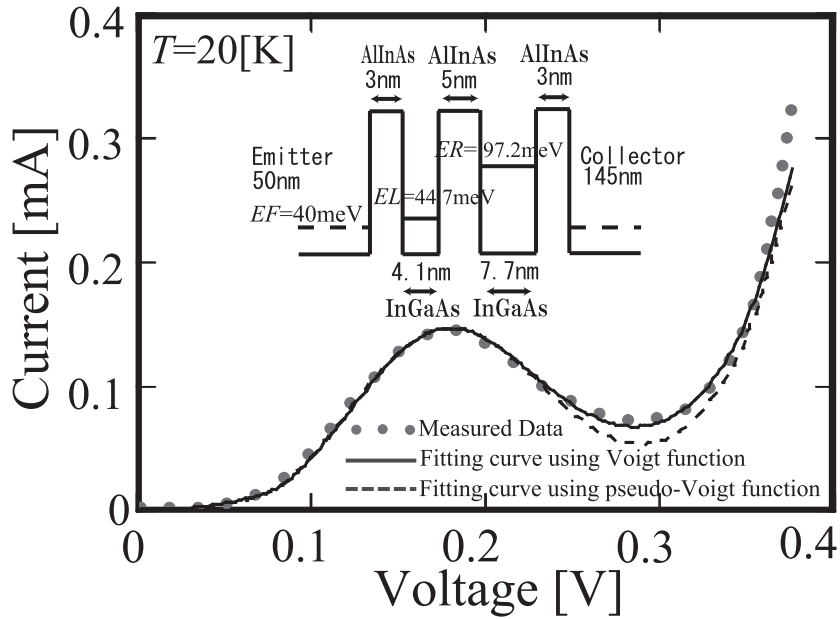


図 2-6 測定された I - V 特性 (点線) および理論式により計算された I - V 特性 (実線)、Pseudo-Voigt 関数を用いた理論式より得られた I - V 特性 (破線)。

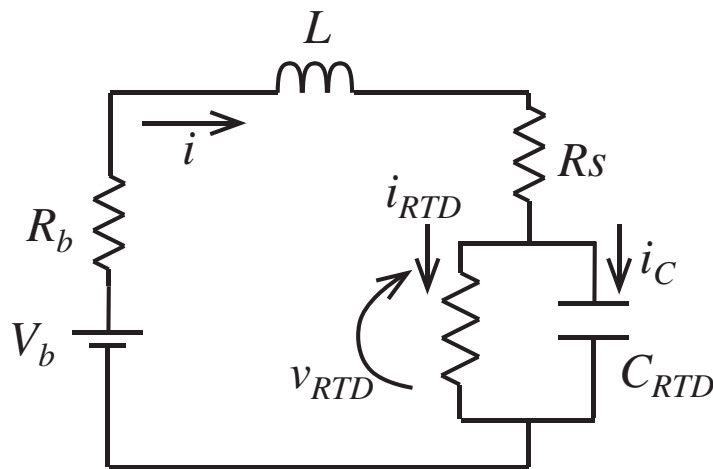


図 2-7 RTD を用いた発振回路

となる。これを 4 次のルンゲクッタ法によって時間領域解析する。また、 i_{RTD} は v_{RTD} を引数とする前節で説明した式 (2-4) および (2-11) を用いた I - V 特性理論式である。

2.3.2 自己補対ボウタイアンテナ集積共鳴トンネルダイオードの非線形大信号解析

図 2-8 に自己補対ボウタイアンテナと RTD を一体集積したデバイスの構造と等価回路を示す。このデバイスはテラヘルツ帯無線通信のための発振器および検波器として考案さ

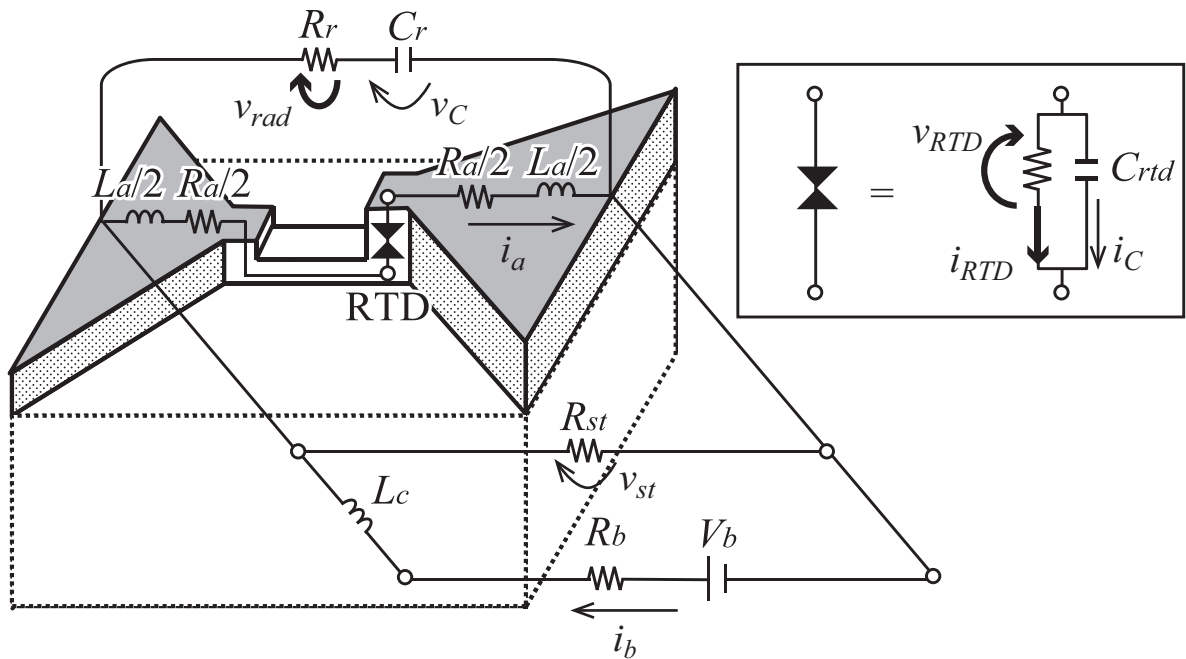


図 2-8 自己補対ボウタイアンテナ一体集積 RTD のデバイス構造および等価回路

れたものがある。テラヘルツ帯での無線通信は、テラヘルツ帯の広帯域性を利用して高速・大容量通信を実現するものである。そのためにはアンテナには広帯域性を有している必要がある。そこで理想形状では周波数に無依存なアンテナである自己補対アンテナの一種である自己補対ボウタイアンテナを採用した。ただし、テラヘルツ帯での線路損失抑制を考慮すると、RTD と一体集積が不可避であるという要請から、自己補対ボウタイアンテナの内部に縦メサ形状の半導体を埋め込んだアンテナ形状となってしまう。そこで本研究グループの先行研究として縦メサ形状半導体を埋め込んだ集積構造自己補対ボウタイアンテナの研究が富岡氏により行われた [80]。その研究成果の一つとして、図 2-9 に示されている集積構造自己補対ボウタイアンテナの等価回路が同定された。本研究ではこの集積構造自己補対ボウタイアンテナ等価回路内の、縦メサ半導体部分 (L_{mesa1} および R_{mesa1}) を前節で用いた RTD の等価回路に置き換え、横メサ半導体部分 (L_{mesa2} および R_{mesa2}) とギャップ部キャパシタンス C_{gap} 、基板部分 (L_{sub} 、 C_{sub} 、 R_{sub}) の 3 カ所を解析の簡易化のために省いた (図 2-8 参照)。また、図 2-8 で示したデバイスをテラヘルツ波源として応用するために、バイアス電源 E 、バイアス回路の内部抵抗 R_b 、チョークインダクタンス L_C および安定化抵抗 R_{st} が自己補対ボウタイアンテナの等価回路に付加されている。

以下にこの等価回路の微分方程式導出過程を示す。

$$V_b = R_b i_b + L_C \frac{di_b}{dt} + R_a i_a + L_a \frac{di_a}{dt} + v_{RTD} \quad (2-21)$$

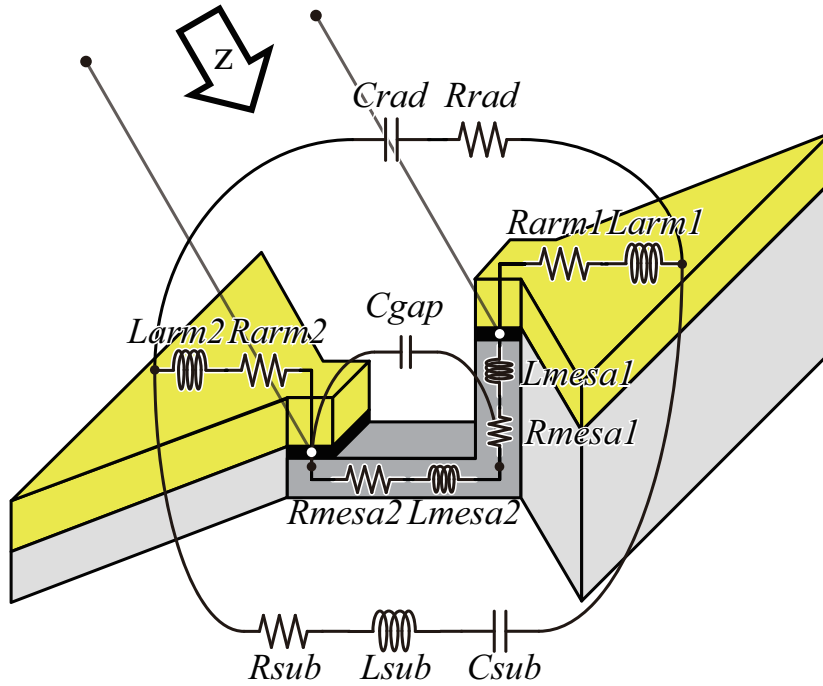


図 2-9 同定された集積構造自己補対ボウタイアンテナの等価回路

$$v_{st} = v_C + v_{rad} = v_C + R_{rad} C_{rad} \frac{dv_C}{dt} \quad (2-22)$$

$$v_{st} = R_a i_a + L_a \frac{di_a}{dt} + v_{RTD} \quad (2-23)$$

$$i_b = i_{st} + i_r + i_a \quad (2-24)$$

$$i_a = i_c + i_{RTD} \quad (2-25)$$

ここで、式 (2-21) より、

$$\frac{di_b}{dt} = \frac{1}{L_C} \left(V_b - R_b i_b - R_a i_a - L_a \frac{di_a}{dt} - v_{RTD} \right) \quad (2-26)$$

となる。また、式 (2-22) および (2-23) より、

$$v_{st} = v_C + R_{rad} C_{rad} \frac{dv_C}{dt} = R_a i_a + L_a \frac{di_a}{dt} + v_{RTD} \quad (2-27)$$

$$\frac{di_a}{dt} = \frac{1}{L_a} \left(v_C + R_{rad} C_{rad} \frac{dv_C}{dt} - R_a i_a - v_{RTD} \right) \quad (2-28)$$

が得られる。式 (2-24) からは、

$$i_b = \frac{v_{st}}{R_{st}} + C_{rad} \frac{dv_C}{dt} + i_a \quad (2-29)$$

$$= \frac{1}{R_{st}} \left(v_C + R_{rad} C_{rad} \frac{dv_C}{dt} \right) + C_{rad} \frac{dv_C}{dt} + i_a \quad (2-30)$$

$$= i_a + \frac{v_C}{R_{st}} + C_{rad} \left(1 + \frac{R_{rad}}{R_{st}} \frac{dv_C}{dt} \right) \quad (2-31)$$

が得られるため、

$$\frac{dv_C}{dt} = \frac{R_{st}}{C_{rad}(R_{st} + R_{rad})} \left(i_b - i_a - \frac{v_C}{R_{st}} \right) \quad (2-32)$$

となる。式 (2-25) からは、

$$i_a = C_{RTD} \frac{dv_{RTD}}{dt} + i_{RTD} \quad (2-33)$$

$$\frac{dv_{RTD}}{dt} = \frac{1}{C_{RTD}} (i_a - i_{RTD}) \quad (2-34)$$

が得られる。以上の式 (2-26)、(2-28)、(2-32)、(2-34) の4つの連立微分方程式を4次のルンゲクッタ法により時間領域解析する。

このように本研究手法はRTDの非線形な*I-V*特性を直接考慮し、且つバイアス回路や自己補対ボウタイアンテナなどのRTDの周辺回路をRTDと組み合わせた等価回路モデルを用いた時間領域の非線形大信号解析である。RTDの非線形性を直接考慮することで、様々な設計思想のもと作製されたRTDの非線形性の違いが、発振条件や発振周波数・パワー・スペクトル、ノイズ耐性などにどのように影響するのかを定量的に評価可能となっている。またバイアス回路などの周辺回路を考慮することで、周辺回路が発振条件や発振波形・パワーに与える影響の評価ができ、さらにテラヘルツ放射波形・パワー・スペクトル、ノイズ・外部擾乱耐性などをも評価可能な解析手法となる。これらを定量的に評価可能な手法を確立することは、テラヘルツ帯無線通信システムに適した波源がどういったものかを策定するための判断材料を提供することにつながるため重要である。また、本研究手法のように時間領域で解析することで、テラヘルツ波源の最適化の中でも重要なパラメータである最大可能変調ビットレートを評価するために必要なデバイスの過渡応答を解析することができる。

第 3 章

共鳴トンネルダイオードの予測性能 の理論解析

3.1 はじめに

ここでは第 2 章で説明した本研究手法を用いた解析事例を示す。まず最初に、第 2 章で示した InGaAs/InAlAs 三重障壁 (TB) RTD デバイスで測定された発振現象を示す。そしてその時の測定系を RTD デバイスの等価回路としてモデル化し、本研究手法を適用した場合の理論解析結果が測定された発振現象を精度良く表現できることを述べる。さらに RTD の NDR アノーマリー特性に関しても本解析手法に自己バイアス効果を導入した理論解析によって精度良く表現できることを述べる。そしてこれらの結果から、RTD デバイスの定量的な予測性能解析には、RTD の非線形性および RTD の周辺回路を考慮する必要があることを述べる。その次に、自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD に関する解析事例を述べる。具体的には、M. Reddy 氏らが報告した二重障壁 (DB) RTD を第 2 章で説明した自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD に採用した場合の発振条件や放射特性などのテラヘルツ波源としての予測性能を述べる。そして最後に結論として、第 2 章および本章の結果から得られた自己補対ボウタイアンテナと RTD を一体集積したテラヘルツ波源の開発シナリオを述べる。

3.2 共鳴トンネルダイオード単体の解析結果と実測データとの比較

ここでは RTD 単体における本研究手法による予測性能の理論解析結果と実測データとの比較に関して述べる。比較する実測データは、3.2.1 定常発振、3.2.2 振幅・周波数・パルス変調、3.2.3 NDR アノーマリー特性、の 3 つである。

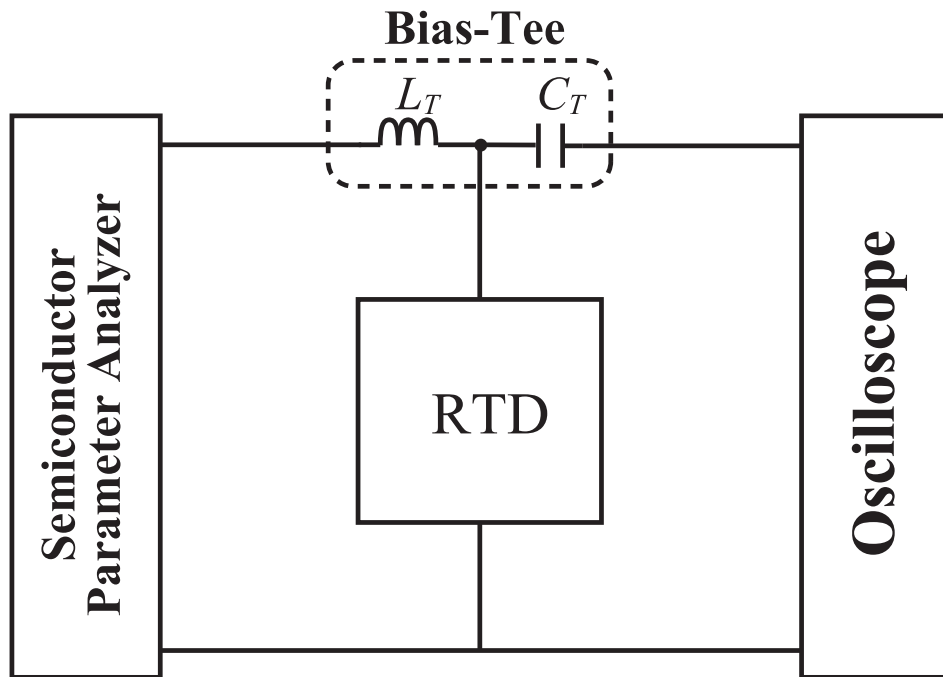


図 3-1 RTD の静特性および発振観測の測定系

3.2.1 定常発振

図 3-1 に測定系およびその等価回路を示す。測定は RTD にコプレーナ型 3 端子プローブを用いたオンウェア測定であり、バイアス電圧印加と I - V 特性測定を半導体パラメータアナライザーで、波形測定をオシロスコープを用いて行った。またこの測定は 2 つプローブを用意し、2 ポート測定することも可能である。しかし 2 つプローブでの測定ではプローブ同士が接触する可能性がある。これを回避するために 1 つのプローブによる 1 ポート測定を行った。そのため、半導体パラメータアナライザーとオシロスコープをバイアス Tee を介して接続した。ここで等価回路内の L_T および C_T は Bias-Tee の周波数遮断用インダクタンスおよび低周波遮断用キャパシタンスである。

ここで RTD デバイスの基板温度を $T = 20\text{K}$ とし、カスケードマイクロテック社のコプレーナ型 3 端子プローブを用いて測定したところ、図 3-2 のような発振現象が観測された。この発振現象を理論解析するために図 3-3 に示すように測定系を等価回路モデル化し、RTD に関しても中央点線内に示すような等価回路モデル化を行った。測定系の等価回路に関しては、Bias-Tee の L_T および C_T の素子値はそれぞれ 1mH および 100pF とした。また R_b は半導体パラメータアナライザーの内部抵抗 50Ω 、 R_{osc} はオシロスコープの内部インピーダンス $1\text{M}\Omega$ である。高周波系のオシロスコープであれば本来は内部インピーダンスが 50Ω の装置を用いるが、それでは発振現象が観測されなかった。これは

電源側から RTD 側を見た場合、オシロスコープの内部抵抗が RTD よりも小さいため、NDR 特性が無くなっていることに起因している。そこで発振現象の観測には内部インピーダンスが $1\text{M}\Omega$ の装置を用いた。そのため、 $R_{osc} = 1\text{M}\Omega$ である。また作製された RTD は第 2 章で示した InGaAs/InAlAs TBRTD であり、メサは円形をしており、直径は $20\mu\text{m}$ で作製されている。この RTD 等価回路には既報告の等価回路の中でも最も簡易な抵抗とキャパシタンスが並列接続されているものを用いた。また作製したデバイスの寄生素子として、金属-半導体接触によって生じるコンタクト抵抗や半導体基板のシート抵抗などが含まれている寄生抵抗成分 R_s を付加し、さらに測定プローブ接触用の金属電極パッド間に生じる寄生キャパシタンス成分 C_{out} も付加している。寄生抵抗の無い理想的な RTD の I - V 特性は NDR 領域よりも高電圧側では電流は電圧に対して指数関数的に増加するのに対して、寄生抵抗の影響がある実際のデバイスでは電流は電圧に対して線形に増加する。この線形増加領域の傾きは寄生抵抗成分で決定される。そのため寄生抵抗成分 R_s の決定には、測定した I - V 特性の NDR 領域よりも高電圧側もしくは逆バイアス方向での高電圧領域に存在する電流が線形に増加する領域の傾きから決定した。そしてその値は $R_s = 70\Omega$ となった。また寄生キャパシタンス成分に関しては第 5 章で測定した小信号測定結果から決定した。その手法としては、RTD のトンネル電流が生じていない逆バイアス側の小信号測定結果から、アドミタンスへと変換し、その虚部の特性が周波数に対して線形の変化をしていることを確認した。虚部が線形に変化しているのはアドミタンスの虚部が $j\omega C_{out}$ であることを示しており、その傾きから寄生キャパシタンス成分 C_{out} を決定した。その値としては $C_{out} = 0.565\text{pF}$ となった。

測定系の等価回路から第 2 章で述べたように回路の微分方程式を導出する。図 3-4 に微分方程式を導出するために回路中の各枝・素子に定義した電流および電圧を付加したものを示す。またこのように電流、電圧を定義した際の微分方程式を以下に示す。

$$\frac{di}{dt} = \frac{1}{L_T} (V - R_b i - v_d) \quad (3-1)$$

$$\frac{dv_d}{dt} = \frac{1}{C_{out}} \left(i - \frac{v_d - v_{rtd}}{R_s} - \frac{v_d - v_{C_T}}{R_{osc}} \right) \quad (3-2)$$

$$\frac{dv_{C_T}}{dt} = \frac{1}{C_T R_{osc}} (v_d - v_{C_T}) \quad (3-3)$$

$$\frac{dv_{rtd}}{dt} = \frac{1}{C_{eff}} \left(\frac{v_d - v_{rtd}}{R_s} - i_{rtd}(v_{rtd}) \right) \quad (3-4)$$

ここで RTD の並列接続されたキャパシタンス C_{eff} に関しては不明な値であるため、フィッティングパラメータとした。図 3-5 に Bias-Tee の L_T と C_{eff} を変化させ理論解析した結果と測定結果との比較を示す。図 3-5(a)~(e) は全て赤い実線が理論解析結果、灰

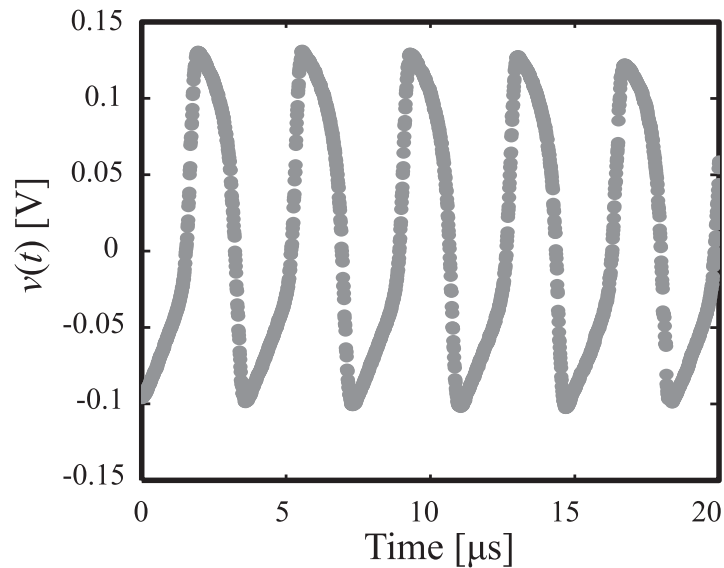


図 3-2 測定された TBRTD の発振現象。基板温度 $T = 20\text{K}$ 。RTD 両端の直流電圧成分 $V_{RTD} = 216\text{mV}$ となるように電源電圧 V を設定した。電源電圧 $V = I_{rtd}(V_{RTD})R_s + V_{RTD}$ で得られる。

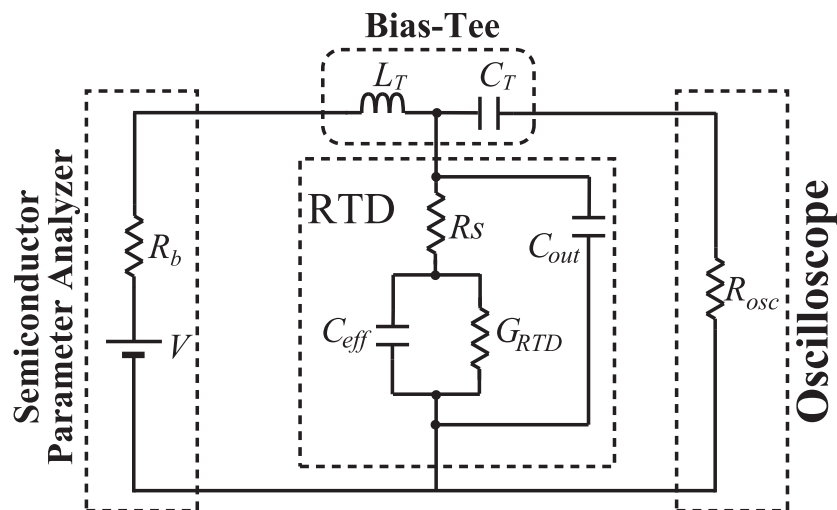


図 3-3 RTD の発振現象測定系の等価回路モデル

色の点線は実測結果である。図 3-5(c) は、 $L_T = 1\text{mH}$ 、 $C_{eff} = 200\text{pF}$ の時の理論解析結果と実測結果を示している。この解析の時が最も実測結果を精度よく表現できる理論曲線が得られた。しかし $C_{eff} = 200\text{pF}$ と非常に大きな値となった。そこでこの解析結果の妥当性を妥当性を確かめるために、 L_T および C_{eff} を変化させ、実測結果の発振周波数に合うように解析した結果が図 3-5(a) および (b) である。(a) は $L_T = 0.5\text{mH}$ と、(c) 時よりも L_T の値を半分にした。この時実測結果の周波数に合うように C_{eff} を調節すると、 $C_{eff} = 610\text{pF}$ と、(c) 時よりも大きな値となり、発振波形に関しては表現することが出来

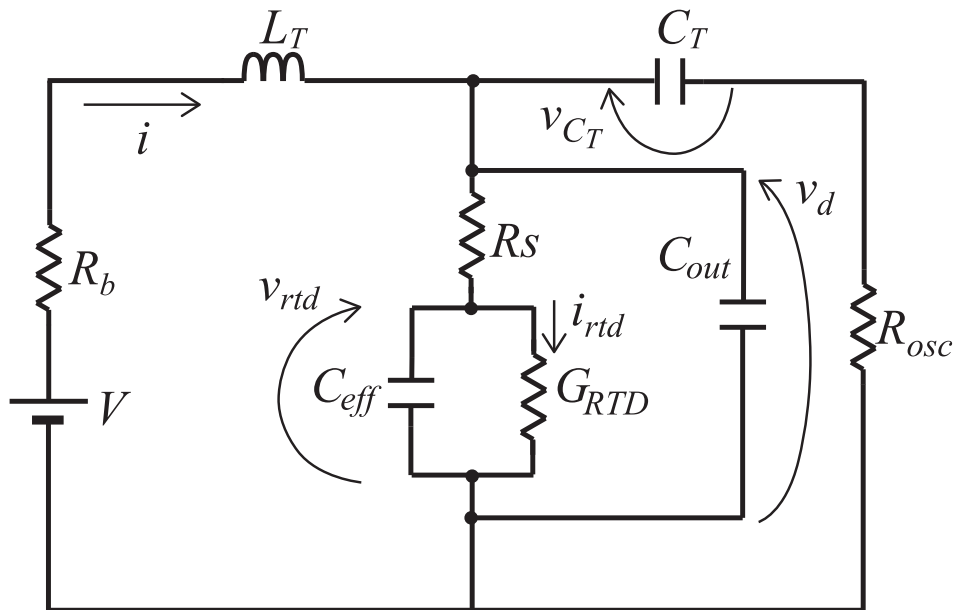


図 3-4 微分方程式導出のために電流、電圧を定義した等価回路モデル

なかった。同様に (b) の場合は、 $L_T = 2\text{mH}$ と、(c) 時よりも 2 倍大きな値とし、周波数が合うように C_{eff} を調整したところ、 $C_{eff} = 3\text{pF}$ と、(c) 時よりも約 2 ケタ小さい値となった。しかしこの場合でも発振波形を表現することは出来なかった。また (c) 時と同じ $L_T = 1\text{mH}$ であっても、図 3-5(d) や (e) のように C_{eff} を変化させると発振波形は (c) 時と同形状を保ったまま発振周波数が高くなったり低くなったりする。以上の結果から、本研究で作製・測定した TBRTD に並列接続されたキャパシタンス $C_{eff} = 200\text{pF}$ であることは決定された。

3.2.2 振幅・周波数調

3.2.1 節により、作製された RTD および測定系により発信現象が観測され、本研究手法による理論解析が精度良く表現できることが分かった。そこで本研究手法を用いてこの RTD の振幅・周波数の予測性能を理論解析し、実際の変調模擬実験との比較を行った。ここで変調方式にはバイアス電圧を変化させる直接変調方式を用いた。振幅変調では図 3-6(a) に示すように、RTD の両端電圧が NDR 領域よりも低い状態を”0”、NDR 領域内の状態を”1”として変調させた。他方、周波数変調は図 3-6(b) に示すように、RTD の両端電圧は常に NDR 領域内にあり、領域内の低い状態を”0”、高い状態を”1”として変調させた。

図 3-7 に振幅変調時の理論解析結果と実験結果を示す。ここで図 3-7(a) は入力した電源電圧 $V(t)$ の時間変化を示しており、電圧の低い状態が”0”、高い状態が”1”としてい

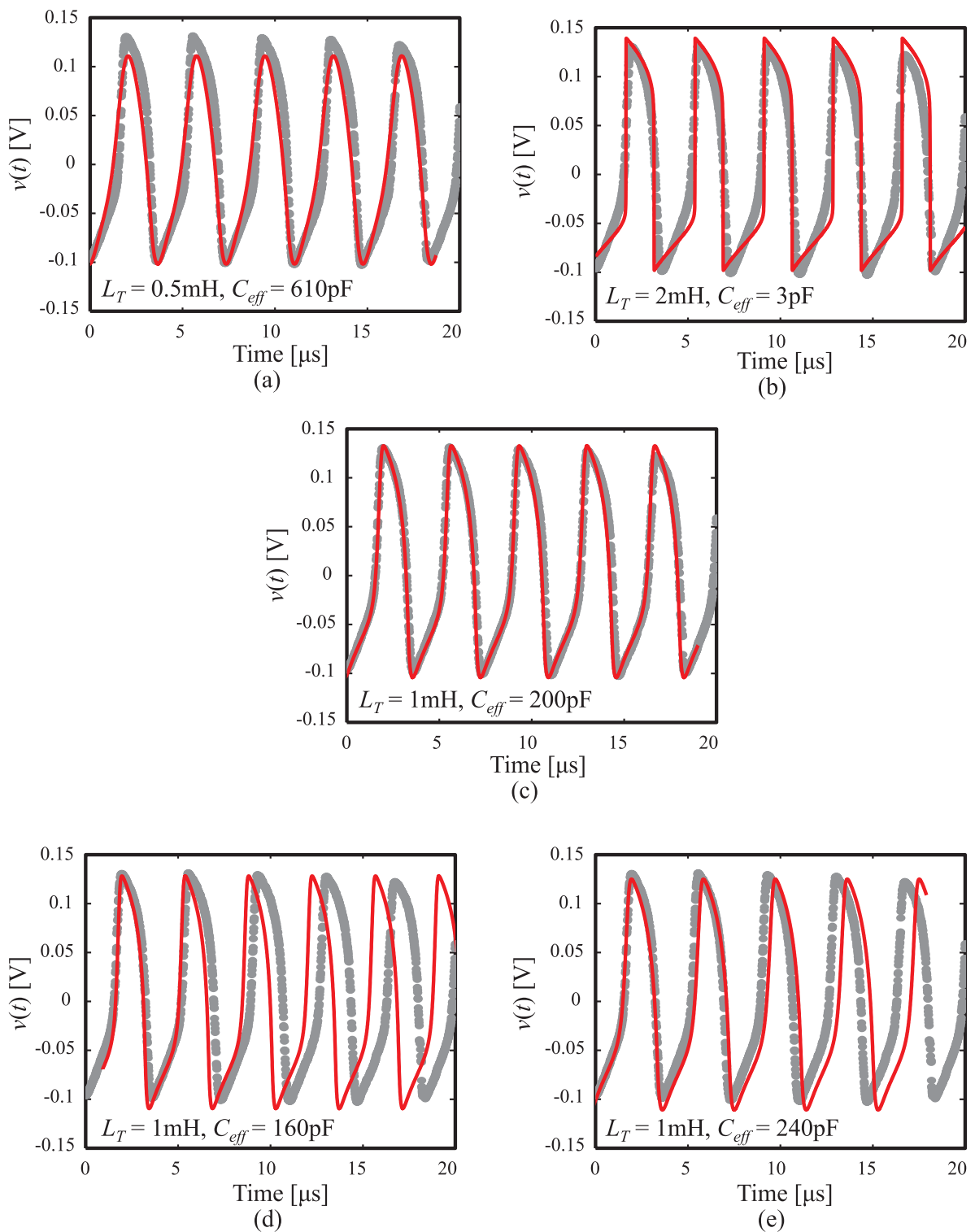


図3-5 測定および理論解析された TBRTD の発振現象。灰色の点線は測定結果、赤色の実線は本研究手法による理論解析結果である。(a) は $L_T = 0.5\text{mH}$ 、 $C_{eff} = 610\text{pF}$ 。(b) は $L_T = 2\text{mH}$ 、 $C_{eff} = 3\text{pF}$ 。(c) は $L_T = 1\text{mH}$ 、 $C_{eff} = 200\text{pF}$ 。(d) は $L_T = 1\text{mH}$ 、 $C_{eff} = 160\text{pF}$ 。(e) は $L_T = 1\text{mH}$ 、 $C_{eff} = 240\text{pF}$ 。

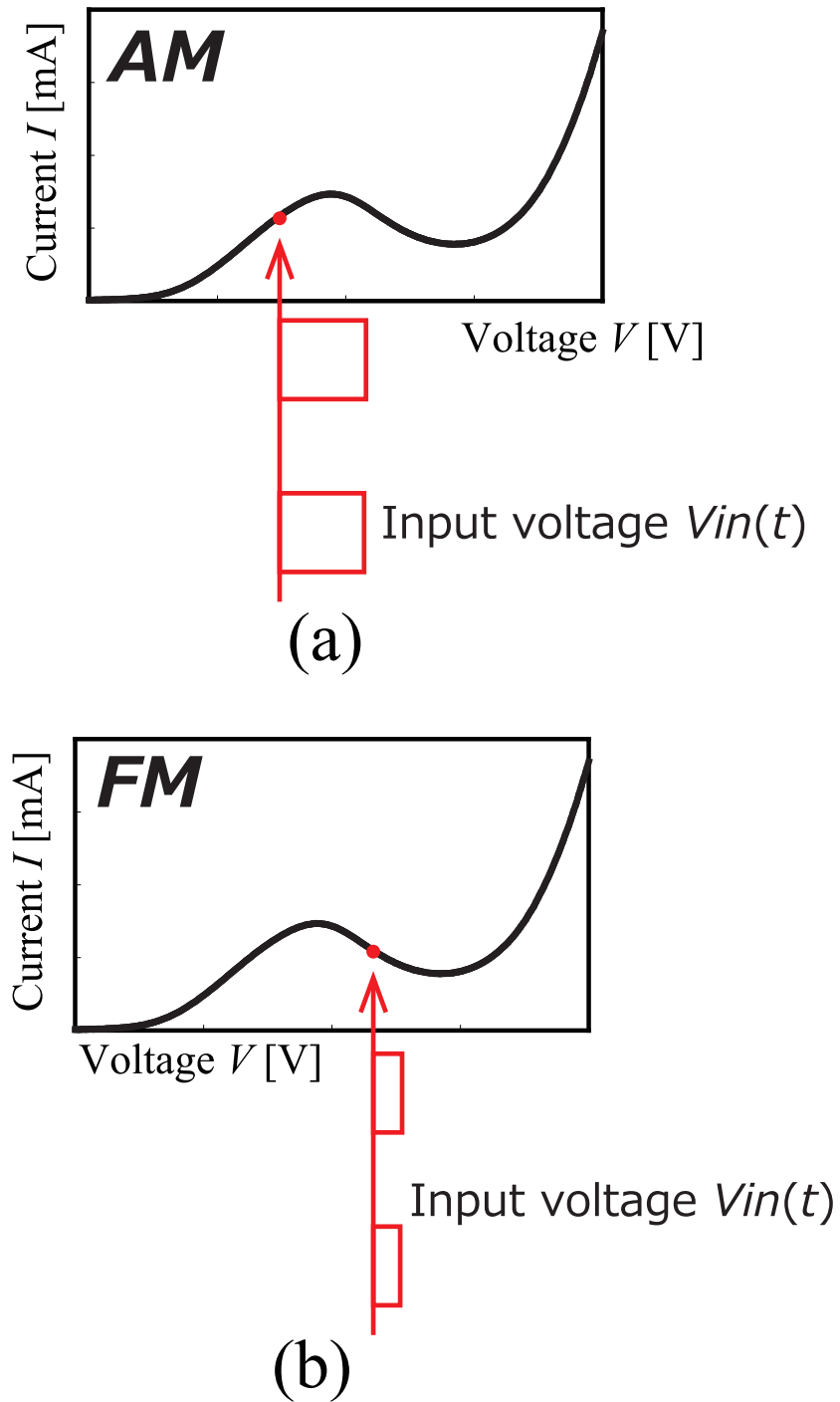


図 3-6 RTD への直接変調説明図。(a) 振幅、(b) 周波数変調。

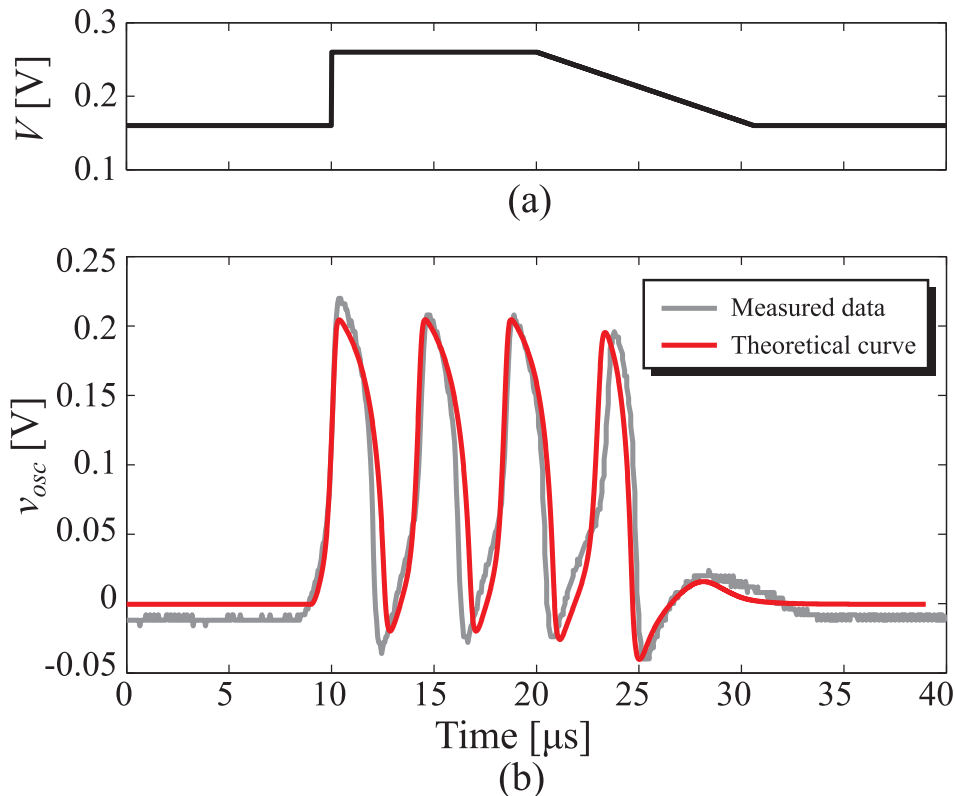


図 3-7 RTD の振幅変調の理論解析結果 (赤色) および実験結果 (灰色)。(a) 入力
の電源電圧 $V(t)$ 、(b) オシロスコープで観測される電圧 v_{osc} 。

る。また図 3-7(b) では、灰色の実線でオシロスコープで測定された電圧波形、赤色の実線で理論解析により得られたオシロスコープの内部インピーダンス R_{osc} 両端での電圧 $v_{osc} = v_d - v_{C_T}$ である。結果として理論解析により得られた予測性能は、“0”から“1”状態への発振波形の繊維や、発振周波数、“1”から“0”への波形の立下りなどの過渡的な応答も精度良く表現できた。この時、RTD の並列接続のキャパシタンス $C_{eff} = 300\text{pF}$ となった。

