

博 士 論 文

ディラックコーンメタマテリアルとその特性

Dirac Cone Metamaterials and
Their Characteristics

平成 29 年 3 月

永井 翔太郎

Shotaro Nagai

山口大学大学院理工学研究科

Graduate School of Science and Engineering,

Yamaguchi University

要 旨

サブ波長の材料片を原子・分子に見立てて配列するメタマテリアルの概念に基づく右手/左手系複合(CRLH)メタマテリアルを用いて、ブリルアンゾーン中の Γ 点において群速度が非零となるディラックコーン分散特性が人工的に実現可能である。これまで、CRLH ディラックコーンメタマテリアルはその存在が示されていたものの、その構成理論は無損失の系に限定されていた。またディラックポイントにおける群速度などの諸特性も実験や数値的に検討されているのみで理論的には未解明であった。

本論文では、損失を考慮したCRLHメタマテリアルに対して、ディラックコーンの存在を理論的に示し、1次元および2次元の系に対してその基本特性を明らかにするとともに、その新たなマイクロ波応用の可能性について論じている。

第1章では、本研究の背景および目的、また、その学術的意義を述べている。

第2章では、従来の無損失CRLHディラックコーンメタマテリアルの物性についてまとめるとともに、損失がある場合の分散特性を理論的に示し、損失が Γ 点の群速度に与える影響について述べている。具体的には、回路論的アプローチにより、分散関係およびブロッホインピーダンスを理論的に導出し、CRLH バランス条件を満足する時に損失を考慮した場合にもディラックコーン特性を持つことを示している。また、損失を考慮した場合の Γ 点の群速度を導出し、CRLH バランス条件を満足する場合に Γ 点の群速度が非零となること、および損失が Γ 点の群速度に与える影響を理論的に論じている。ここでは、 Γ 点の群速度が回路モデルの直列ブランチおよび並列ブランチの素子の Q 値の比 Q_{sh}/Q_{sc} に依存し、 Q_{sc} と Q_{sh} が等しい場合、 Γ 点の群速度は最大となることを明らかにしている。なお、 Γ 点の群速度が最大となる時の条件式 $Q_{sc} = Q_{sh}$ は、一般の分布定数線路が無歪みとなるヘビサイド条件と等しく、この時の最大値は背景の材料中の光速の半分となり、かつ無損失 CRLH ディラックコーンメタマテリアルのものと同じ値となっていることを理論的に示している。

第3章では、導波管系1次元ディラックコーンメタマテリアルとそのビーム走査漏洩波アンテナ応用検討について述べている。はじめに、単位セル構造の分散関係およびブロッホインピーダンスを導出し、CRLH 媒質として動作することを示し、また、ビーム走査漏洩波アンテナに応用可能であることを示している。

次に、電磁界シミュレーションによる構造設計を行い、設計した構造の通過反射特性を計算しその動作帯域を確認している。さらに、試作実験を行い、 Γ 点周波数 51.9 GHz のディラックコーン特性を確認するとともに、そのアンテナ特性を測定し、ディラックコーンを持たせることによって、ブロードサイド方向への放射が可能となり、バックワード方向からフォワード方向への連続的なビーム走査が実現可能であることを実験的に示している。

第4章では、反射型の2次元CRLHディラックコーンメタ表面と異常吸収について述べている。まず、単位セル構造の分散関係を示し、2次元CRLH媒質として動作することを示すとともに、異常吸収の動作原理を述べ、その現象が通常の共振器における外部回路との結合関係によって説明できることを示している。また、メタ表面がディラックコーンを持つことにより、外部入射波との結合が強められ、通常困難であった垂直入射に近い波に対しても強結合を実現し、異常吸収を発現させ易くなることを示している。次に、電磁界シミュレーションにより設計した構造に対して試作実験を行い、35 dB以上の強い異常吸収特性が得られることを実験的に確認している。また、時間領域測定により、異常吸収が面内伝搬波の再放射成分に起因する現象であることも示している。

第5章では、透過型の2次元CRLHディラックコーンメタ表面と異常透過について述べている。まず、単位セル構造を示した後、異常透過の動作原理を説明している。電磁界シミュレーションにより設計したディラックコーンメタ表面に対して試作実験を行い、 Γ 点周波数 62.1 GHz のディラックコーン特性を実験的に確認している。また、ディラックコーンメタ表面により、正面方向への透過係数が1を超える異常透過特性が得られることを示している。また、時間領域測定により、異常透過も面内伝搬波の再放射成分に起因する現象であることを示している。さらに、放射特性および近傍界測定により、垂直入射波によってメタ表面の Γ 点の面内伝搬波が励振されていることを確認している。

第6章では、本研究の結論と成果、また今後の展開と課題を述べている。

Abstract

The Dirac cone with non-zero group velocities at the Γ -point in the Brillouin zone can be artificially realized by using composite right/left-handed (CRLH) metamaterials based on the concept of artificial materials composed of subwavelength constituents. It has been theoretically shown that the Dirac cone can exist in CRLH metamaterials, however the theory is limited only for lossless systems. On the other hand, for lossy CRLH systems, Dirac cone characteristics such as group velocities at the Dirac point have been discussed only numerically and experimentally. Rigorous theoretical values of the group velocities at the Dirac point have not been derived so far. Theoretical support for the CRLH Dirac cone metamaterials is required for CRLH engineering and applications.

In this thesis, the characteristics of the CRLH Dirac cone metamaterials with realistic losses are elucidated theoretically. In addition, CRLH Dirac cone metamaterials are discussed for 1-dimensional (1-D) and 2-dimensional (2-D) cases, and their characteristics are revealed as well as their potential microwave applications.

Chapter 1 is dedicated to the backgrounds, objectives, and academic significances of this study.

In Chapter 2, properties of lossless CRLH Dirac cone metamaterials are summarized for completeness. Then, the dispersion characteristics for lossy CRLH Dirac cone systems are derived and the influence of losses on the Γ -point group velocities is discussed theoretically based on the equivalent circuit theory. In particular, the dispersion relation and Bloch impedance are derived, and it is shown that the Dirac cone characteristics can be realized with the CRLH balanced condition. In addition, the rigorous theoretical value of the Γ -point group velocities for lossy systems is derived, and it is revealed that the Γ -point group velocity takes non-zero value when satisfying the CRLH balanced condition. Furthermore, the influence of losses on the Γ -point group velocities is discussed. It is shown that the Γ -point group velocities depend on the ratio of Q values of elements of the series and shunt branches in the circuit model, Q_{sh}/Q_{se} , and the Γ -point group velocity takes the maximum value if Q_{se} and Q_{sh} are identical. Moreover, the condition of $Q_{se} = Q_{sh}$ is the same form as the Heaviside condition

providing distortionless transmission for conventional transmission lines. It is theoretically shown that the maximum value of the Γ -point group velocities becomes a half of the speed of light in the background medium and is the same value as that in the lossless system.

In Chapter 3, a waveguide type 1-D Dirac cone metamaterial is discussed. First, the dispersion relation and Bloch impedance of the waveguide type 1-D Dirac cone metamaterials are derived, and it is shown that the 1-D waveguide configuration exhibits CRLH Dirac cone properties and can be applied for a beam steering leaky wave antenna (LWA). Next, a beam steering LWA is designed by numerical electromagnetic simulations. Experiments are carried out with a prototype and it is shown that Dirac cone operating with the Dirac point frequency of 51.9 GHz is realized. Moreover, by measuring antenna characteristics of the prototype, it is experimentally shown that the continuous beam steering property from the backward direction to the forward direction including the broadside radiation is obtained.

In Chapter 4, a reflection type 2-D CRLH Dirac cone metasurface and its anomalous absorption are discussed. First, the dispersion relation of the structure is derived, and the principle of the anomalous absorption is expounded. It is shown that the phenomenon can be explained by a conventional resonator model with 1 external port. Moreover, it is shown that the coupling between the metasurface and the external incident wave becomes stronger with the Dirac cone and the anomalous absorption for nearly normal incident waves is realized, which is difficult to be realized by conventional periodic structures. In addition, a strong anomalous absorption characteristic more than 35 dB is confirmed experimentally with a designed prototype. By carrying out time-domain measurements, it is also shown that the anomalous absorption is originated by reradiation of the guided waves along the structure.

In Chapter 5, a transmission type 2-D CRLH Dirac cone metasurface and its extraordinary transmission are discussed. The unit cell structure is presented, and the principle of the extraordinary transmission is expounded. Then, the Dirac cone with the Dirac point frequency of 62.1 GHz is experimentally confirmed with a prototype. It is experimentally shown that an extraordinary transmission characteristic with the broadside transmittance over unity is realized by using the 2-D CRLH Dirac cone

metasurface. Time-domain measurements are also carried out and it is also shown that the extraordinary transmission is originated by reradiation of the guided waves along the structure. Moreover, by near- and far-field measurements, the excitation of the Γ -point guided wave by normal incident waves is confirmed.

Finally, in Chapter 6, the results of this study are summarized with future works and challenges.

目次

第 1 章 序論	1
1.1 研究背景および目的	1
1.1.1 研究背景	1
1.1.2 研究目的と本論文の構成	4
1.2 本研究の学術的意義	5
第 2 章 CRLH ディラックコーンメタマテリアル	7
2.1 序言	7
2.2 無損失 CRLH メタマテリアルの回路論的取扱い	7
2.2.1 媒質モデルとその特性	7
2.2.2 CRLH バランス条件とディラックコーン	13
2.3 損失を考慮した CRLH メタマテリアルの回路論的取扱い	15
2.3.1 媒質モデルとその特性	16
2.3.2 CRLH バランス条件とディラックコーン	18
2.3.3 損失が Γ 点の群速度に与える影響	20
2.4 結言	23
第 3 章 導波管系 1 次元 CRLH ディラックコーンメタマテリアル	24
3.1 序言	24
3.2 単位セル構造	24
3.3 等価回路モデルと動作原理	25
3.4 構造パラメータとディラックコーン特性	31
3.5 ディラックコーンビーム走査漏洩波アンテナへの応用	36
3.5.1 電磁界シミュレーションによるディラックコーン設計	36
3.5.1.1 分散特性	36
3.5.1.2 ブロッチインピーダンス	37
3.5.1.3 通過反射特性	39
3.5.2 試作実験	40
3.5.2.1 アンテナ試作	40
3.5.2.2 ディラックコーンの検証	41
3.5.2.3 アンテナ特性	44
3.6 結言	50

第4章 2次元 CRLH ディラックコーンメタ表面と異常吸収	52
4.1 序言	52
4.2 単位セル構造	52
4.3 等価回路モデルと動作原理	53
4.4 異常吸収動作	54
4.5 ディラックコーンと異常吸収角度	58
4.6 異常吸収の実証実験	62
4.6.1 電磁界シミュレーションによるディラックコーン設計	62
4.6.2 試作メタ表面	63
4.6.3 測定系	63
4.6.4 異常吸収特性	65
4.6.5 時間領域応答	67
4.7 結言	68
第5章 2次元 CRLH ディラックコーンメタ表面と異常透過	70
5.1 序言	70
5.2 単位セル構造	70
5.3 異常透過動作	71
5.4 異常透過の実験的検証	72
5.4.1 電磁界シミュレーションによるディラックコーン設計	72
5.4.2 試作メタ表面	74
5.4.3 測定系	74
5.4.4 ディラックコーンの検証	75
5.4.5 異常透過特性	77
5.4.6 時間領域応答	81
5.4.7 放射特性	82
5.5 結言	87
第6章 結論	88
6.1 本研究の結論と成果	88
6.2 今後の展開と課題	90
謝辞	91
参考文献	92
研究業績一覧	98

第 1 章 序論

1.1 研究背景および目的

1.1.1 研究背景

図 1.1 に示した炭素原子のハニカム構造からなるグラフェン[1,2]のような対称性の高い結晶中の高対称点において電子の分散曲線が線形となり，群速度が非零となる分散特性が存在する[3]. この分散特性はディラックコーン(Dirac cone)と呼ばれており，ブリルアンゾーンの高対称点においても高い導電性を示すことから注目を集めている.

最近，電子系のみならずフォトニック結晶などの電磁波分野でもメタマテリアルの概念を利用してディラックコーンが人工的に実現可能であることが示された[4,5]. メタマテリアルは，電磁波の波長に比べて十分小さい単位素子を波長よりも短い間隔で人工的に並べて構成された材料であり，人工材料とも呼ばれている.