同様に図 3-8 に周波数変調時の理論解析結果と実験結果を示す。図 3-8(a) は入力した電源電圧 $V(t)$ 、(b) はオシロスコープで測定された電圧波形 v_{osc} の時間変化を示しており、赤色の実線は理論解析結果、灰色の実線は実験結果である。周波数変調を理論解析するにあたって、振幅変調の解析とは異なり、バイアス電圧に応じて RTD の並列接続のキャパシタンス C_{eff} を変化させている。各バイアス電圧での C_{eff} は実測データから抽出しており、 $V = 216\text{mV}$ および $V = 256\text{mV}$ の時、 C_{eff} はそれぞれ 470pF および 300pF であった。この RTD のキャパシタンスの変化を考慮に入れることで、周波数変調の予測性能も実験結果を精度良く表現することが可能となった。

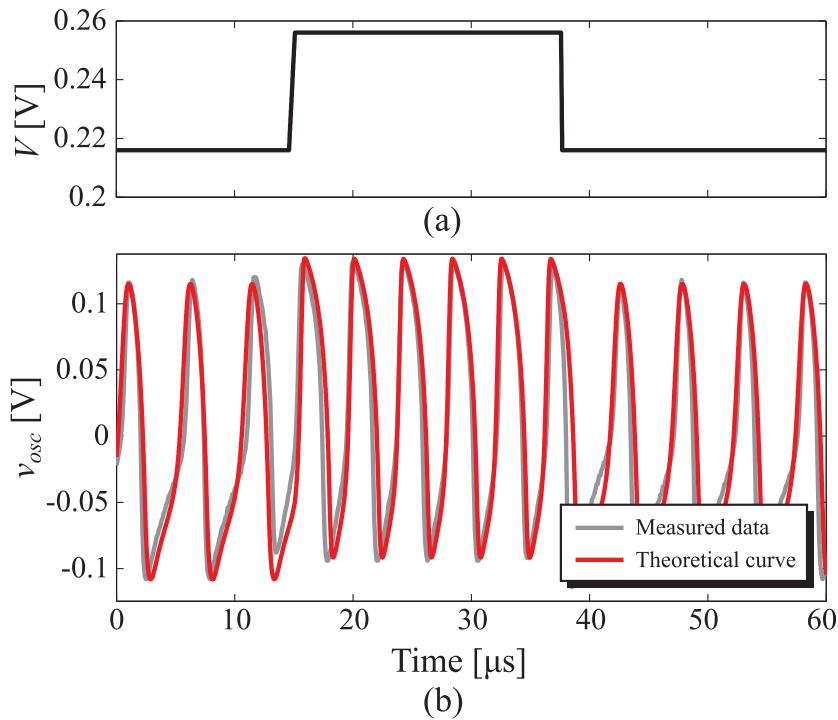


図 3-8 RTD の振幅変調の理論解析結果 (赤色) および実験結果 (灰色)。(a) 入力
の電源電圧 $V(t)$ 、(b) オシロスコープで観測される電圧 v_{osc} 。

3.2.3 NDR アノーマリー特性

RTD の I - V 特性はしばしば NDR 特性が階段状やスパイク状になる、NDR アノーマリーと呼ばれる特性が観測されている [81, 82, 83, 84, 85, 86]。我々が作製した InGaAs/InAlAs TBRTD でもこの NDR アノーマリー特性が観測された。本研究では NDR アノーマリーの原因を RTD の自励発振が原因と考え解析を行った。また本研究では RTD の自励発振に伴い、自己バイアス効果を生じている可能性も考慮に入れた独自の NDR アノーマリー特性解析を行った。

自己バイアス効果とは、ダイオード等の非線形素子に \sin 波などの振動している信号が入力されると、非線形素子で入力信号を整流してしまい、素子両端電圧が変化してしまう現象である。RTD が自励発振状態にある場合は、i) 自励発振を RTD 自身が整流、ii) 回路に整流された電流が生じる、iii) それに伴い RTD に直列接続されている抵抗での電圧降下量に変化、iv) RTD の印加電圧が変化する、v) 印加電圧の変化に応じて発振状態も変化、vi) i) に戻る、というプロセスによって自己バイアス効果が生じる。上記 i) ~ vi) のプロセスを発振状態が変化しなくなるまで繰返し、その時の平均電流を測定器が示している電流であるとして NDR アノーマリー特性の解析を行う。図 3-9 に測定された NDR

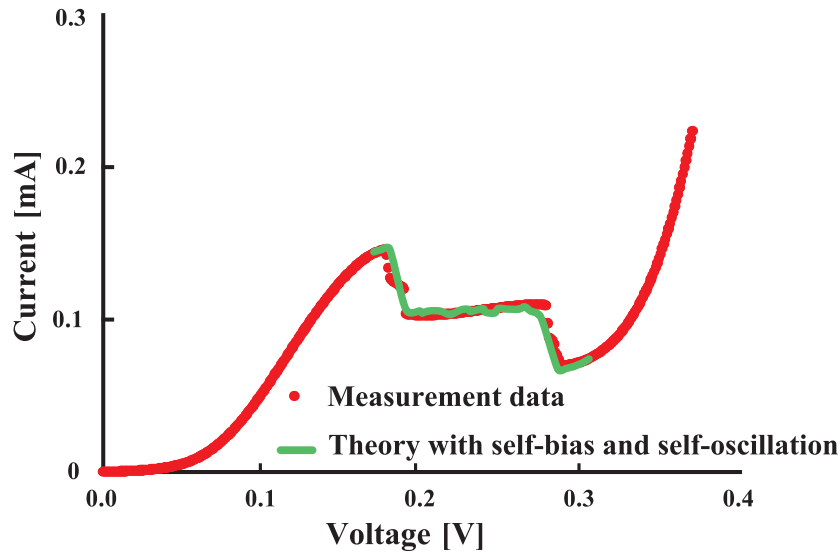


図 3-9 測定された NDR アノーマリー特性（点線）および本研究手法へ自己バイアス効果を導入した理論解析結果（実線）

アノーマリー特性を点線で示し、実線で理論解析結果を示す。自己バイアス効果を導入することで測定結果を精度良く表現できることが明らかとなった。

3.2.4 RTD のキャパシタンス C_{eff} の物理解釈

RTD のキャパシタンス（本研究では C_{eff} と呼んでいる）に関してはこれまでもいくつかの報告がある [87, 88, 89, 90, 91, 92]。そしてこれらの既報告では RTD のキャパシタンスは、RTD のエミッタ・コレクタ層もしくは量子井戸内への電子の充電時間が要因であると考えられている。ただしこの充電時間を決める要因に関して様々な解釈がなされている。例えば、図 3-10(a) に示すような量子井戸層へ充電される時間と量子井戸からコレクタ層へ充電される時間でモデル化されたキャパシタンスのモデル [89, 88] や、図 3-10(b) に示すようなエミッタ層からコレクタ層への充電時間をトンネル時間と空乏層での走行時間によって表現したモデル [92] がある。また物理的な考察ではなく、実験的に、

$$C_{RTD} = C_0 A_{RTD} \left(1 + \frac{v_{RTD}}{V_{bi}} \right)^{-0.5} \quad (3-5)$$

とバイアス依存性を表現できる形で定式化したものも報告されている [93]。そしてこれらのモデルから得られる RTD のキャパシタンスは概ね \sim 数 $\text{fF}/\mu\text{m}^2$ である。前節で得られた RTD のキャパシタンス C_{eff} は 200pF であり、この RTD のメサ面積は $100\pi\mu\text{m}^2$ であるため、 $1\mu\text{m}^2$ 当りではおよそ $0.63\text{pF}/\mu\text{m}^2$ となる。この結果は既報告の RTD のキャパシタンスからは 2 ケタ程大きい。この原因は、

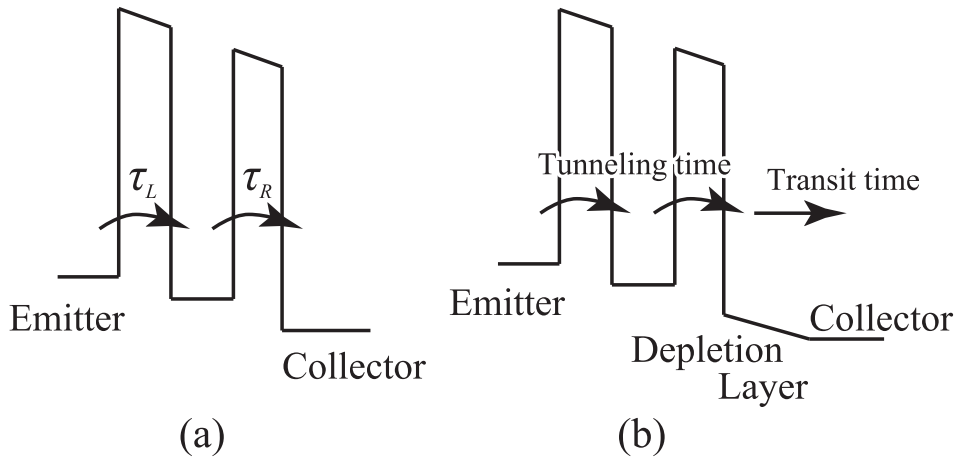


図 3-10 既報告の RTD のキャパシタンスモデル

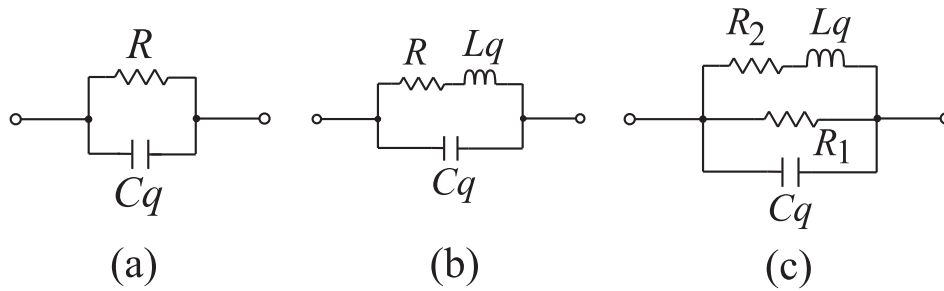


図 3-11 既報告の RTD 等価回路

1. RTD の等価回路が十分でない
2. キャパシタンスのバイアス依存性と測定器による平均化

の点の影響が考えられる。

1. RTD の等価回路が十分でない

RTD の等価回路に関してもこれまで多くの報告がある [83, 94, 95, 96, 97, 98, 99, 100, 101]。図 3-11 に報告されている RTD の等価回路の一例を示す。本研究ではこの中の図 3-11(a) を用いたが、(b) や (c) の回路トポロジーであるならば L_Q や R_1 、 R_2 、 R_3 の影響が本研究で抽出した RTD のキャパシタンス C_{eff} に含まれ、その結果値が大きく見えている可能性がある。

またこれら RTD の等価回路の回路パラメータ、インダクタンス L_Q やキャパシタンス C_Q は、

$$L_Q = \tau_L G_D^{-1} \tag{3-6}$$

$$C_Q = \tau_C G_D \tag{3-7}$$

のように時間の単位を持つパラメータ τ_L や τ_C と微分コンダクタンス G_D によっ

て表現されることが報告されている。つまりこの L_Q や C_Q を特徴付けているパラメータ τ_L や τ_C が RTD 内の電子の輸送時間を表現していることが示唆される。しかし τ_L や τ_C がいったいどういう物理現象に起因しているのかが明らかになっていないため、本研究で抽出したキャパシタンス C_{eff} の物理解釈が現状では困難となっている。

2. キャパシタンスのバイアス依存性と測定器による平均化

RTD のキャパシタンスに関する既報告 [87, 88, 89, 90, 91, 92, 93] や、RTD の等価回路 [83, 94, 95, 96, 97, 98, 99, 100, 101] から分かるように、RTD のキャパシタンスはバイアス電圧依存性を持っている。しかし本研究ではそのバイアス電圧依存性を、動作点でのキャパシタンス $C_{eff}(V)$ として与え、動特性解析を行った。この仮定が C_{eff} を大きくしている可能性がある。そこでバラクタダイオードのようなバイアス電圧でキャパシタンスが変化する素子 ($C(V)$) に交流電圧が加わった時の電流 $i(t)$ を考えてみる。この時の電流 $i(t)$ は

$$i(t) = \frac{dQ(t)}{dt} \quad (3-8)$$

であり、 $Q(t)$ は、

$$Q(t) = C(V(t))V(t) \quad (3-9)$$

であるため、

$$\begin{aligned} i(t) &= \frac{dQ(t)}{dt} \\ &= \left. \frac{dC(V)}{dV} \right|_t \cdot \frac{dV}{dt} \cdot V(t) + C(V) \frac{dV}{dt} \\ &= \left(\frac{dC(V)}{dV} \cdot V(t) + C(V) \right) \cdot \frac{dV}{dt} \end{aligned} \quad (3-10)$$

となる。

また前節でも述べたが、測定器は必ずや平均化という操作が行われている。それはオシロスコープも例外ではなく、サンプリング時間内の波形変化は平均化によって慣らされている。つまり微小時間 dt での電流 $i(t)$ は、

$$\langle i(t) \rangle = \left\langle \frac{dC(V)}{dV} \cdot V(t) + C(V) \right\rangle \cdot \frac{dV}{dt} \quad (3-11)$$

となる。つまり、本来のキャパシタンス $C(V)$ とキャパシタンスの傾き dC/dV が加わったものが測定される電流 $\langle i(t) \rangle$ に影響しており、それが本研究で抽出した

C_{eff} に含まれてしまっている可能性がある。またこの式から C_{eff} は発振現象の周波数や波形の影響を受けることが分かる。実際に 3.2.1 節で測定および理論解析したバイアス電圧と、3.2.2 節の FSK 変調実験の際の”0”状態時のバイアス電圧がほぼ等しいにも関わらず、抽出された C_{eff} が異なっている。これは FSK 変調の際、ベースバンド信号によって RTD の発振周波数が低周波側へシフトしている。この現象自体は Van der Pol 振動子の外部入力による強制振動のような現象として定性的には説明できる。しかし低周波側へのシフトは C_{eff} を変化させなくても起こる現象であるが、測定された発振波形ではその現象を上回るような周波数のシフトが起こっている。これはベースバンドの影響により低周波側へシフトした発振波形により、 $dC/dV \cdot V(t)$ の項が定常発振の状況とは異なり、この影響が C_{eff} の違いとして表れたと考えられる。

以上のように本研究の現段階では C_{eff} の詳細な物理解釈は困難である。しかし RTD の等価回路やキャパシタンスのバイアス依存性を考慮した大信号解析を行うことで明らかにすることが可能である。また RTD の等価回路に関しては本研究でも行っており、本論文第 5 章で述べている。

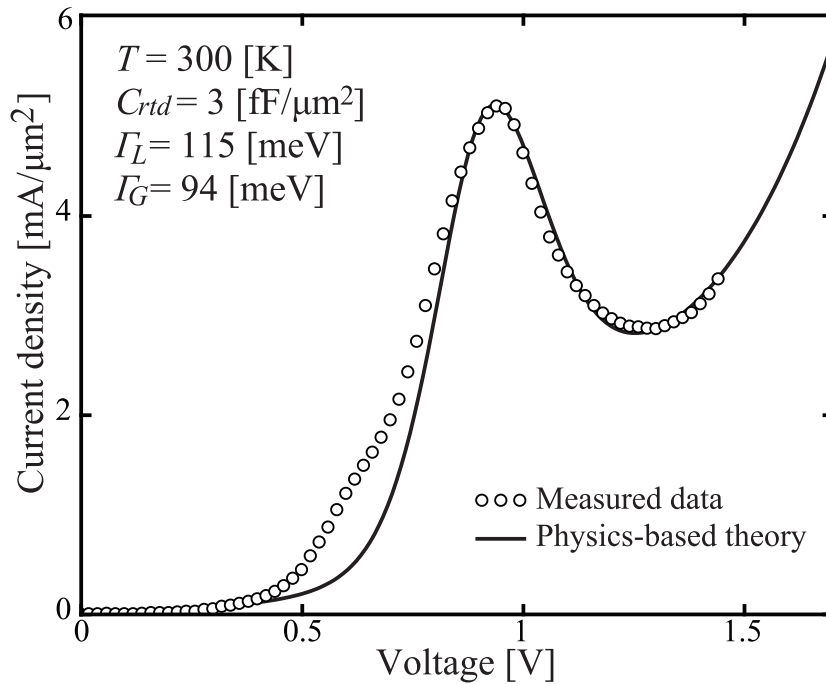
3.3 自己補対ボウタイアンテナ集積共鳴トンネルダイオードの予測性能の理論解析結果

ここでは自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD を室温動作可能な小型テラヘルツ波源として応用することを目指した予測性能の理論解析に関して述べる。まず始めに、このデバイスの動作に周辺回路が及ぼす影響について述べる。その次に、このデバイスに振幅変調をした場合の予測性能を解析し、変調可能ビットレートの評価に関して述べる。

3.3.1 動作モード解析と周辺回路の影響

図 3-12 に採用した $J-V$ 特性を示す。この図の点線は参考文献 [102] で報告されている DBRTD の $J-V$ 特性であり、650GHz の発振報告がある [103]。本研究ではこの RTD と自己補対ボウタイアンテナを集積したテラヘルツ波源を想定し、その時の予測性能を理論解析した。そのためにこの $I-V$ 特性を第 2 章で述べた pseudo-Voigt 関数を用いた理論式により表現した。図 3-12 内の Γ_L および Γ_G が理論式に用いたパラメータである。またこの RTD のキャパシタンス C_{RTD} は小信号測定結果から抽出され、値としては $C_{RTD} = 3\text{fF}/\mu\text{m}^2$ である [102]。

図 3-13 に自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD の安定化抵抗 R_{st} およびチョークイン

図 3-12 採用した J - V 特性

ダクタンス L_C を変化した時の RTD 両端電圧の時間変化を示す。結果として、 R_{st} および L_C によって自励振動、単一周期発振、漸近安定、減衰振動の 4 種類の動作モードを制御できることが分かった。ここで単一周期発振モードは、2 次以上の高調波成分が基本波に比べて $1/100$ となっている発振状態と定義した。自励振動モード時の周波数 f_{osc} は、チョークインダクタンス L_C 、RTD のキャパシタンス C_{RTD} および放射回路部分のキャパシタンス C_{rad} によって $f_{osc} = 1/2\pi\sqrt{L_C(C_{RTD} + C_{rad})}$ に従って決定されることが分かった。一方単一周期発振モードの時は、 $f_{osc} = 1/2\pi\sqrt{L_a(C_{RTD} + C_{rad})}$ に従うことが明らかとなった。

図 3-14 に R_{st} と L_C を変化させたときの発振周波数と動作モードを示す。横軸を R_{st} 、縦軸を L_C とし、カラースケールによって基本波発振周波数を示した。結果として、発振周波数および動作モードを R_{st} および L_C によって制御できることが分かった。また R_{st} が小さい場合、単一周期発振モードとなり、 L_C が変化したとしても発振周波数はほとんど変化しない。一方 R_{st} が大きい場合、自励振動モードとなり、 L_C の変化に追従して発振周波数が変化することが明らかとなった。これは安定化抵抗 R_{st} の値が小さいと、RTD から電源側が見えなくなるため、発振はチョークインダクタンス L_C ではなくアンテナ部インダクタンス L_a との共振によって生じる。そのため単一周期発振モードの発振周波数は L_C の影響を受けにくい。そして R_{st} が大きくなってくると、 L_C の影響が生じてくるため、単一周期発振モードであっても L_C の変化が発振周波数の変化として表れて

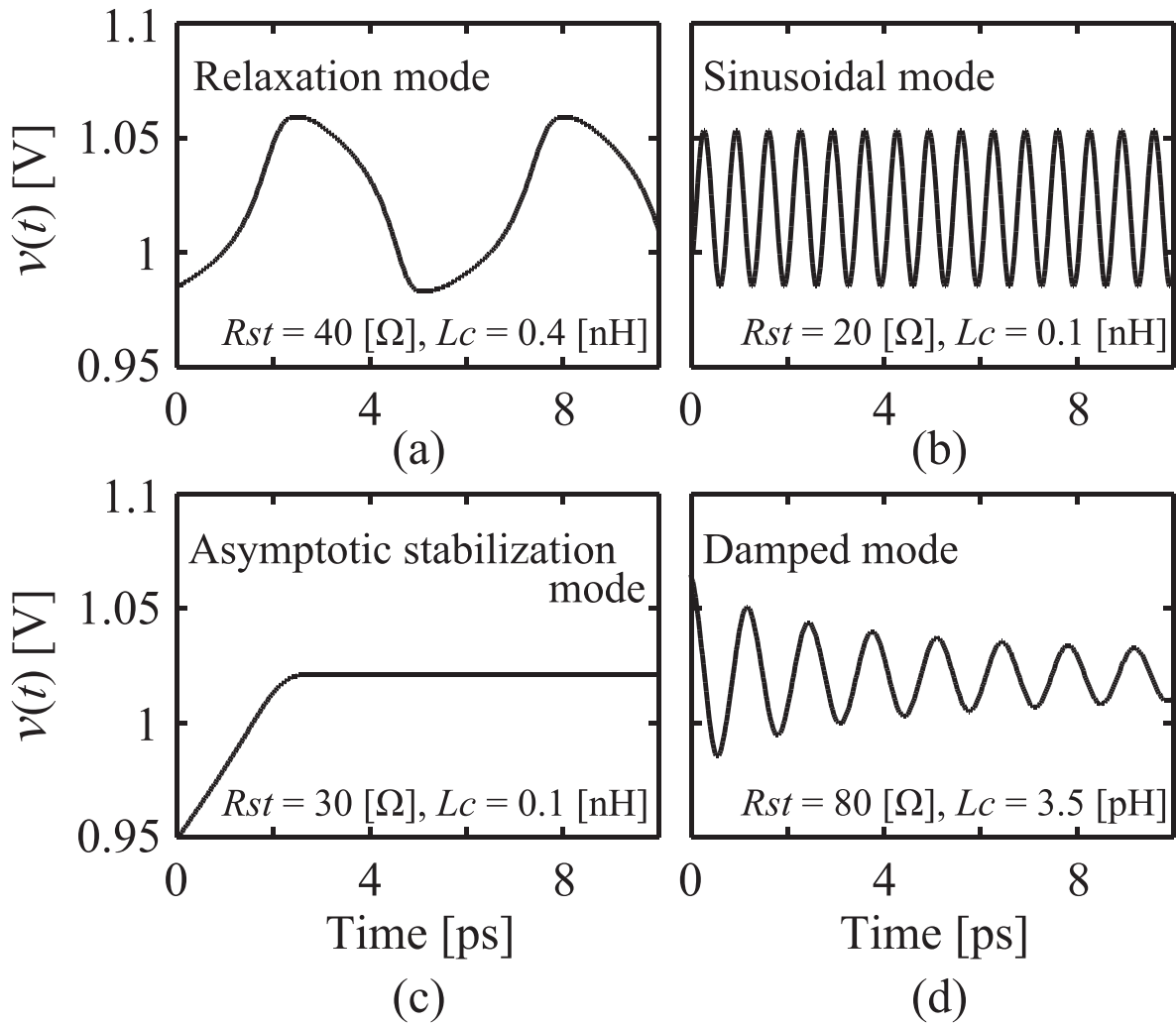


図 3-13 自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD テラヘルツ波源の動作モード。(a) 自励振動モード、(b) 単一周期発振モード、(c) 漸近安定モード、(d) 減衰振動モード。

くる。

3.3.2 振幅変調性能の理論解析

図 3-15 に振幅変調を理論解析した結果を示す。(a) は動作モードを単一周期発振モードとした時の振幅変調解析結果であり、 $R_{st} = 10\Omega$ である。(b) は動作モードを自励振動モードとした時の振幅変調解析結果であり、 $R_{st} = 50\Omega$ である。また (a)、(b) 共にチョークインダクタンス $L_C = 0.1\text{nH}$ 、入力した変調信号の伝送容量は 15Gbit/s である。結果として、両動作モード時でも変調可能であることが分かった。また単一周期発振モード時では、信号入力から発振するまでに立ち上がり遅れ時間が生じることが分かった。一方自励振動モード時にはその遅れ時間は生じていない。しかし自励振動モードは単一周期発

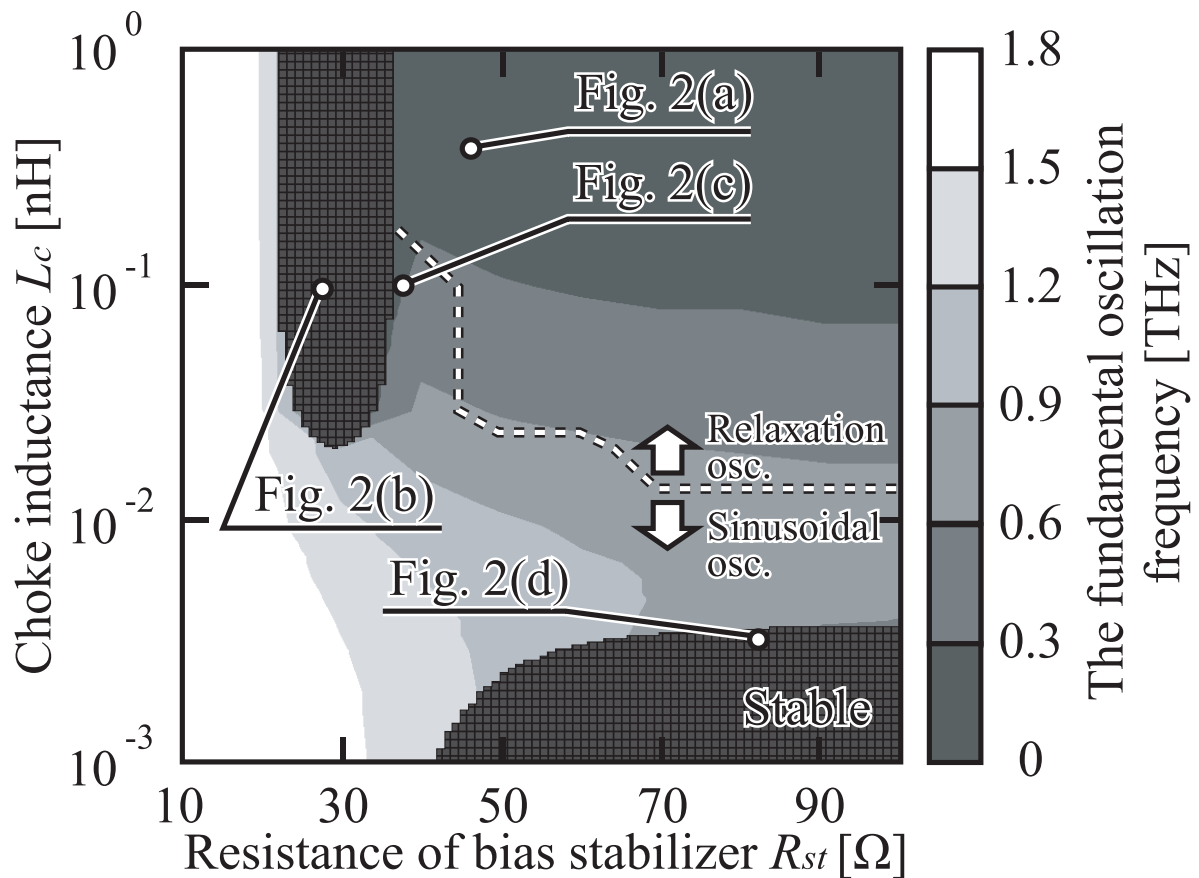


図 3-14 自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD テラヘルツ波源の周辺回路素子に伴う予測性能マッピング

振モードと比べて発振周波数が低い。つまり、単一周期発振モードでは立ち上がり遅れ時間、自励振動モードでは発振周波数が変調可能ビットレートを決定することが予想される。

図 3-17 に、 R_{st} と入力変調信号の伝送容量を変化させた時の放射パワーを示す。(a)、(b) 共に横軸を R_{st} 、縦軸を伝送容量とし、カラースケールで放射パワーを示した。平均放射パワー P_{rad} は放射抵抗 R_{rad} および放射電圧 v_{rad} により $P_{rad} = \langle v_{rad}^2 \rangle / R_{rad}$ によって計算した。また (a)、(b) ではチョークインダクタンス L_C はそれぞれ 0.1nH および 0.01nH である。振幅変調の可否判断は、

$$\tau_r < \frac{T}{2} \quad (3-12)$$

$$\tau_f < \frac{T}{2} \quad (3-13)$$

$$T > 10 \cdot T_{osc}^{(stable)} \quad (3-14)$$

と暫定的に設定した。ここで、 τ_r および τ_f はそれぞれ、発振の振幅が安定するまでの立

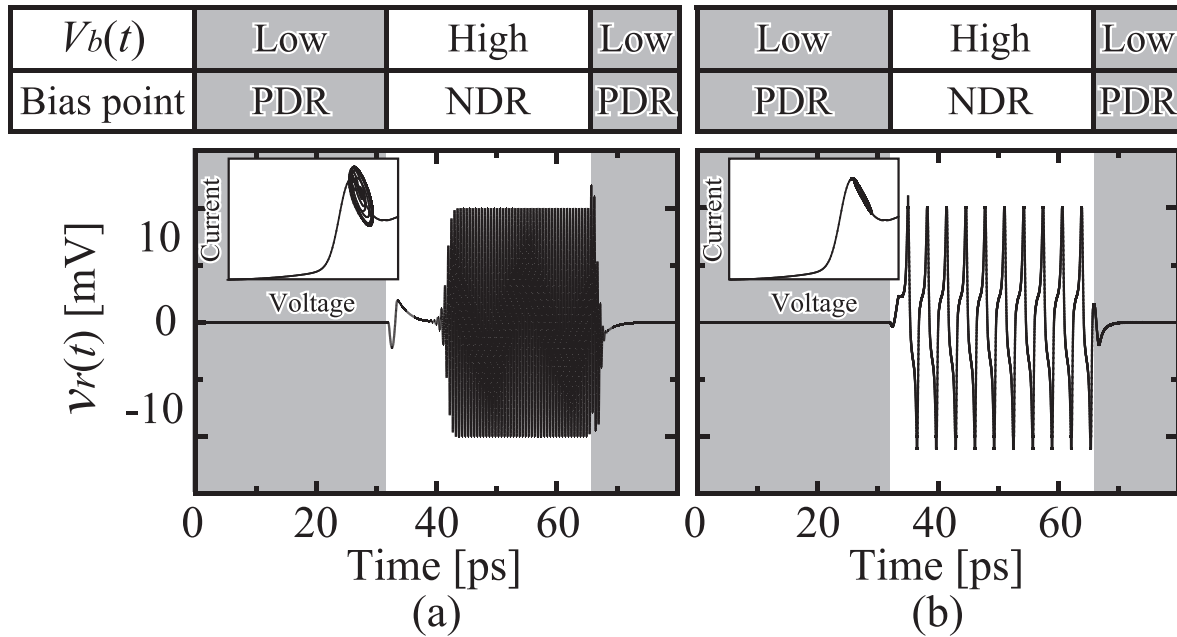


図 3-15 自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD テラヘルツ波源の予測変調特性。(a) 単一周期発振モード ($R_{st} = 10\Omega$, $L_C = 0.1\text{nH}$) 時の振幅変調、(b) 自励振動モード ($R_{st} = 50\Omega$, $L_C = 0.1\text{nH}$) 時の振幅変調。

上り時定数 (図 3-16 参照) および安定な発振から非発振状態へと移行するまでの立下り時定数である。また T は 1bit の時間、 $T_{osc}^{(stable)}$ は安定に発振している時の発振周期である。このような変調の可否判断を暫定的に設定した結果、(a) の $L_C = 0.1\text{nH}$ の時は、図 3-14 にあるように発振モードとして単一周期発振モードと自励振動モードが生じており、単一周期発振モードの方が最大変調可能ビットレートは大きいことが分かった。一方自励振動モードによる振幅変調では、最大変調可能ビットレートは単一周期発振モードに及ばないが、安定して 10Gbit/s 以上の変調が可能であり、しかも平均放射パワーが大きくなることが分かった。この解析において、単一周期発振と自励振動モードとで基本波発振周波数が 5 倍以上の差があるのに、最大変調可能ビットレートにそれほど差が生じなかったのは、単一周期発振モード時の立ち上がり遅れ時間が原因である。単一周期発振モードの立ち上がり遅れ時間は、 R_{st} が小さいために、電源からの入力された電力が L_a や C_{RTD} へ蓄積させるのに時間を要するためと考えられる。一方 (b) の $L_C = 0.01\text{nH}$ の時は、解析した R_{st} の範囲では動作モードが単一周期発振モードのみとなり、最大可能変調ビットレートはおよそ 100Gbit/s にまで達した。また平均放射パワーは R_{st} が大きいほど上昇するという結果が得られた。

放射パワーは無線通信にとって通信距離やビットエラーレートに影響する重要な指標の 1 つである。送信側でいくら高速に変調を行えたとしても、受信側に到達しなければ意味はない。また到達したとしてもノイズに十分勝るような受信電力が得られなければエ

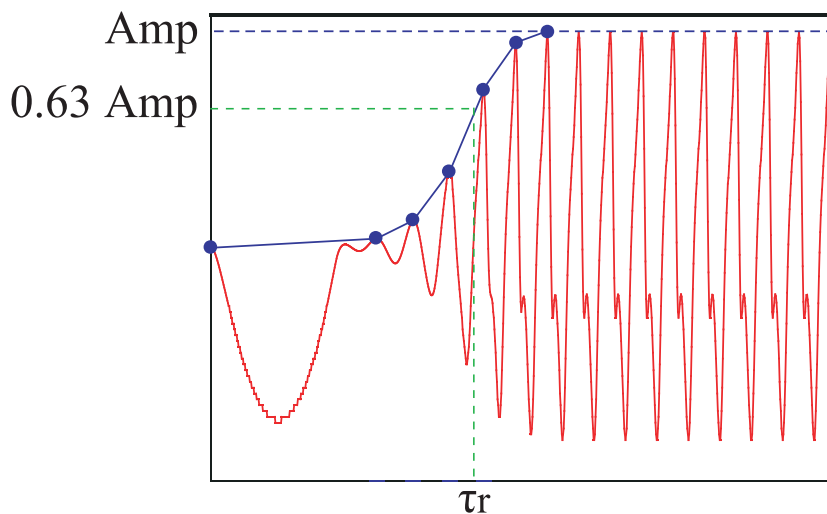


図 3-16 立上がり時定数 τ_r の定義

ラーの多い通信になってしまう。特に本研究では小型・低消費電力なテラヘルツ帯無線通信を目指しているため、放射パワーは必然的に小さくなる。そのため本研究手法によって放射パワーと変調可能ビットレートの予測性能を定量的に評価できることは、テラヘルツ帯無線通信システムの通信距離や通信方式を決める上で欠かせない評価項目であり必須である。

3.4 結論

本章では、第2章で説明した本研究手法を用いた予測性能の理論解析事例を述べた。結果の1つとして、本研究手法のようにRTDの非線形性を精度良く表現できる理論式とRTDの周辺回路を正確に考慮することで、発振・変調・NDRアノマリー特性という3つの実測データを精度良く説明できることが明らかとなった。この事実は、RTDの非線形性およびその周辺回路のテラヘルツ動作を考慮することで、実現可能な予測性能を理論解析により得ることができることを示している。そこで本章ではもう1つの結果として、テラヘルツ帯集積アンテナとして設計・同定された集積型自己補対ボウタイアンテナの等価回路に、RTDの非線形性を考慮したRTDの等価回路を組み込んだ自己補対ボウタイアンテナ集積RTDモデルを構築した。そしてこのデバイスのテラヘルツ波源応用を目指した予測性能を、既報告のDBRTDを用いて理論解析した。解析した予測性能は、周辺回路による動作モード制御や最大振幅変調可能ビットレート・放射パワーの変化などである。これ以外にも目的に応じて放射スペクトルや周波数変調、電源への高周波成分の混入などが解析可能である。このような様々な予測性能を包括的に理論解析可能な手法は、テラヘルツ波源の高性能化や通信システム最適化に役立つ。

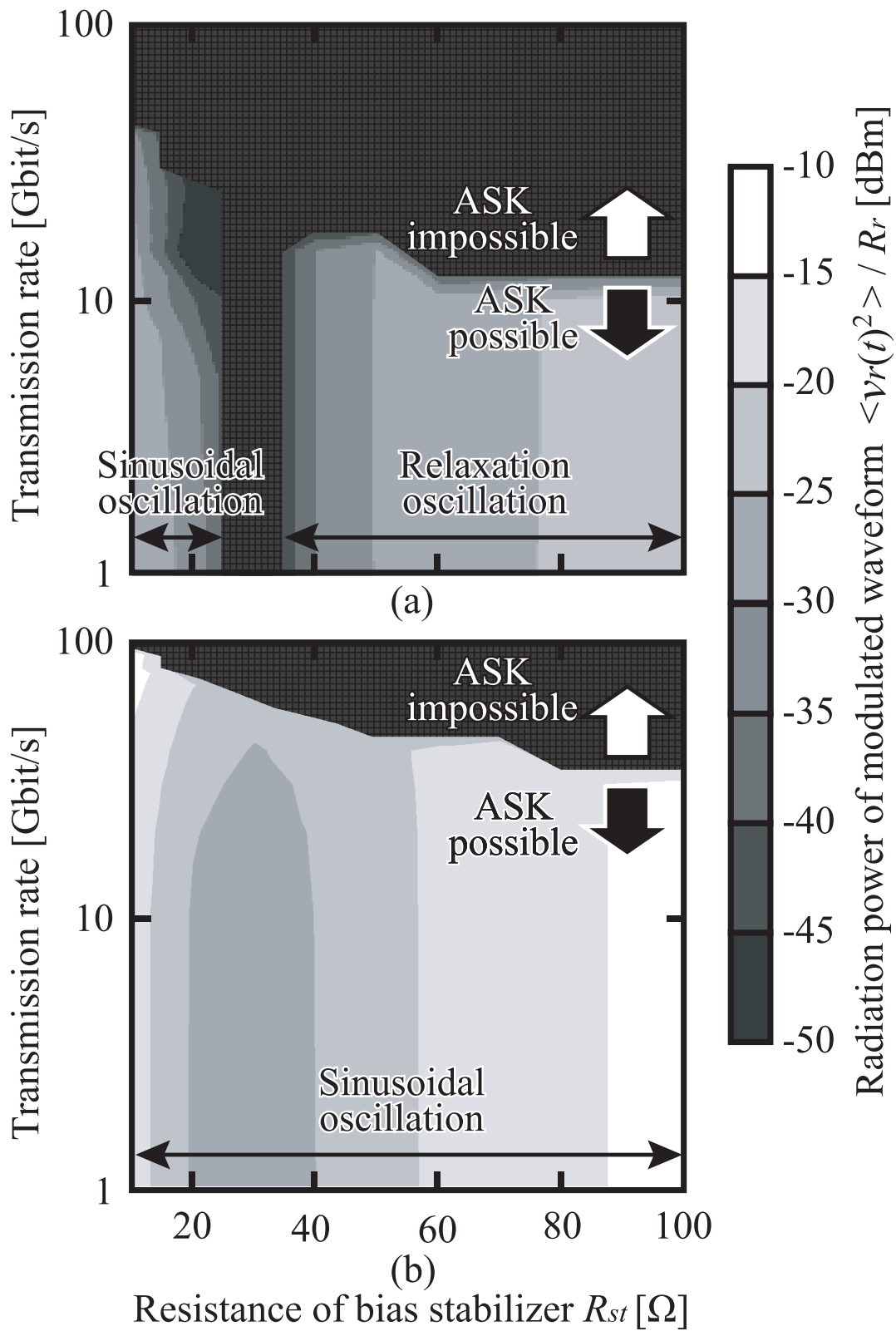


図 3-17 自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD テラヘルツ波源の振幅変調における予測変調特性マッピング。(a) $L_C = 0.1\text{nH}$ 、(b) $L_C = 0.01\text{nH}$ 。

最後に第2章および本章の結果から得られた RTD の予測性能理論解析シナリオを図 3-18 にまとめる。本研究手法は、S1: 量子力学のアプローチにより導出された RTD の I - V 特性理論式、A1-A2: 電磁気学のアプローチにより得られたアンテナ等価回路、S2: 非線形回路理論の RTD の非線形大信号解析、という 3 つの基礎理論を包括的に取り込んだ解析手法となっている。そしてこれらを組み合わせることによって RTD と自己補対ボウタイアンテナを一体集積したテラヘルツ波源の様々な予測性能が解析可能となっている。

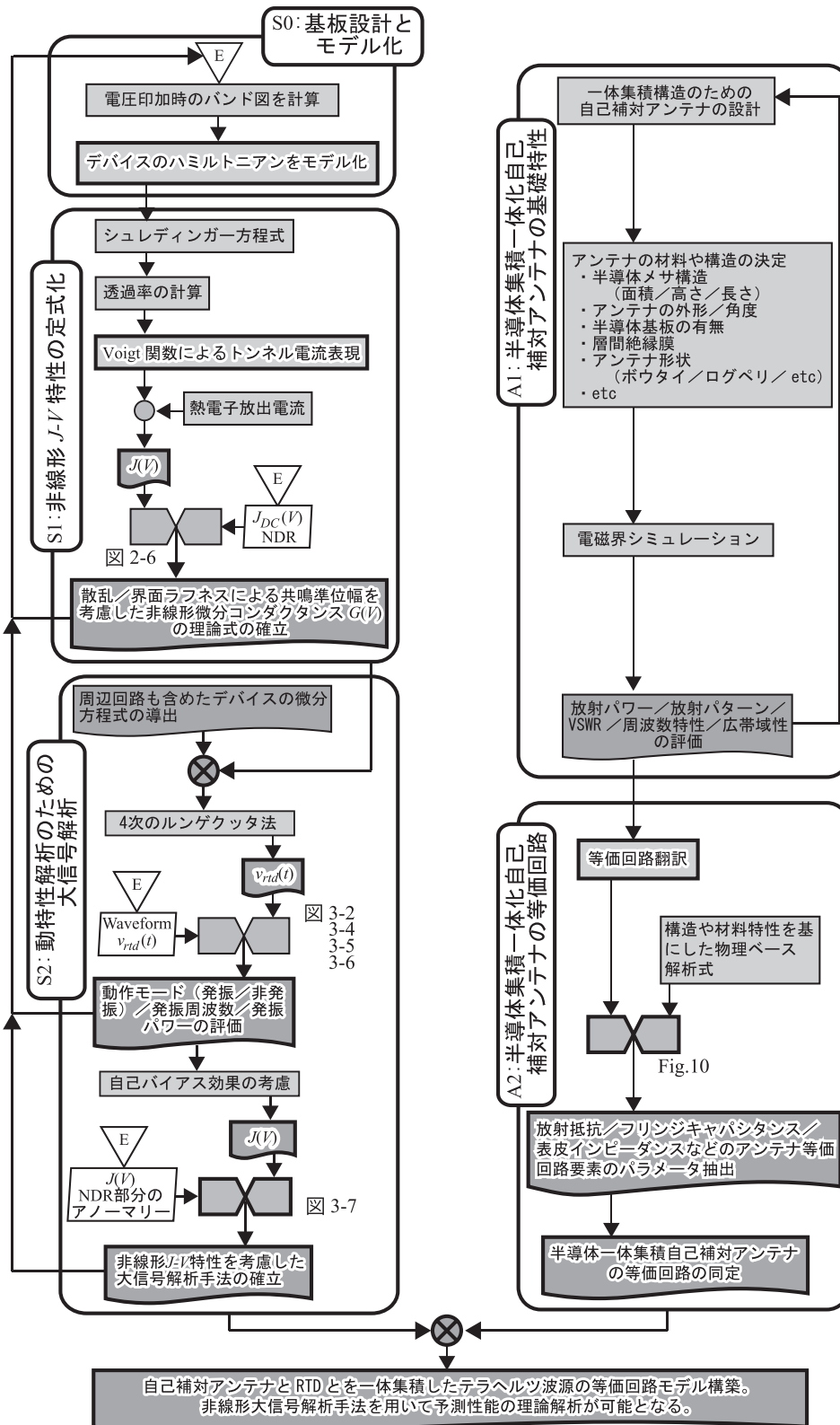


図 3-18 RTD の予測性能理論解析シナリオ

第 4 章

共鳴トンネルダイオードを用いた広帯域・高出力波源に向けた理論解析

4.1 はじめに

本章では、第 3 章で示した自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD を用いたテラヘルツ波源が周波数コムという広帯域な放射スペクトルを持つことと、この周波数コムの注入同期手法を用いた高出力化手法に関して述べる。

周波数コムは周波数スペクトルが楕状となる特性のことであり、広帯域に渡ってスペクトルを有している。この広帯域な発振特性を用いることでインパルスラジオ方式のような超広帯域 (UWB) 無線通信をテラヘルツ帯で実現できる可能性がある。UWB 無線通信は 1980 年代後半から研究されてきている無線通信方式の 1 つである。この通信方式は搬送波にインパルス波を用いることで、インパルス波の有無により情報の伝達を行うため、変調を必要としないという特徴がある。またインパルス波の有無が情報に対応するため、理想的には 1GHz の搬送波 (インパルス波) で 1Gbit/s の情報を伝送することが可能である。しかし UWB 無線通信は新たに割り振る周波数帯域の不在から、既存無線通信との共有を余儀なくされている。そのため UWB 無線通信の送信電力は、既存無線通信 (IEEE802.11a など) の送信電力の 1/10~1/100 以下にしなければならない。表 4-1 に UWB 無線通信と無線 LAN、Bluetooth の比較を示す [104]。ここで注目するのは、UWB 無線通信の送信電力は他の無線通信のそれに比べ小さいが、通信データレートは 10~100 倍高速なことである。これはシャノン・ハートレーの定理、

$$C = B \log_2 \left(1 + \frac{S}{N} \right) \quad (4-1)$$

から言える。ここで B は帯域幅、 S は送信電力、 N はノイズ電力である。UWB 無線通信では帯域幅が他の無線通信に比べ 100 倍以上広帯域である。そのため送信電力が 1/100

表 4-1 UWB 無線通信と無線 LAN、Bluetooth の比較 [104]

諸元	UWB	802.11a	Bluetooth
周波数帯域 (GHz)	3.1 ~ 106	5	2.4
帯域幅 (MHz)	7500	20	80
送信電力 (mW、典型値)	0.1 ~ 0.5	10 ~ 50	1
通信データレート (Mbit/s)	50 ~ 480	11 ~ 54	0.7

になってしまっても高速な無線通信が可能となる。

この UWB 無線通信の低出力・広帯域という特徴はテラヘルツ帯無線通信と類似性がある。テラヘルツ帯無線通信は、送信電力は高速固体電子デバイスのトレードオフ関係から小さくなってしまいが、テラヘルツ帯という広帯域な周波数資源が存在している。つまりテラヘルツ帯でインパルス波のような広帯域にまでスペクトルを有している搬送波を作り出すことができれば、テラヘルツ帯の広帯域性を有効利用したテラヘルツ帯 UWB 無線通信が可能であると言える。また周波数コムを無線通信に用いるメリットとして次の2点が考えられる。1つ目のメリットは、SN 比が良くなることである。周波数コムを無線通信に用いる場合、発振の有無に”1”と”0”の情報を乗せる OOK 変調が最も簡易な方式である。そのため”0”の情報を送る際には信号が無い状態になるため、常に発振しているような ASK 変調に比べてノイズが小さくなる。つまり信号全体の SN 比が良くなるため、最大通信容量が上昇する。もう1つのメリットは、消費電力が小さくなることである。このメリットは送信器として RTD を用いることが前提となる。RTD を用いた発振器の場合、ASK 変調を行う際に RTD の動作モードを単一周期モードにしなくてはならない。そのためには RTD と並列に低抵抗素子を接続する必要がある。この結果、低抵抗素子部での電力損失が大きくなってしまい消費電力の増加につながってしまう。一方周波数コムであれば、RTD の動作モードを自励振動モードとすればよいため、低抵抗素子を接続する必要が無い。そのため単一周期モードよりも消費電力を小さくすることが出来る。以上より本研究では本章の最初に説明する自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD の周波数コム特性がテラヘルツ帯 UWB 無線通信の送信源になり得ると考えている。

テラヘルツ帯 UWB 無線通信が可能だとしても、通信距離や RTD や検波器、伝送途中でのノイズの混入は避けられず、また RTD の非線形性とノイズの種類によってはノイズを増強させてしまう可能性があり、送信信号がノイズに埋もれてしまう可能性がある。これを回避するにはテラヘルツ波源の高出力化は避けられない。そこで本章の2節目では、注入同期手法を用いた自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD の高出力化手法を説明する。現在アンテナ集積 RTD のテラヘルツ波源の高出力化に関しては2つの方策が報告さ

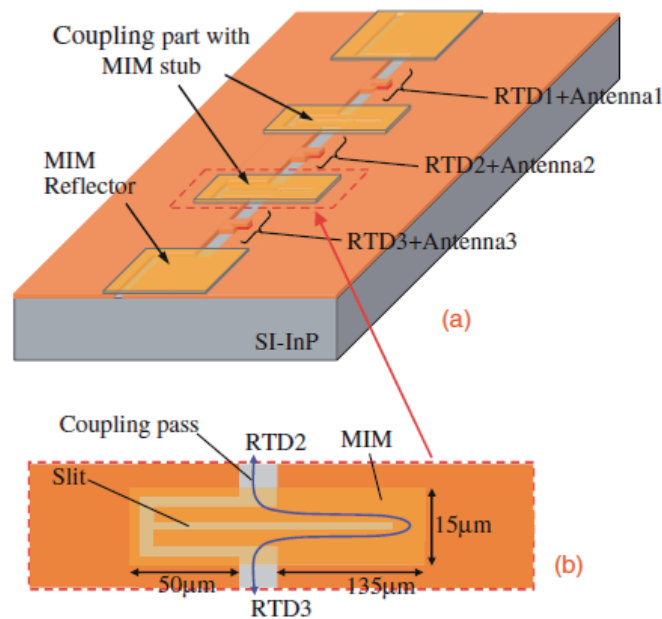


図 4-1 報告されている注入同期を用いたアレイ化アンテナ集積 RTD 発振器のデバイス構成 [108]

れている。1 つは RTD のピーク電流密度を大きくし、且つアンテナと RTD のマッチング整合を最適化する方法 [105]。もう 1 つはアンテナ集積 RTD 発振器の放射電磁波を空間電力合成する方法である [103]。しかし 1 つ目の方法では発振周波数と出力にトレードオフの関係が生じてしまうことが報告されている。そこで本研究では 2 つ目の方法である放射電磁波の空間電力合成に着目した。しかしこの方法でも課題点がある。アンテナ集積 RTD の発振周波数は、アンテナや RTD の構造揺らぎによって変化してしまうため、効率的に放射電磁波の空間電力合成を行うことができない。そのため波源の発振周波数を同期する必要がある。この発振周波数を同期させる方法として注入同期を導入した報告がある [106, 107, 108, 109]。しかしこの報告で用いられた結合素子は図 4-1 に示すような複雑な構造をしており、必ずや周波数特性を有している。そして結合素子の周波数特性によって、周波数コムという広帯域な発振特性を有する波源の注入同期は困難な可能性がある。そこで本研究では周波数コム生成器の結合素子に抵抗を用いた注入同期特性の解析を行った。

4.2 周波数コム生成器

図 4-2 に自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD を用いた周波数コム生成器のデバイス構成および等価回路を示す。このデバイスは第 2 章で示した自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD と基本構成は同じである。異なる点は L_E という外部インダクタンスが RTD と負

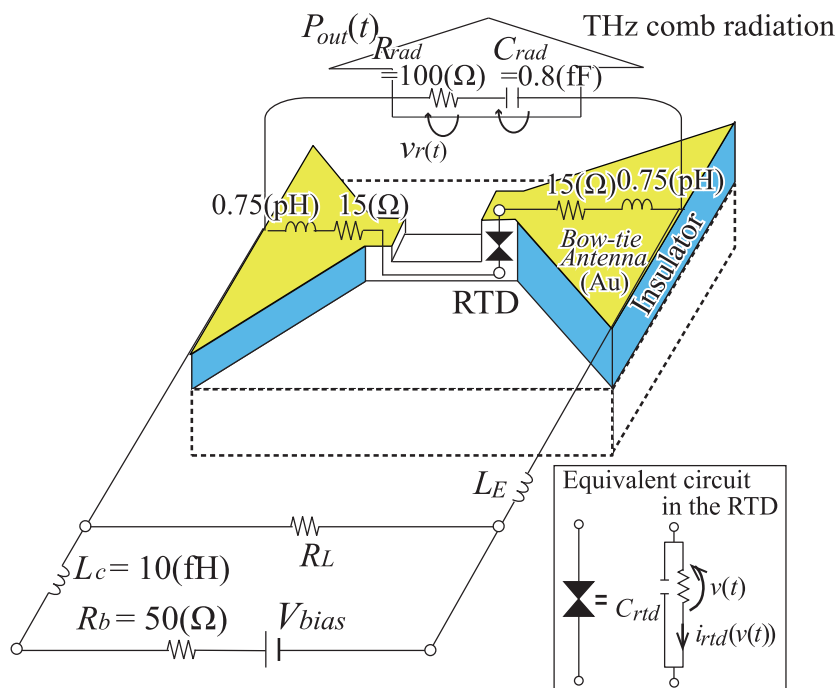


図 4-2 自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD の周波数コム生成器のデバイス構成および等価回路モデル

荷抵抗 R_L の間に挿入されている。このようなデバイス構成にした理由は、第 2 章のデバイス構成ではチョークインダクタンス L_C が、発振周波数制御と電源側への高周波信号の混入抑制という 2 つの役割を担っている。そのため発振周波数の高周波化と、高周波信号の混入量との間にトレードオフの関係が生じてしまい、設計を複雑化させてしまう。そこで外部インダクタンス L_E を挿入することで、チョークインダクタンス L_C は高周波信号混入抑制、 L_E を発振周波数制御とすることで、設計の簡易化を図っている。

この周波数コム生成器の導出した微分方程式を以下に示す。

$$\frac{dv_{RTD}}{dt} = \frac{1}{C_{RTD}} (i_a - i_{RTD}) \quad (4-2)$$

$$\frac{dv_{st}}{dt} = \frac{R_{st}}{L_C} \left(V_b - R_b i_b - L_C \frac{di_E}{dt} - v_{st} \right) \quad (4-3)$$

$$\frac{dv_C}{dt} = \frac{1}{C_{rad}} (i_E - i_a) \quad (4-4)$$

$$\frac{di_b}{dt} = \frac{1}{L_C} (V_b - R_b i_b - v_{st}) \quad (4-5)$$

$$\frac{di_E}{dt} = \frac{1}{L_E} \left(v_{st} - R_{rad} C_{rad} \frac{dv_C}{dt} - v_C \right) \quad (4-6)$$

$$\frac{di_a}{dt} = \frac{1}{L_a} \left(v_C + R_{rad} C_{rad} \frac{dv_C}{dt} - R_a i_a - v_{RTD} \right) \quad (4-7)$$

ここでチョークインダクタンス L_C の値を決めるために、バイアス回路部分の電流 $i(t)$ のリップル率を解析した。図 4-3 に $L_C =$ 時のバイアス回路での電流 $i(t)$ を示す。電流 $i(t)$ は、RTD 部の発振によってリップルが生じる。このリップルは実際のデバイスでは電源部の不安定性に繋がり、電源の不安定性は発振の不安定性（周波数・強度・位相揺らぎ）を生じさせてしまう。そしてこれらは無線通信品質を低下させ、通信容量の低下につながってしまう。そのためリップルを小さくするために L_C を大きく設計するのが望ましいが、 L_C を大きくすると発振周波数に影響してしまう。そこでリップル率と発振周波数 f_{1st} のチョークインダクタンス L_C 依存性を調べた。またリップル率は、

$$Ripple = \frac{I_{peak} - I_{DC}}{I_{DC}} \times 100 [\%] \quad (4-8)$$

$$I_{DC} = I_a + \frac{R_a I_a + V_{RTD}}{R_L} \quad (4-9)$$

である。図 4-4 にリップル率と発振周波数 f_{1st} 、放射パワー P_{rad} のチョークインダクタンス L_C 依存性を示す。横軸はチョークインダクタンス L_C 、(a) は縦軸にリップル率、(b) は発振周波数 f_{1st} 、(c) 放射パワー P_{rad} を示している。結果として、ここで解析したチョークインダクタンスの値ではリップル率はおおよそ 1.2% 以下となった。また発振周波数 f_{1st} もほとんど変化しなかった。しかし放射パワー P_{rad} に関しては、 $L_C = 10^{-10}$ H 程度より大きくなると下がってしまうことが分かった。この結果からチョークインダクタンス $L_C = 10^{-11}$ H とした。

図 4-5 に周波数コム生成器の理論解析結果を示す。(a) および (b) は $L_E = 1\text{nH}$ の時、(c) および (d) は $L_E = 0.1\text{nH}$ の時、(e) および (f) は $L_E = 0.01\text{nH}$ の時の放射電圧波形および放射パワースペクトルを示している。結果として放射電圧波形がパルス状となり、そのスペクトルは周波数コム特性が得られた。また基本波周波数 f_{1st} は、外部インダクタンス L_E と RTD のキャパシタンス C_{RTD} によっておおよそ決定していることが分かった。等価回路の放射部 (R_{rad} および C_{rad}) が RTD から見ると微分回路とみなすことができる。そのため放射電圧 v_{rad} と RTD の両端電圧 v_{RTD} の関係は、 $v_{rad} \propto dv_{RTD}/dt$ となる。ここで RTD が自励振動モードとなっていると、 v_{RTD} は高調波成分を多く含んでおり、矩形波に近い。この時 v_{rad} は矩形波を微分したときに近いパルス状の波形が得られる。また自己補対ボウタイアンテナが広帯域にわたって一定のインピーダンスとなっているため、高周波成分まで放射できる。以上のことから、自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD は周波数コム生成器として働く。

ここで図 4-6 に、放射電圧波形 v_{rad} の基本波周波数 f_{1st} の外部インダクタンス L_E および負荷抵抗 R_L 依存性を示す。横軸を負荷抵抗 R_L 、縦軸を外部インダクタンス L_E と

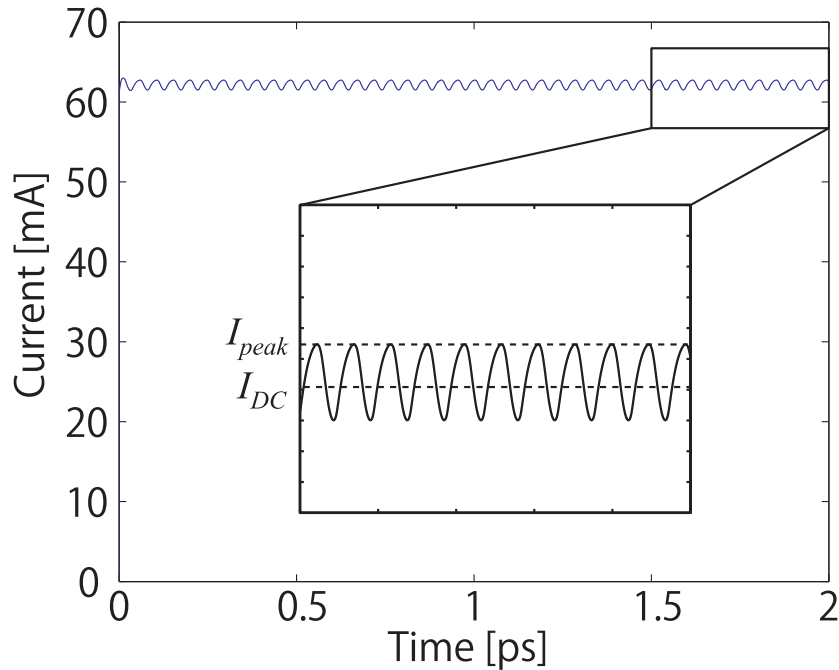


図 4-3 $L_C = 10^{-13}$ H の時のバイアス回路での電流 $i(t)$

し、カラースケールによって基本波周波数 f_{1st} を示した。結果として、基本波周波数 f_{1st} はおよそ $f_{1st} = 1/2\pi\sqrt{L_EC_{RTD}}$ で決定していることが明らかとなった。

次にこの周波数コム生成器の変調特性に関して理論解析した。変調方式は発振を”On”、非発振を”Off”とした On-Off Keying (OOK) 変調であり、ベースバンド信号はバイアス電圧の変化によって入力する直接変調方式を用いた。バイアス電圧の変化をベースバンド信号とするため、チョークインダクタンス L_C や外部インダクタンス L_E などの影響により、発振状態に至るのに遅れ時間が生じ、周波数コムによる変調が困難となる可能性がある。さらに”Off”状態の電圧も遅れ時間の要因になる可能性がある。そこで”Off”状態電圧を RTD の両端電圧が $V_{off} = 0, 0.3, 0.6, 0.9$ V とした時の変調解析を行った (図 4-7 参照)。図 4-8 に $R_L = 20\Omega$ 、 $L_C = 0.015$ nH とした時の、伝送容量 100 Gbit/s の OOK 変調の理論解析結果を示す。(a)、(b)、(c)、(d) はそれぞれ $V_{off} = 0, 0.3, 0.6, 0.9$ V の時の解析結果である。またこの時、”On”状態の発振周波数 $f_{1st} = 455$ GHz である。結果として 100 Gbit/s の変調であっても周波数コムを用いて十分変調可能であることが分かった。また”Off”状態電圧 V_{off} によって”On”状態や”Off”状態の切り替わり時にオーバーシュートが生じることが分かった。そこでこのオーバーシュートが収束するまでの時間が変調可能ビットレートに与える影響を解析するために、立ち上がり時間、立ち下がり時間を以下のように定義した。立ち上がり時間 τ_{rise} は、”On”状態となった点から以下の条件

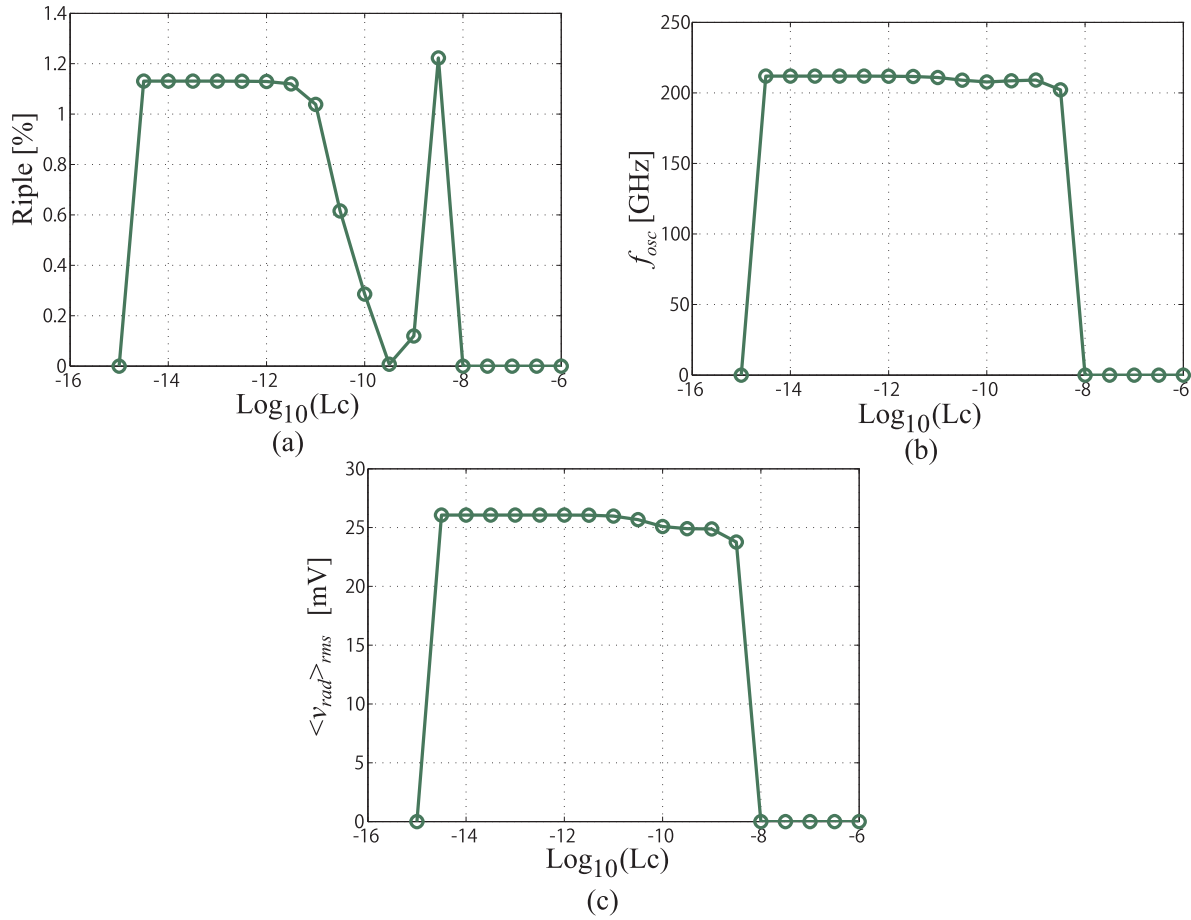


図 4-4 リプル率と発振周波数 f_{1st} のチョークインダクタンス L_C 依存性。(a) リプル率、(b) 発振周波数 f_{1st} 、(c) 放射パワー P_{rad} 。

が満たされる点までの時間とした。

$$|v_p^{(i)} - v_p^{stable}| < (1 - e^{-1}) v_p^{stable} \quad (4-10)$$

もしくは

$$|v_v^{(j)} - v_v^{stable}| > (1 - e^{-1}) |v_v^{stable}| \quad (4-11)$$

ここで v_p^i は”On”状態時の i 番目の極大値電圧、 v_p^{stable} は発振が落ち着いた時の極大値電圧 (”On”状態の一番最後の極大値電圧)、 v_v^j は”On”状態時の j 番目の極小値電圧、 v_v^{stable} は発振が落ち着いた時の極小値電圧 (”On”状態の一番最後の極小値電圧) である。また立ち下がり時間 τ_{fall} は、”Off”状態となった点から以下の条件が満たされる点までの時間と定義した。

$$|v_p^{(i)} - v_p^{stable}| < e^{-1} v_p^{stable} \quad (4-12)$$

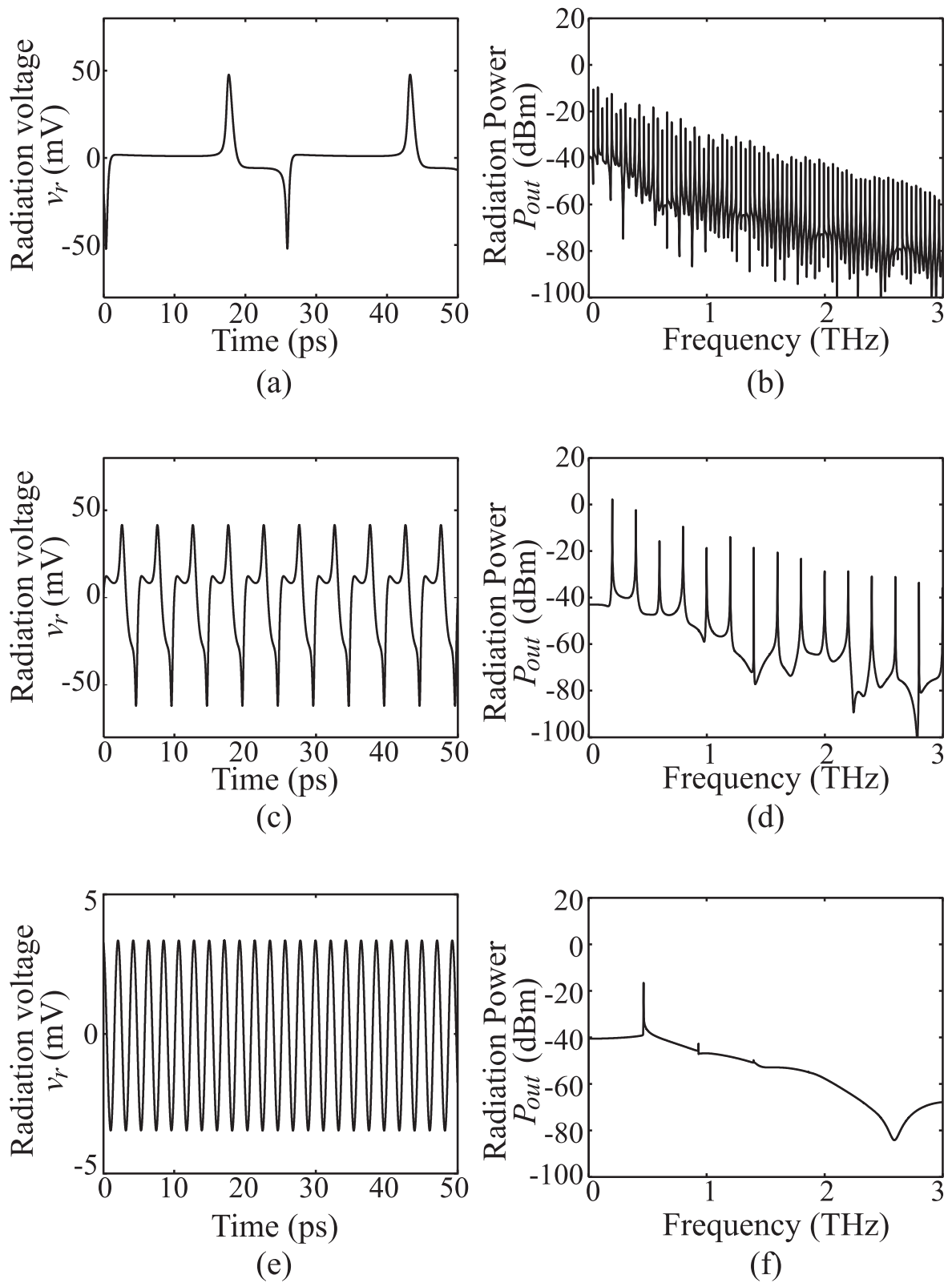


図4-5 周波数コム生成器の理論解析結果。(a) $L_E = 1$ nH 時の放射電圧波形、(b) $L_E = 1$ nH 時の放射パワースペクトル、(c) $L_E = 0.1$ nH 時の放射電圧波形、(d) $L_E = 0.1$ nH 時の放射パワースペクトル、(e) $L_E = 0.01$ nH 時の放射電圧波形、(f) $L_E = 0.01$ nH 時の放射パワースペクトル。

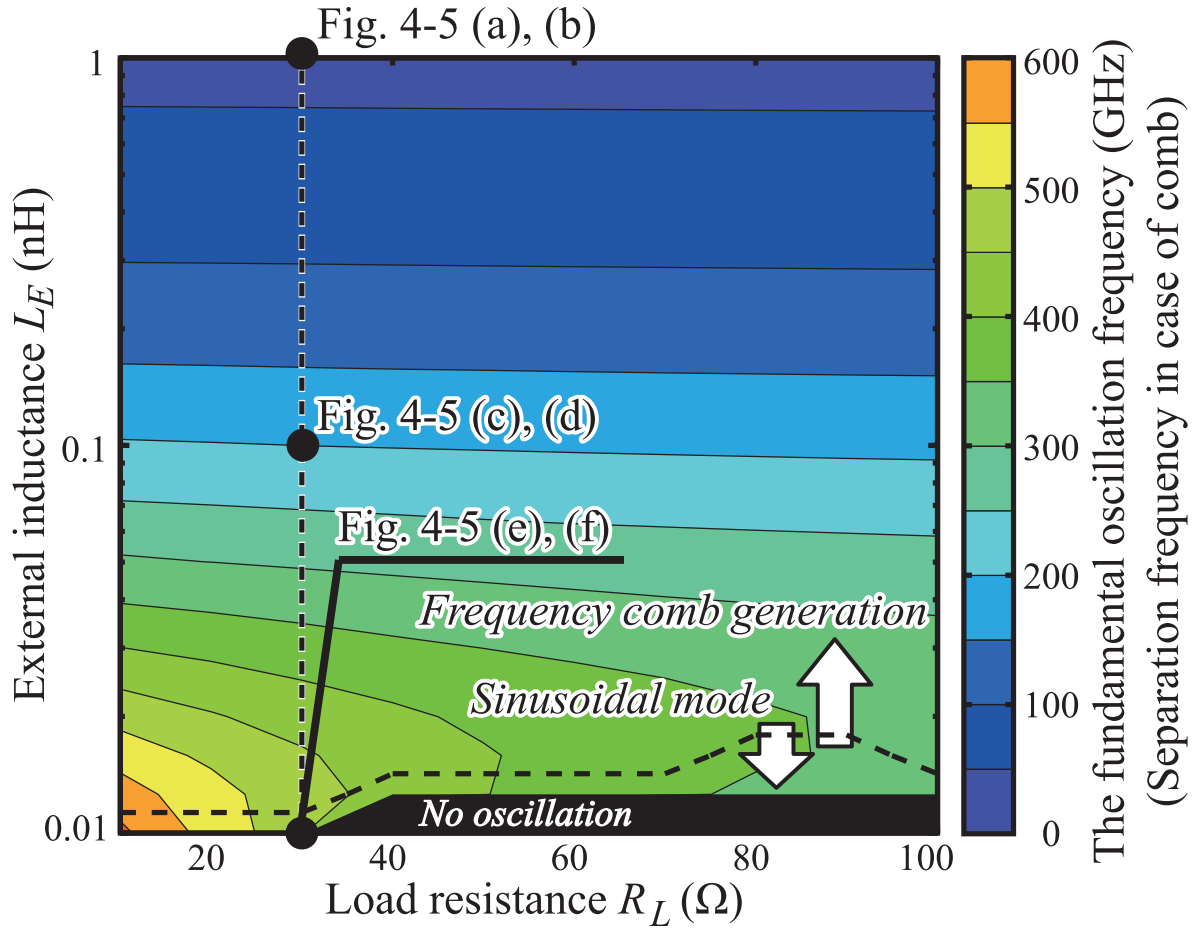


図 4-6 周波数コム生成器の外部インダクタンス L_E および負荷抵抗 R_L を変化させた時の発振周波数マッピング

もしくは

$$|v_v^{(i)} - v_v^{stable}| > e^{-1} |v_v^{stable}| \quad (4-13)$$

図 4-9 に立ち上がり時間 τ_{rise} および立ち下がり時間 τ_{fall} の”Off”状態電圧 V_{off} 依存性を示す。 V_{off} が小さい時はオーバーシュートが大きく生じるため、 τ_{rise} および τ_{fall} に時間を用してしまう。ここで最大変調可能ビットレート C_{limit} を、

$$C_{limit} = \frac{1}{\tau_{rise} + \tau_{fall} + T_{1st}} \quad (4-14)$$

と定義すると、 $V_{off} = 0.9V$ の時におよそ $C_{limit} = 200\text{Gbit/s}$ となった。

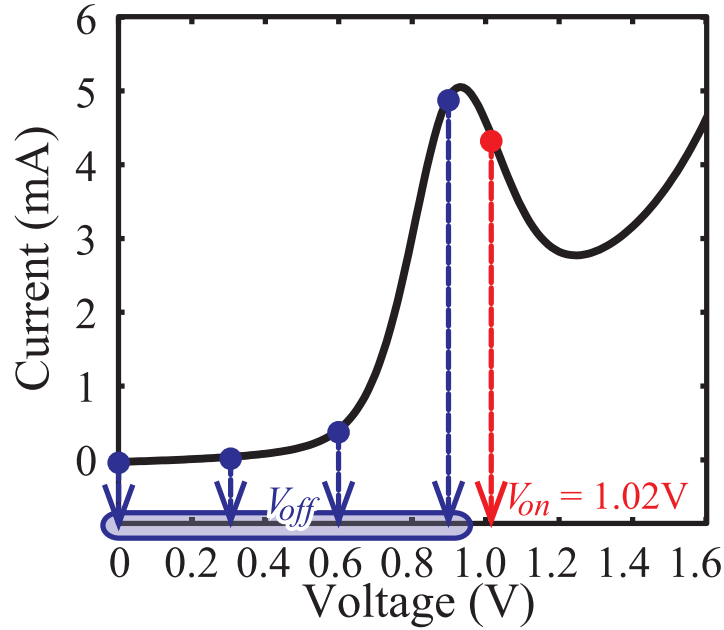


図 4-7 周波数コム生成器の OOK 変調時のバイアス電圧変化

4.3 注入同期手法を用いたアレイ化周波数コム生成器

図 4-10 に 2 つの周波数コム生成器をアレイ化したアレイ化周波数コム生成器のデバイス構造を示す。各周波数コム生成器は低 n 型ドープの InGaAs により結合されている。この結合素子により注入同期を起こし、発振周波数の同期を行う。図 4-11 にはこのアレイ化周波数コム生成器の等価回路モデルを示している。周波数コム生成器を結合している低ドープ n 型 InGaAs はここでは抵抗としている。この等価回路の微分方程式は、第 2 章で示した導出過程と同様な手順を追うことで得られ、

$$\frac{dv_{\text{RTD}}^{(i)}}{dt} = \frac{i_a^{(i)} + (-1)^i i_{\text{couple}} - i_{\text{RTD}}^{(i)}}{C_{\text{RTD}}^{(i)}} \quad (4-15)$$

$$\frac{dv_{\text{st}}^{(i)}}{dt} = \frac{R_L^{(i)}}{L_C^{(i)}} \left(V_b^{(i)} - R_b^{(i)} i_b^{(i)} - L_C^{(i)} \frac{di_E^{(i)}}{dt} - v_{\text{st}}^{(i)} \right) \quad (4-16)$$

$$\frac{di_b^{(i)}}{dt} = \frac{V_b^{(i)} - R_b^{(i)} i_b^{(i)} - v_{\text{st}}^{(i)}}{L_C^{(i)}} \quad (4-17)$$

$$\frac{di_E^{(i)}}{dt} = \frac{v_{\text{st}}^{(i)} - v_r^{(i)}}{L_E^{(i)}} \quad (4-18)$$

$$\frac{di_a^{(i)}}{dt} = \frac{1}{L_a^{(i)} + L_a^{(j)}} \left[\left(\frac{L_a^{(j)}}{L_a^{(i)}} + 2 \right) v_r^{(i)} - \left(\frac{L_a^{(j)}}{L_a^{(i)}} + 1 \right) R_a^{(i)} i_a^{(i)} \right]$$