メタマテリアルの物性は単位素子単体の持つ微小な性質，配列の効果，異なる素子の組合せによって決まり，それらをコントロールすることによって，バックワード波，負の屈折率，または透明マント等の自然材料が示さない特異な物性を持たせることができる. 近年，この性質を利用して負の屈折率を持つ左

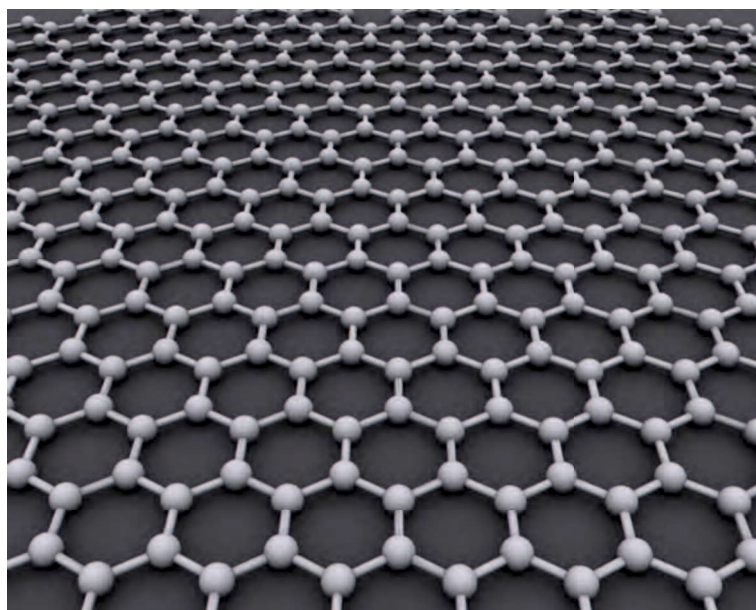


図 1.1 グラフェンの結晶構造

左手系媒質(LHMs: left-handed materials)[6]が実現された.

左手系媒質は, 1968年にロシアの物理学者 V. G. Veselago により提案された誘電率 ϵ および透磁率 μ が共に負である媒質である. この媒質は自然には存在しないが, メタマテリアルの概念を用いて構成可能である. 左手系媒質の物性を示すメタマテリアルは左手系メタマテリアルとも呼ばれている.

左手系メタマテリアルは, 金属ワイヤからなる人工構造体(J. B. Pendry, 1999年) [7]と, 金属リングの一部にギャップを設けたスプリットリング共振器(SRRs: split ring resonators)からなる人工構造体(J. B. Pendry, 1999年) [8]で構成することができる. 金属ワイヤ媒質はプラズマ周波数以下で実効的に負の誘電率を示し, また, SRR は, その共振周波数の高域側で実効的に負の透磁率を持つ. 2000年に, D. R. Smithらは金属ワイヤと SRRsを組み合わせることで, 左手系媒質を構成し, それが負の屈折率を持つことを実証した[9]. これが世界初の左手系メタマテリアルの実現例である. しかし, Smith らが実現した左手系メタマテリアルは, 素子の共振現象を利用したものであったため, 動作が狭帯域であり, かつ損失も大きいものであった.

損失を低減する手法として, 2002年, T. Itoh, A. A. Oliner, および G. V. Eleftheriades らは, 伝送線路理論に基づく非共振型の左手系メタマテリアルの実現方法を提案した[10-12]. これは, 一般的な分布定数線路モデル中の直列インダクタンスと並列キャパシタンスを入れ替えることで, この線路中を伝搬する波の位相速度と群速度が異符号となることを利用したものであり, 共振素子を用いることなく低損失かつ広帯域な左手系動作を実現するものであった. 2004年に, A. Sanada らは, 伝送線路モデルの持つ矛盾点を指摘し, これを解決する, 一般化した右手/左手系複合線路 (CRLH TL: composite right/left-handed transmission line)理論を確立した[13,14]. ここで提案された回路モデルは, Itoh らが提案した直列キャパシタンスと並列インダクタンスからなるモデルに, 自然に存在する右手系の直列インダクタンスと並列キャパシタンスを加えたものであり, すべての左手系線路は右手系の性質を併せ持たなければならないことを指摘した. 今日まで, この CRLH 理論を利用して, 右手/左手系複合漏洩波アンテナ[15-19], 強結合バックワードカップラ[20,21], 無限大波長を利用した零次共振器[22], またそれを利用した多ポート電力分配器[23], 広帯域小型ラットレース[24], ハイブリッド回路[25,26], 非相反メタマテリアルアンテナ[27,28]といった

従来に無い性質や機能を持ったアンテナおよび高周波デバイス等が数多く提案されており, CRLH 理論はメタマテリアルの電磁波応用を支えるキーテクノロジーとなっている.

2008 年以降は, 無線 LAN ルータ搭載用メタマテリアルアンテナ[29,30]が開発されるなどの実用化の動きも出てきており, 最近では, 移動体通信基地局向けアンテナ[31]や車などの移動体に搭載可能な衛星通信アンテナ[32]に利用されるといったメタマテリアルの工学的応用も盛んになってきている. 近年では, 左手系メタマテリアルの開発は, マイクロ波帯から可視領域までより短波長領域へと進んでいる[33].

CRLH 理論に基づくメタマテリアル(以降, CRLH メタマテリアルと呼ぶ)を用いれば, ディラックコーンが実現可能である[13,14]. CRLH メタマテリアルは, 低周波側に位相速度と群速度が異符号となる左手系伝搬域, 高周波側に位相速度と群速度が同符号となる右手系伝搬域を持ち, 一般には, 図 1.2(a)に示すように, 左手系および右手系伝搬域の間にバンドギャップを持つ. この時, ブリルアンゾーン中の波数が零となる Γ 点における群速度は零となるが, 回路モデル中の直列ブランチおよび並列ブランチの共振器の共振周波数が等しくなるバランス

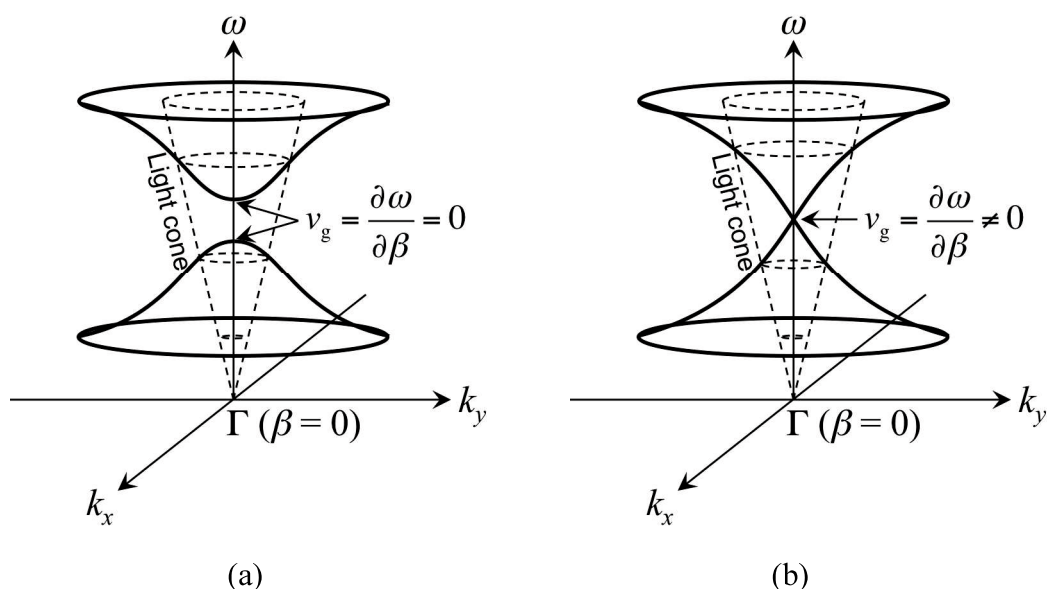


図 1.2 2次元 CRLH メタマテリアルの分散特性 (a)典型的な分散特性 (b)ディラックコーン特性

条件(balanced condition) [13]が満足される時, 図 1.2(b)のように, バンドギャップが消失し, 左手系伝搬域および右手系伝搬域が連続的に繋がり, Γ 点の群速度が非零となるディラックコーンが実現される.

しかし, この CRLH メタマテリアルのディラックコーンの理論は無損失の系に限定されている. 損失を考慮した CRLH メタマテリアルに対して Γ 点の群速度が非零となることはこれまで数値的には示されている[34]ものの, 理論的な裏付けには至っていなかった. また, 損失が Γ 点の群速度に与える影響についても理論的検討はなされていなかった. このため, Γ 点において非零の群速度をもつ CRLH ディラックコーンメタマテリアルの性質を利用したマイクロ波応用も漏洩波アンテナへの応用等に限られていた[35-38].

1.1.2 研究目的と本論文の構成

前節の背景をふまえ, 本論文では損失を考慮した CRLH ディラックコーンメタマテリアルの動作を理論的に解明し, その特性を明らかにすること, また, ディラックコーン特性を利用したマイクロ波応用の新たな可能性を示すことを目的とする.

本論文の各章の構成は以下の通りである.

第 2 章では, 従来の無損失 CRLH ディラックコーンメタマテリアルの物性についてまとめた後, 損失を考慮した場合の分散関係式および Γ 点の群速度の理論導出を行い, 損失が Γ 点の群速度に与える影響について, 回路論的アプローチを用いて理論的に議論する.

第 3 章では, 導波管系 1 次元ディラックコーンメタマテリアルとそのビーム走査漏洩波アンテナ応用の検討について述べる. まず, 単位セル構造の分散関係およびブロッホインピーダンスを導出し, ビーム走査漏洩波アンテナに応用可能であることを示す. 次に, 電磁界シミュレーションにより, アンテナ構造設計を行う. 最後に, 試作実験を行い, ディラックコーン特性およびビーム走査動作の検証を行う.

第 4 章では, 反射型の 2 次元 CRLH ディラックコーンメタ表面と異常吸収について述べる. まず, 単位セル構造の分散関係を示し, 2 次元 CRLH 媒質として動作することを示すとともに, 異常吸収の動作原理について述べる. また, 1 開

口共振器モデルを用いて、ディラックコーンが異常吸収に与える効果について述べる。次に、電磁界シミュレーションによる構造設計を行い、さらに、試作実験により、異常吸収現象を実験的に確認する。

第5章では、透過型の2次元CRLHディラックコーンメタ表面と異常透過について述べる。まず、単位セル構造を示した後、異常透過の動作原理について述べる。次に、電磁界シミュレーションによる構造設計を行い、さらに、試作実験により、ディラックコーン特性および異常透過現象を実験的に確認する。また、放射特性測定により、メタマテリアルの Γ 点動作も実験的に検証する。

第6章では、本研究の結論と成果、また今後の展開と課題について述べる。

1.2 本研究の学術的意義

本研究では、これまでなされていなかった損失を考慮したCRLHディラックコーンメタマテリアルの存在性を理論的に検討し、損失のある系に対してもバランス条件が満足される場合にディラックコーンが実現可能であることを示している。

第2章では、損失を考慮した系の Γ 点の群速度の理論値を解析的に導出し、バランス条件が満足される時は Γ 点の群速度が非零となることを理論的に示している。さらに、損失が Γ 点の群速度に与える影響を理論的に解明し、 Γ 点の群速度が回路モデルの直列ブランチおよび並列ブランチの素子の Q 値の比(Q_{sh}/Q_{sc})に依存し、 Q_{sc} と Q_{sh} が等しい場合、 Γ 点の群速度は最大となり、 Q_{sc} と Q_{sh} が異なる値である場合はそれよりも減少することを示している。この時の最大値は背景の材料中の光速の半分の値となり、かつ無損失CRLHディラックコーンメタマテリアルのものと同じ値となっていることを理論的に示している。また、 Γ 点の群速度が最大となる条件($Q_{sc} = Q_{sh}$)は一般の分布定数線路が無歪みとなるヘビサイド条件と一致することも明らかにしている。以上により、未解明であった損失を考慮した系のCRLHディラックコーンメタマテリアルの存在性を理論的に確認し、また、 Γ 点の群速度の理論値と損失がそれに与える影響を初めて明らかにしている。この結果は、CRLHディラックコーンメタマテリアルの将来の無線システムなどへの応用に役立つものと考えられる。

また、本論文では、1次元および2次元のCRLHディラックコーンメタマテリ

アルの新たなマイクロ波応用の可能性を実験的に示している。

第3章では、導波管系1次元ディラックコーンメタ材料のビーム走査漏洩波アンテナ応用を検討し、構造にディラックコーンを持たせることによって、通常の漏洩波アンテナでは不可能なブロードサイド方向への放射が可能となり、その結果、バックワード方向からフォワード方向への連続的な広角ビーム走査可能なアンテナが実現できることを実証している。

第4章では、反射型の2次元CRLHディラックコーンメタ表面とその異常吸収現象について述べ、構造にディラックコーンを持たせることにより、外部入射波との結合が強められ、通常困難であった垂直入射に近い波に対しても強結合を実現し、異常吸収を発現させ易くなることを示している。また、異常吸収の実証実験により、35 dB以上の強い吸収特性が得られることを実験的に示し、さらに、時間領域測定により、異常吸収が面内伝搬波の再放射成分に起因する現象であることを明らかにしている。

第5章では、透過型の2次元CRLHディラックコーンメタ表面と異常透過について述べ、構造にディラックコーンを持たせることにより、正面方向への透過係数が1を超える異常透過特性が得られることを実験的に示している。また、時間領域測定により、異常透過も面内伝搬波の再放射成分に起因する現象であることを明らかにしている。さらに、放射特性および近傍界測定により、異常透過は、メタ材料の狭ビーム放射動作によるものであることを実験的に示している。