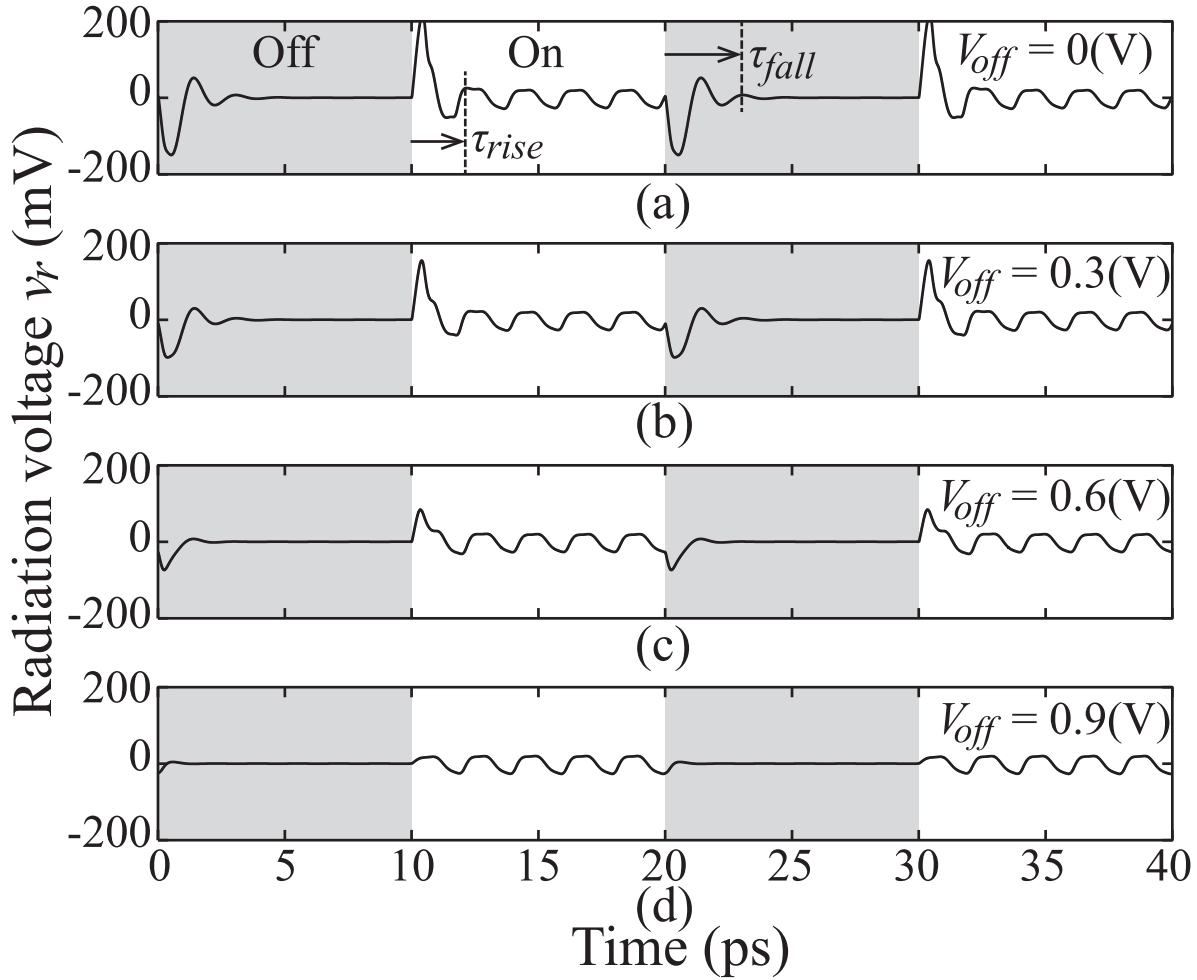


図 4-8 周波数コム生成器の OOK 変調の理論解析結果

$$-\frac{L_a^{(j)}}{L_a^{(i)}} v_{\text{RTD}}^{(i)} - v_r^{(j)} - v_{\text{RTD}}^{(j)} + \frac{(-1)^i i_{\text{couple}}}{2} \left(4R_{\text{couple}} + R_a^{(j)} - L_a^{(j)} \frac{R_a^{(i)}}{L_a^{(i)}} \right) \quad (4-19)$$

$$\frac{di_{\text{couple}}}{dt} = \frac{1}{L_a^{(1)} + L_a^{(2)}} \left[2 \left(v_r^{(1)} - v_r^{(2)} + v_{\text{RTD}}^{(1)} - v_{\text{RTD}}^{(2)} \right) - \left(4R_{\text{couple}} + R_a^{(1)} + R_a^{(2)} \right) i_{\text{couple}} \right] \quad (4-20)$$

$$(4-21)$$

となる。ただし、

$$i, j = 1, 2, v_r^{(i)} = v_{\text{rad}}^{(i)} + v_C^{(i)}, v_{\text{rad}}^{(i)} = R_{\text{rad}}^{(i)} \left(i_E^{(i)} - i_a^{(i)} \right)$$

である。注入同期では結合抵抗の大きさが放射電磁波の空間電力合成に何らかの影響を与えると考えられるため、結合抵抗の大きさを変化させ解析を行った。また各周波数コム生

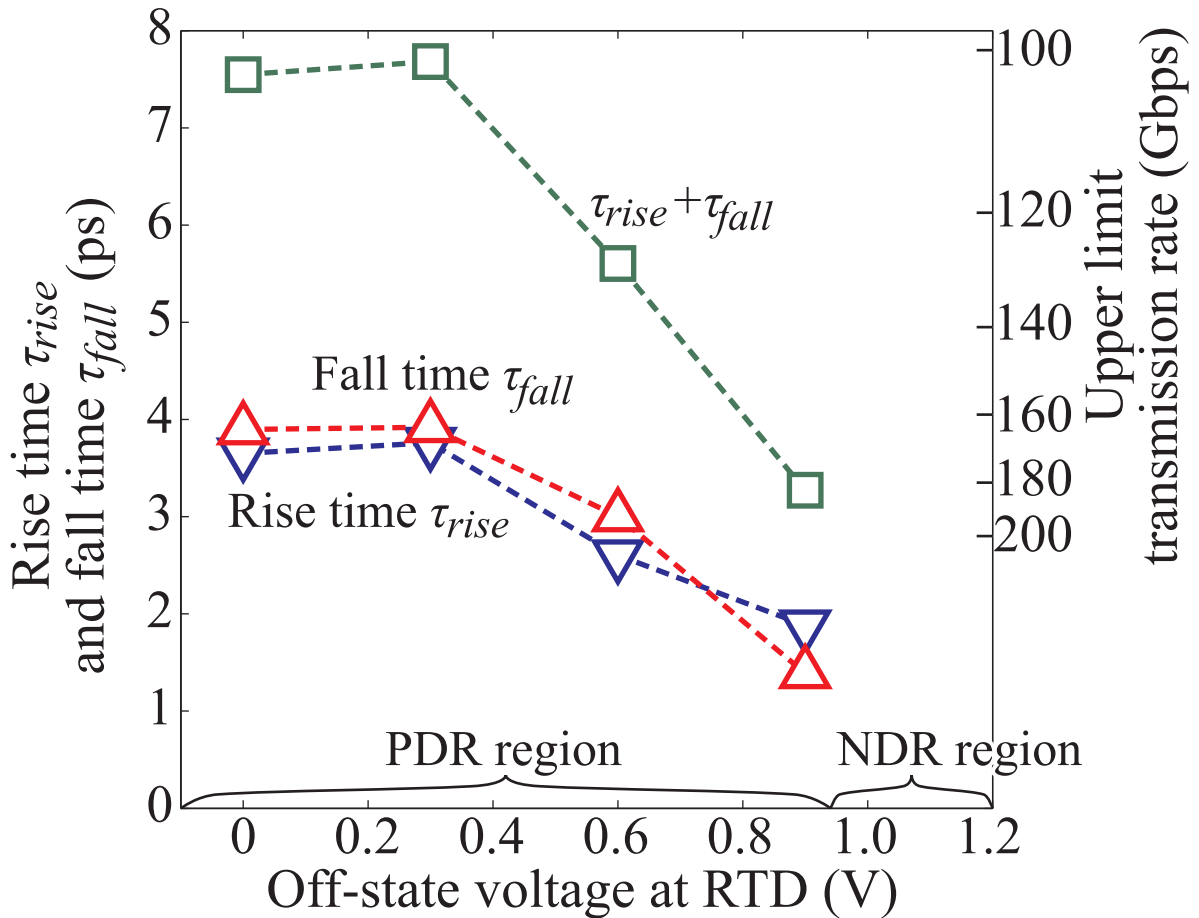


図 4-9 周波数コム生成器の OOK 変調時の立ち上がり、立ち下がり時間。

成器の発振周波数の差異をバイアス電圧によって作り出した。

ここでまず単体の周波数コム生成器の発振周波数や放射電圧などがバイアス電圧に対してどのように変化するかを図 4-12 に示す。バイアス電圧は、RTD の両端電圧 $V_{RTD} = 0.96 \sim 1.2 \text{ V}$ となるように設定した。ここで $\Delta Gain$ は基本波スペクトルゲインに対して 10th 高調波のスペクトルゲインの落ち幅である。つまり、 $\Delta Gain$ が大きいと、高調波のスペクトルゲインが小さくなっていることとなるため、周波数コム特性の広帯域性をこの指標で表した。結果として、バイアス電圧によって発振周波数がおよそ 190~230GHz まで変化することが分かった。また放射電圧 $\langle v_{inj} \rangle_{rms}$ もバイアス電圧に伴って上昇することが明らかとなった。さらに ΔG がバイアス電圧の上昇に伴い大きくなり、周波数コムの広帯域性が失われていくという特性が得られた。

そこでこの周波数コム生成器を用いて注入同期特性がどうなるのかを調べた。図 4-13 にそれぞれの周波数コム生成器の発振周波数を $f_{osc1} = 191 \text{ GHz}$ 、 $f_{osc2} = 229 \text{ GHz}$ とし、結合抵抗 $R_{couple} = 200 \Omega$ の時解析結果を示す。(a) は注入同期を行っていない時、すなわち結合抵抗がない時の放射電圧 $v_{rad}(t)$ を示している。(b) は結合抵抗に周波数コム生

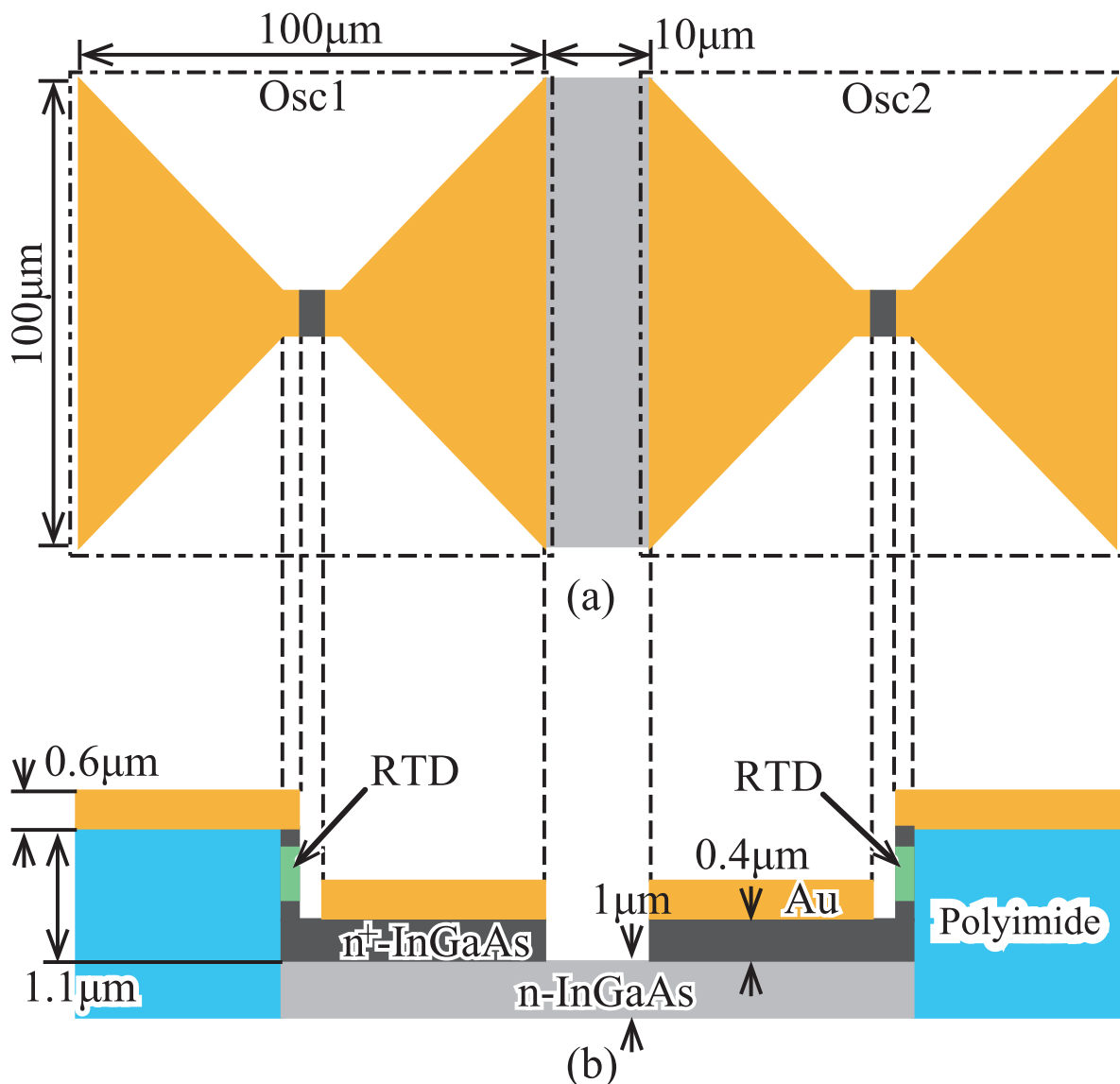


図 4-10 注入同期手法を用いたアレイ化周波数コム生成器のデバイス構造。(a) 上面図、(b) 断面図。

成器を結合し、注入同期を用いた時の放射電圧 $v_{rad}(t)$ を示している。結果として、結合抵抗という簡易な結合素子構成であっても注入同期により発振周波数の同期が可能であることが明らかとなった。また同期時の発振周波数 $f_{inj} = 224 \text{ GHz}$ となり、且つ位相差を持っていることが分かった。ここで位相差を、各周波数コム生成器の放射電圧波形がピークとなっているところでの時間差を用いて、

$$\phi = (t_{peak}^{(1)} - t_{peak}^{(2)}) \times f_{inj} \times 360 \text{ 度} \quad (4-22)$$

と定義すると、 $\phi = 10.3 \text{ 度}$ となった。そこで非同期時の各周波数コム生成器の発振周波数差に対して、同期時発振周波数 f_{inj} や位相差 ϕ がどのように変化するかを調べた。

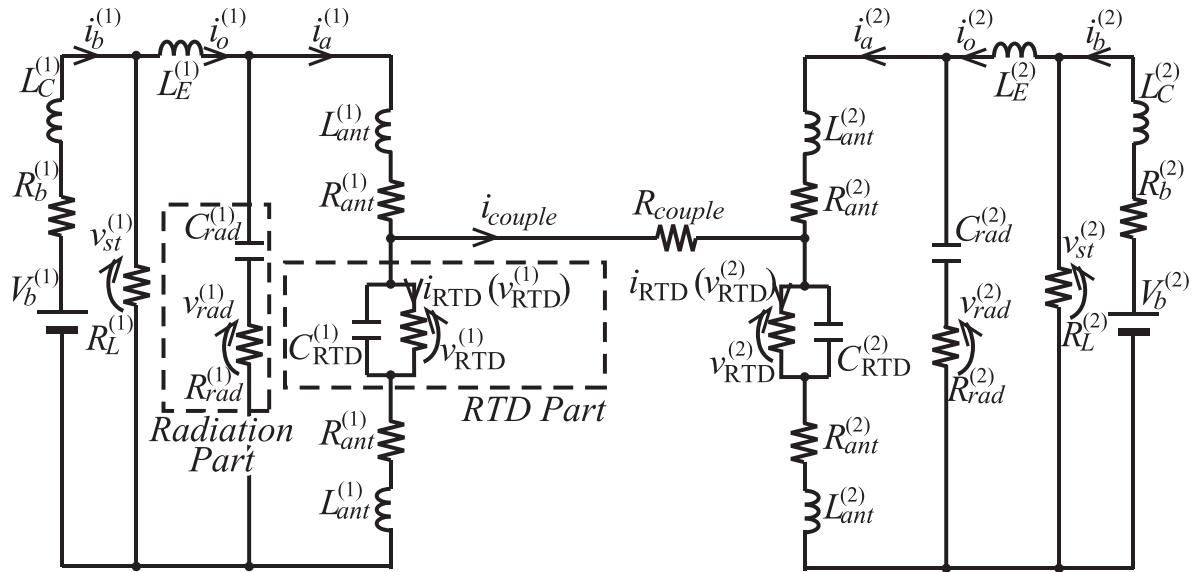


図 4-11 注入同期手法を用いたアレイ化周波数コム生成器の等価回路モデル

図 4-14 に、横軸を非同期時の各周波数コム生成器の発振周波数差 $f_{osc2} - f_{osc1}$ とし、(a) に同期時発振周波数 f_{inj} 、(b) に位相差 ϕ の解析結果を示す。この解析では一方の周波数コム生成器の発振周波数を固定し、もう一方の周波数コム生成器のバイアス電圧を変化させ、発振周波数差 $f_{osc2} - f_{osc1}$ を変化させた。また結合抵抗 R_{couple} の影響も考慮するために、 $R_{couple} = 50, 100, 200\Omega$ 時の解析を行った。結果として、同期発振周波数 f_{inj} は、 f_{osc1} よりも f_{osc2} が大きくなっていくと上昇し、 f_{osc2} が小さくなっていくと減少することが分かった。つまり同期時の発振周波数 f_{inj} は、非同期時の各周波数コム生成器の発振周波数 f_{osc1} 、 f_{osc2} の間の周波数となる。また今回の解析範囲内では発振周波数に結合抵抗 R_{couple} の影響は見られなかった。一方、(b) の位相差 ϕ では結合抵抗 R_{couple} および非同期発振周波数差 $f_{osc2} - f_{osc1}$ の影響が確認できる。傾向として結合抵抗 R_{couple} が大きいほど位相差 ϕ は大きくなり、非同期周波数差 $f_{osc2} - f_{osc1}$ に対しては同期発振周波数の時と同様に f_{osc1} よりも f_{osc2} が大きくなっていくと位相差 ϕ が増加し、 f_{osc2} が小さくなっていくと減少することが分かった。周波数コム生成器の高出力化は放射電磁波の空間合成により行われる。注入同期によってこのような位相差 ϕ が生じることは、放射電磁波を合成した際に周波数コムの高周波領域でのゲインを低下させることにつながり、広帯域性を低下させることになる予想される。そこで放射電圧を加算することで放射電磁波の空間合成を表現し、この合成放射電圧および放射スペクトルを評価した。図 4-15 に結合抵抗 $R_{couple} = 200\Omega$ により注入同期したときの放射電圧および放射スペクトルを示す。(a)、(b) は $V_{RTD}^{(1)} = 1.04V$ 、 $V_{RTD}^{(2)} = 1.06V$ とした時、つまり位相差が小さい時の放射電力および放射スペクトルである。一方 (c)、(d) は $V_{RTD}^{(1)} = 1.04V$ 、 $V_{RTD}^{(2)} = 1.20V$ とした時、つまり位相差が大きい時の放射電力および放射スペクトルである。結果として

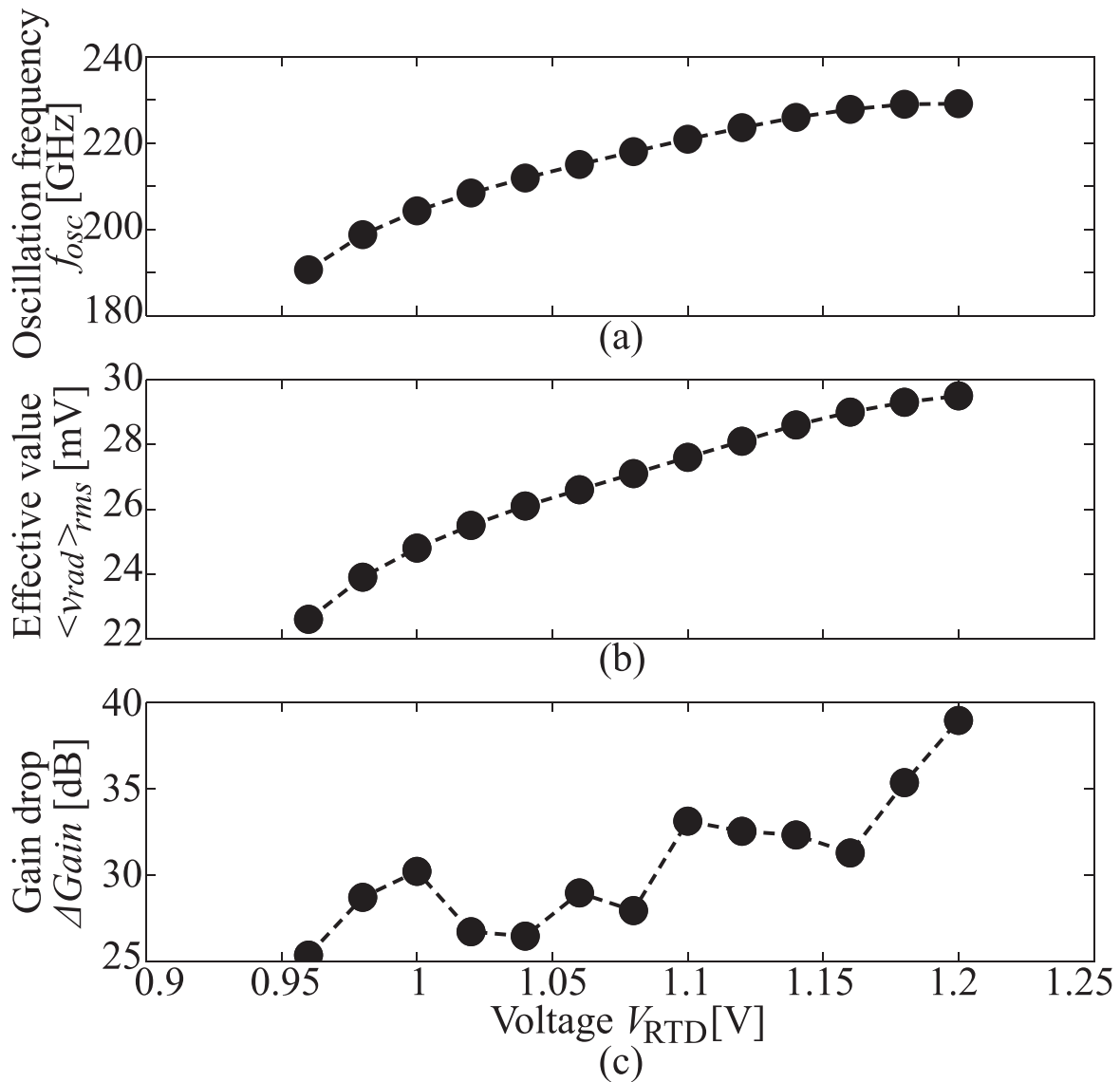


図 4-12 周波数コム生成器のバイアス電圧依存性。(a) 発振周波数 f_{osc} 、(b) 放射電圧 $\langle v_{inj} \rangle_{rms}$ 、(c) 10th 高調波でのスペクトルゲインの落ち幅。

合成放射電圧波形に関しては、位相差の小さい (図 (a)) よりも位相差の大きい (図 (c)) 時の方が波形の急峻さが弱くなっている様に見える。スペクトルで評価すると、位相差の大きい時に高周波側のスペクトルゲインが単体周波数コム生成器のスペクトルゲインよりも小さくなるといった周波数コムの高周波特性の劣化が確認できた。図 4-16 にアレイ化周波数コム生成器の合成放射電圧 $\langle v_{inj} \rangle_{rms}$ およびゲイン低下量の非同期時発振周波数差 $f_{osc2} - f_{osc1}$ 依存性を示す。ここで合成放射電力 $\langle v_{inj} \rangle_{rms}$ は合成放射電圧の実行値である。合成放射電圧 $\langle v_{inj} \rangle_{rms}$ はどの周波数差であっても単体周波数コム生成器の放射電力よりも大きくなった。また周波数差が大きくなると位相差の影響で、結合抵抗 R_{couple} が大きい時には合成放射電力の飽和が表れ始めることが分かった。さらに高調波のスペクト

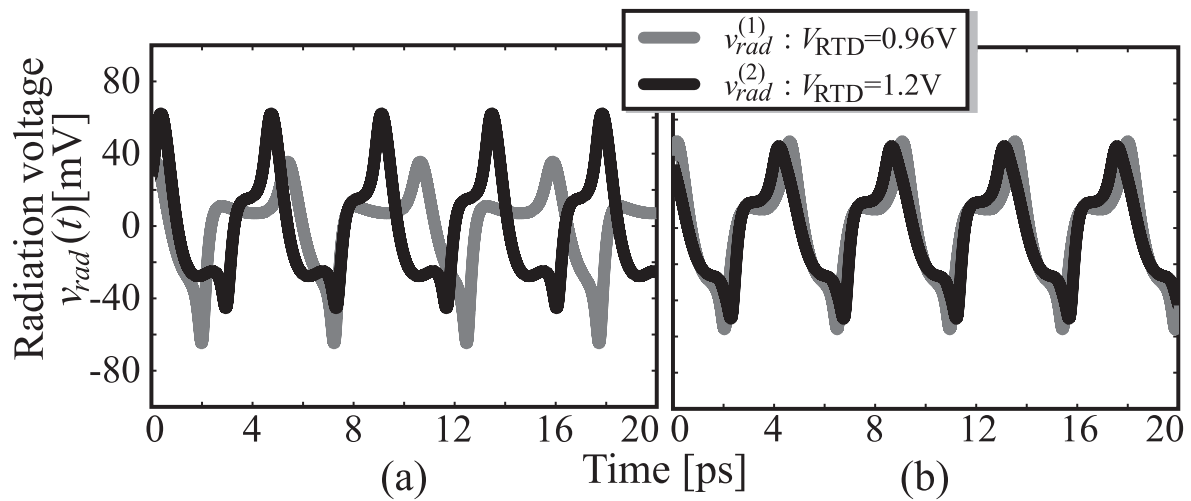


図 4-13 注入同期の有無による各周波数コム生成器の解析結果。(a) 注入同期を行っていない時の放射電圧 $v_{rad}(t)$ 、(b) 注入同期を導入した時の放射電圧 $v_{rad}(t)$ 。

ルゲインは位相差の影響は顕著に表れおり、結合抵抗 R_{couple} の周波数差依存性と同様の傾向となることが明らかとなった。

以上をまとめると、自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD を用いた周波数コム生成器の注入同期手法を用いた高出力化を理論解析した。結果として異なる周期で発振していた単体周波数コム生成器を抵抗という簡易な結合素子を介して接続することで発振周波数の同期が可能であることを明らかにした。また結合抵抗の大きさの影響は同期後の放射波形の位相差として表れることが明らかとなり、この位相差が周波数コムの広帯域性を劣化させる可能性があることを示唆した。しかし周波数コムの広帯域性がどの程度必要なのかについては、通信距離やノイズ、検波器の検波感度やその広帯域性までを含めた性能評価によって明らかにされる。また今回解析した周波数範囲では、どのくらいの周波数差を許容できるのか（ロッキングレンジ）の確認は行えなかった。

4.4 結論

本章では、自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD を用いたテラヘルツ波源の周波数コム特性および周波数コム生成器の注入同期による高出力化手法に関して述べた。自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD は、RTD の自励振動モードとボウタイアンテナの放射波形が入力信号の微分となることにより、周波数コム特性を得られることが明らかとなった。また自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD の外部に付けた外部インダクタンスによって放射周波数を制御できる周波数コム生成器が構成できた。そしてこの周波数コム生成器のバイアス電圧による OOK 直接変調を理論解析した結果、発振周波数が 455GHz において

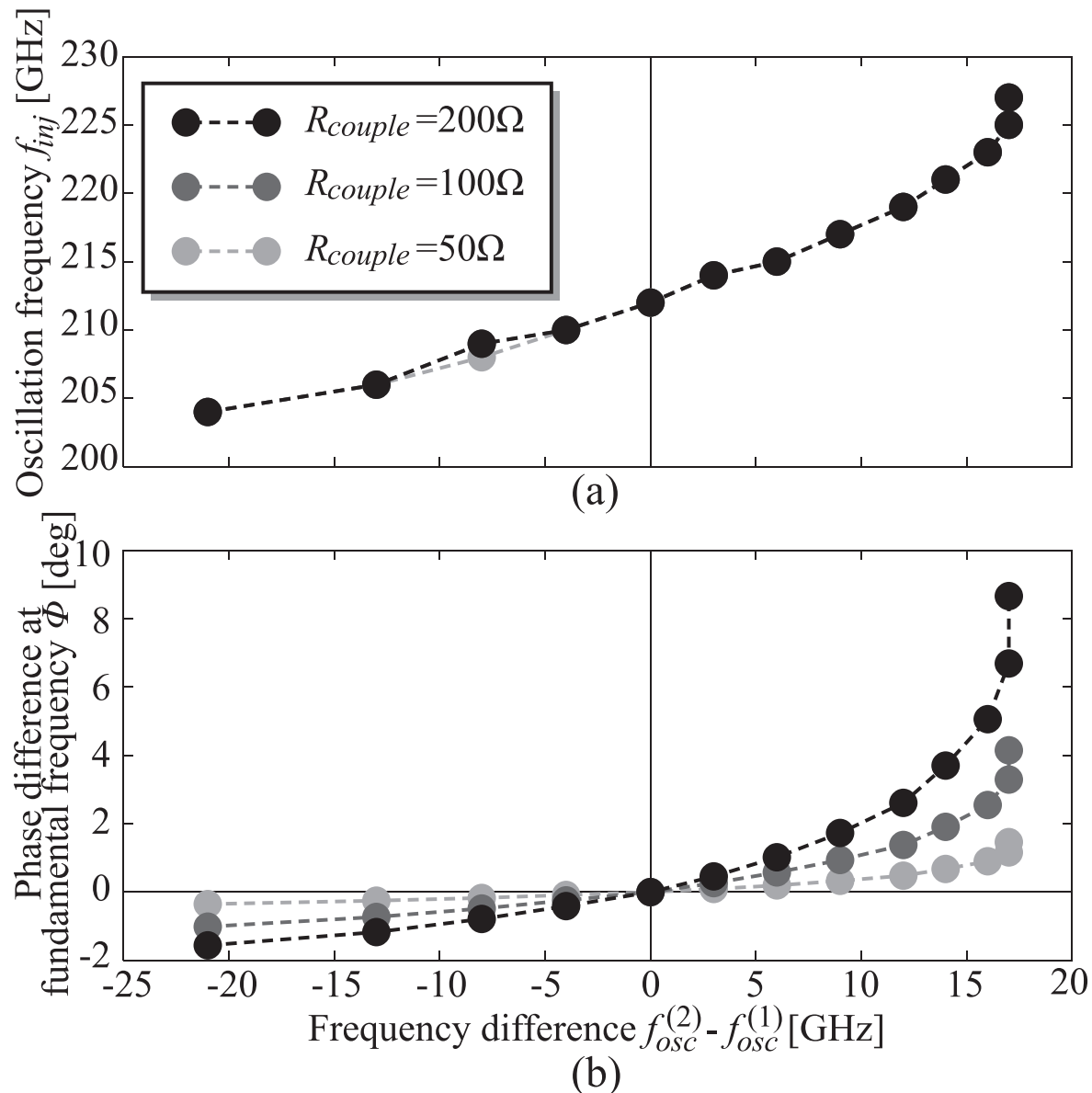


図 4-14 アレイ化周波数コム生成器の非同期時発振周波数差依存性。(a) 同期発振周波数 f_{inj} 、(b) 位相差 ϕ 。

100Gbit/s を変調可能であることが明らかとなった。また”Off”状態電圧が立ち上がり時間および立ち下がり時間を変化させ、変調可能ビットレートに影響することが明らかとなった。注入同期では、抵抗という簡易な結合素子を用いることで、広帯域な周波数コム特性を失うことなく放射電磁波の空間電力合成が可能であることが分かった。ただし結合抵抗の大きさは、同期時の各周波数コム生成器間の放射波形の位相差に影響し、位相差が大きくなると周波数コムの高周波スペクトルゲインの低下を生じさせることが明らかとなった。しかし結合抵抗が $50\sim 200\Omega$ の範囲では、注入同期によって周波数を同期させることが可能であり、結合素子の設計が容易であることを示唆した。

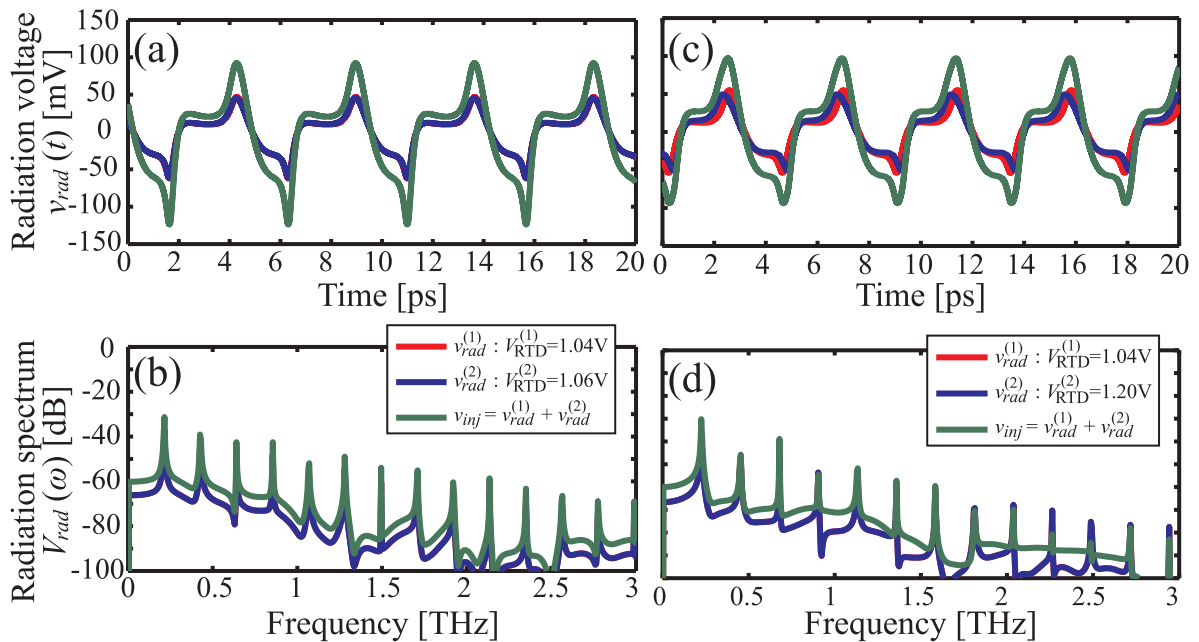


図 4-15 アレイ化周波数コム生成器の合成放射電圧および放射スペクトル。(a)、(b) は $V_{RTD}^{(1)} = 1.04\text{V}$ 、 $V_{RTD}^{(2)} = 1.06\text{V}$ とした（位相差が小さい）時の放射電力および放射スペクトルである。(c)、(d) は $V_{RTD}^{(1)} = 1.04\text{V}$ 、 $V_{RTD}^{(2)} = 1.20\text{V}$ とした（位相差が大きい）時の放射電力および放射スペクトルである。また全ての図には各周波数コムの放射電圧および合成放射電圧が示されている。

最後に単体およびアレイ化周波数コム生成器の開発シナリオを図 4-17 に示す。本章の結果より、RTD の非線形電流電圧特性理論モデルと、テラヘルツ波源を構成するための集積型自己補対ボウタイアンテナの等価回路モデルを組み合わせた自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD 周波数コム生成器が構築された。この周波数コム生成器の等価回路モデルを用いて非線形大信号解析を行うことで、放射パワー／スペクトル、変調可能ビットレート、立ち上がり／立ち下がり時間などを定量的に評価することができる。ただし、本研究手法では周波数コム生成器が空間にどういった放射をするのかは解析できない。そこで放射パターンや VSWR に関しては電磁界シミュレータを用いて解析する。そして単体周波数コム生成器では放射パワーが足りない場合は周波数コム生成器をアレイ化し、放射電磁波の空間電力合成を行う。アレイ化周波数コム生成器では抵抗を結合素子として注入同期を行い、発振周波数を同期させる。このアレイ化周波数コム生成器の非線形大信号解析によって合成した放射電磁波の波形や変調可能ビットレートなどが定量的に評価できる。また合成放射電磁波が空間へどのように放射されるのかは電磁界シミュレータを用いて解析する。以上のようなシナリオにより所望の放射出力、ビットレート、広帯域性を有した周波数コム生成器を開発することが可能となる。

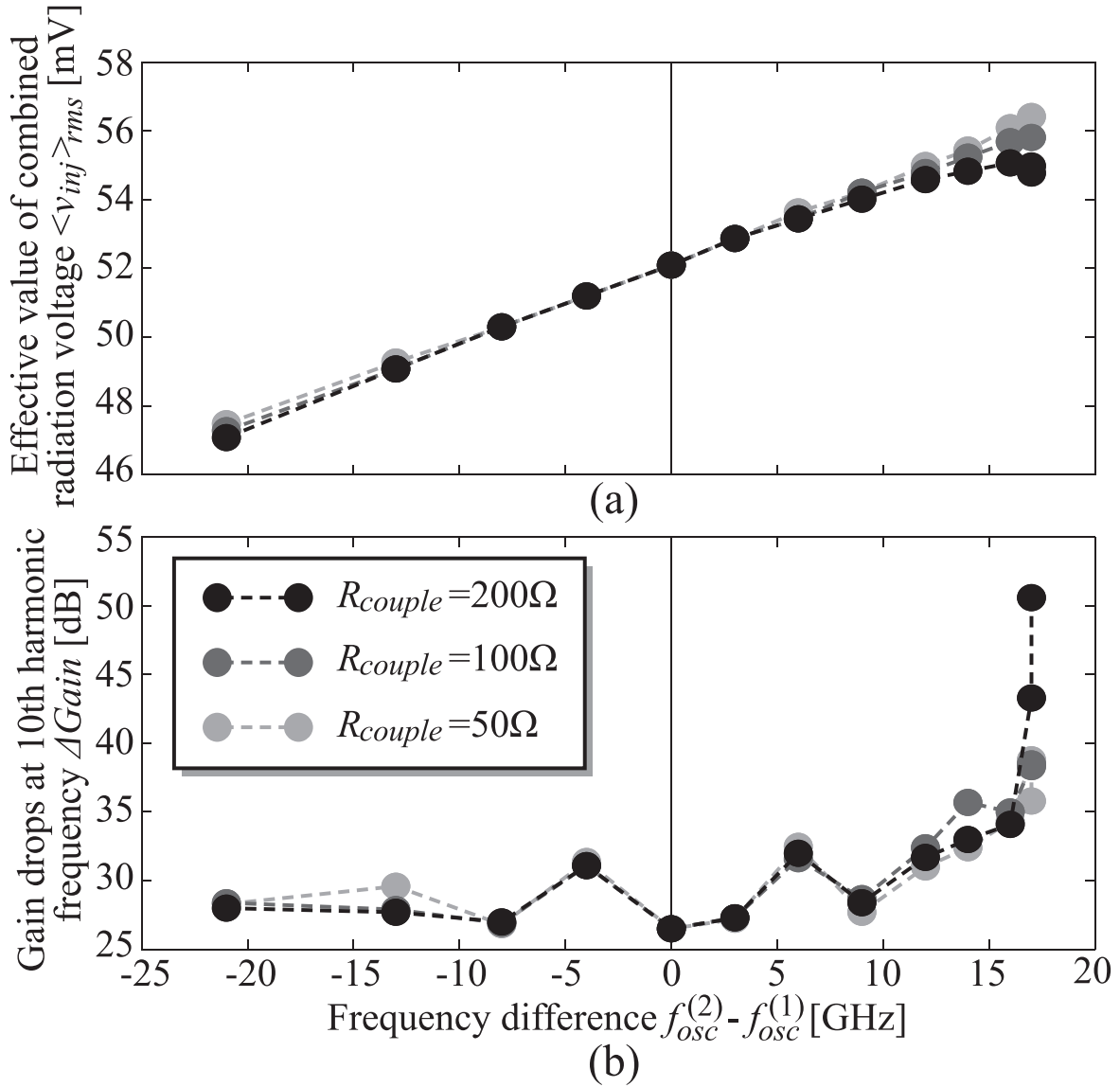


図 4-16 アレイ化周波数コム生成器の合成放射電力特性。(a) 合成放射電圧 $\langle v_{inj} \rangle_{rms}$ 、
(b) 10th 高調波でのスペクトル落ち幅。

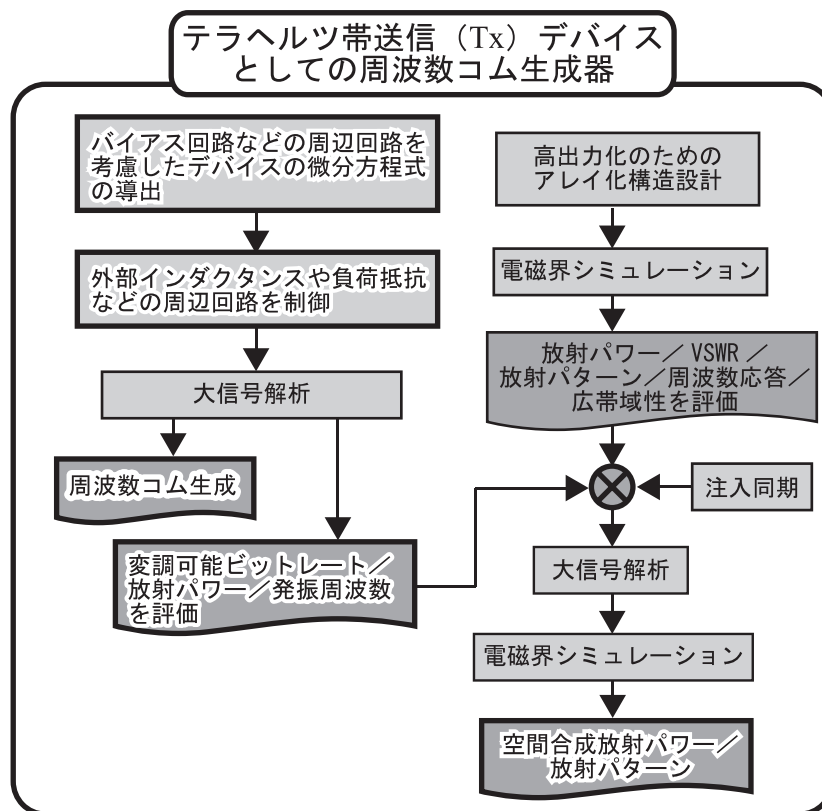


図 4-17 単体およびアレイ化周波数コム生成器の開発シナリオ

第 5 章

共鳴トンネルダイオードの非線形性 詳細モデル構築のための理論解析

5.1 はじめに

本章では、RTD のテラヘルツ帯での非線形特性を解析するための詳細モデルとその理論解析に関して述べる。RTD の非線形性、特に微分負性抵抗 (NDR) 特性は高周波になると変化し、NDR 特性が生じなくなる。しかし RTD の周波数特性と半導体基板構造との因果関係や、極限性能に関してはほとんど明らかになっていない。また高周波での非線形性の変化は、発振周波数や過渡応答に影響を及ぼし、これは通信の品質に強く係わる重要なパラメータである。これまでに RTD の非線形性の周波数特性を明らかにするために、3.2.4 節の図 3-11 でも示したように多くの等価回路が提案されてきた [83, 94, 95, 96, 97, 98, 83, 99, 100, 101]。しかしこれらの多くは RTD 基板構造を考慮しておらず、測定した RTD の周波数特性から予想した等価回路となっている。そこで本研究では、RTD の周波数特性と基板構造との因果関係を明らかにするために、RTD の非平衡電子輸送現象を考慮した等価回路の導出を行った。また導出した等価回路要素を測定データから同定するために、最適化理論を導入した同定手法を確立した。

5.2 単一障壁モデルのバンド構造と第 2 量子化による非平衡量子輸送のモデル化と定式化

図 5-1 に、バンドギャップの異なる 2 つの化合物半導体により単一障壁を作った価電子帯バンド図を示す。この系における全エネルギーを第 2 量子化の枠組み内で表現すると、

$$H = H_0 + H_T \quad (5-1)$$

$$H_0 = \sum_k E_{1k} a_{1k}^\dagger a_{1k} + \sum_l E_{2l} a_{2l}^\dagger a_{2l} \quad (5-2)$$

$$H_T = - \sum_k \sum_l \left(M_{1k,2l} a_{1k}^\dagger a_{2l} + M_{2l,1k} a_{2l}^\dagger a_{1k} \right) \quad (5-3)$$

となる。ここで、添え字の番号は領域を表現し、 a および a^\dagger はそれぞれ消滅・生成演算子、 E はエネルギー、 M は遷移行列要素である。このモデル化はトンネル現象を、1領域の任意の状態 (k 状態) から、2領域の任意の状態 (l 状態) への遷移と表現している。また式 5-3 の符号が負となっているのは、1領域と2領域を単一障壁を介して結合したことにより生じる相互の電子のやり取り (遷移) が、系全体を平衡状態 (安定状態) へと移行することになる。つまり、遷移 (H_T) は系のエネルギーを減らすことになるため、符号が負となっている。

ここで我々が知りたいのは系の時間的な応答であるため、各領域・状態の電子の時間変化から電子に対するレート方程式を導出する。そのためにハイゼンベルグの方程式、

$$\frac{d\hat{A}}{dt} = \frac{j}{\hbar} [H, \hat{A}] \quad (5-4)$$

を導入する。ここで \hat{A} は演算子、 H はハミルトニアン、 $[H, \hat{A}]$ はハミルトニアン H と演算子 \hat{A} の交換関係である。1領域、 k 状態にある電子に起こり得る現象として主に次の2つが考えられる。

1. k から k' へと波数が変化する (領域内遷移)

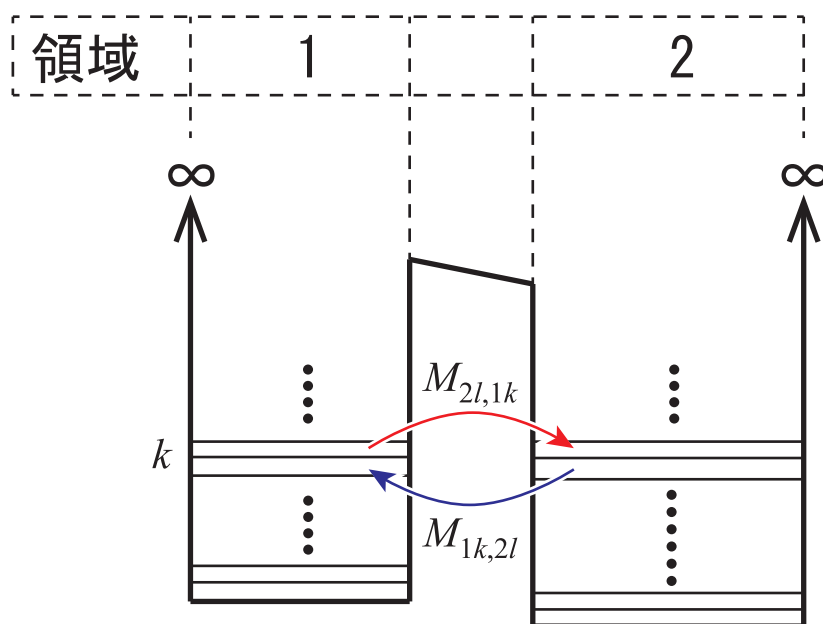


図 5-1 単一障壁モデルの伝導帯バンド図

2. k から 2 領域の l へと電子が遷移する (領域間遷移)

これらの現象を表わす新たな演算子を、生成・消滅演算子を用いて表現すると、

1. 領域内遷移: $a_{1k'}^\dagger a_{1k}$
2. 領域間遷移: $a_{2l}^\dagger a_{1k}$

となる。そのため、例えば領域内遷移の時間変化をハイゼンベルグの方程式 (式 (5-4)) によって表現すると、

$$\frac{da_{1k'}^\dagger a_{1k}}{dt} = \frac{j}{\hbar} [H, a_{1k'}^\dagger a_{1k}] \quad (5-5)$$

となる。次にこの式を展開するわけだが、ハミルトニアン $H = H_0 + H_T$ であるため、 H_0 と H_T に分けて式展開していく。

 1. $[H_0, a_{1k'}^\dagger a_{1k}]$ の計算

$$\begin{aligned} [H_0, a_{1k'}^\dagger a_{1k}] &= \sum_{k''} E_{1k''} [a_{1k''}^\dagger a_{1k''}, a_{1k'}^\dagger a_{1k}] + \sum_l E_{2l} [a_{2l}^\dagger a_{2l}, a_{1k'}^\dagger a_{1k}] \\ &= \sum_{k''} E_{1k''} \left(a_{1k''}^\dagger a_{1k''} a_{1k'}^\dagger a_{1k} - a_{1k'}^\dagger a_{1k} a_{1k''}^\dagger a_{1k''} \right) \\ &= \sum_{k''} E_{1k''} \left(a_{1k''}^\dagger \left(\delta_{k''k'} - a_{1k'}^\dagger a_{1k''} \right) a_{1k} - a_{1k'}^\dagger \left(\delta_{kk''} - a_{1k''}^\dagger a_{1k} \right) a_{1k''} \right) \\ &= \sum_{k''} E_{1k''} \left(a_{1k''}^\dagger a_{1k} \delta_{k''k'} - a_{1k'}^\dagger a_{1k''}^\dagger a_{1k''} a_{1k} \right. \\ &\quad \left. - a_{1k'}^\dagger a_{1k''} \delta_{kk''} + a_{1k'}^\dagger a_{1k''}^\dagger a_{1k} a_{1k''} \right) \\ &= E_{1k'} a_{1k'}^\dagger a_{1k} - E_{1k} a_{1k'}^\dagger a_{1k} \\ &= (E_{1k'} - E_{1k}) a_{1k'}^\dagger a_{1k} \end{aligned} \quad (5-6)$$

ここで、2行目から3行目への展開には反交換関係 $\{A, B\} = AB + BA$ および $\{a_m, a_n\} = \delta_{mn}$ の関係を用いた。

 2. $[H_T, a_{1k'}^\dagger a_{1k}]$ の計算

$$[H_T, a_{1k'}^\dagger a_{1k}] = - \sum_{k''} \sum_l \left(M_{1k'', 2l} [a_{1k''}^\dagger a_{2l}, a_{1k'}^\dagger a_{1k}] + M_{2l, 1k''} [a_{2l}^\dagger a_{1k''}, a_{1k'}^\dagger a_{1k}] \right) \quad (5-7)$$

ここで右辺第一項と第二項を別々に展開すると、

$$\text{右辺第一項} = - \sum_{k''} \sum_l M_{1k'', 2l} [a_{1k''}^\dagger a_{2l}, a_{1k'}^\dagger a_{1k}]$$

$$\begin{aligned}
&= - \sum_{k''} \sum_l M_{1k'',2l} \left(a_{1k''}^\dagger a_{2l} a_{1k'}^\dagger a_{1k} - a_{1k'}^\dagger a_{1k} a_{1k''}^\dagger a_{2l} \right) \\
&= - \sum_{k''} \sum_l M_{1k'',2l} \left(-a_{2l} a_{1k''}^\dagger a_{1k'}^\dagger a_{1k} - a_{1k'}^\dagger \left(\delta_{kk''} - a_{1k''}^\dagger a_{1k} \right) a_{2l} \right) \\
&= - \sum_{k''} \sum_l M_{1k'',2l} \left(-a_{1k'}^\dagger a_{2l} \delta_{kk''} + a_{1k'}^\dagger a_{1k''}^\dagger a_{1k} a_{2l} \right) \\
&= - \sum_l M_{1k,2l} \left(-a_{1k'}^\dagger a_{2l} \right) \\
&= \sum_l M_{1k,2l} a_{1k'}^\dagger a_{2l} \tag{5-8}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\text{右辺第二項} &= - \sum_{k''} \sum_l M_{2l,1k''} [a_{2l}^\dagger a_{1k''}, a_{1k'}^\dagger a_{1k}] \\
&= - \sum_{k''} \sum_l M_{2l,1k''} \left(a_{2l}^\dagger a_{1k''} a_{1k'}^\dagger a_{1k} - a_{1k'}^\dagger a_{1k} a_{2l}^\dagger a_{1k''} \right) \\
&= - \sum_{k''} \sum_l M_{2l,1k''} \left(a_{2l}^\dagger \left(\delta_{k''k'} - a_{1k'}^\dagger a_{1k''} \right) a_{1k} + a_{1k'}^\dagger a_{1k} a_{2l}^\dagger a_{1k''} \right) \\
&= - \sum_{k''} \sum_l M_{2l,1k''} \left(a_{2l}^\dagger a_{1k} \delta_{k''k'} - a_{2l}^\dagger a_{1k'}^\dagger a_{1k''} a_{1k} \right) \\
&= - \sum_l M_{2l,1k'} a_{2l}^\dagger a_{1k} \tag{5-9}
\end{aligned}$$

が得られる。そのため、 $[H_T, a_{1k'}^\dagger a_{1k}]$ は、

$$[H_T, a_{1k'}^\dagger a_{1k}] = \sum_l \left(M_{1k,2l} a_{1k'}^\dagger a_{2l} - M_{2l,1k'} a_{2l}^\dagger a_{1k} \right) \tag{5-10}$$

となる。

以上より、領域内遷移 $a_{1k'}^\dagger a_{1k}$ の時間変化は、式 (5-6) および (5-10) より、

$$\begin{aligned}
\frac{da_{1k'}^\dagger a_{1k}}{dt} &= \frac{j}{\hbar} [H, a_{1k'}^\dagger a_{1k}] \\
&= \frac{j}{\hbar} \left\{ (E_{1k'} - E_{1k}) a_{1k'}^\dagger a_{1k} + \sum_l \left(M_{1k,2l} a_{1k'}^\dagger a_{2l} - M_{2l,1k'} a_{2l}^\dagger a_{1k} \right) \right\} \tag{5-11}
\end{aligned}$$

が得られる。また、ここまでと同様の手順を領域間遷移 $a_{2l}^\dagger a_{1k}$ の時間変化に関しても、

$$\frac{da_{2l}^\dagger a_{1k}}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left\{ (E_{2l} - E_{1k}) a_{2l}^\dagger a_{1k} - \sum_{k'} M_{1k',2l} a_{1k'}^\dagger a_{1k} + \sum_l M_{1k,2l} a_{2l}^\dagger a_{2l'} \right\} \tag{5-12}$$

のように導出可能である。そしてこの系の動作を解析するためには、2領域に関しても同様の手順で遷移の時間変化を導出し、全ての k および l に関する連立方程式を解けばよい。

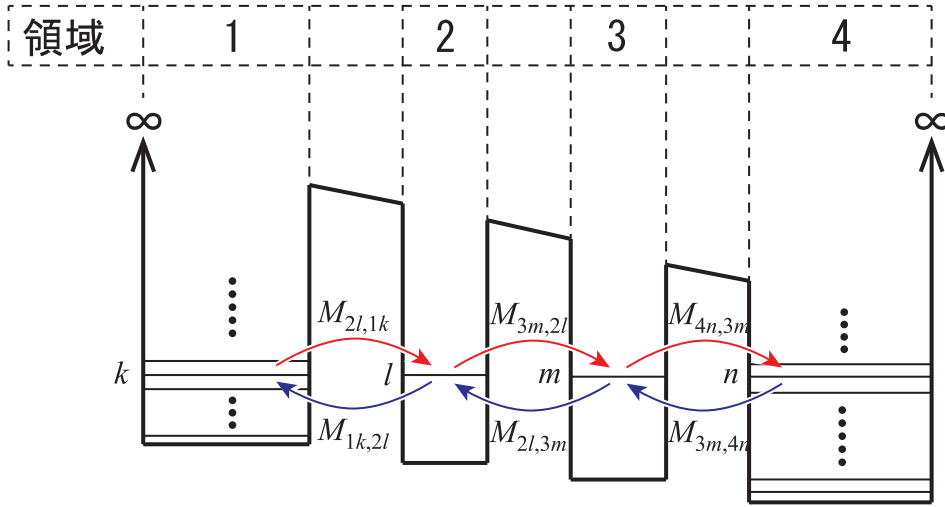


図 5-2 三重障壁 RTD モデルの伝導帯バンド図

5.3 三重障壁 RTD における非平衡量子輸送のモデル化と定式化

前節では単一障壁に関してモデル化および定式化を行った。本節では前節の手法を用いて、三重障壁 (TB) RTD の非平衡量子輸送のモデル化と定式化を行う。

図 5-4 に TBRTD の伝導帯バンド図を示す。ここでバンド図のエミッタ側からコレクタ側に向かって領域番号を、1: エミッタ層、2: エミッタ側量子井戸、3: コレクタ側量子井戸、4: コレクタ層、と付ける。この系のハミルトニアンをモデル化した。

$$H = H_0 + H_T \quad (5-13)$$

$$H_0 = \sum_k E_{1k} a_{1k}^\dagger a_{1k} + \sum_l E_{2l} a_{2l}^\dagger a_{2l} + \sum_m E_{3m} a_{3m}^\dagger a_{3m} + \sum_n E_{4n} a_{4n}^\dagger a_{4n} \quad (5-14)$$

$$\begin{aligned} H_T = & - \sum_k \sum_l \left(M_{1k,2l} a_{1k}^\dagger a_{2l} + M_{2l,1k} a_{2l}^\dagger a_{1k} \right) \\ & - \sum_l \sum_m \left(M_{2l,3m} a_{2l}^\dagger a_{3m} + M_{3m,2l} a_{3m}^\dagger a_{2l} \right) \\ & - \sum_m \sum_n \left(M_{3m,4n} a_{3m}^\dagger a_{4n} + M_{4n,3m} a_{4n}^\dagger a_{3m} \right) \end{aligned} \quad (5-15)$$

ここで領域間遷移を表しているハミルトニアンである H_T のモデル化に際し、領域間の遷移は隣接した領域でのみ起こると仮定している。そのため、1 領域から 3 領域への遷移などの領域を飛び越えるような遷移は考慮していない。この系の時間的な応答を解くために考慮すべき遷移は次の 10 通りである。

1. 1領域（エミッタ層）内遷移： $a_{1k'}^\dagger a_{1k}$
2. 2領域（エミッタ側量子井戸）内遷移： $a_{2l'}^\dagger a_{2l}$
3. 3領域（コレクタ側量子井戸）内遷移： $a_{3m'}^\dagger a_{3m}$
4. 4領域（コレクタ層）内遷移： $a_{4n'}^\dagger a_{4n}$
5. 1-2領域間遷移（1→2）： $a_{2l}^\dagger a_{1k}$
6. 1-2領域間遷移（2→1）： $a_{1k}^\dagger a_{2l}$
7. 2-3領域間遷移（2→3）： $a_{3m}^\dagger a_{2l}$
8. 2-3領域間遷移（3→2）： $a_{2l}^\dagger a_{3m}$
9. 3-4領域間遷移（3→4）： $a_{4n}^\dagger a_{3m}$
10. 3-4領域間遷移（4→3）： $a_{3m}^\dagger a_{4n}$

これらの遷移に関する時間変化をハイゼンベルグの方程式（式（5-4））を用いて導出すると以下ようになる。

$$\frac{da_{1k'}^\dagger a_{1k}}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left\{ (E_{1k'} - E_{1k}) a_{1k'}^\dagger a_{1k} + \sum_l \left(M_{1k,2l} a_{1k'}^\dagger a_{2l} - M_{2l,1k'} a_{2l}^\dagger a_{1k} \right) \right\} \quad (5-16)$$

$$\begin{aligned} \frac{da_{2l'}^\dagger a_{2l}}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left\{ (E_{2l'} - E_{2l}) a_{2l'}^\dagger a_{2l} + \sum_k \left(M_{2l,1k} a_{2l'}^\dagger a_{1k} - M_{1k,2l'} a_{1k}^\dagger a_{2l} \right) \right. \\ \left. + \sum_m \left(M_{2l,3m} a_{2l'}^\dagger a_{3m} - M_{3m,2l'} a_{3m}^\dagger a_{2l} \right) \right\} \quad (5-17) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{da_{3m'}^\dagger a_{3m}}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left\{ (E_{3m'} - E_{3m}) a_{3m'}^\dagger a_{3m} + \sum_l \left(M_{3m,2l} a_{3m'}^\dagger a_{2l} - M_{2l,3m'} a_{2l}^\dagger a_{3m} \right) \right. \\ \left. + \sum_n \left(M_{3m,4n} a_{3m'}^\dagger a_{4n} - M_{4n,3m'} a_{4n}^\dagger a_{3m} \right) \right\} \quad (5-18) \end{aligned}$$

$$\frac{da_{4n'}^\dagger a_{4n}}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left\{ (E_{4n'} - E_{4n}) a_{4n'}^\dagger a_{4n} + \sum_m \left(M_{4n,3m} a_{4n'}^\dagger a_{3m} - M_{3m,4n'} a_{3m}^\dagger a_{4n} \right) \right\} \quad (5-19)$$

$$\frac{da_{1k}^\dagger a_{2l}}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left\{ (E_{1k} - E_{2l}) a_{1k}^\dagger a_{2l} + \sum_{k'} M_{2l,1k'} a_{1k}^\dagger a_{1k'} - \sum_{l'} M_{2l',1k} a_{2l'}^\dagger a_{2l} \right\} \quad (5-20)$$

$$\frac{da_{2l}^\dagger a_{1k}}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left\{ (E_{2l} - E_{1k}) a_{2l}^\dagger a_{1k} - \sum_{k'} M_{1k',2l} a_{1k'}^\dagger a_{1k} + \sum_{l'} M_{1k,2l'} a_{2l'}^\dagger a_{2l} \right\} \quad (5-21)$$

$$\frac{da_{2l}^\dagger a_{3m}}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left\{ (E_{2l} - E_{3m}) a_{2l}^\dagger a_{3m} + \sum_{l'} M_{3m,2l'} a_{2l}^\dagger a_{2l'} - \sum_{m'} M_{3m',2l} a_{3m'}^\dagger a_{3m} \right\} \quad (5-22)$$

$$\frac{da_{3m}^\dagger a_{2l}}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left\{ (E_{3m} - E_{2l}) a_{3m}^\dagger a_{2l} - \sum_{l'} M_{2l',3m} a_{2l'}^\dagger a_{2l} + \sum_{m'} M_{2l,3m'} a_{3m'}^\dagger a_{3m} \right\} \quad (5-23)$$

$$\frac{da_{3m}^\dagger a_{4n}}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left\{ (E_{3m} - E_{4n}) a_{3m}^\dagger a_{4n} + \sum_{m'} M_{4n,3m'} a_{3m'}^\dagger a_{3m} - \sum_{n'} M_{4n',3m} a_{4n'}^\dagger a_{4n} \right\} \quad (5-24)$$

$$\frac{da_{4n}^\dagger a_{3m}}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left\{ (E_{4n} - E_{3m}) a_{4n}^\dagger a_{3m} - \sum_{m'} M_{3m',4n} a_{3m'}^\dagger a_{3m} + \sum_{n'} M_{3m,4n'} a_{4n'}^\dagger a_{4n} \right\} \quad (5-25)$$

ここで、式展開の過程で $a_{1k}^\dagger a_{3m}$ などの領域を飛び越えるような遷移の項も導出されるが、最初の方に述べたように本モデルでは電子の遷移は領域内および隣接領域間でのみ生じるとしているため、その項は”0”とした。

このように導出された電子の遷移に関するレート方程式を全てのエネルギー・波数に関して解くことで、TBRTD の時間応答特性を知ることができる。しかし、実際に全てのエネルギー・波数に関して解くことは大変困難であるため、量子統計平均を用いて電子全体の動きを表現する。またこの時全ての領域の波数が同じ状態を考える。以上を踏まえることで下式が得られる。

$$\frac{d\langle a_1^\dagger a_1 \rangle}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left(M_{12} \langle a_1^\dagger a_2 \rangle - M_{21} \langle a_2^\dagger a_1 \rangle \right) - \frac{\langle a_1^\dagger a_1 \rangle - \langle a_1^\dagger a_1 \rangle_0}{\tau_{11}} \quad (5-26)$$

$$\frac{d\langle a_2^\dagger a_2 \rangle}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left(M_{21} \langle a_2^\dagger a_1 \rangle - M_{12} \langle a_1^\dagger a_2 \rangle + M_{23} \langle a_2^\dagger a_3 \rangle - M_{32} \langle a_3^\dagger a_2 \rangle \right) - \frac{\langle a_2^\dagger a_2 \rangle - \langle a_2^\dagger a_2 \rangle_0}{\tau_{22}} \quad (5-27)$$

$$\frac{d\langle a_3^\dagger a_3 \rangle}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left(M_{32} \langle a_3^\dagger a_2 \rangle - M_{23} \langle a_2^\dagger a_3 \rangle + M_{34} \langle a_3^\dagger a_4 \rangle - M_{43} \langle a_4^\dagger a_3 \rangle \right) - \frac{\langle a_3^\dagger a_3 \rangle - \langle a_3^\dagger a_3 \rangle_0}{\tau_{33}} \quad (5-28)$$

$$\frac{d\langle a_4^\dagger a_4 \rangle}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left(M_{43} \langle a_4^\dagger a_3 \rangle - M_{34} \langle a_3^\dagger a_4 \rangle \right) - \frac{\langle a_4^\dagger a_4 \rangle - \langle a_4^\dagger a_4 \rangle_0}{\tau_{44}} \quad (5-29)$$

$$\frac{d\langle a_1^\dagger a_2 \rangle}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left(M_{21} \langle a_1^\dagger a_1 \rangle - M_{21} \langle a_2^\dagger a_2 \rangle \right) - \frac{\langle a_1^\dagger a_2 \rangle}{\tau_{12}} \quad (5-30)$$

$$\frac{d\langle a_2^\dagger a_1 \rangle}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left(-M_{12} \langle a_1^\dagger a_1 \rangle + M_{12} \langle a_2^\dagger a_2 \rangle \right) - \frac{\langle a_2^\dagger a_1 \rangle}{\tau_{21}} \quad (5-31)$$

$$\frac{d\langle a_2^\dagger a_3 \rangle}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left(M_{32} \langle a_2^\dagger a_2 \rangle - M_{32} \langle a_3^\dagger a_3 \rangle \right) - \frac{\langle a_2^\dagger a_3 \rangle}{\tau_{23}} \quad (5-32)$$

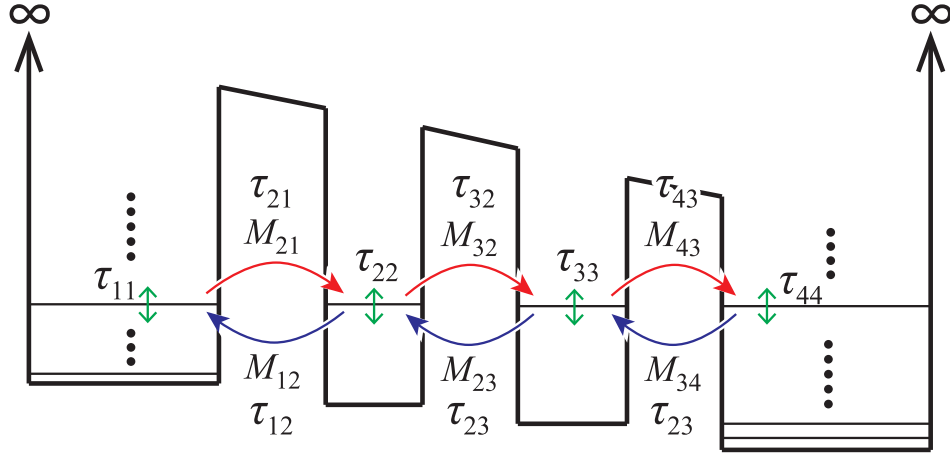


図 5-3 TBRTD 内の電子に関する非平衡量子輸送モデル

$$\frac{d\langle a_3^\dagger a_2 \rangle}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left(-M_{23} \langle a_2^\dagger a_2 \rangle + M_{23} \langle a_3^\dagger a_3 \rangle \right) - \frac{\langle a_3^\dagger a_2 \rangle}{\tau_{32}} \quad (5-33)$$

$$\frac{d\langle a_3^\dagger a_4 \rangle}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left(M_{43} \langle a_3^\dagger a_3 \rangle - M_{43} \langle a_4^\dagger a_4 \rangle \right) - \frac{\langle a_3^\dagger a_4 \rangle}{\tau_{34}} \quad (5-34)$$

$$\frac{d\langle a_4^\dagger a_3 \rangle}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left(-M_{34} \langle a_3^\dagger a_3 \rangle + M_{34} \langle a_4^\dagger a_4 \rangle \right) - \frac{\langle a_4^\dagger a_3 \rangle}{\tau_{43}} \quad (5-35)$$

ここで、 $\langle a_i^\dagger a_i \rangle_0$ は擬平衡状態における電子密度に相当する。また量子統計平均の操作を加えたことで、それぞれの遷移の時間変化に τ_{11} などの緩和項が付け加わっている。この項により、これらで与えられる電子の遷移の時間変化の定常解が振動解となることなく、擬平衡状態へと収束する。図 5-3 に以上までで得られた電子の遷移を加えた TBRTD のバンド図を示す。この図ではさらに電源部からの電子の供給も考慮に加え、電流密度 $\Lambda(t)$ によって 1 領域へ電子が供給され、4 領域から電子が引き抜かれる。そのため $\langle a_1^\dagger a_1 \rangle$ や $\langle a_4^\dagger a_4 \rangle$ の時間変化は次のように改められる。

$$\frac{d\langle a_1^\dagger a_1 \rangle}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left(M_{12} \langle a_1^\dagger a_2 \rangle - M_{21} \langle a_2^\dagger a_1 \rangle \right) - \frac{\langle a_1^\dagger a_1 \rangle - \langle a_1^\dagger a_1 \rangle_0}{\tau_{11}} + \Lambda \quad (5-36)$$

$$\frac{d\langle a_4^\dagger a_4 \rangle}{dt} = \frac{j}{\hbar} \left(M_{43} \langle a_4^\dagger a_3 \rangle - M_{34} \langle a_3^\dagger a_4 \rangle \right) - \frac{\langle a_4^\dagger a_4 \rangle - \langle a_4^\dagger a_4 \rangle_0}{\tau_{44}} - \Lambda \quad (5-37)$$

$$(5-38)$$

5.4 三重障壁共鳴トンネルダイオードの非線形詳細モデルと非線形等価回路

前節では領域内での電子の緩和現象やトンネル（領域間遷移）現象、位相緩和現象を考慮に入れた TBRTD のモデル化を行った。本来であればこのモデルを用いて実際のデバイスの測定データから τ_{11} などの非平衡量子輸送パラメータの抽出や、これらパラメータの理論解析などを行いたいが、パラメータ数が非常に多いため困難なことが予想される。そこで本研究では本モデルの妥当性を検証する第一歩として、トンネル現象に焦点を絞り、パラメータ数を減らし、測定データとのフィッティングを行う。そのためにここで仮定を2つ導入した。

1. 隣接領域間の遷移がテラヘルツよりも十分高速

この仮定により、隣接領域間の遷移の時間変化を”0”とした。そのため式 (5-30) は、

$$\begin{aligned} \frac{d\langle a_1^\dagger a_2 \rangle}{dt} &= \frac{j}{\hbar} \left(M_{21} \langle a_1^\dagger a_1 \rangle - M_{21} \langle a_2^\dagger a_2 \rangle \right) - \frac{\langle a_1^\dagger a_2 \rangle}{\tau_{12}} + \Lambda = 0 \\ \therefore \langle a_1^\dagger a_2 \rangle &= \frac{j}{\hbar} M_{21} \tau_{12} \left(\langle a_1^\dagger a_1 \rangle - \langle a_2^\dagger a_2 \rangle \right) \end{aligned} \quad (5-39)$$

となる。同様に式 (5-31) ~ (5-35) は、

$$\langle a_2^\dagger a_1 \rangle = \frac{j}{\hbar} M_{12} \tau_{21} \left(\langle a_2^\dagger a_2 \rangle - \langle a_1^\dagger a_1 \rangle \right) \quad (5-40)$$

$$\langle a_2^\dagger a_3 \rangle = \frac{j}{\hbar} M_{32} \tau_{23} \left(\langle a_2^\dagger a_2 \rangle - \langle a_3^\dagger a_3 \rangle \right) \quad (5-41)$$

$$\langle a_3^\dagger a_2 \rangle = \frac{j}{\hbar} M_{23} \tau_{32} \left(\langle a_3^\dagger a_3 \rangle - \langle a_2^\dagger a_2 \rangle \right) \quad (5-42)$$

$$\langle a_3^\dagger a_4 \rangle = \frac{j}{\hbar} M_{43} \tau_{21} \left(\langle a_3^\dagger a_3 \rangle - \langle a_4^\dagger a_4 \rangle \right) \quad (5-43)$$

$$\langle a_4^\dagger a_3 \rangle = \frac{j}{\hbar} M_{34} \tau_{21} \left(\langle a_4^\dagger a_4 \rangle - \langle a_3^\dagger a_3 \rangle \right) \quad (5-44)$$

となる。そしてこれらを式 (5-36)、(5-27)、(5-28)、(5-37) へと代入する。

2. 領域内での緩和がテラヘルツよりも高速

この仮定により式 (5-36)、(5-27)、(5-28)、(5-37) 内の緩和項を”0”とする。

以上の仮定を考慮した TBRTD モデルの電子のレート方程式は、

$$\frac{d\rho_1}{dt} = -\frac{1}{\hbar^2} \left\{ M_{12} M_{21} \tau_{12} (\rho_1 - \rho_2) - M_{21} M_{12} \tau_{21} (\rho_2 - \rho_1) \right\} + \Lambda$$

$$= \nu_{12}(\rho_2 - \rho_1) - \nu_{21}(\rho_1 - \rho_2) + \Lambda \quad (5-45)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_2}{dt} &= -\frac{1}{\hbar^2} \left\{ M_{21}M_{12}\tau_{21}(\rho_2 - \rho_1) - M_{12}M_{21}\tau_{12}(\rho_1 - \rho_2) \right. \\ &\quad \left. + M_{23}M_{32}\tau_{23}(\rho_2 - \rho_3) - M_{32}M_{23}\tau_{32}(\rho_3 - \rho_2) \right\} \\ &= \nu_{21}(\rho_1 - \rho_2) - \nu_{12}(\rho_2 - \rho_1) + \nu_{23}(\rho_3 - \rho_2) - \nu_{32}(\rho_2 - \rho_3) \end{aligned} \quad (5-46)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_3}{dt} &= -\frac{1}{\hbar^2} \left\{ M_{32}M_{23}\tau_{32}(\rho_3 - \rho_2) - M_{23}M_{32}\tau_{23}(\rho_2 - \rho_3) \right. \\ &\quad \left. + M_{34}M_{43}\tau_{34}(\rho_3 - \rho_4) - M_{43}M_{34}\tau_{43}(\rho_4 - \rho_3) \right\} \\ &= \nu_{32}(\rho_2 - \rho_3) - \nu_{23}(\rho_3 - \rho_2) + \nu_{34}(\rho_4 - \rho_3) - \nu_{43}(\rho_3 - \rho_4) \end{aligned} \quad (5-47)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_4}{dt} &= -\frac{1}{\hbar^2} \left\{ M_{43}M_{34}\tau_{43}(\rho_4 - \rho_3) - M_{34}M_{43}\tau_{34}(\rho_3 - \rho_4) \right\} - \Lambda \\ &= \nu_{43}(\rho_3 - \rho_4) - \nu_{34}(\rho_4 - \rho_3) - \Lambda \end{aligned} \quad (5-48)$$

$$(5-49)$$

ここで導出した TBRTD の電子のレート方程式を整理すると、

$$\frac{d\rho_1(t)}{dt} = \Lambda(t) - \nu_{21}(\rho_1(t) - \rho_2(t)) + \nu_{12}(\rho_2(t) - \rho_1(t)) \quad (5-50)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_2(t)}{dt} &= \nu_{21}(\rho_1(t) - \rho_2(t)) - \nu_{12}(\rho_2(t) - \rho_1(t)) \\ &\quad - \nu_{32}(\rho_2(t) - \rho_3(t)) + \nu_{23}(\rho_3(t) - \rho_2(t)) \end{aligned} \quad (5-51)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_3(t)}{dt} &= \nu_{32}(\rho_2(t) - \rho_3(t)) - \nu_{23}(\rho_3(t) - \rho_2(t)) \\ &\quad - \nu_{43}(\rho_3(t) - \rho_4(t)) + \nu_{34}(\rho_4(t) - \rho_3(t)) \end{aligned} \quad (5-52)$$

$$\frac{d\rho_4(t)}{dt} = \nu_{43}(\rho_3(t) - \rho_4(t)) - \nu_{34}(\rho_4(t) - \rho_3(t)) - \Lambda \quad (5-53)$$

となる。ここで、 $\nu_{ij} = M_{ji}M_{ij}\tau_{ji}/\hbar^2$ 、 $\rho_i = \langle a_i^\dagger a_i \rangle$ とした。そしてこの ν_{ij} を本 TBRTD モデルにおける実効的トンネルレートとする。また ρ_i は各領域の電子密度に相当する物理量である。次にこの TBRTD の伝達関数を求めるために、式 (5-50) ~ (5-53) の電子密度レート方程式をラプラス変換する。その際にラプラス変換後の電荷密度を、

$$\rho_1(t) \xrightarrow{\mathcal{L}} \Delta Q_1(s)$$

$$\rho_2(t) \xrightarrow{\mathcal{L}} \Delta Q_2(s)$$

$$\rho_3(t) \xrightarrow{\mathcal{L}} \Delta Q_3(s)$$

$$\rho_4(t) \xrightarrow{\mathcal{L}} \Delta Q_4(s)$$

とすると、

$$s\Delta Q_1(s) = \Lambda(s) - \nu_{21}(\Delta Q_1(s) - \Delta Q_2(s)) + \nu_{12}(\Delta Q_2(s) - \Delta Q_1(s)) \quad (5-54)$$

$$s\Delta Q_2(s) = \nu_{21}(\Delta Q_1(s) - \Delta Q_2(s)) - \nu_{12}(\Delta Q_2(s) - \Delta Q_1(s)) \\ - \nu_{32}(\Delta Q_2(s) - \Delta Q_3(s)) + \nu_{23}(\Delta Q_3(s) - \Delta Q_2(s)) \quad (5-55)$$

$$s\Delta Q_3(s) = \nu_{32}(\Delta Q_2(s) - \Delta Q_3(s)) - \nu_{23}(\Delta Q_3(s) - \Delta Q_2(s)) \\ - \nu_{43}(\Delta Q_3(s) - \Delta Q_4(s)) + \nu_{34}(\Delta Q_4(s) - \Delta Q_3(s)) \quad (5-56)$$

$$s\Delta Q_4(s) = -\Lambda(s) + \nu_{43}(\Delta Q_3(s) - \Delta Q_4(s)) - \nu_{34}(\Delta Q_4(s) - \Delta Q_3(s)) \quad (5-57)$$

となる。ここで式を整理すると、

$$s\Delta Q_1(s) = \Lambda(s) - \Delta Q_1(s)(\nu_{21} + \nu_{12}) + \Delta Q_2(s)(\nu_{21} + \nu_{12}) \quad (5-58)$$

$$s\Delta Q_2(s) = \Delta Q_1(s)(\nu_{21} + \nu_{12}) - \Delta Q_2(s)(\nu_{21} + \nu_{12}) \\ - \Delta Q_2(s)(\nu_{32} + \nu_{23}) + \Delta Q_3(s)(\nu_{32} + \nu_{23}) \quad (5-59)$$

$$s\Delta Q_3(s) = \Delta Q_2(s)(\nu_{32} + \nu_{23}) - \Delta Q_3(s)(\nu_{32} + \nu_{23}) \\ - \Delta Q_3(s)(\nu_{43} + \nu_{34}) + \Delta Q_4(s)(\nu_{43} + \nu_{34}) \quad (5-60)$$

$$s\Delta Q_4(s) = \Lambda(s) + \Delta Q_3(s)(\nu_{43} + \nu_{34}) - \Delta Q_4(s)(\nu_{43} + \nu_{34}) \quad (5-61)$$

$$(5-62)$$

が得られ、 $\nu_{21} + \nu_{12} = \nu_1$ 、 $\nu_{32} + \nu_{23} = \nu_2$ 、 $\nu_{43} + \nu_{34} = \nu_3$ として式をまとめると、

$$(s + \nu_1)\Delta Q_1(s) = \Lambda + \nu_1\Delta Q_1(s) \quad (5-63)$$

$$(s + \nu_1 + \nu_2)\Delta Q_2(s) = \nu_1\Delta Q_1(s) + \nu_2\Delta Q_3(s) \quad (5-64)$$

$$(s + \nu_2 + \nu_3)\Delta Q_3(s) = \nu_2\Delta Q_2(s) + \nu_3\Delta Q_4(s) \quad (5-65)$$

$$(s + \nu_3)\Delta Q_4(s) = -\Lambda + \nu_3\Delta Q_3(s) \quad (5-66)$$

となる。これらを用いて、 ΔQ_E と Λ についてまとめると、

$$\Delta Q_1(s) = \frac{s^2 + (\nu_1 + 2\nu_2 + 2\nu_3)s + \nu_1\nu_2 + 3\nu_2\nu_3 + 2\nu_1\nu_3}{s^3 + 2(\nu_1 + \nu_2 + \nu_3)s^2 + (2\nu_1\nu_2 + 3\nu_2\nu_3 + 4\nu_1\nu_3)s + 4\nu_1\nu_2\nu_3} \Lambda(s) \quad (5-67)$$