第 2 章 CRLH ディラックコーンメタマテリアル

2.1 序言

本章では、右手/左手系複合(CRLH: composite right/left-handed)線路理論に基づき、CRLH ディラックコーンメタマテリアルの物性と Γ 点の群速度の特徴について述べる。2.2 節では、無損失 CRLH メタマテリアルの回路理論に基づく媒質モデルを示し、その分散特性およびブロッホインピーダンスを示す。また、構造がディラックコーンを持つ条件下での Γ 点の群速度の特徴を述べる。2.3 節では、損失を考慮した CRLH メタマテリアルの媒質モデルを示し、無損失の場合と同様にその分散特性およびブロッホインピーダンスを求める。次に、ディラックコーンの Γ 点の群速度を導出し、損失が Γ 点の群速度に与える影響について述べる。

2.2 無損失 CRLH メタマテリアルの回路論的取扱い

回路理論に基づく無損失 CRLH メタマテリアルの媒質モデルを図 2.1 に示す。この回路は、同図(b)に示す右手系線路の構成要素である直列インダクタンス L_R および並列キャパシタンス C_R と、左手系線路の構成要素である直列キャパシタンス C_L および並列インダクタンス L_L を組み合わせた単位セルを周期 p で無限に配列したものである。

2.2.1 媒質モデルとその特性

まず、無損失 CRLH メタマテリアルの分散関係式を導出する。図 2.1(b)の二端子対回路に対して、各端子の電流および電圧の関係を基本行列($ABCD$ 行列)を用いて表し、ブロッホ・フロケの周期境界条件[39]を適用すると、この回路の分散関係式は

$$\cosh \gamma p = 1 + Z(\omega)Y(\omega) \quad (2.1)$$

と得られる。ここで、 $Z(\omega)$ および $Y(\omega)$ はそれぞれ回路の直列ブランチのインピーダンスおよび並列ブランチのアドミタンスを示しており、

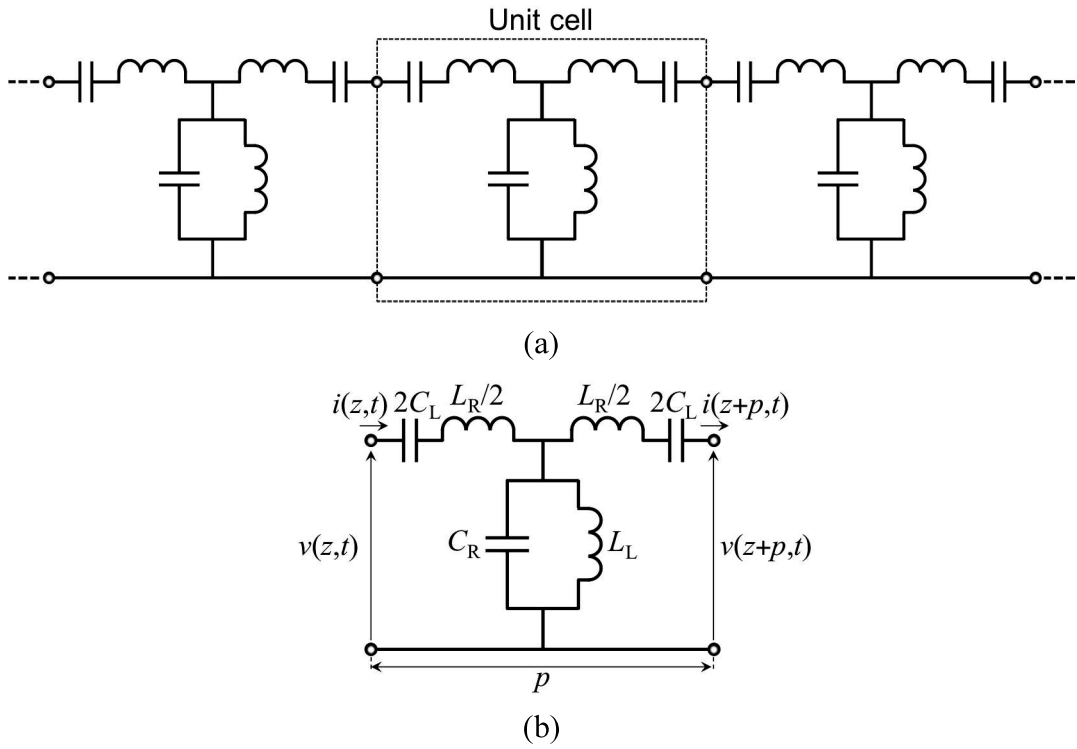


図 2.1 無損失 CRLH メタマテリアルの媒質モデル (a)周期構造 (b)単位セル

$$Z(\omega) = \frac{j}{2} \left(\omega L_R - \frac{1}{\omega C_L} \right) \quad (2.2)$$

$$Y(\omega) = j \left(\omega C_R - \frac{1}{\omega L_L} \right) \quad (2.3)$$

で与えられる。また、 γ は伝搬定数であり、以下の様に定義される。

$$\gamma \equiv \alpha + j\beta \quad (2.4)$$

ここで、 α および β はそれぞれ減衰定数および位相定数である。今、系が無損失であると考え、 $\alpha = 0$ とすれば、式(2.1)は、

$$\cos \beta p = 1 + Z(\omega)Y(\omega) \quad (2.5)$$

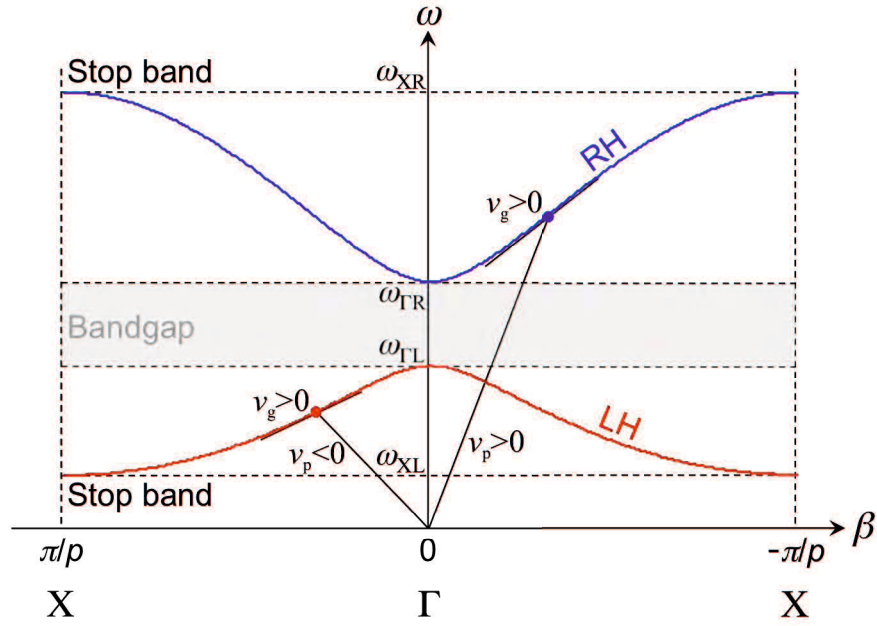


図 2.2 無損失 CRLH メタマテリアルの典型的な分散特性(バランス条件を満足しない場合の分散特性)