が得られる。ここで Λ は電流密度であるので、RTD のメサ面積 $A[\text{cm}^2]$ を Λ に掛けることで電流 ΔI を求めることができる。

$$\Delta I(s) = A \cdot \Lambda(s) \quad (5-68)$$

またエミッタの電子密度変化 ΔQ_1 と電圧変化 ΔV の関係を知るために、参考文献 [101] の考えを導入する (図 5-5 参照)。エミッタ側からトンネルできる電子は、量子井戸内のエネルギー準位とエミッタ側のエネルギー準位が一致したエネルギーだけである。つまり、図 5-4 の横方向を z 方向と考えると、トンネルできる電子の z 方向波数 k_z は量子井戸内

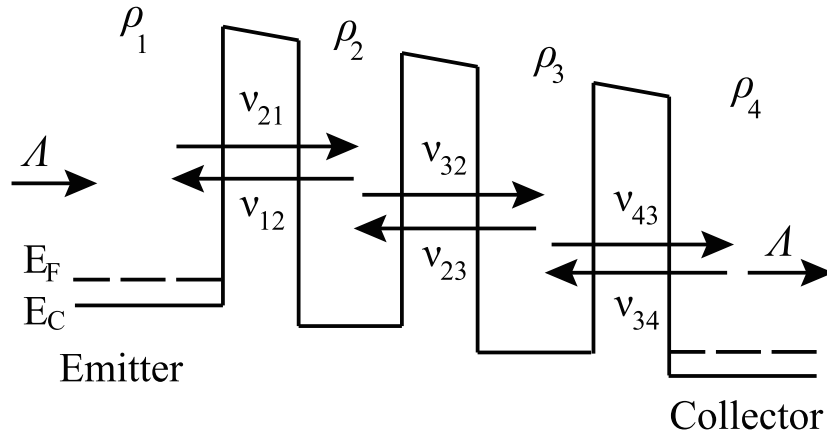


図 5-4 TBRTD のバンド図

のエネルギー準位によって決定されるため、フェルミ球を k_z で切った時の断面積内に存在する横方向波数 $k_{//}$ を持った電子のみがトンネルに寄与することになる。ここで印加される電圧が ΔV だけ変化すると、量子井戸内のエネルギー準位も変化する。するとエミッタ側からトンネルする電子の z 方向波数 k_z も変化し、それに伴ってフェルミ球を切る位置が変化し、トンネルに寄与できる横方向波数 $k_{//}$ を持った電子数が変化する。つまり印加電圧の変化がトンネルに寄与するエミッタ側電子密度を変化させていることになる。ここで印加電圧変化 ΔV とエミッタ側電子密度変化 ΔQ_1 が比例関係であると仮定し、

$$\Delta Q_1(s) = \alpha \cdot \Delta V(s) \quad (5-69)$$

とした。ここで α は比例定数である。以上の関係式 5-68、5-69 を式 5-67 に代入すると、

$$\alpha \cdot \Delta V(s) = \frac{s^2 + (\nu_1 + 2\nu_2 + 2\nu_3)s + \nu_1\nu_2 + 3\nu_2\nu_3 + 2\nu_1\nu_3}{s^3 + 2(\nu_1 + \nu_2 + \nu_3)s^2 + (2\nu_1\nu_2 + 3\nu_2\nu_3 + 4\nu_1\nu_3)s + 4\nu_1\nu_2\nu_3} \cdot \frac{\Delta I(s)}{A} \quad (5-70)$$

となる。つまり TBRTD の入力電圧変化 ΔV に対する電流変化 ΔI は、

$$Y(s) = \frac{\Delta I(s)}{\Delta V(s)} = A\alpha \cdot \frac{s^3 + 2(\nu_1 + \nu_2 + \nu_3)s^2 + (2\nu_1\nu_2 + 3\nu_2\nu_3 + 4\nu_1\nu_3)s + 4\nu_1\nu_2\nu_3}{s^2 + (\nu_1 + 2\nu_2 + 2\nu_3)s + \nu_1\nu_2 + 3\nu_2\nu_3 + 2\nu_1\nu_3} \quad (5-71)$$

という伝達関数（アドミッタンス関数） $Y(s)$ によって表現された。

ここで不定な比例定数 α を消すために、式 5-71 に以下に示すようなステップ関数を入力する。

$$\Delta V(s) = \frac{\Delta V}{s} \quad (5-72)$$

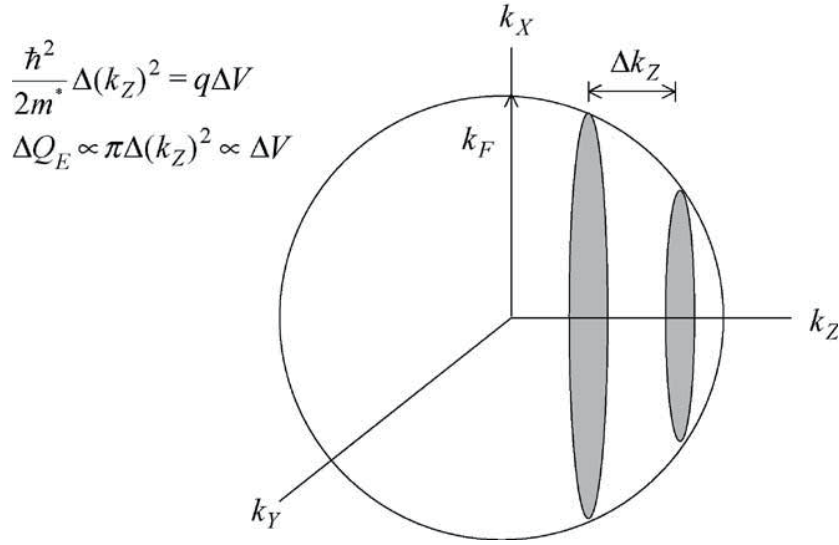


図 5-5 エミッタ側フェルミ球と電圧変化の関係

そして式 5-71 の系の時間応答を解析する。式 5-71 より、

$$\Delta I(s) = A\alpha \cdot \frac{s^3 + 2(\nu_1 + \nu_2 + \nu_3)s^2 + (2\nu_1\nu_2 + 3\nu_2\nu_3 + 4\nu_1\nu_3)s + 4\nu_1\nu_2\nu_3}{s^2 + (\nu_1 + 2\nu_2 + 2\nu_3)s + \nu_1\nu_2 + 3\nu_2\nu_3 + 2\nu_1\nu_3} \cdot \frac{\Delta V}{s} \quad (5-73)$$

$$= A\alpha \cdot \frac{s^3 + c_2s^2 + c_1s + c_0}{s^2 + \beta s + \gamma} \cdot \frac{\Delta V}{s} \quad (5-74)$$

$$= A\alpha \cdot \frac{s^3 + c_2s^2 + c_1s + c_0}{(s-a)(s-b)} \cdot \frac{\Delta V}{s} \quad (5-75)$$

となる。ここで、 c_0 、 c_1 、 c_2 、 β 、 γ 、 a 、 b は、

$$\begin{aligned} c_0 &= 4\nu_1\nu_2\nu_3 \\ c_1 &= 3\nu_1\nu_2 + 4\nu_1\nu_3 + 3\nu_2\nu_3 \\ c_2 &= 2(\nu_1 + \nu_2 + \nu_3) \\ \beta &= \nu_1 + 2\nu_2 + 2\nu_3 \\ \gamma &= \nu_1\nu_2 + 2\nu_1\nu_3 + 3\nu_2\nu_3 \\ a, b &= \frac{-\beta \pm \sqrt{\beta^2 - 4\gamma}}{2} \end{aligned}$$

である。ここで $\Delta I(s)$ を逆ラプラス変換すると、

$$\begin{aligned} \Delta I(s) &\xrightarrow{\mathcal{L}^{-1}} \Delta I(t) \\ \Delta I(t) &= A\alpha \cdot \left(\frac{c_0}{ab} \Delta V + \frac{a^3 + c_2a^2 + c_1a + c_0}{a(a-b)} \Delta V \cdot e^{at} + \frac{b^3 + c_2b^2 + c_1b + c_0}{b(b-a)} \Delta V \cdot e^{bt} \right) \quad (5-76) \end{aligned}$$

が得られる。よって $\Delta I(t)$ の定常解 ΔI は、

$$\begin{aligned}\Delta I &\equiv \lim_{t \rightarrow \infty} \Delta I(t) = A\alpha \cdot \frac{c_0}{ab} \Delta V \\ &= A\alpha \cdot \frac{c_0}{\left(\frac{-\beta + \sqrt{\beta^2 - 4\gamma}}{2}\right) \left(\frac{-\beta - \sqrt{\beta^2 - 4\gamma}}{2}\right)} \Delta V \\ &= A\alpha \cdot \frac{c_0}{\gamma} \Delta V\end{aligned}\quad (5-77)$$

となる。この結果より微分コンダクタンス G_D は、

$$G_D = \frac{\Delta I}{\Delta V} = A\alpha \frac{c_0}{\gamma} \quad (5-78)$$

となる。以上の結果を式 5-71 に考慮すると下式となる。

$$Y(s) = G_D \frac{\gamma}{c_0} \cdot \frac{s^3 + 2(\nu_1 + \nu_2 + \nu_3)s^2 + (2\nu_1\nu_2 + 3\nu_2\nu_3 + 4\nu_1\nu_3)s + 4\nu_1\nu_2\nu_3}{s^2 + (\nu_1 + 2\nu_2 + 2\nu_3)s + \nu_1\nu_2 + 3\nu_2\nu_3 + 2\nu_1\nu_3} \quad (5-79)$$

以上までのプロセスによって、TBRTD のアドミッタンス関数が得られた。そこでアドミッタンス関数を連分数展開し、アドミッタンス関数を等価回路翻訳する。

$$Y(s) = C_1 s + \frac{1}{R_1 + \frac{1}{C_2 s + \frac{1}{\frac{1}{R_2} + \frac{1}{Ls + R_3}}}} \quad (5-80)$$

ここで、

$$\begin{aligned}C_1 &= C_2 = G_D \frac{\gamma}{c_0} = \tau_C G_D \\ R_1 &= \frac{c_0}{G_D \gamma \nu_1} = \eta_1 G_D^{-1} \\ R_2 &= \frac{c_0 \nu_1}{G_D \gamma \nu_2 (\nu_1 + \nu_3)} = \eta_2 G_D^{-1} \\ R_3 &= \frac{c_0 \nu_1 (\nu_1 \nu_2 + 2\nu_1 \nu_3 - \nu_2 \nu_3)}{G_D \gamma \nu_2 (\nu_3 - \nu_1) (\nu_1 \nu_2 - 2\nu_1 \nu_3 + \nu_2 \nu_3)} = \eta_3 G_D^{-1} \\ L &= \frac{c_0 \nu_1^2}{G_D \gamma \nu_2 (\nu_3 - \nu_1) (\nu_1 \nu_2 - 2\nu_1 \nu_3 + \nu_2 \nu_3)} = \tau_L G_D^{-1}\end{aligned}$$

とである。図 5-6 に得られた TBRTD の等価回路を示す。

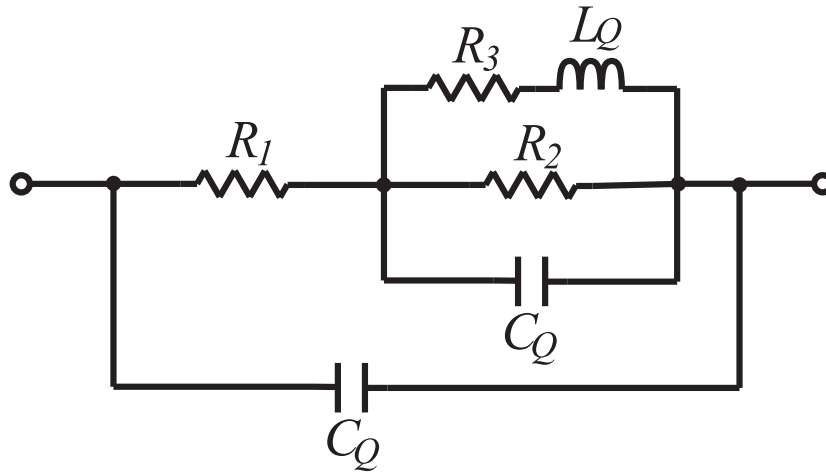


図 5-6 導出された TBRTD の等価回路

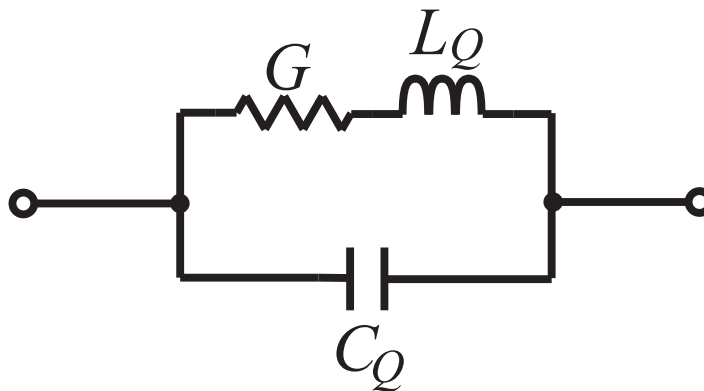


図 5-7 低周波近似した TBRTD の等価回路

またこの等価回路は、実効的トンネルレート ν_i が測定周波数 f よりも十分大きいという条件を加えると、

$$Y(s) = Cs + \frac{1}{\frac{1}{G_D} + Ls} \quad (5-81)$$

というアドミッタンス関数が得られる。図 5-7 に低周波近似した等価回路を示す。

ここまでで説明した TBRTD の等価回路導出過程は DBRTD やトンネルダイオードにも適用すること可能である。表 5-1 に導出した DBRTD やトンネルダイオードの等価回路を示す。TD や DBRTD の等価回路は既報告にあるものと同じ回路トポロジーとなっており、本章で示した等価回路の導出手法が妥当であることの 1 つの証と言える。

表 5-1 トンネルダイオード系のバンド図および本研究手法を用いて導出された等価回路

デバイス	江崎ダイオード	DBRTD	TBRTD
バンド図	(a)	(b)	(c)
等価回路	(d)	(e)	(f)
低周波近似した等価回路		(g)	

5.5 作製した InGaAs/InAlAs TBRTD の小信号測定結果と導出した TBRTD 等価回路の検証

図 5-8 に示した作製した InGaAs/InAlAs TBRTD に関して小信号測定をする際の測定系を図 5-8 に示す。ここで測定する InGaAs/InAlAs TBRTD は第 2 章の図 2-5 で示したものである。小信号測定は半導体パラメータアナライザにより TBRTD のバイアス点を定め、ベクトルネットワークアナライザ (VNA) により 40MHz~30GHz までの小信号を入力し S パラメータを測定する。また、半導体パラメータアナライザへの交流信号入力やベクトルネットワークアナライザへの直流入力を防ぐためにインダクタンスとキャパシタンスで構成された Bias-Tee を TBRTD と測定器の間に接続した。この測定系により測定された小信号測定結果の一例を図 5-9 に示す。

ここで前節で導出された TBRTD の等価回路が、測定した周波数特性を表現できるかを検証した。TBRTD の等価回路は、作製した TBRTD の実効的トンネルレート ν が測定周波数よりも十分大きいと仮定し、図 5-7 で示している低周波近似した等価回路を採用した。また作製した TBRTD には、コンタクト抵抗やパッド金属間の寄生キャパシタンスといった寄生素子が存在する。そのため前節で導出した等価回路にデバイス構造を考慮した寄生素子を追加した。その時の等価回路を図 5-10 に示す。また TBRTD のキャパシ

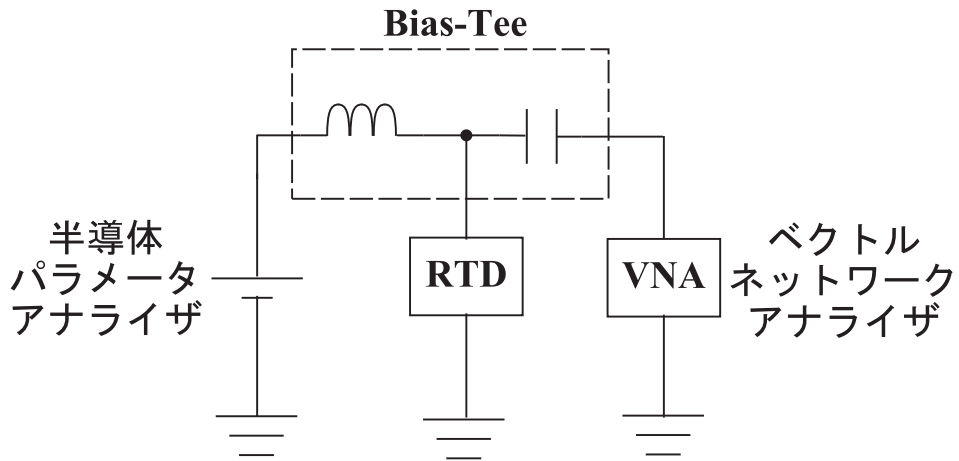


図 5-8 小信号測定系

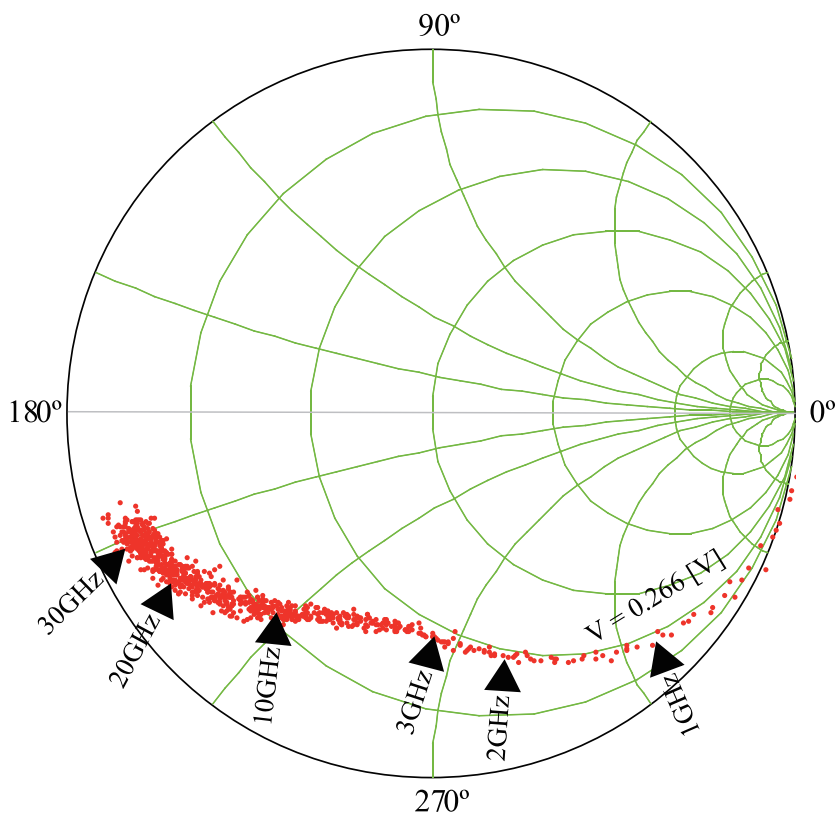


図 5-9 バイアス電圧 $V = 0.266$ 時の小信号測定結果

タンス部に空房層容量 C_{dep} を加えた。このキャパシタンス C_{dep} は、

$$C_{dep} = \frac{C_0}{\left(1 - \frac{V_{bias}}{V_0}\right)^\gamma} \quad (5-82)$$

というバラクタのキャパシタンスを仮定した。ここで C_0 、 V_0 はそれぞれ初期容量、拡散電位である。以上を考慮し、測定した TBRTD の等価回路の総インピーダンス $Z(\omega)$ は、

$$Z(\omega) = \frac{1}{j\omega C_{out} + \frac{1}{R_s + \frac{1}{Y_{RTD}}}} \quad (5-83)$$

$$Y_{RTD} = j\omega(C_Q + C_{dep}) + \frac{1}{\frac{1}{G_D} + j\omega L_Q} \quad (5-84)$$

が得られた。

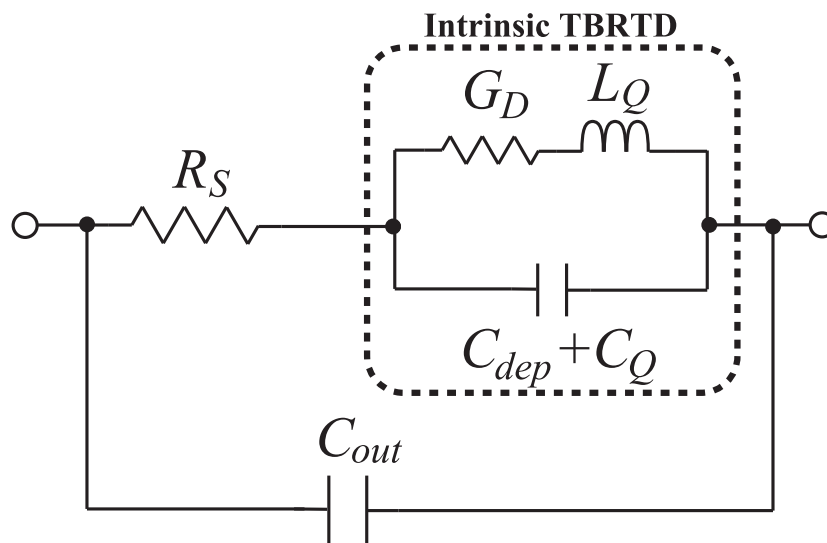


図 5-10 低周波近似等価回路を用いた TBRTD デバイス等価回路

以上までで得られた TBRTD の等価回路の妥当性を検証するために、この等価回路要素の値を変化させ、測定データを表現できるか否かを確認する作業（フィッティング）を行う。図 5-11 に $V = 0.266\text{V}$ 時のフィッティング結果を一例として示す。結果として非常に精度のよいフィッティング結果が得られ、前節で導出された TBRTD の等価回路が妥当であることが分かった。

以上のように導出した TBRTD の等価回路が妥当であることが明らかとなったので、次にバイアス電圧を変化させた時の各小信号測定結果とフィッティングを行い、等価回路

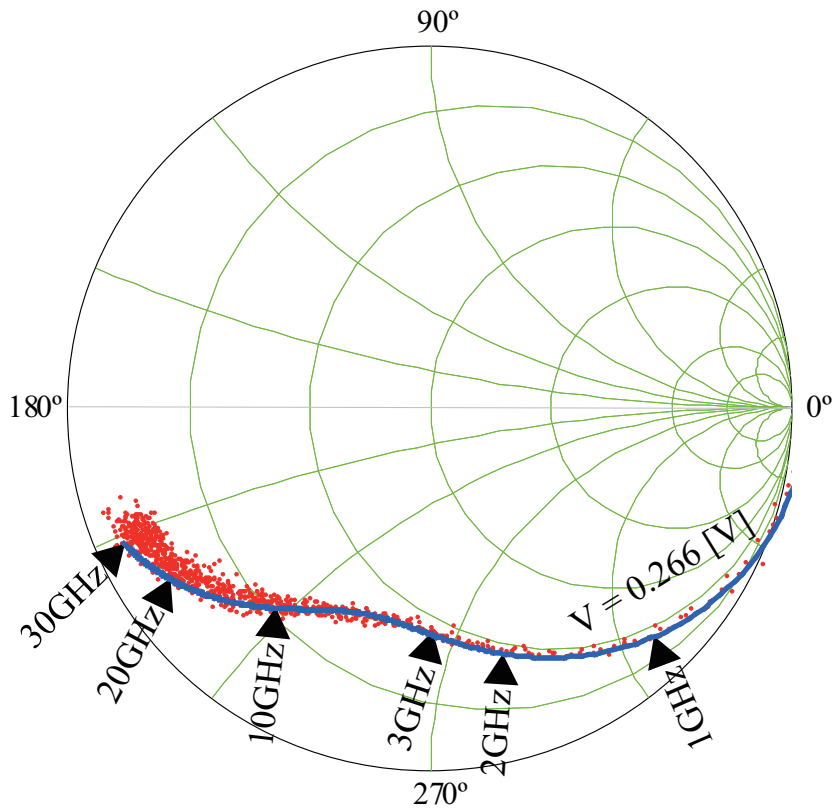


図 5-11 バイアス電圧 $V = 0.266$ 時の小信号測定結果 (赤点) とフィッティング結果 (青線)。

要素を抽出した。図 5-12 に抽出されたインダクタンス L_Q とキャパシタンス C_Q を示す。結果として TBRTD 内のインダクタンス L_Q およびキャパシタンス C_Q は NDR 領域内では負となり、バイアス電圧に対して非線形な応答を示すことがわかった。また、等価回路パラメータ L_Q や C_Q を特徴づけている τ_L 、 τ_C がそれぞれ 67[psec]、14[psec] であるという結果が得られた。

しかしこの等価回路要素同定手法には欠点がある。というのも本研究で導出した TBRTD の等価回路要素は、RTD 内の電子がポテンシャル障壁をトンネルする時の時間の逆数である実効的トンネルレートによって表現されている。つまり各回路要素は実効的トンネルレートによって関係付けられているため、ここで行ったような回路要素自体を値を変化させるフィッティングではこの関係性を考慮されていない。そこで次節では実効的トンネルレートを調節するパラメータとしたフィッティングを行う。そしてそのために粒子群最適化理論を導入した。

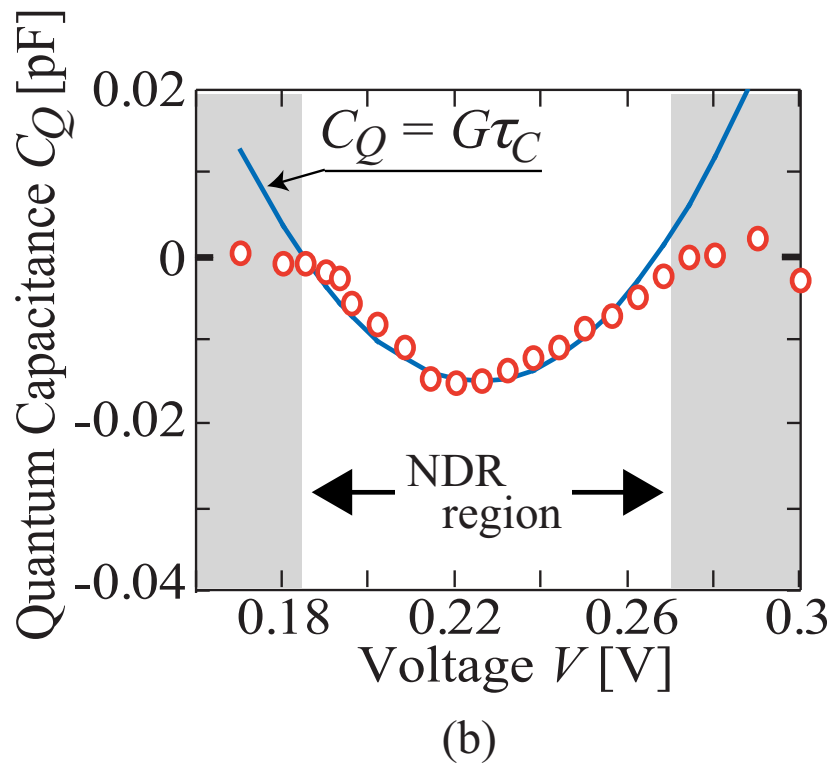
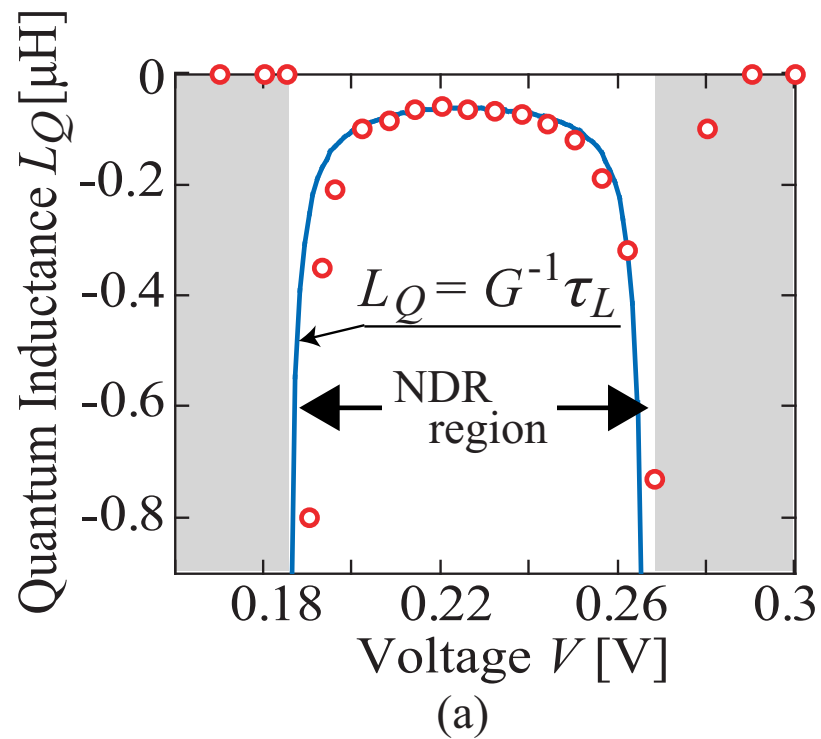


図 5-12 等価回路パラメータのバイアス依存性。(a) インダクタンス L_Q のバイアス依存性。(b) キャパシタンス C_Q のバイアス依存性。

5.6 最適化理論を用いた非線形等価回路要素の同定手法の確立

5.6.1 粒子群最適化理論

粒子群最適化 (Particle Swarm Optimization: PSO) 理論は 1995 年に J. Kennedy 氏らにより提唱されたメタヒューリスティクス最適化理論である [110]。鳥や魚の群れが餌を求めて行動する生物行動原理が基となっている。鳥 (Particle) の群れ (Swarm) は最も良い餌場の場所 (最適解) を探す際、鳥の群れ全体で見つけた最良の餌場の場所 (Global best: $gbest$) と、各鳥が見つけた最良の餌場の場所 (Particle best: $pbest$) を基にして移動する。そうすることで鳥の群れ全体が探索領域全体へ広がっていき、その後最適解へと収束し、探索領域内の大域的最適解を発見する。これを 3 次元空間から、最適化したいパラメータを次元軸とした仮想的な n 次元空間へと拡張したものが粒子群最適化理論である。以下に実際の粒子群最適化理論のアルゴリズムを示す。

step 0) 粒子の初期配置 $x_i^{(0)}$ および初速度 $v_i^{(0)}$ を与える。粒子の初期位置 $x_i^{(0)}$ は探索領域内に一様乱数を用いて M 個配置される。また同様に一様乱数を用いて各粒子の初速度 $v_i^{(0)}$ も与える。そして初期配置された粒子の場所における最適化度を計算する。この最適化度を計算する関数は評価関数 $\eta(x)$ と呼ばれている。PSO では評価関数の制約として探索する領域内での任意の位置 (任意のパラメータセット) において最適化度が計算可能であれば良い。この点が評価関数の連続性などが必須な数学的な最適化手法との違いである。評価関数を用いて得られた最適化度の中での最適解を $gbest$ とし、初期位置を $pbest$ とする。

$$pbest_i = x_i^{(0)} \quad (5-85)$$

$$gbest = \min_i \eta \left(x_i^{(0)} \right) \quad (5-86)$$

ここで $i = 1, 2, \dots, M$ である。

step 1) 粒子の速度および位置の更新。粒子の速度および位置は下式に従って決定される。

$$v_i^{(k+1)} = w \cdot v_i^{(k)} + c_1 \cdot r_1 \cdot \left(pbest_i - x_i^{(k)} \right) + c_2 \cdot r_2 \cdot \left(gbest - x_i^{(k)} \right) \quad (5-87)$$

$$x_i^{(k+1)} = x_i^{(k)} + v_i^{(k+1)} \quad (5-88)$$

ここで w 、 c_1 、 c_2 は重みパラメータであり、 r_1 、 r_2 は区間 $[0,1]$ の一様乱数である。

step 2) $pbest$ 、 $gbest$ の更新。step 1 で更新された粒子の位置での最適化度を評価関数により計算する。そして各粒子の新たな位置での最適化度が $pbest$ での最適化度よりも小

さすれば p_{best} を更新する。

$$p_{best_i} = \begin{cases} x_i^{(k+1)} & \left(\eta \left(x_i^{(k+1)} \right) < p_{best_i} \right) \\ p_{best_i} & \left(\eta \left(x_i^{(k+1)} \right) > p_{best_i} \right) \end{cases} \quad (5-89)$$

$$g_{best_i} = \min_i \eta(p_{best_i}) \quad (5-90)$$

step 3) $k = k + 1$ とし、 $k < KMAX$ の条件を満たしている間 step1~2 を繰り返す。

step 4) $k = KMAX$ となったら探索は終了され、その時の g_{best} がその探索領域内での大域的最適解となる。

しかしこのアルゴリズムからも分かるように、 $KMAX$ や粒子数 M などによって発見した g_{best} が探索領域内の大域的最適解であるとは断定できない。このような問題はメタヒューリスティクス最適化手法全般に言えることであり、PSO ではこの問題を解決するために step0~4 の作業を *Loop* 回試行し、この試行によって得られた *Loop* 個の g_{best} の中でも最も最適な解を大域的最適解としている。

5.6.2 粒子群最適化理論を用いた非線形等価回路要素の同定手法

前節で説明した PSO を非線形等価回路要素の同定手法へと適用する。非線形等価回路要素の同定は 5.5 節と同様に、等価回路と測定データのフィッティングにより行う。ここでフィッティングは、測定データと等価回路で計算される周波数特性との誤差が小さくなるように等価回路要素の値を最適化するという最適化問題として考えられる。つまり PSO で用いる最適化度を計算する評価関数 $\eta(x)$ は誤差関数となる。また前節の等価回路検証時に課題点であった等価回路要素の実効的トンネルレート ν の関係性を考慮するために、フィッティングによって決定するパラメータを等価回路要素ではなく実効的トンネルレート ν とした。これにより測定データから実効的トンネルレート ν を抽出することが可能となり、RTD の高周波特性の決定要因を明らかにすることに役立つ。

図 5-13 に PSO を用いた RTD の実効的トンネルレート抽出手法のフローチャートを示す。まず PSO の試行回数 $Loop$ と更新回数 $KMAX$ 、重みパラメータ w 、各実効的トンネルレート ν_i ($i = 1, 2, 3$) の上限 R_{max} と下限 R_{min} 、解空間内に配置する探索点数 M を決める。ここで実効的トンネルレートの探索範囲 $[R_{min}, R_{max}] = [10^5, 10^{26}]$ とした。次に実効的トンネルレートを抽出したいバイアス電圧を決め、その電圧での小信号測定データを取得する。そして初期位置および初期速度を区間 $[R_{min}, R_{max}]$ の中に一様乱数を用いて与える。しかし実効的トンネルレート探索範囲は $[10^5, 10^{26}]$ と非常に広いため、一様乱数を用いて探索点を配置することが困難である。そこで、探索点の配置を規格化した探索範囲 $[r_{min}, r_{max}]$ 内で行い、評価関数によって最適値を求める際に元の探索範囲 $[R_{min}, R_{max}]$ へと変換することとした。ここで規格化範囲 $[r_{min}, r_{max}]$ 内の任意の位置

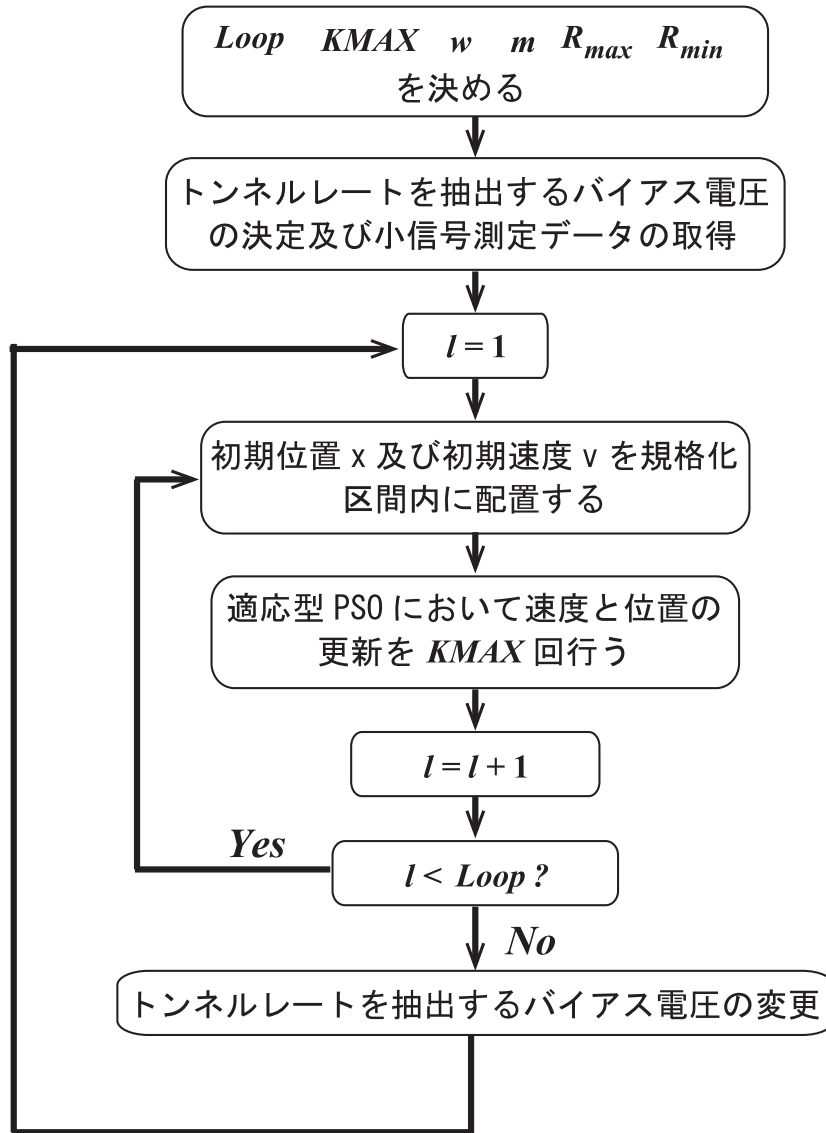


図 5-13 PSO を用いた RTD の実効的トンネルレート抽出手法フローチャート

を x_i 、元の探索範囲 $[R_{min}, R_{max}]$ 内の任意の位置を X_i とすると、

$$X_i = 10^{\alpha_i} \quad (5-91)$$

$$\alpha_i = \frac{x_i - r_{min}}{r_{max} - r_{min}} \cdot (\log_{10} R_{max} - \log_{10} R_{min}) + \log_{10} R_{min} \quad (5-92)$$

という変換式が得られる。次に PSO を用いて $KMAX$ 回、探索点の速度と位置を更新する。そしてこれらの作業を $Loop$ 回試行し、その中で最も最良なものを大域的最適解とし、この最適解がバイアス電圧 V_{bias} における実効的トンネルレート $\nu_i(V)$ となる。以上の作業をバイアス電圧を変更して行うことで、実効的トンネルレート ν_i のバイアス電圧依存性を得ることができる。

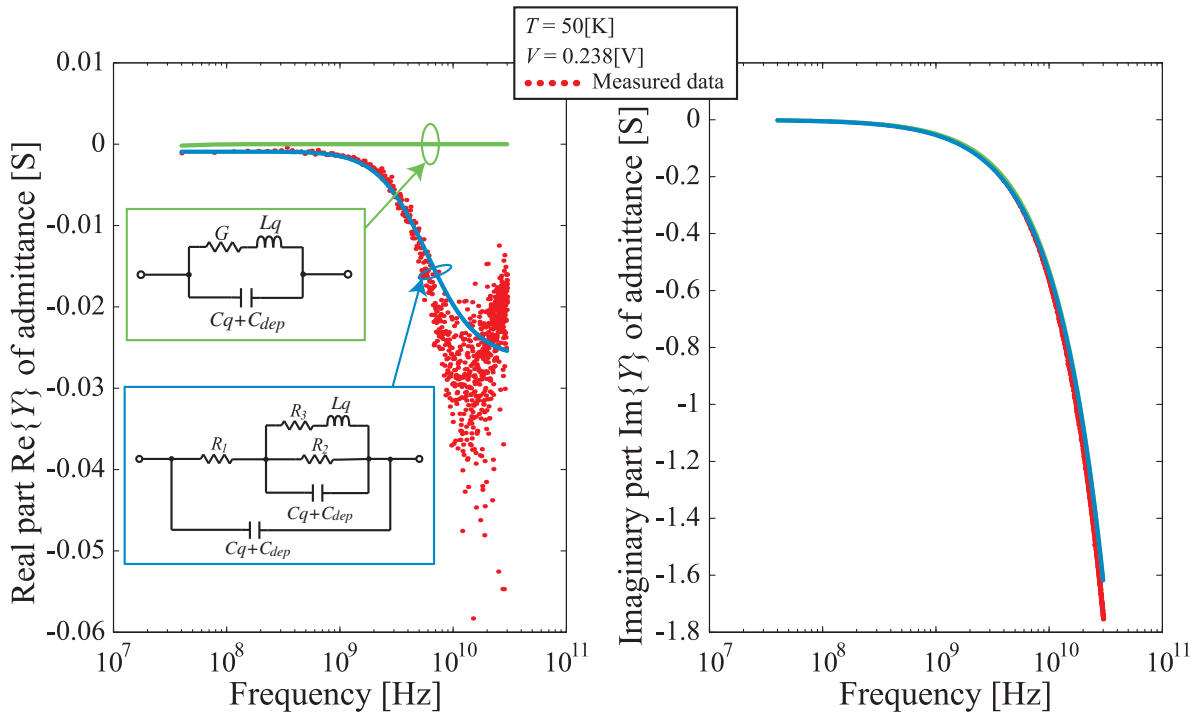


図 5-14 PSO を用いた実効的トンネルレート抽出手法による小信号測定結果と TBRTD 等価回路のフィッティング結果

図 5-14 に評価関数 $\eta(x)$ を、

$$\eta(x) = \sum_{\omega} \left(\left| \frac{\text{Re}(Y_{theory}(x, \omega) - Y_{measured})}{\text{Re}(Y_{measured})} \right| + \left| \frac{\text{Im}(Y_{theory}(x, \omega) - Y_{measured})}{\text{Im}(Y_{measured})} \right| \right) \quad (5-93)$$

とした時のバイアス電圧 $V_{bias} = 0.238 \text{ V}$ でのフィッティング結果を示す。(a)、(b) 共に横軸は周波数であり、縦軸はそれぞれアドミタンス関数の実部と虚部である。フィッティング条件は、試行回数 $Loop = 150$ 、更新回数 $KMAX = 150$ 、探索点数 $M = 200$ 、規格化範囲 $[r_{min}, r_{max}] = [-5, 5]$ 、重みパラメータ $w = 0.729$ とした。また Y_{theory} として低周波近似した等価回路 (図 5-7) としていない等価回路 (図 5-6) を用いた時の理論曲線を示してある。結果として、実効的トンネルレートによって等価回路要素を関係付けると、今回測定した InGaAs/InAlAs TBRTD は低周波近似した等価回路では、測定したアドミタンスの虚部を表現できないことが分かった。一方、電子密度レート方程式から導出された等価回路では実部、虚部共に測定結果を精度よく表現できることが明らかとなった。

そこで等価回路に図 5-6 で示したものをを用いた時の測定データから抽出された実効的トンネルレートを示す。図 5-15 に実効的トンネルレートの抽出精度を示す。横軸を式 (5-93) で計算される最適化度、縦軸を各試行回数によって抽出された実効的トンネルレ-

トとした。上でも述べたが、PSOなどのメタヒューリスティクス最適化理論は何度か試行した結果の中で最も最適化度の良いものを大域的最適解とする。しかし測定データから実効的トンネルレートなどのパラメータを抽出する際、最適化度が同じにも係わらず抽出パラメータがバラついてしまつては、抽出パラメータを決定することができない。このバラつき具合を図5-15によって確認することができる。結果として、 $V_{bias} = 0.238 \text{ V}$ での実効的トンネルレートはほとんどバラつきなく抽出できた。図5-15にバイアス電圧を変化させた時の実効的トンネルレート ν_i を示す。この図のエラーバーは抽出された実効的トンネルレートのバラつきを表わしている。またエラーバー間の点線は実効的トンネルレート ν_i を識別しやすくするために単に引いた線であり、実効的トンネルレートのバイアス依存性がこの点線のようになるわけではない。結果として、NDR領域内の実効的トンネルレート ν_i のバイアス依存性を評価することができた。ここでRTDの等価回路内のインダクタンス L_Q およびキャパシタンス C_Q とこれらを特徴付けている時間 τ_L 、 τ_C のバイアス依存性を、抽出した実効的トンネルレート ν を用いて求めた結果を図5-16に示す。TBRTD等価回路の導出過程でも示したが、TBRTD等価回路内のインダクタンス L_Q およびキャパシタンス C_Q は、

$$L_Q = \tau_L G^{-1} \quad (5-94)$$

$$C_Q = \tau_C G \quad (5-95)$$

と表わされ、量子インダクタンスや量子キャパシタンスと呼ばれている。既報告のRTDの等価回路でも上式のような微分コンダクタンス G と時間の単位を持ったパラメータ τ_L 、 τ_C によって量子インダクタンスや量子キャパシタンスが表現されることが示されている。微分コンダクタンス $G(V)$ は電圧に依存するため、量子インダクタンス L_Q および量子キャパシタンス C_Q も電圧依存性を持っているが、これらを特徴付けている時間 τ_L 、 τ_C に電圧依存性があるのかについては分かっていなかった。本研究の結果から、この量子インダクタンス L_Q および量子キャパシタンス C_Q のバイアス依存性は微分コンダクタンス $G(V)$ だけでは決まらず、 τ_L 、 τ_C にもバイアス依存性があることが明らかとなった。また図5-16では L_Q 、 C_Q の絶対値を示しているが、符号としては負となり、5.5節での結果や既報告と同様の結果となった。

5.7 結論

本章では、RTDの非線形性の周波数応答を解析するために、RTDの非平衡電子輸送を考慮したアドミッタンス関数、等価回路の導出およびこの等価回路要素の同定手法の確立を行った。RTDの電子輸送はトンネル時間によって決定されると仮定した電子密度レート方程式からアドミッタンス関数を導出し、連分数展開を用いて等価回路翻訳した。これ

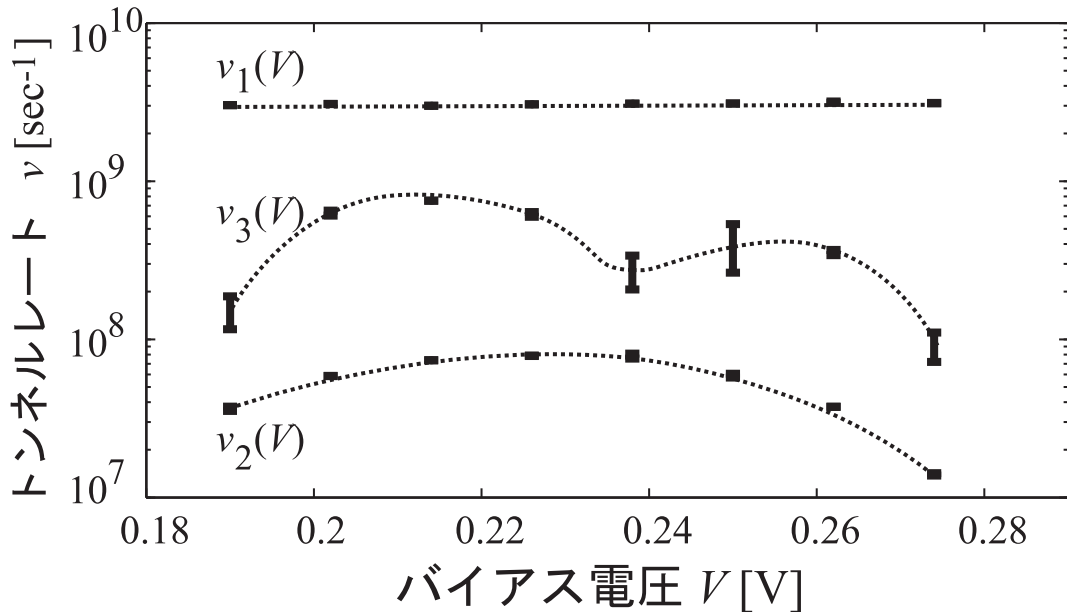


図 5-15 抽出した実効的トンネルレート ν_i の抽出精度。(a) ν_1 、(b) ν_2 、(c) ν_3 。

により RTD の等価回路の回路要素をトンネル時間の逆数である実効的トンネルレートによって表現できた。そして測定データからの実効的トンネルレート抽出のために粒子群最適化手法を導入した抽出手法を提案し、提案手法および導出した RTD 等価回路を用いて測定データとフィッティングを行った。結果として導出した RTD 等価回路は測定データを精度よく表現でき、提案手法によって精度良く実効的トンネルレートを抽出でき、さらには実効的トンネルレートのバイアス依存性をも明らかにした。また抽出した実効的トンネルレートによって求めた量子インダクタンス L_Q および量子キャパシタンス C_Q のバイアス依存性を求めることで、RTD の L_Q および C_Q を特徴付けている時間 τ_L, τ_C にもバイアス依存性があることが明らかとなった。

ただしここで得られた実効的トンネルレートの値に関する議論を行うことは早計と言える。なぜなら本論文の範囲では本来求めたい「真の」トンネルレート (=1/トンネル時間) は得ることができないからだ。というのも、本モデルでは τ_{11} などの領域内緩和時間や、 $a_1^\dagger a_2$ などの隣接領域間遷移の時間変化をテラヘルツよりも高速であると仮定して考慮にいていない。また M_{12}/\hbar などの「真の」トンネルレートは、実効的トンネルレート ν の中に τ_{12} などの領域間の緩和時間と共に入っている。そのため、本論文で抽出した実効的トンネルレートは様々な物理現象が混在した、見かけのトンネルレートである。

そのため本研究の課題として、実際のトンネルレートを求めるために、式 (5-36)、(5-27)、(5-28)、(5-37) および式 (5-30) ~ (5-35) を用いてアドミタンス関数を求める必要がある。ただし、このアドミタンス関数を求めるプロセスや測定データからパラメータを抽出する本研究手法はそのまま用いることができる。現在本研究グループではこの点

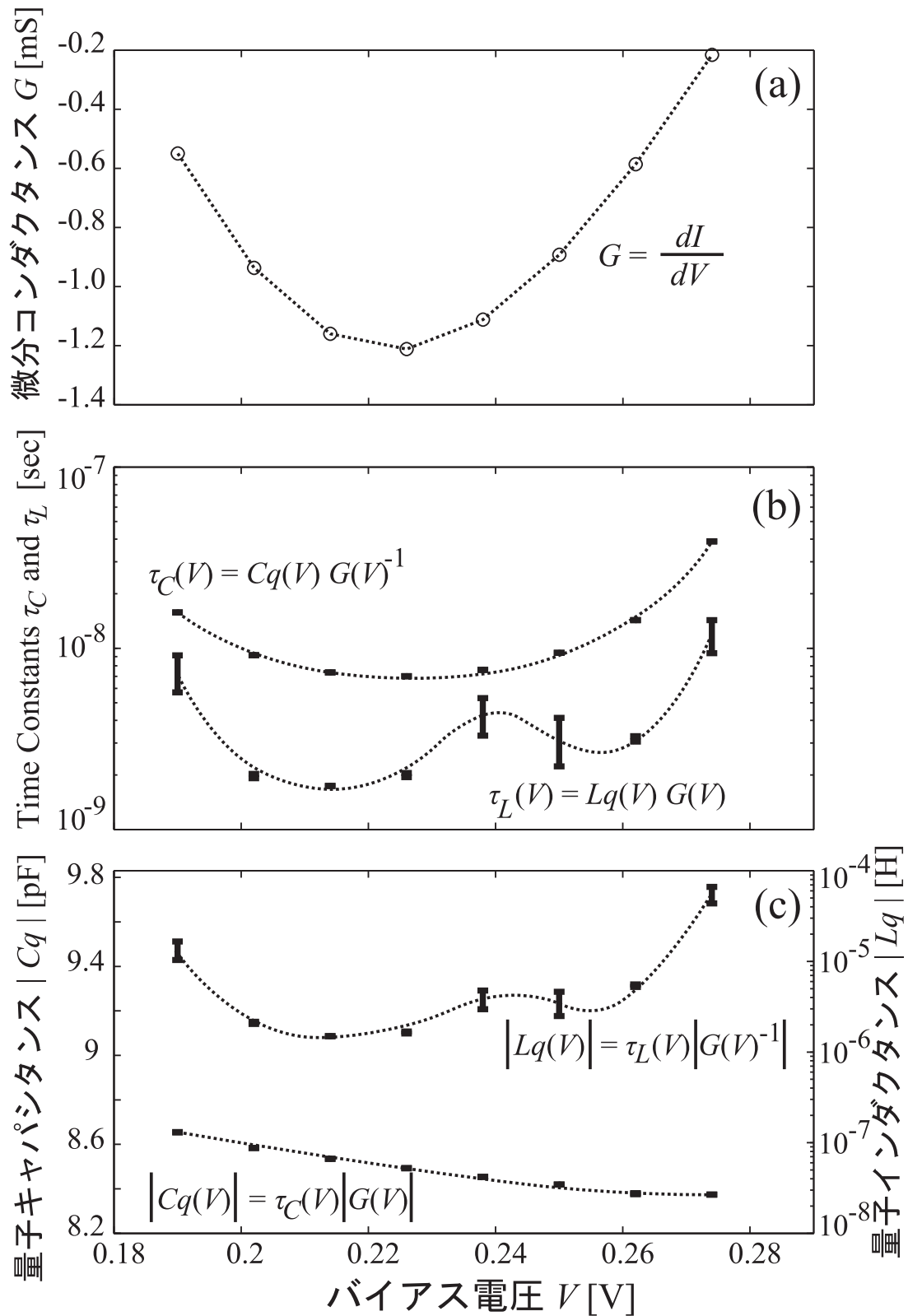


図 5-16 抽出された実効的トンネルレートより求めた等価回路内のインダクタンス L_Q およびキャパシタンス C_Q と、これらを特徴付けている時間 τ_L, τ_C のバイアス電圧依存性。(a) 微分コンダクタンス $G(V)$ 、(b) インダクタンス $|L_Q|$ およびキャパシタンス $|C_Q|$ 、(c) L_Q, C_Q を特徴付けている時間 τ_L, τ_C 。

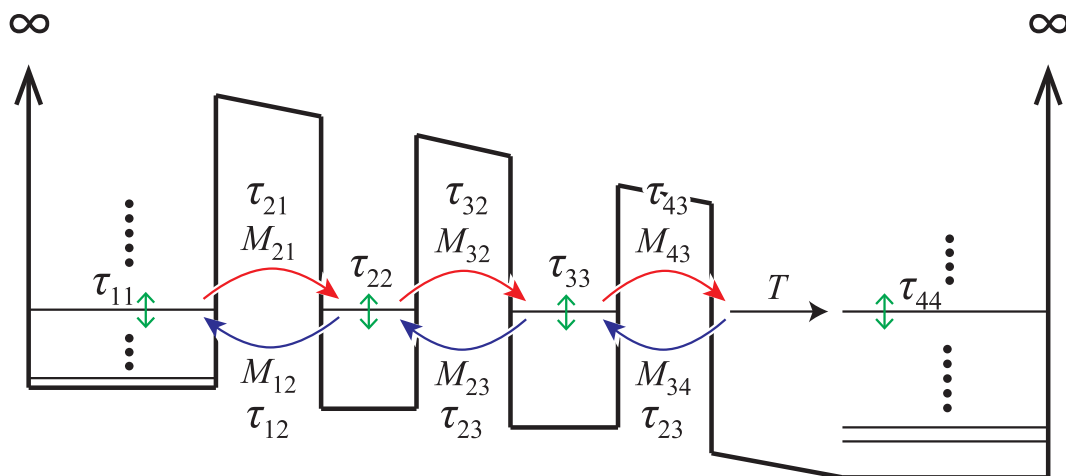


図 5-17 走行時間を考慮に入れた TBRTD の非平衡量子輸送モデル

に関して研究が進められている。現状では図 5-17 のように領域内の緩和時間、領域間の緩和時間、トンネルレート、走行時間を考慮に入れたモデルへと拡張し、レート方程式およびアドミタンス関数の導出、等価回路翻訳が行われた。またトンネルレートの理論解析に関しては、Bardeen モデルを拡張することで導出するに至っている [112]。さらに抽出手法についても拡張を行い、フィッティング精度の評価手法として IEEE で標準化されている FSV (Feature Selective Validation) [111] を導入した。現在の研究課題は、TBRTD の非平衡量子輸送パラメータが多数あることに起因して、パラメータの抽出精度が悪い点である。この点に関しては現在 PSO を拡張する方策を検討している。

図 5-18 に、本章で確立された RTD の非線形等価回路要素の同定手法と、本研究グループで確立された RTD 内の電子の緩和時間および空房層走行時間を考慮した非線形詳細モデル構築を組み合わせた解析シナリオを示す。RTD の非線形性の周波数特性を表現するために、RTD の小信号等価回路を同定するアプローチをとる。そのためにバイアス電圧を印加された状態の RTD のバンド図からハミルトニアンをモデル化し、各ポテンシャル障壁でのトンネル時間および緩和時間という電子輸送時間を場の量子化および量子力学的統計平均により定義する。そして各領域の遷移について電子波の生成・消滅演算子で記述されるレート方程式群を導出し、その応答解析によりアドミタンス関数を求める。本研究グループでは、本研究で述べた TBRTD 以外にも、DBRTD やトンネル電流が動作原理であるトンネルダイオードやバックワードダイオードについてもレート方程式および非線形等価回路の導出を行い、理論的に動作特性解析の報告を行っている [113, 114]。また将来的にバイアス電圧に依存した遷移行列や緩和時間などの電子輸送時間が理論的に求められれば、本シナリオを用いて RTD の周波数特性および等価回路が基板設計段階から得ることが可能となる。そして得られた等価回路を用いて、RTD とアンテナを集積したテラヘルツ波源の解析が可能となる。特に第 4 章で説明した自己補対ボウタイアンテナ集積

RTD を用いた周波数コム生成器の放射波形や放射スペクトルの広帯域性は RTD の非線形性に大きく影響する。そしてこの影響は、テラヘルツ帯無線通信システムの仕様策定に必要な不可欠なノイズ耐性や変調可能ビットレートなどへ波及するため、本シナリオにより得られたアドミッタンス関数や等価回路はテラヘルツ帯無線通信システムの仕様策定に必要な不可欠である。

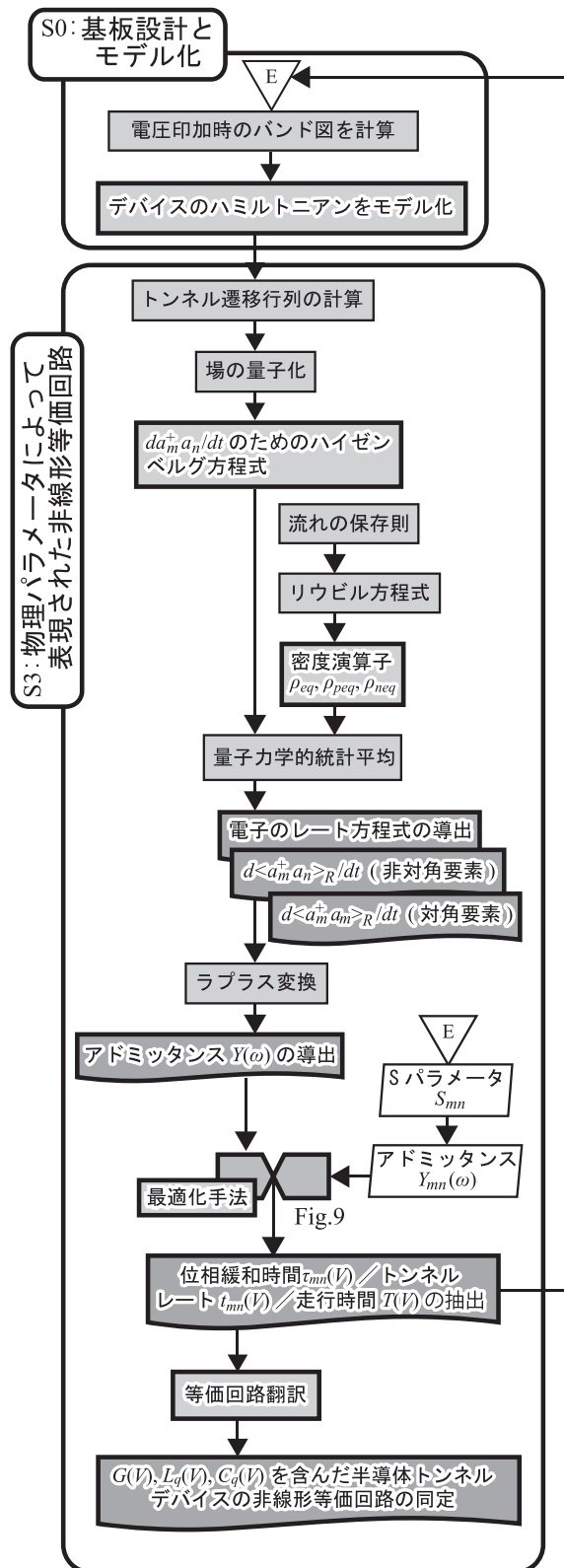


図 5-18 RTD の非線形等価回路要素同定のための解析シナリオ

第6章

結論

本章では、本研究で得られた成果と今後の展望と残された課題を述べる。特に本研究の成果としては、本論文の各章で述べた個別シナリオを統合した全体シナリオを述べる。また今後の展望として、この全体シナリオを用いたテラヘルツ帯無線通信システムの仕様策定のためのシステム解析シナリオを示す。そして最後に本研究の残された課題を述べる。

6.1 本研究成果

本研究では、RTD をテラヘルツ波源として用いた無線通信実現のための予測性能を理論解析可能な解析手法および解析シナリオを確立した。

第2章では RTD 単体および自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD に関して等価回路を用いて時間領域大信号解析可能なモデル構築を行った。そして第3章において、RTD 単体および集積デバイスの解析事例を示した。結果として、RTD 単体の解析では測定系を忠実に再現した等価回路を用いることで、実測結果を精度よく表現可能であることが明らかとなった。また自己補対ボウタイアンテナの物理ベースの等価回路モデルと RTD 等価回路を組み合わせた集積デバイスモデルにより、RTD の発振条件や放射波形やスペクトル・パワーなどを包括的に解析することが可能であることを示した。そして第3章の結論として、RTD 単体および自己補対アンテナ集積 RTD 発振器を最適設計するための解析シナリオを示した。

第4章では、自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD 発振器の広帯域・高出力波源へ向けた理論解析を行った。結果として自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD 発振器は、RTD の動作モードが自励振動モードである時に放射スペクトルが楕状となる周波数コム特性を示すことを明らかにした。また、周波数コム生成器の高出力化手法として、放射電磁波の空間電力合成に着目し、注入同期手法を用いたアレイ化周波数コム生成器の解析を行った。その結果として、各周波数コム生成器間の結合素子として抵抗を採用したところ、解

析した全ての周波数範囲内において注入同期可能であることを示唆した。そしてこの章の結論として、自己補対アンテナ集積 RTD の周波数コム生成器の解析シナリオを示した。

第5章では、RTD の非線形性のテラヘルツ高周波特性を明らかにするためのモデル構築とその理論解析手法に関して示した。RTD の非線形性のテラヘルツ高周波特性把握のために、RTD 内の電子の非平衡電子輸送を陽に考慮したモデルを構築した。さらにこのモデルから、非平衡電子輸送を特徴付けている各ポテンシャル障壁での実効的トンネルレートにより表現される RTD の小信号等価回路を導出した。また導出した等価回路と実測データを粒子群最適化手法を用いてフィッティングすることで、実効的トンネルレートを実測データから抽出する手法を確立した。そしてこの手法を用いて実効的トンネルレートのバイアス依存性を明らかにした。この章の結論では、RTD の非線形性のテラヘルツ高周波特性を明らかにするための解析シナリオを示した。

図 6-1 には本論文の各章で得られた個別解析シナリオを統合した全体シナリオを示している。本シナリオにより、RTD の詳細な非線形性やテラヘルツ高周波特性、集積アンテナの周波数特性などを一括考慮した自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD テラヘルツ波源の性能を予測・評価可能となる。またこれら考慮に入れている特性は全て物理ベースで与えられており、ただ性能を予測するだけでなく、実際に作製したデバイスを本シナリオで確立している解析手法を用いて評価することで、RTD やアンテナの設計へとフィードバックできるようになる。これにより自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD テラヘルツ波源の最適設計が可能となる。そのため、本研究で確立した解析シナリオは今後テラヘルツ帯無線通信システムの仕様策定に大きく貢献すると考えている。

6.2 今後の展望と課題

今後の課題として2つのことが挙げられる。

1. 第2章の時間領域大信号解析モデルと第5章の非線形詳細モデルを組み合わせた理論解析

この解析を行うためには、非線形詳細モデルにより得られた小信号等価回路を大信号解析でも適用可能にする必要があり、この点に関して未着手となっている。今後両モデルを組み合わせた時間領域大信号解析が可能となれば、RTD 単体や集積デバイスのテラヘルツ帯におけるより詳細な予測性能を評価することが可能となる。また3.2.4節で述べたような RTD のキャパシタンス C_{eff} の評価および物理解釈が可能とし、発振器の極限発振周波数の見積りや最適化を行うことが可能となる。

2. ノイズ・外部擾乱耐性の理論解析

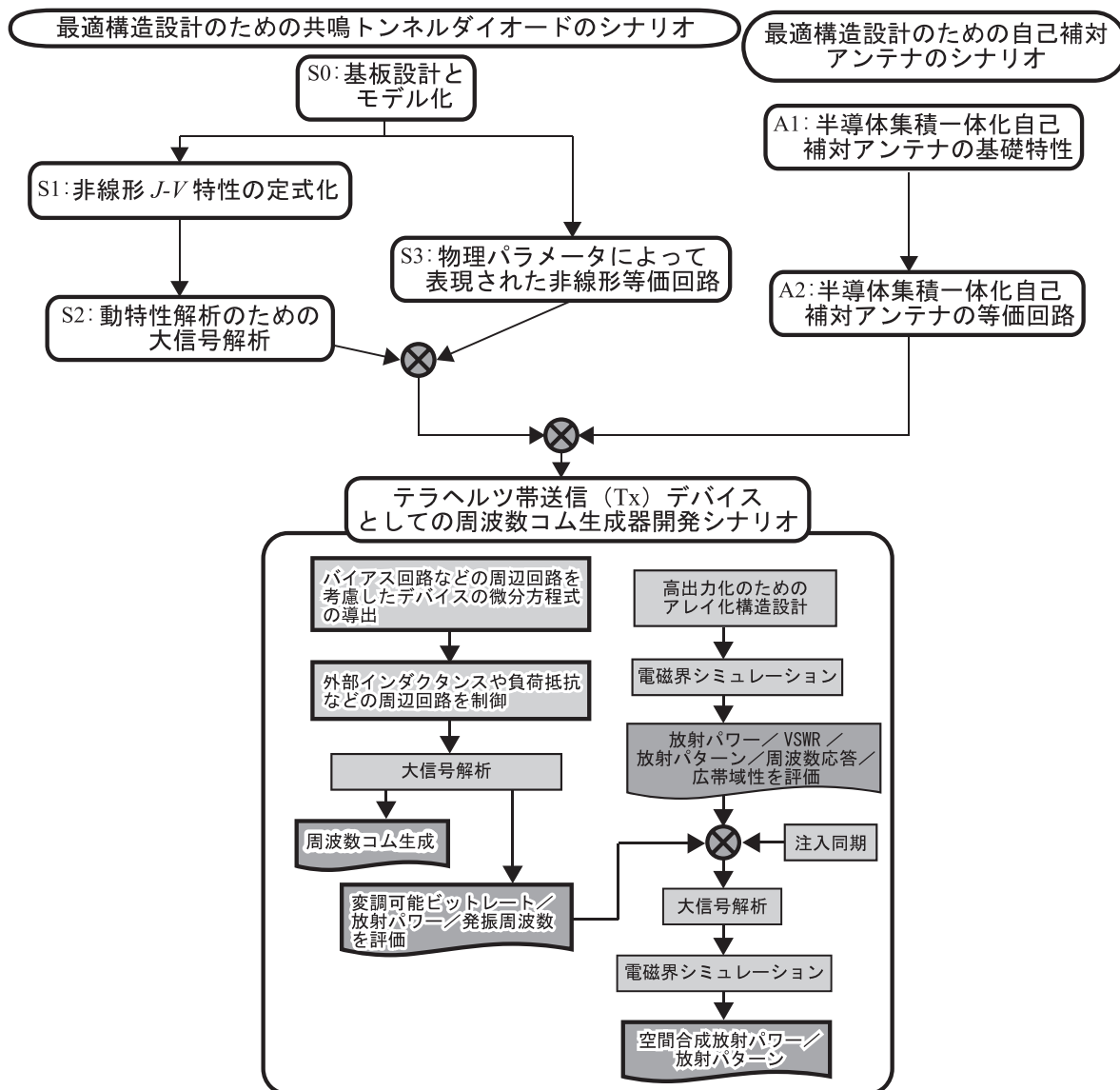


図 6-1 各章で確立した個別シナリオを統合した全体シナリオ

ノイズや外部擾乱は無線通信システムを評価する上で欠かすことのできない指標である。特に本研究で用いている RTD は非線形素子であるため、ノイズや外部擾乱の影響を増大してしまう可能性を有している。また RTD 自身がどういったノイズを生じるのか現在明らかになっていないという問題もある。ただし、ノイズ・外部擾乱耐性の解析は、この RTD のノイズ生成メカニズムが明らかになれば、本研究モデルを多少改良することで対処可能であると考えている。ノイズ耐性解析は抵抗に熱雑音を加え、RTD にも明らかになったノイズを加え、時間領域大信号解析を行うことで評価可能である。また外部擾乱耐性に関しては、放射回路部分に外部からの信号入力を模擬した電圧源や電流源を付加し、解析を行うことで評価可能で

ある。

3. ASK 変調の評価

本論文では ASK 変調の可否判断に独自の基準を設けて、変調の極限性能を理論解析した。この可否判断を今後は一般的な判断基準、例えば変調周波数に対するカットオフ周波数、を用いて極限性能の評価も行う必要がある。ただし変調周波数に対するカットオフ周波数だけでは波形歪みなどを評価することが困難と予想できるので、カットオフ周波数といった周波数領域での評価手法と波形歪みといった時間領域での評価手法を組み合わせることが重要であると考えられる。

4. アレイ化のデバイス構造と本解析の適用限界

本論文ではアレイ化周波数コム生成器の構成のプロトタイプとして2つの周波数コムを抵抗によって結合した構造を考案した。しかしこの構造の場合3つ以上のアレイ化が必要な際の周波数コム生成器の配置や構造が困難な可能性がある。そのため、仮に2つ結合した周波数コム生成器ではパワーが不十分と判断した場合には、配置・構造の再構成が必要となることが予想される。また再構成の際に考慮に入れるべき事項として、発振周波数と RTD 間の距離関係がある。本論文で構成したアレイ化周波数コム生成器は RTD 間の距離がおよそ $100\mu\text{m}$ である。また理論解析時に発振周波数をおよそ 200GHz としていた。ここで波長 λ と周波数 f の関係は、

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad (6-1)$$

であり、 c は光速である。そして物質中では光速は物質の比誘電率、比透磁率に応じて遅くなる。つまり物質中では波長 λ が小さくなる。本論文で想定している結合素子の材料は InGaAs であるため、光速はおよそ $1/3$ となるため、波長はおよそ $500\mu\text{m}$ 弱である。このように、波長と RTD 間の距離が近くなってくると、本論文で用いている集中定数による等価回路モデルが成り立たず、分布定数として扱う必要が生じる。これを回避するためにはアレイ化の構造設計の段階で、電磁界シミュレータを用いて一方のアンテナの給電点へ所望の周波数の信号を入力し、もう一方のアンテナの給電点からの出力信号が、入力信号とどのような関係にあるのかを確かめる必要がある。もし入力信号と出力信号が同相であれば集中定数的に扱って問題ないし、そのようにアレイ化構造を設計すればよい。

5. 開発シナリオのフィードバック

本論文で得られた開発シナリオによって RTD やアンテナの最適設計だけでなく、

それらを集積した発振器の最適設計が可能となる道筋が構築された。しかし、発振器などの性能を評価した後のフィードバックに関して不十分なところがあった。この点は極限性能評価や最適設計へ向けて重要な課題点である。

本研究グループでは、本研究の自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD テラヘルツ波源の予測性能解析シナリオだけでなく、同じく自己補対ボウタイアンテナ集積 RTD を用いたテラヘルツ帯ゼロバイアス・レクテナの解析シナリオも確立している [115, 116]。さらに、テラヘルツ帯無線通信システムの性能を予測する上で欠かせない空間での減衰や放射波形歪みを解析するために、等価定理を用いた近傍遠方電磁界手法 (NTFF 法) の確立も本研究グループで行っている [117]。この手法では近傍電磁界から任意の距離での電磁界分布を解析的に知ることができる。そのため、本研究で確立した RTD を用いたテラヘルツ波源の予測性能解析シナリオと、近傍電磁界を求めるための電磁界シミュレータ、NTFF 法、そしてゼロバイアス・レクテナの解析シナリオを組み合わせることで、テラヘルツ帯無線通信システム全体の最適化が可能となる。図 6-2 に本研究グループで確立されている解析シナリオを組み合わせたシステムの予測性能解析シナリオを示す。

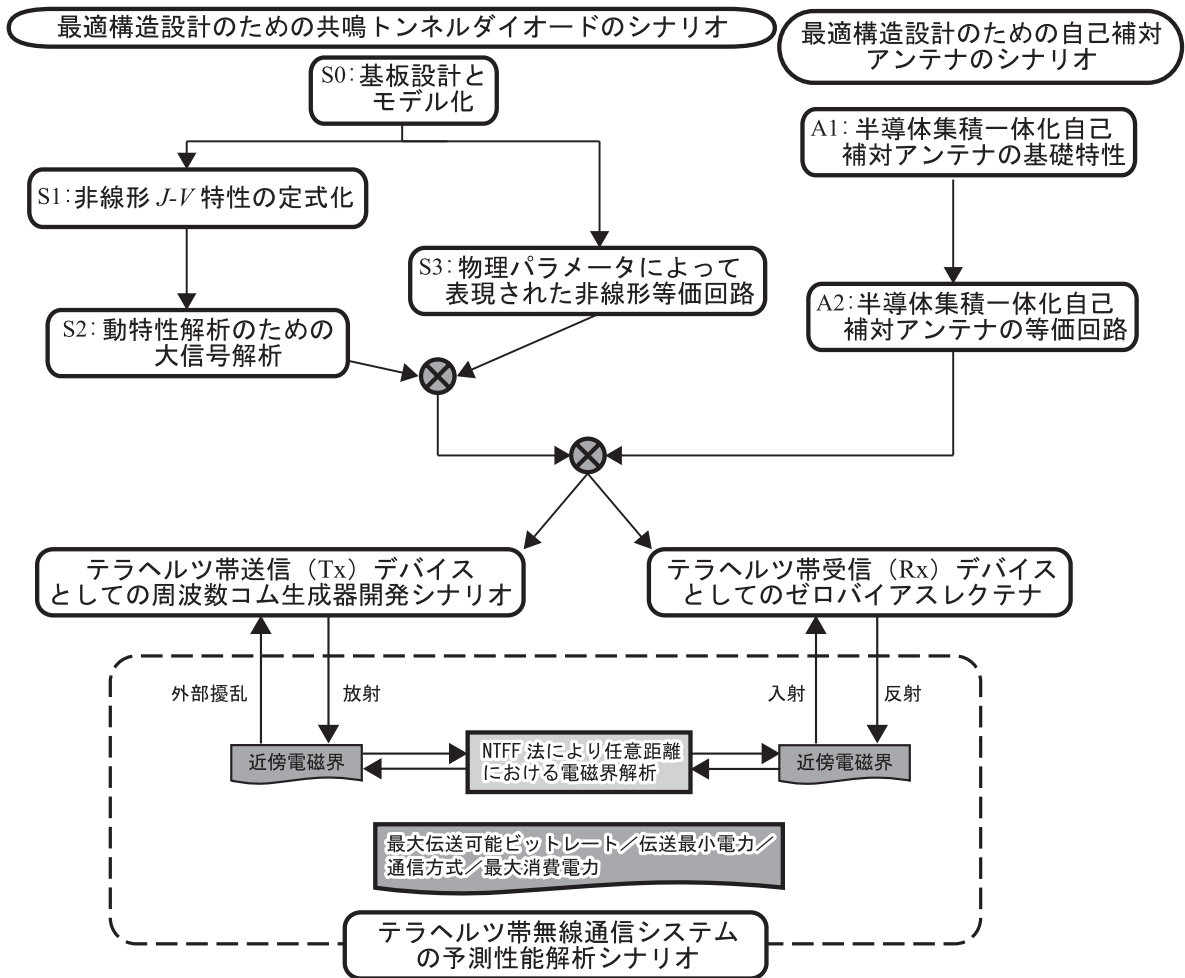


図 6-2 テラヘルツ帯無線通信システムの解析シナリオ

参考文献

- [1] 周波数帯ごとの主な用途と電波の特徴, <http://www.tele.soumu.go.jp/j/adm/freq/search/myuse/summary/index.htm>, 経産省ホームページ.
- [2] 我が国の電波の使用状況, <http://www.tele.soumu.go.jp/resource/search/myuse/usecondition/wagakuni.pdf>, 経産省ホームページ.
- [3] D. Gesbert, M. Sha, D.S. Shiu, P. Smith, and A. Naguib, "From theory to practice: an overview of MIMO space-time coded wireless system", *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, Vol.21, No.2, pp.281–302, Apr. 2003.
- [4] J. Mitola, G.W. Maguire Jr., "Cognitive radio: making software radios more personal", *IEEE Personal Communications*, Vol.6, No.4, pp.13–18, Aug. 1999.
- [5] SGthz ホームページ, <http://www.ieee802.org/15/pub/SG100G.html>.
- [6] H. Yoshida, Y. Ogawa, Y. Kawai, S. Hayashi, A. Hayashi, C. Otani, E. Kato, F. Miyamaru, and K. Kawase, "Terahertz sensing method for protein detection using a thin metallic mesh", *Applied Physics Letters*, vol.91, no.25, pp.253901-1–253901-3, Dec. 2007.
- [7] 味戸克裕, 上野祐子, ソン ホ ジン, "テラヘルツ科学イメージングによる医薬分子の可視化", *NTT 技術ジャーナル*, 2011 年 12 月.
- [8] S. Nakajima, H. Hoshina, M. Yamashita, C. Otani, and N. Mitoshi, "Terahertz imaging diagnostics of cancer tissues with a chemometrics technique", *Applied Physics Letters*, vol.90, no.4, pp.041102-1–041102-3, Jan. 2007.
- [9] K. Fukunaga, and I. Hosako, "Innovative non-invasive analysis techniques for cultural heritage using terahertz technology", *Comptes Rendus Physique*, vol.11, no.7–8, pp.519–526, Aug.–Oct. 2010.
- [10] K. Kawase, Y. Ogawa, and T. Watanabe, "Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints", *Optics Express*, vol.11, no.20, pp.2549–2554, Oct. 2003.
- [11] S. Ariyoshi, C. Otani, A. Dobroiu, H. Sato, K. Kawase, H.M. Shimizu, T. Taino,

- and H. Matzuo, "Terahertz imaging with a direct based on superconducting tunneling junctions", *Applied Physics Letters*, vol.88, no.20, pp.203503-1–203503-3, May 2006.
- [12] M. Yamashita, K. Kawase, C. Otani, T. Kiwa, and M. Tonouchi, "Imaging of large-scale integrated circuit using laser terahertz emission microscopy", *Optics Express*, vol.13, no.1, pp.115–120, Jan. 2005.
- [13] M. Yamashita, C. Otani, K. Kawase, K. Nikawa, and M. Tonouchi, "Noncontact inspection technique for electrical failures in semiconductor devices using a laser terahertz emission microscope", *Applied Physics Letters*, vol.93, no.4, pp.041117-1–041117-3, July 2008.
- [14] T. Seta, H. Hoshina, Y. Kasai, I. Hosako, C. Otani, S. Lobow, J. Urban, M. Ekstrom, P. Eriksson, and D. Murtagh, "Pressure broadening coefficients of the water vapor lines at 556.936 and 752.033 GHz", *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol.109, no.1, pp.144–150, Jan. 2008.
- [15] R. Piesiewicz, T. Kleine-Ostmann, D. Mittleman, M. Koch, J. Schoebel, N. Krumbholz, and T. Kumer, "Short-Range Ultra-Broadband Terahertz Communications: Concepts and Perspectives", *IEEE Antenna and Propagation Magazine*, vol.49, no.6, pp.24–39, Dec. 2007.
- [16] J. Ward, E. Schlecht, G. Chattopadhyay, A. Maestrini, J. Fill, F. Maiwald, H. Javadi, and I. Mehdi, "Capability of THz Sources Based on Schottky Diode Frequency Multiplier Chains", *IEEE MIT-S Digest*, vol.3, pp.1587–1590, June 2004.
- [17] H. Zirath, J. Grahn, N. Rorsman, A. Mellberg, J. Stake, I. Angelov, and P. Starski, "InP HEMTs and HBVs for Low Noise and Ultra-High Speed: Device and Circuit Research at Chalmers University of Technology", *Proc. Intl. GAAS Symp.*, pp.469–472, 2003.
- [18] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, and A.Y. Cho, "Quantum Cascade Laser", *Science*, Vol.264, pp.553-556, 1994.
- [19] C. Walther, M. Fischer, G. Scalari, R. Terazzi, N. Hoyler, and J. Faist, "Quantum cascade lasers operating from 1.2 to 1.6 THz", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.91, pp.131122, Sep. 2007.
- [20] S. Fatholouloumi, E. Dupont, C.W.I. Chan, Z.R. Wasilewski, S.R. Laframboise, D. Ban, A. Matyas, C. Jirauschek, Q. Hu, and H.C. Liu, "Terahertz quantum cascade lasers operating up to 200 K with optimized oscillator strength and improved injection tunneling", *OPTICS EXPRESS*, Vol.20, No.4, p.3866, 2012.