となる. 式(2.2)および(2.3)を式(2.5)に代入すれば, 分散関係式は,

$$\beta p = \cos^{-1} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(\omega L_R - \frac{1}{\omega C_L} \right) \left(\omega C_R - \frac{1}{\omega L_L} \right) \right\} \quad (2.6)$$

と得られる. 式(2.6)を用いて, 無損失 CRLH メタマテリアルの典型的な分散特性 (ただし, $L_R C_L \neq L_L C_R$) を図示すると図 2.2 の様になる. 図中の横軸および縦軸はそれぞれ位相定数 β および角周波数 ω である. 横軸の β が 0 および $\pm\pi/p$ である点はそれぞれ Γ 点および X 点と呼ばれる. 図の様に, 低域側には群速度と位相速度が異符号である左手系(LH: left-handed)伝搬域が, 高域側には群速度と位相速度が同符号である右手系(RH: right-handed)伝搬域が存在する. 一般に, CRLH メタマテリアルは左手系伝搬域の X 点周波数よりも低域側および右手系伝搬域の X 点周波数よりも高域側に非伝搬域(stop band)を持つ. これは, CRLH メタマテリアルが高域通過特性を持つ左手系線路および低域通過特性を持つ右手系線路の両方の性質を併せ持つ周期構造であるためである.

ここで, Γ 点および X 点角周波数を求める. 式(2.6)に $\beta = 0$ を代入すると, 左手系および右手系伝搬域の Γ 点角周波数 $\omega_{\Gamma L}$ および $\omega_{\Gamma R}$ はそれぞれ,

$$\omega_{\Gamma L} = \min(\omega_{se}, \omega_{sh}) \quad (2.7)$$

$$\omega_{\Gamma R} = \max(\omega_{se}, \omega_{sh}) \quad (2.8)$$

となる. ここで, ω_{se} および ω_{sh} はそれぞれ単位セルの直列ブランチおよび並列ブランチの共振周波数であり, 次式で与えられる.

$$\omega_{se} = \frac{1}{\sqrt{L_R C_L}} \quad (2.9)$$

$$\omega_{sh} = \frac{1}{\sqrt{L_L C_R}} \quad (2.10)$$

一方, 式(2.6)に $\beta = \pi p$ を代入すると, 左手系および右手系伝搬域のX点角周波数 ω_{XL} および ω_{XR} はそれぞれ,

$$\left. \begin{array}{l} \omega_{XL}^2 \\ \omega_{XR}^2 \end{array} \right\} = \frac{\omega_{se}^2 + \omega_{sh}^2}{2} + 2\omega_R^2 \mp \sqrt{\left(\frac{\omega_{se}^2 + \omega_{sh}^2}{2} + 2\omega_R^2 \right)^2 - \omega_{se}^2 \omega_{sh}^2} \quad (2.11)$$

となる. なお, ω_R は

$$\omega_R = \frac{1}{\sqrt{L_R C_R}} \quad (2.12)$$

である.

一般に, 図 2.2 の様に, CRLH メタマテリアルの分散特性には左手系および右手系伝搬域の間に非伝搬域であるバンドギャップ(bandgap)が存在する. しかしながら, 左手系および右手系の伝搬モードが Γ 点で偶然縮退(accidental degeneracy)[4,5]を起こす場合, すなわち, 系が

$$\omega_{se} = \omega_{sh} \quad (2.13)$$

を満足する場合, 図 2.3 の様に左手系および右手系伝搬域の間のバンドギャップは消失する. 式(2.13)はバランス条件(balanced condition)[13]と呼ばれ, 次の様に書くこともできる.

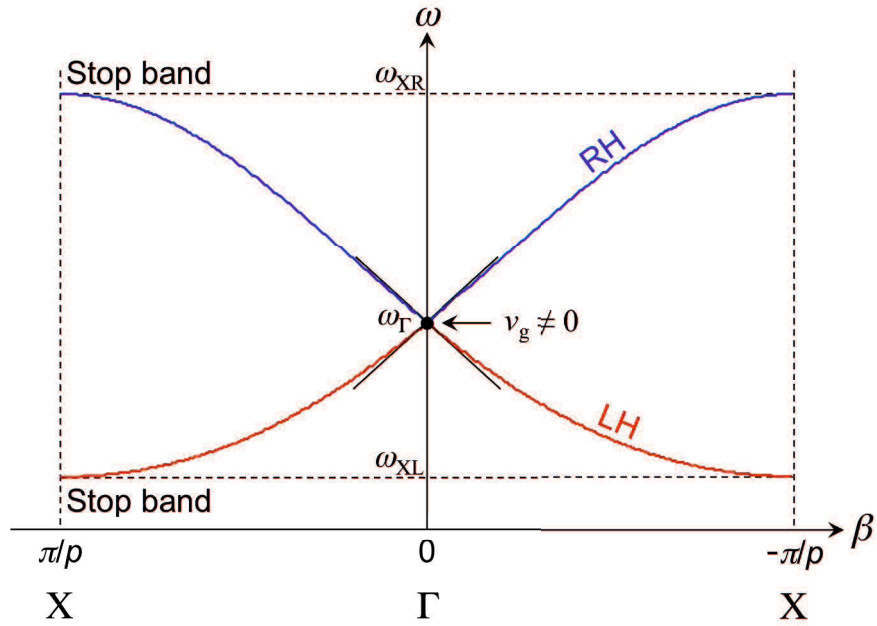


図 2.3 無損失 CRLH メタマテリアルのディラックコーン特性(バランス条件を満足する場合の分散特性)

$$\frac{L_L}{C_L} = \frac{L_R}{C_R} \quad (2.14)$$

この時の Γ 点角周波数 $\omega_{se} = \omega_{sh} = \omega_{\Gamma L} = \omega_{\Gamma R} (\equiv \omega_{\Gamma})$ はバランス角周波数(balanced angular frequency)と呼ばれる。バランス条件が満足される場合、図 2.3 の様に、左手系および右手系の伝搬モードは Γ 点で連続的に繋がり、CRLH メタマテリアルはディラックコーンを持つ。

次に、無損失 CRLH メタマテリアルのブロッホインピーダンスを求める。CRLH メタマテリアルのような周期構造線路のインピーダンスは位置によって変化するが、周期ごとに同じインピーダンスの値をとる。周期構造内を伝搬する波はブロッホ波と呼ばれ、ブロッホ波に対する特性インピーダンスはブロッホインピーダンス(Bloch impedance)と呼ばれる。図 2.1(b)に示した CRLH メタマテリアルのブロッホインピーダンス Z_B は、回路の両端の電圧と電流の比を基本行列を用いて表し、インピーダンス行列との対応を取ることで、

$$Z_B = \sqrt{Z^2 + \frac{2Z}{Y}} \quad (2.15)$$

となる. 式(2.2)および(2.3)を式(2.15)に代入すると, ブロッホインピーダンスは

$$\begin{aligned}
 Z_B &= \sqrt{\frac{\omega L_R - \frac{1}{\omega C_L} - \left(\omega L_R - \frac{1}{\omega C_L}\right)^2}{\omega C_R - \frac{1}{\omega L_L} - \frac{4}{\omega L_L}}} \\
 &= Z_L \sqrt{\frac{\frac{\omega^2}{\omega_{se}^2} - 1}{\frac{\omega^2}{\omega_{sh}^2} - 1} - \frac{\omega_L^2}{4\omega^2} \left(\frac{\omega^2}{\omega_{se}^2} - 1\right)^2}
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

と得られる. ここで, Z_L は,

$$Z_L = \sqrt{\frac{L_L}{C_L}} \tag{2.17}$$

である.

バランス条件を満足しない時($\omega_{se} \neq \omega_{sh}$)の CRLH メタマテリアルのブロッホインピーダンスを図 2.4 に示す. 図 2.4(a)および(b)はそれぞれ $\omega_{se} < \omega_{sh}$ および $\omega_{se} > \omega_{sh}$ の場合である. バランス条件を満足しない時のブロッホインピーダンスは, いずれの場合においても, バンドギャップの上限周波数および下限周波数で零または無限大となる.

バランス条件を満足する時($\omega_{se} = \omega_{sh}$)の CRLH メタマテリアルのブロッホインピーダンスを図 2.5 に示す. 図のように, バランス条件を満足する場合のブロッホインピーダンスは Γ 点角周波数で連続になっている. このことは, バランス条件を満足する場合の方がしない場合に比べ, 外部回路との整合が広帯域になる可能性を示している. なお, バランス条件を満足する時のバランス角周波数 ω_Γ における Z_B の値は, 式(2.16)より,

$$Z_B = Z_L = \sqrt{\frac{L_L}{C_L}} \tag{2.18}$$

となる.

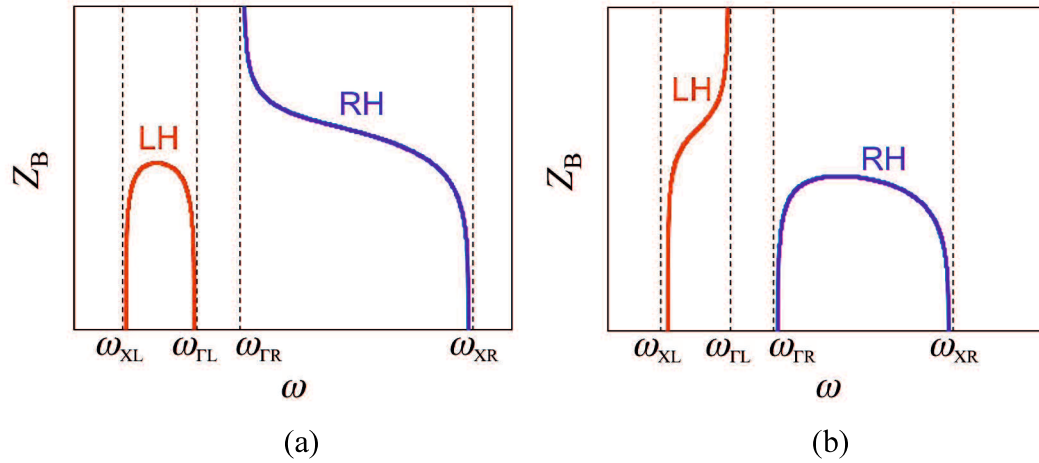


図 2.4 バランス条件を満足しない場合の無損失 CRLH メタマテリアルのブロッホインピーダンス (a) $\omega_{sc} < \omega_{sh}$ の場合 (b) $\omega_{sc} > \omega_{sh}$ の場合

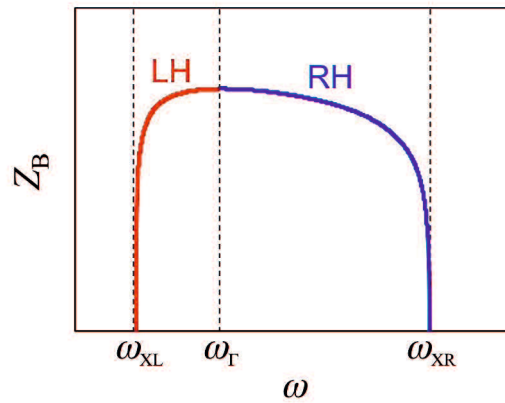


図 2.5 バランス条件を満足する場合の無損失 CRLH メタマテリアルのブロッホインピーダンス

2.2.2 CRLH バランス条件とディラックコーン

バランス条件を満足することにより，CRLH メタマテリアルがディラックコーンを持つことを前節で述べた．ここでは，ディラックコーンを持つ時の Γ 点の群速度を理論的に導出し，その特徴について述べる．

式(2.6)を角周波数 ω で偏微分することにより， Γ -X パス間の群速度は，

$$v_g = \left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right)^{-1} = - \frac{p \sin \beta p}{\frac{1}{\omega^3 L_L C_L} - \omega L_R C_R} \quad (2.19)$$

と得られる. CRLH メタマテリアルがバランス条件を満足しない場合($\omega_{\text{sc}} \neq \omega_{\text{sh}}$), 式(2.19)に $\beta=0$ を代入すると, Γ 点における群速度は,

$$v_{\text{g}}|_{\Gamma} = 0 \quad (2.20)$$

となる. 式(2.20)の結果は, バランス条件を満足しない時の CRLH メタマテリアルでは, Γ 点におけるエネルギー伝送が無いことを意味している. 一方, バランス条件を満足する($\omega_{\text{sc}} = \omega_{\text{sh}}$), すなわちディラックコーンを持つ場合, Γ 点の群速度は, 式(2.19)の角周波数を $\omega \rightarrow \omega_{\Gamma} = \omega_{\text{sc}} = \omega_{\text{sh}}$, 位相定数を $\beta \rightarrow 0$ とすると, 右辺の分母および分子が共に零となり不定となるが, ベルヌーイ・ロピタルの定理を適用すれば,

$$\begin{aligned} v_{\text{g}}|_{\Gamma} &= \frac{\partial \omega}{\partial \beta} \left(\begin{array}{l} \omega \rightarrow \omega_{\Gamma} \\ \beta \rightarrow 0 \end{array} \right) = - \frac{p^2 \cos \beta p}{\omega^4 L_{\text{L}} C_{\text{L}} - L_{\text{R}} C_{\text{R}}} \left(\frac{\partial \omega}{\partial \beta} \right)^{-1} \\ &= \frac{p^2}{\frac{3L_{\text{L}} C_{\text{L}} L_{\text{R}} C_{\text{R}}}{L_{\text{L}} C_{\text{L}}} + L_{\text{R}} C_{\text{R}}} \left(\frac{\partial \omega}{\partial \beta} \right)^{-1} \\ &= \frac{p^2}{4L_{\text{R}} C_{\text{R}}} \left(\frac{\partial \omega}{\partial \beta} \right)^{-1} \end{aligned} \quad (2.21)$$