-
- [21] D.H. Auston, K.P. Chung, and P.R. Smith, "Picosecond photoconducting Hertzian dipoles", *Applied Physics Letters*, vol.45, no.3, pp.284–286, Aug. 1984.
- [22] M. Exter, and D. Grischkowsky, "Carrier dynamics of electrons and holes in moderately doped silicon", *Physical Review B*, vol.41, no.17, pp.12140–12149, June 1990.
- [23] M. Hangyo, T. Nagashima, and S. Nashima, "Spectroscopy by pulsed terahertz radiation", *Measurement Science and Technology*, vol.13, no.11, pp.1727–1738, Oct. 2002.
- [24] M. Feng, and W. Snodgrass, "InP Pseudomorphic Heterojunction Bipolar Transistor (PHBT) with f_t 700GHz", 2007 International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, WeA3-1, Matsue, Japan, May 2007.
- [25] M. Urteaga, R. Pierson, P. Rowell, V. Jain, E. Lobisser, and M.J.W. Rodwell, "130nm InP DHBTs with f_t 0.52THz and f_{max} 1.1THz", *Device Research Conference*, pp.281–282, Santa Barbara, CA, 2011.
- [26] A. Leuther, S. Koch, A. Tessmann, I. Kallfass, T. Merkle, H. Assler, R. Loesch, M. Schlechtweg, S. Saito, and O. Ambacher, "20 nm meramorphic HEMT with 660 GHz f_t ", 2011 International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Tu-4.2.2, Berlin, Germany, 2011.
- [27] X.B. Mei, V. Radisic, W. Deal, W. Yoshida, J. Lee, L. Dang, P.H. Liu, W. Liu, M. Lange, J. Zhou, J. Uyeda, K. Leong, and R. Lai, "Sub-50nm InGaAs/InAlAs/InP HEMT for sub-millimeter wave power amplifier applications", 2010 International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, ThB2-2, Kanagawa, Japan, 2010.
- [28] T. Ishibashi, T. Furuta, H. Fushimi, S. Kodama, H. Ito, T. Nagatsuma, N. Shimizu, and Y. Miyamoto, "InP/InGaAs Uni-Traveling-Carrier Photodiodes", *IEICE Trans. Electron.*, Vol.E83-C, No.6, pp.938–949, June 2000.
- [29] H. Ito, F. Nakajima, T. Furuta, and T. Ishibashi, "Continuous THz-wave generation using antenna-integrated unitravelling-carrier photodiodes", *Semiconductor Science and Technology*. Vol.20, No.7, pp.S191–S198, July 2005.
- [30] S. Koenig, D. Lopez-Diaz, J. Antes, F. Boes, R. Henneberger, A. Leuther, A. Tessmann, R. Schmogrow, D. Hillerkuss, R. Palmer, T. Zwick, C. Koos, W. Freude, O. Ambacher, J. Leuthold, and I. Kallfass, "Wireless sub-THz communication system with high data rate", *Nature Photonics*, Oct. 2013 (Advanced online publication).
- [31] S. Ho-Jin, K. Jae-Young, K. Ajito, M. Yaita, and N. Kukutsu, "Fully Integrated

- ASK Receiver MMIC for Terahertz Communications at 300 GHz”, IEEE Transaction on Terahertz Science and Technology, vol.3, no.4, pp.445–452, July 2013.
- [32] T. Kurner, ”On the Scope of IEEE 802.15 SG 100G”, IEEE 802.15-13-0635-01-0thz_Scope_SG100G, Nov. 2013.
- [33] I-O DATA WN-G300UA, <http://www.iodata.jp/product/network/adp/wn-g300ua/>.
- [34] I-O DATA WN-G300U, <http://www.iodata.jp/product/network/adp/wn-g300u/>.
- [35] I-O DATA WN-AC867U, <http://www.iodata.jp/product/network/adp/wn-ac867u/>.
- [36] I-O DATA WN-AC433UK, <http://www.iodata.jp/product/network/adp/wn-ac433u/>.
- [37] PLANEX GW-450D, <http://www.planex.co.jp/products/gw-450d/>.
- [38] PLANEX GW-900D, <http://www.planex.co.jp/products/gw-900d/>.
- [39] NEC AtermWG1800HP, <http://121ware.com/product/atermstation/product/warpstar/wg1800hp/>.
- [40] Princeton PTM-UBT6, <http://www.princeton.co.jp/product/bluetooth/ptmubt6.html>.
- [41] PLANEX BT-Micro3E1X, <http://www.planex.co.jp/product/bluetooth/bt-micro3e1x/>.
- [42] COREGA CG-BT2USB01CB, <http://corega.jp/prod/bt2usb01cb/>.
- [43] COREGA CG-BT2USB02CB, <http://corega.jp/prod/bt2usb02cb/>.
- [44] PLANEX BT-Micro3E2X, <http://www.planex.co.jp/product/bluetooth/bt-micro3e2x/>.
- [45] YRP ユビキタス・ネットワークング研究所 UWB Dice, <http://www.ubin.jp/press/pdf/UNL060704-02.pdf>.
- [46] NEC ZB24TM-Z2701 (ZigBee), <http://jpn.nec.com/engsl/pro/zigbee/zb24tm-z.html>.
- [47] I-O DATA WMX2-U01, <http://www.iodata.jp/product/network/wimax/wmx2-u01/>.
- [48] シンセイコーポレーション WiMAX EXPRESS CARD TYPE UD02SS/UD04SS, <http://www.shinseicorp.com/wimax/wimax01.shtml>.
- [49] NEC AtermWM3200U, <http://121ware.com/product/atermstation/product/wimax/wm3200u/>.
- [50] S. Suzuki, M. Asada, A. Teranishi, H. Sugiyama, and H. Yokoyama, ”Fundamen-

-
- tal oscillation of resonant tunneling diodes above 1 THz at room temperature”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol.97, pp.242102-1–242102-3, Dec. 2010.
- [51] M. Feiginov, C. Sydlo, O. Cojocari, and P. Meissner, ”Resonant-tunneling-diode oscillators operating at frequencies above 1.1THz”, *Applied Physics Letter*, vol.99, no.23, pp.233506-1–233506-3, Dec. 2011.
- [52] A. Teranishi, K. Shizuno, S. Suzuki, M. Asada, H. Sugiyama, and H. Yokoyama, ”Fundamental oscillation up to 1.08THz in resonant tunneling diodes with high-indium-composition transit layers for reduction of transit delay”, *IEICE Electronics Express*, vol.9, no.5, pp.385–390, Mar. 2012.
- [53] H. Kanaya, H. Shibayama, S. Suzuki, and M. Asada, ”Fundamental oscillation up to 1.31 THz in thin-well resonant tunneling diodes”, *2012 International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, pp.106–109, Aug. 2012.
- [54] Y. Koyama, R. Sekiguchi, and T. Ouchi, ”Oscillations up to 1.40 THz from Resonant-Tunneling-Diode-Based Oscillators with Integrated Patch Antennas”, *Applied Physics Express*, Vol.6, pp.064102-1–064102-3, May 2013.
- [55] J. Pan, D. Wu, M. Mori, K. Maezawa, ”RF large signal characterization of active transmission lines loaded with InGaAs/AlAs resonant tunneling diode pairs”, *10th Topical Workshop on Heterostructure Microelectronics (TWHM2013)*, 7-3 Hakodate, Japan, 2–5th Sep. 2013.
- [56] A. Kaku, T. Shiode, T. Mukai, K. Tsutuda, M. Fujita, and T. Nagatsuma, ”Characterization of resonant tunneling diodes as receivers for terahertz communications”, *International Symposium on Frontiers in THz Technology (FTT2012)*, Pos1.51, Nara, Japan, 26–30th Nov. 2012.
- [57] N. Tanaka, M. Saito, and M. Suhara, ”Analysis of Low Loss and Wideband Characteristics for Lumped Element Isolators Implemented by Using Tunnel Diodes”, *IEICE Trans. Electron.*, Vol.E94-C, No.5, pp.820–825, May 2011.
- [58] T. Shiode, T. Mukai, M. Kawamura, and T. Nagatsuma, ”Giga-bit wireless communication at 300 GHz using resonant tunneling diode detector”, *2011 Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings (APMC)*, pp.1122–1125, Dec. 2011.
- [59] K. Ishigaki, M. Shiraishi, S. Suzuki, M. Asada, N. Nishiyama, and S. Arai, ”Direct intensity modulation and wireless data transmission characteristics of terahertz-oscillating resonant tunneling diodes”, *Electron. Lett.*, Vol.48, No.10, pp.582–583, 2012.
- [60] M. Reddy, S.C. Martin, A.C. Molnar, R.E. Muller, R.P. Smith, P.H. Siegel, M.J. Mondry, M.J.W. Rodwell, H. Kroemer, and S.J. Allen, Jr., ”Monolithic Schottky-

- Collector Resonant Tunnel Diode Oscillator Array to 650 GHz”, *IEEE Electron Device Letters*, vol.18, no.5, pp.218–221, May 1997.
- [61] S. Suzuki, N. Orihashi, and M. Asada, ”Mutual Injection Locking between Sub-THz Oscillating Resonant Tunneling Diodes”, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol.44, no.48, pp.L1439–L1441, Nov. 2005.
- [62] S. Suzuki, and M. Asada, ”Coherent Power Combination in Highly Integrated Resonant Tunneling Diode Oscillators with Slot Antennas”, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol.46, no.46, pp.L1108–L1110, Nov. 2007.
- [63] M. Asada, and S. Suzuki, ”Theoretical analysis of coupled oscillator array using resonant tunneling diodes in subterahertz and terahertz range”, *Journal of Applied Physics*, vol.103, no.12, pp.124514-1–124514-9, June 2008.
- [64] S. Suzuki, K. Urayama, and M. Asada, ”Coherent Power Combination in Multi-Element Sub-Terahertz Resonant Tunneling Diode Oscillators Coupled with Metal-Insulator-Metal Stub Structure”, *Applied Physics Express*, vol.1, pp.093001-1–093001-3, Sept. 2008.
- [65] H. Shin-ya, M. Suhara, N. Asaoka, and M. Naoi, ”Implementation of physics-based for current-voltage characteristics in resonant tunneling diodes by using the Voigt function,” *IEICE Trans. Electron.*, vol.E93-C, no.8, pp.1295–1301, Aug. 2010.
- [66] L. Esaki, ”New phenomenon in narrow germanium p-n junctions,” *Physical Review*, vol.109, no.2, pp.603–604, Jan. 1958.
- [67] L.L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu, ”Resonant tunneling in semiconductor double barriers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.24, no.12, pp.593–595, June 1974.
- [68] T. Nakagawa, H. Imamoto, T. Kojima, and K. Ohta, ”Observation of resonant tunneling in AlGaAs/GaAs triple barrier diodes,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.49, no.2, pp.73–75, May 1986.
- [69] L. Wang, J.M.L. Figueiredo, C.N. Ironside, and E. Wasige, ”DC characterization of tunnel diodes under stable non-oscillatory circuit conditions”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol.58, no.2, pp.343–347, Feb. 2011.
- [70] L. Esaki, ”Characterization of tunnel diode performance in terms of device figure of merit and circuit time constant”, *IBM J. Res. Dev.*, vol.6, no.2, pp.170–178, Apr. 1962.
- [71] K. Liu, S.M. El-Ghazaly, M.R. Deshpande, V. Nair, N. El-Zein, and H. Goronkin, ”Active antennas incorporating tunnel diodes—large signal model approach”, *IEEE Microwave and Wireless Components Lett.*, vol11, no.8, pp.331–333, Aug.

- 2001.
- [72] K. Sano, K. Murata, T. Otsuji, T. Akeyoshi, N. Shimizu, and E. Sano, "An 80-Gb/s optoelectronic delayed flip-flop IC using resonant tunneling diodes and uni-traveling-carrier photodiode", *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol.36, no.2, pp.281–289, Feb. 2001.
- [73] T.-H. Kuo, H.C. Lin, R.C. Potter, and D. Shupe, "A novel A/D converter using resonant tunneling diodes", *IEEE journal of solid-state circuits*, vol.26, no.2, pp.145–149, Feb. 1991.
- [74] P. Mazumder, S.-R. Li, and I.E. Ebong, "Tunneling-based cellular nonlinear network architectures for image processing", *IEEE Trans. Very Large Scale Integration Systems*, vol.17, no.4, pp.487–495, Apr. 2009.
- [75] W.F. Chow, "Tunnel diode logic circuits", in *Tunnel-diode and semiconductor circuits*, ed. J.M. Carroll, pp.104–105, McGRAW-HILL, 1963.
- [76] K.J. Chen, T. Akeyoshi, and K. Maezawa, "Monostable-bistable transition logic elements (MOBILEs) based on monolithic integration of resonant tunneling diodes and FETs", *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.34, no.2B, pp.1199–1203, Feb. 1995.
- [77] K.J. Chen, and G. Niu, "Logic synthesis and circuit modeling of a programmable logic gate based on controlled quenching of series-connected negative differential resistance devices", *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol.38, no.2, pp.312–318, Feb. 2003.
- [78] T. Ebata, U. Omae, K. Machida, K. Hoshi, and T. Waho, "Enhancement of comparator operation speed by using negative-differential-resistance devices", *Proceedings of 2010 IEEE International Symposium on Circuits and Systems*, pp.3020–3023, Aug. 2010.
- [79] T. Ueda, and N. Akamatsu, "Chaotically transitional phenomena in the forced negative-resistance oscillator", *IEEE Trans. Circuits and Systems*, vol.28, no.3, pp.217–224, Mar. 1981.
- [80] H. Tomioka, M. Suhara, and T. Okumura, "Broadband equivalent circuit modeling of self-complementary bow-tie antennas monolithically integrated with semiconductor for terahertz applications", *IEICE Trans. Electron.*, vol.E92-C, no.2, pp.269–274, Feb. 2009.
- [81] D.L. Woolard, F.A. Buot, D.L. Rhodes, X.J. Lu, R.A. Lux, and B.S. Perlman, "On the different physical roles of hysteresis and intrinsic oscillation in resonant tunneling structures", *J. Appl. Phys.*, vol.79, no.3, pp.1515–1525, Feb. 1996.
- [82] D.L. Woolard, F.A. Buot, D.L. Rhodes, X. Lu, B.S. Perlman, "An assessment of

- potential nonlinear circuit models for the characterization of resonant tunneling diodes”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol.43, no.2, pp.332–341, Feb. 1996.
- [83] N. Shimizu, T. Waho, and T. Ishibashi, ”Capacitance anomaly in the negative differential resistance region of resonant tunneling diodes”, *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2*, Vol.36, No.3B, pp.L330–L333, Mar. 1997.
- [84] C.Y. Huang, J.E. Morris, and Y.K. Su, ”Generalized formula for the stability and instability criteria of current-voltage characteristics measurements in the negative differential conductance region of a resonant tunneling diode”, *J. Appl. Phys.*, Vol.82, No.5, pp.2690–2696, Sep. 1997.
- [85] P. Zhao, H.L. Cui, D. Woolard, K.L. Jensen, and F.A. Buot, ”Simulation of resonant tunneling structures: origin of the I-V hysteresis and plateau-like structure”, *J. Appl. Phys.*, vol.87, no.3, pp.1337–1349, Feb. 2000.
- [86] P. Zhao, D.L. Woolard, and H.L. Cui, ”Multisubband theory for the origination of intrinsic oscillations within double-barrier quantum well systems”, *Phys. Rev. B*, vol.67, no.8, pp.085312-1–085312-10, Feb. 2003.
- [87] S.K. Diamond, E. Ozbay, M.J.W. Rodwell, D.M. Bloom, Y.C. Pao, and J.S. Harris, ”Resonant tunneling diodes for switching applications”, *Appl. Phys. Lett.*, vol.54, no.9, pp.153–155, Jan. 1989.
- [88] Y. Hu, and S. Stapleton, ”Quantum capacitance of resonant tunneling diodes”, *Appl. Phys. Lett.*, vol.58, no.2, pp.167–169, Jan. 1991.
- [89] X.J. Lu, D. Rhodes, and B.S. Perlman, ”high-frequency capacitive effects in resonant tunneling diodes”, *J. Appl. Phys.*, vol.74, no.4, pp.2908–2913, Aug. 1993.
- [90] J. Jo, H.S. Li, Y.W. Chen, and K.L. Wang, ”Observation of a large capacitive current in a double barrier resonant tunneling diode at resonance”, *Appl. Phys. Lett.*, vol.64, no.17, pp.2276–2278, Apr. 1994.
- [91] T. Wei, and S. Stapleton, ”Effect of spacer layers on capacitance of resonant tunneling diodes”, *J. Appl. Phys.*, vol.76, no.2, pp.1287–1290, July 1994.
- [92] M. Asada, S. Suzuki, and N. Kishimoto, ”Resonant tunneling diodes for sub-terahertz and terahertz oscillators”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.47, no.6, pp.4375–4384, June 2008.
- [93] C.E. Chang, P.M. Asbeck, K.-C. Wang, E.R. Brown, ”Analysis of heterojunction bipolar transistor/ resonant tunneling diode logic for low-power and high-speed digital applications”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol.40, no.4, pp.685–691, Apr. 1993.

-
- [94] J.M. Gering, D.A. Crim, D.G. Morgan, P.D. Coleman, W. Kopp, and H. Morkoc, "A small-signal equivalent-circuit model for GaAs-Al_xGa_{1-x}As resonant tunneling heterostructures at microwave frequencies", *J. Appl. Phys.*, Vol.61, No.1, pp.271–276, Jan. 1987.
- [95] E.R. Brown, C.D. Parker, and T.C.L.G. Sollner, "Effect of quasibound-state lifetime on the oscillation power of resonant tunneling diodes", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.54, No.6, pp.934–936, Mar. 1989.
- [96] R.E. Miles, G. Millington, R.D. Pollard, D.P. Steenson, J.M. Chamberlain, and H. Henini, "Accurate equivalent circuit model of resonant tunnelling diodes", *Electron. Lett.*, Vol.27, No.5, pp.427–428, Feb. 1991.
- [97] T. Wei, and S. Stapleton, "Equivalent circuit and capacitance of double barrier resonant tunneling diode", *J. Appl. Phys.*, Vol.73, No.2, pp.829–834, Jan. 1993.
- [98] W.R. Liou, and P. Roblin, "High Frequency Simulation of Resonant tunneling Diodes", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol.41, No.7, pp.1098–1111, Jul. 1994.
- [99] R. Lake, and J. Yang, "A Physics Based Model for the RTD Quantum Capacitance", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol.50, No.3, pp.785–789, Mar. 2003.
- [100] Y. Zheng, and R. Lake, "Self-Consistent Transit-Time Model for a Resonant Tunnel Diode", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol.51, No.4, pp.535–541, Apr. 2004.
- [101] Q. Liu, A. Seabaugh, P. Chahal, and F. Morris, "Unified AC Model for the Resonant Tunneling Diode", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol.51, No.5, pp.653–657, May 2004.
- [102] M. Reddy, M.J. Mondry, M.J.W. Rodwell, S.C. Martin, R.E. Muller, R.P. Smith, D.H. Chow, and J.N. Schulman, "Fabrication and dc, microwave characteristics of submicron Schottky-collector AIAs/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP resonant tunneling diodes", *J. Appl. Phys.*, Vol.77, No.9, pp.4819–4821, May. 1995.
- [103] M. Reddy, S.C. Martin, A.C. Molnar, R.E. Mullar, R.P. Smith, P.H. Siegel, M.J. Mondry, M.J.W. Rodwell, H. Kroemer, and S.J. Allen, Jr., "Monolithic schottky-collector resonant tunneling diode oscillator array to 650 GHz", *IEEE Electron Device Lett.*, vol.18, no.5, pp.218–221, May 1997.
- [104] 阪田史郎 監修, "ワイヤレス・ユビキタス高速無線 LAN / UWB / 3.5G 携帯電話", 株式会社 秀和システム, 2004 年 8 月 3 日.
- [105] M. Shiraishi, H. Shibayama, K. Ishigaki, S. Suzuki, M. Asada, H. Sugiyama, and H. Yokoyama, "High Output Power ($\sim 400\mu\text{W}$) Oscillators at around 550GHz Using Resonant Tunneling Diodes with Graded Emitter and Thin Barriers", *Ap-*

- plied Physics Express, Vol.4, pp.064101-1–064101-3, May 2011.
- [106] S. Suzuki, and M. Asada, "Coherent Power Combination in Highly Integrated Resonant Tunneling Diode Oscillators with Slot Antennas", Jpn. J. Appl. Phys., Vol.46, No.46, pp.L1108–L1110, Nov. 2007.
- [107] M. Asada, and S. Suzuki, "Theoretical analysis of coupled oscillator array using resonant tunneling diodes in subterahertz and terahertz range", J. Appl. Phys., Vol.103, pp.124514-1–124514-9, 2008.
- [108] S. Suzuki, K. Urayama, and M. Asada, "Coherent Power Combination in Multi-Element Sub-Terahertz Resonant Tunneling Diode Oscillators Coupled with Metal—Insulator—Metal Stub Structure", Applied Physics Express, Vol.1, pp.093001-1–093001-3, 2008.
- [109] M. Asada, "Theoretical analysis of spectral linewidth of terahertz oscillators using resonant tunneling diodes and their coupled arrays", J. Appl. Phys., Vol.108, pp.034504-1–034504-7, Aug. 2010.
- [110] J. Kennedy, and R.C. Eberhart, "Particle swarm optimization", Proc. IEEE International Conference Neural Networks, vol.4, pp.1942–1948, Nov./Dec. 1995.
- [111] IEEE Electromagnetic Compatibility Society, "IEEE Standard for Validation of Computational Electromagnetics Computer Modeling and Simulations IEEE Std 1597.1-2008", IEEE, 2008.
- [112] 倉上祐司, 齊藤光史, 須原理彦, "三重障壁共鳴トンネルダイオードの電流—電圧特性の遷移確率表現を用いた理論解析", 第 59 回応用物理学関係連合講演会, 18a-E1-9, 東京, 2012 年 3 月 15 – 18 日.
- [113] 山下新, 倉上祐司, 齊藤光史, 須原理彦, "トンネルダイオードの非平衡量子輸送モデルの構築と遮断周波数の理論解析", 電子情報通信学会技術研究報告, Vol.112, No.154, ED2012-49, pp.43–48, 2012 年 7 月.
- [114] S. Yamashita, Y. Kurakami, M. Saito, and M. Suhara, "Theoretical analysis to describe non-equilibrium transport properties and limiting factor of terahertz in resonant tunneling diodes", International Symposium on Frontiers in THz Technology (FTT2012), Pos1.34, Nara, Japan.
- [115] M. Nakamura, S. Takahagi, M. Saito, and M. Suhara, "Analysis of a monolithic rectenna by using an InGaAs/InAlAs triple-barrier resonant tunneling diode for zero bias detection of submillimeter-waves," Physica Status Solili C, vol.9, no.2, pp.377–380, Feb. 2012.
- [116] A. Tashiro, T. Okazaki, M. Saito, M. Suhara, G. Keller, W. Prost, and F.J. Tegude, "Analysis of zero bias rectenna by using a triple-barrier resonant tun-

neling diode and a bow-tie antenna for terahertz wave detection”, 10th Topical Workshop on Heterostructure Microelectronics, 7-4, Sep. 2013.

- [117] 山倉裕和, 斉藤光史, 須原理彦, ”テラヘルツ帯ボウタイアンテナにおける等価定理を用いた放射電磁界推定法の検討”, 電子情報通信学会技術研究報告, Vol.113, No.26, EST2013-10, pp.51-56, 2013年5月.

業績一覧

1. 学術論文（査読有り）

	発表論文名	掲載誌	巻号項	発行年	著者名
1	Equivalent circuit modeling of triple-barrier resonant tunneling diodes taking nonlinear quantum inductance and capacitance into account	Physica Status Solidi C	vol.7, no.10, p.2555	2010	<u>K. Asakawa</u> M. Naoi Y. Iki M. Shinada M. Suhara
2	Equivalent circuit model of triple-barrier resonant tunneling diodes monolithically integrated with bow-tie antennas and analysis of rectification properties towards ultra wideband terahertz detections	Japanese Journal of Applied Physics	vol.50 no.1 p.01BG01	2011	S. Takahagi H. Shin-ya <u>K. Asakawa</u> M. Saito M. Suhara
3	A novel method to clarify nonlinear equivalent circuits of tunnel diodes by extracting rate constants for nonequilibrium electrons	Physica Status Solidi C	vol.9, no.2, p.278	2012	<u>K. Asakawa</u> Y. Kurakami M. Saito M. Suhara
4	Time-domain analysis of large-signal-based nonlinear models for a resonant tunneling diode with an integrated antenna	IEICE Transactions on Electronics	vol.E95-C, no.8, p.1376	2012	<u>K. Asakawa</u> Y. Itagaki H. Shin-ya M. Saito M.Suhara
5	半導体共鳴トンネルダイオードの超広帯域無線通信応用を目指した物理モデル構築とテラヘルツ帯動作解析のためのデバイスシミュレーションシナリオ	電子情報通信学会論文誌 C	vol.J96-C, no,6, p.140	2013	<u>浅川澄人</u> 中村昌人 岡崎俊道 田代篤史 山下 新 齊藤光史 須原理彦

2. 国際学会発表（査読有り）

	発表課題	掲載誌	発表形式	巻号項 / 発表番号	開催日 / 場所	著者名
1	Estimation of nonlinear quantum inductance and capacitance in AlInAs/InGaAs triple-barrier resonant tunneling diodes	The 36th International Symposium on Compound Semiconductors	ポスター	p.125 / P1.16	Aug. 30-Sep. 2, 2009 / Santa Barbara, United States	<u>K. Asakawa</u> M. Naoi Y. Iki M. Shinada M. Suhara
2	Analysis of frequency conversion characteristics in terahertz region by using resonant tunneling diodes integrated with ultrawideband antennas	The 3rd International Symposium on Organic and Inorganic Electronic Materials and Related Nanotechnologies	ポスター	p.179 / P2-63	June 22-25, 2010 / Toyama, Japan	S. Takahagi H. Shin-ya <u>K. Asakawa</u> M. Saito M. Suhara
3	Evaluation of rate constants characterizing nonlinear quantum inductance and capacitance in InGaAs/InAlAs resonant tunneling diodes	38th International Symposium on Compound Semiconductors, Post Deadline Sessions and Abstracts	口頭	p.16 / We-2B.03	Mar. 22-26, 2011 / Berlin, Germany	<u>K. Asakawa</u> Y. Kurakami M. Saito M. Suhara
4	Nonlinear analysis for dynamics performances of resonant tunneling diodes	Final Program and Abstracts of 9th Topical Workshop on Heterostructure Microelectronics	ポスター	p.87 / 7-3	Aug. 28-31, 2011 / Gifu, Japan	<u>K. Asakawa</u> H. Shin-ya M. Saito M. Suhara
5	Analysis of terahertz zero bias detectors by using a triple-barrier resonant tunneling diode integrated with a self-complementary bow-tie antenna	Device Research Conference	ポスター	p.77 / III-17	June 18-20, 2012 / Pennsylvania, United States	M. Suhara S. Takahagi <u>K. Asakawa</u> T. Okazaki M. Nakamura S. Yamashita et al.
6	A possibility of frequency comb generation by using a resonant tunneling diode integrated with a self-complementary bow-tie antenna	Proceedings of International Symposium on Frontiers in THz Technology (USB)	ポスター	Pos1.9	Nov. 26-30, 2012 / Nara, Japan	<u>K. Asakawa</u> M. Saito M. Suhara

3. 国内学会発表（査読無し）

	発表課題	掲載誌	発表形式	巻号項 / 発表番号	開催日 / 場所	著者名
1	微分負性抵抗領域にバイアスされた共鳴トンネルダイオードの緩和振動抑制条件の理論解析	電子情報通信学会技術研究報告	口頭	vol.110, no.80, pp.53-58 / ED2010-43	2010.6.17-18 / 石川	板垣陽介 浅川澄人 新屋秀秋 斉藤光史 須原理彦

2	Particle Swarm Optimization による 共鳴トンネル ダイオードの等価 回路パラメータ 抽出の検討	第 33 回 光通信 研究会 講演予稿集	ポス ター	p.135 /P3-20	2010.8. 9-11 /千葉	浅川澄人 須原理彦
3	三重障壁共鳴 トンネルダイオード の特性解析と モデリング	電子情報 通信学会 技術研究報告	口頭	vol.110, no.203, pp.25-30 /ED2010-127	2010.9.13 /福岡	須原理彦 浅川澄人 板垣陽介 斉藤光史 新屋秀秋 高萩 智
4	共鳴トンネル ダイオードにおける 自励振動抑制 条件の理論解析	電子情報 通信学会 2010 年 ソサイエティ 大会講演 論文集 (CD-ROM)	口頭	no.2, p.47 /C-10-3	2010.9. 14-17 /大阪	板垣陽介 浅川澄人 新屋秀秋 斉藤光史 須原理彦
5	共鳴トンネル ダイオードにおける 自己バイアス効果 を考慮した動作 特性解析	電子情報 通信学会 2011 年 総合大会 講演論文集 (CD-ROM)	口頭	no.2, p.66 /C-10-19	2011.3. 14-17 /東京	浅川澄人 新屋秀秋 斉藤光史 須原理彦
6	粒子群最適化手法を 用いた三重障壁共鳴 トンネルダイオード の非線形等価回路の 同定	電子情報 通信学会 技術研究報告	口頭	vol.111, no.167, pp.73-77 /ED2011-52	2011.7. 29-30 /新潟	浅川澄人 倉上祐司 斉藤光史 須原理彦
7	粒子群最適化手法 による共鳴トンネル ダイオードの非線形 等価回路解析	第 34 回 光通信 研究会 講演予稿集	ポス ター	p.25 /P1-8	2011.8. 21-23 /石川	浅川澄人 須原理彦
8	広帯域アンテナ集積 共鳴トンネルダイオ ードのアレイ化発振 源における注入同期 特性および周波数コ ム特性の大信号解析	電子情報 通信学会 技術研究報告	口頭	vol.112, no.154, pp.49-54 /ED2012-50	2012.7. 26-27 /福井	浅川澄人 田代篤史 斉藤光史 須原理彦
9	広帯域アンテナ集積 共鳴トンネルダイオ ードを用いた発振源 における注入同期お よび周波数コム特性 の解析	第 35 回 光通信 研究会 講演予稿集	口頭	pp.154-155 /E-2	2012.8. 6-8 /山梨	浅川澄人 須原理彦

10	テラヘルツ帯無線通信応用を目指した広帯域アンテナ集積共鳴トンネルダイオードと動作解析	電子情報通信学会技術研究報告	口頭	vol.112, no.364, pp.69-74 /ED2012-105	2012.12. 17-18 /宮城	浅川澄人 斉藤光史 須原理彦
11	共鳴トンネルダイオードとボウタイアンテナ集積構造による周波数コム生成特性の理論解析	第60回応用物理学会春季学術講演会講演予稿集(CD-ROM)	口頭	p.04-177 /28p-D1-6	2013.3. 27-30 /神奈川	橋本壮一 浅川澄人 斉藤光史 須原理彦
12	FSV を評価関数とした PSO 法による RTD の物理パラメータの抽出	第36回光通信研究会講演予稿集	ポスター	p.95 /P3-2	2013.8. 9-11 /山梨	浅川澄人 須原理彦

謝辞

須原理彦教授とは私が首都大学東京 都市教養学部の3年次へ編入する時の単位認定の担当教員として出会ったのが初めてでした。それから4年次に研究室配属され、博士前期課程2年間、博士後期課程3年間と、私の首都大学東京生活の始めから終わりまでのお付き合いとなりました。その間、様々なことが有りましたが、その時々で助言や声援などの熱心な指導を頂き、大学生活が大変充実したものとなりました。私が博士課程へと進むと決心したのも、先生の考え方を学び、盗みたいと思ったというのも大きな要因の1つでした。まだまだ吸収しきれないことが数多くありますが、これから先の研究生生活で困ったときは先生や研究室のメンバーとやった濃密なディスカッションを思い出してやっていこうと思います。最後になりましたが首都大学東京 理工学研究科 電気電子工学専攻 須原理彦教授に感謝の意を表します。

首都大学東京 理工学研究科 電気電子工学専攻 奥村次徳教授には、私の博士論文の審査に加わって頂き、多くの貴重なご質問・ご意見だけでなく、私の研究生生活において、時に広く、時に深い視点からご指導して頂きました。ここに厚く御礼申し上げます。

首都大学東京 理工学研究科 電気電子工学専攻 中村成志准教授には、クリーンルームでの装置の使い方や実験の進め方、研究生生活の心構えなど多くのご助言頂きました。さらには博士論文の審査の際にも、親身になって多くのご指導をして頂きましたこと、厚く御礼申し上げます。

首都大学東京 理工学研究科 電気電子工学専攻 斉藤光史助教は、私が博士前期課程1年の時に富山大学から赴任して来られてから5年間、非常に的確かつ弱い部分に関して質問して頂くことが多く、非常に鍛えられたと感じております。さらに中村准教授同様、研究生生活の上でも大変お世話になりましたこと、ここに感謝の意を表します。

富岡紘斗先輩、朝岡直哉先輩、植木絵里先輩、落合俊輔先輩、直井護先輩、高橋紀行先輩、束原肇先輩とは研究室で一緒だった期間が1年間と短い期間ではありましたが、研究やゼミなどで分からないところも親身になって相談にのって頂き、大変お世話になりました。ここに感謝の意を表します。

井城悠一先輩、村上康則先輩、竹内雄三先輩、福田祐司先輩、鈴木翼先輩は1つ上の先

輩ということもありましたが、それだけでなく本当に面倒見の良い先輩で、親身になって支えて頂きました。ここに感謝の意を表します。

伊藤貞治君、新屋秀秋君、大園智章君、河原紘一君、星野晃一君、小山皓洋君とは楽しい研究室生活を送れたと思っています。伊藤君とは編入当初から気にかけてもらい、非常に助けられました。新屋君とは編入当初はそこまで付き合いはなかったですが、研究室に配属されてからは気が合うことが分かり、研究のこと以外にも良く話してましたね。大園君とも研究室配属されてからの付き合いで、結構テキトーな性格でしたが、研究室の雰囲気や適度な感じにしてくれてました。河原君とは研究室で1年間という短い期間しか一緒に過ごせませんでした。卒業後ゼミ合宿に来てくれたりと嬉しかったです。星野君は正直研究室に配属になるまで存在を知りませんでした。ごめんなさい。ただ研究室配属後は研究や課題など分からないところを色々話し合ったり、卒業後のゼミ合宿にも良く参加してくれて非常にありがたい存在でした。小山君とは博士前期課程から2年間の付き合いで、そのストイックな研究姿勢は非常に尊敬できるものがありました。ただ一度はダンスが見たかったね。伊藤君、新屋君、大園君、河原君、星野君、小山君に感謝の意を表します。

高萩智君、板垣陽介君、田中宣彦君、瀧本拓真君、吉田朗子さん、北村翼君は初めての先輩であり、また私を鍛えてくれた存在でした。特に須原研に配属された高萩君、板垣君、田中君はこの年から始まった須原会で、毎回臆することなく分からないところを質問してきて、私はなんとかそれに応えようと、そして追い越されないようにしようと意識した瞬間でした。また言葉悪く言うと大変騒がしい代でもありました。しかしそれが研究室に良い雰囲気を与えてくれたと思います。高萩君、板垣君、田中君、瀧本君、吉田さん、北村君に感謝の意を表します。

中村昌人君、倉上祐司君、藤田昌成君、渡辺晶史君、竹下浩司君、星合裕太君、北澤瞬君、滝友昭君、佐藤清史君は配属された当初、本当に学年でまとまって行動することの多い代でした。しかしそれも年を追うごとに無くなり、最後は頼りになる先輩になりました。また須原研に配属された中村君、倉上君、藤田君の3人はそれぞれの考え方が独特で、個人的に大変興味深く、学ぶところも多くありました。中村君、倉上君、藤田君、渡辺君、竹下君、星合君、北澤君、滝君、佐藤君に感謝の意を表します。

山下新君、岡崎俊道君、田代篤史君、家永雄介君、北澤弘毅君、柴崎翔悟君、大迫聖二君、藤井克也君、森洋二郎君、森川聡君、伊藤成徳君、竹下将平君は一部を除いて配属された当初はおとなしめな代という印象でした。実際一部の人を除いて報告会やゼミ、須原会ではあまり自分から意見を言うタイプではなかったですね。まあ一部の北澤君や藤井君はイケイケな感じでしたが。特に須原研に配属された山下君や田代君とは一緒に国際学会に参加したり、岡崎君とは共著で国際学会の予稿を書いたり、非常に楽しかったです。山下君、岡崎君、田代君、家永君、北澤君、柴崎君、大迫君、藤井君、森洋君、森川君、

伊藤君、竹下君に感謝の意を表します。

山倉裕和君、橋本壮一君、山本直輝君、張瑜さん、吉野弘人君、山田俊介君、本郷直樹君、横山大樹君、金澤貴海君、万力爽矢君の代は当初私達の代と似た雰囲気があるなど感じていました。また山倉君に関しては、博士後期課程へ進学する決心を固めてくれたこと、大変心強く思っていますし、これで須原研はまたしばらく安泰でしょう。また橋本君も RTD のノイズという大変興味深く、そして難しい研究テーマですが、やりきれるでしょう。信じています。山倉君、橋本君、山本君、張さん、吉野君、山田君、本郷君、横山君、金澤君、万力君に感謝の意を表します。

伊森香織さん、小豆嶋悠君、小野孝介君、平岩秀一君、乾喜行君、折茂力都君、古賀祐介君、川原田喬生君、藤井弾君の代は少し高萩君たちの代に似たイケイケ感があると感じました。まだ1年と短い期間ですが、これからの研究生活、または就職してからの社会人生活、恐れずにがんばってください。そしてこれから入ってくる後輩の指導（は言い過ぎだけど）、がんばってください。自分自身にとっても大きな力をつける機会となることは間違いないでしょう。伊森さん、小豆嶋君、小野君、平岩君、乾君、折茂君、古賀君、川原田君、藤井君に感謝の意を表します。

上条敏生助教、土屋淳一助教、水口佳一助教には学生実験の TA では親身になって指導して頂いたこと、ここに感謝の意を表します。

最後に27年間私を育ててくれた家族へ感謝の意を表したいと思います。また、2014年2月21日に亡くなった我家の愛犬「かい」に感謝したいと思います。ここまで生活面、経済面、精神面で私を支えてくださいありがとうございました。

本研究の一部は、JSPS 特別研究員奨励費（研究課題番号 25・5516）の助成を受けたものです。ここに記して感謝の意を表します。