となる. これより,

$$\begin{aligned} v_{\text{g}}|_{\Gamma} &= \pm \frac{p}{2\sqrt{L_{\text{R}} C_{\text{R}}}} \\ &= \pm \frac{1}{2\sqrt{L'_{\text{R}} C'_{\text{R}}}} \\ &= \pm \frac{1}{2} v_{\text{R}} \end{aligned} \quad (2.22)$$

となる. ここで, v_{R} は,

$$v_{\text{R}} \equiv \frac{1}{\sqrt{L'_{\text{R}} C'_{\text{R}}}} \quad (2.23)$$

である. 上式の L'_{R} ($\equiv L_{\text{R}}/p$) および C'_{R} ($\equiv C_{\text{R}}/p$) はそれぞれ単位長さ当たりの直列

のインダクタンスおよび並列のキャパシタンスである。例えば、背景の材料が真空である場合、式(2.23)の L'_R および C'_R はそれぞれ真空の透磁率 μ_0 および誘電率 ϵ_0 に対応するので、 Γ 点の群速度は光速 $c_0 = (\epsilon_0\mu_0)^{-1/2}$ の半分の値となる。すなわち、ディラックコーンを持つ CRLH メタマテリアルの Γ 点の群速度は零にはならず、エネルギーの伝送が可能であることがわかる。これは物理的に興味深く、CRLH メタマテリアルの最も特徴的な性質の一つである。また、このことは後述の様に CRLH メタマテリアルの無線システム応用の際にも非常に有効である。

2.3 損失を考慮した CRLH メタマテリアルの回路論的取扱い

回路理論に基づく損失を考慮した CRLH メタマテリアルの媒質モデルを図 2.6 に示す。同図(b)に示したこの回路の単位セルは、図 2.1(b)の無損失 CRLH メタマテリアルの単位セルに直列抵抗 R および並列コンダクタンス G が付加された構成となっている。

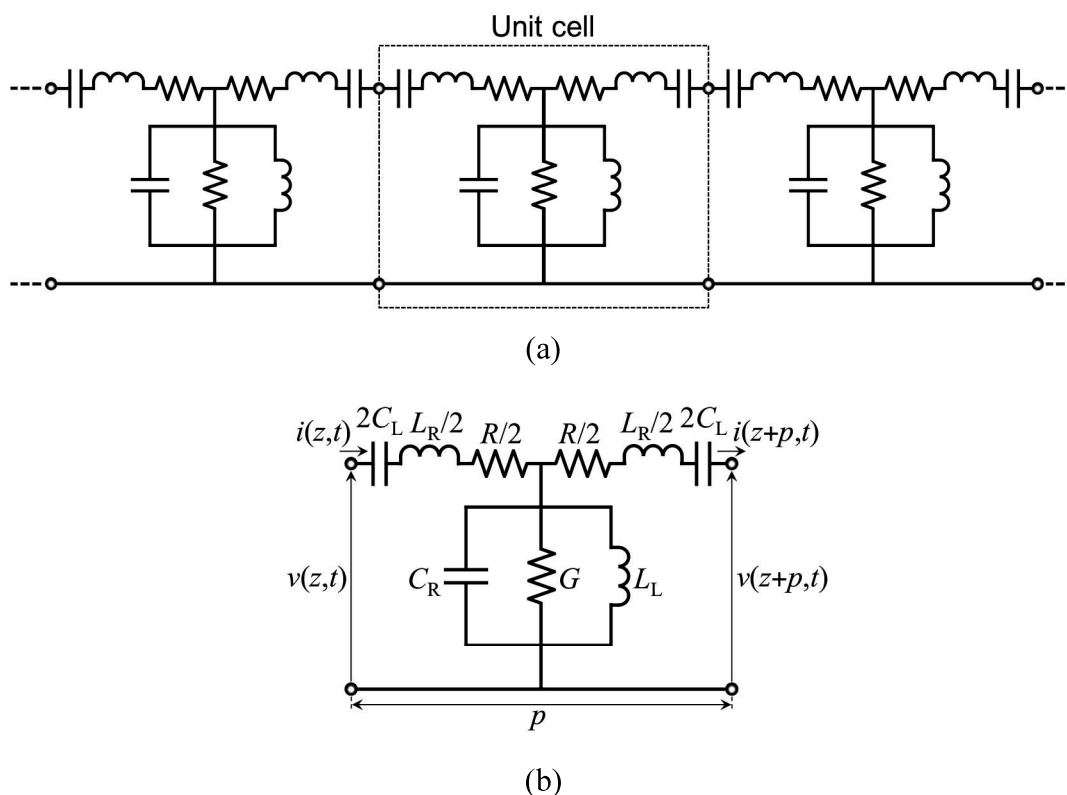


図 2.6 損失を考慮した CRLH メタマテリアルの媒質モデル (a)周期構造 (b) 単位セル

2.3.1 媒質モデルとその特性

図 2.6(b)の回路の分散関係式は、前述と同様に、基本行列($ABCD$ 行列)を定義し、ブロッホ・フロケの周期境界条件を適用することにより、

$$\begin{aligned}\cosh \gamma p &= 1 + Z(\omega)Y(\omega) \\ &= 1 + \frac{1}{2}(R + jX)(G + jB) \\ &= 1 + \frac{1}{2}\{RG - XB + j(RB + GX)\}\end{aligned}\tag{2.24}$$

となる。ここで、 X および B はそれぞれ直列ブランチのリアクタンス成分および並列ブランチのサセプタンス成分であり、

$$X = \omega L_R - \frac{1}{\omega C_L}\tag{2.25}$$

$$B = \omega C_R - \frac{1}{\omega L_L}\tag{2.26}$$

と与えられる。式(2.24)を用いて、現実的な大きさの損失を考慮した場合の典型的な分散特性(ただし、 $L_R C_L \neq L_L C_R$)を図示すると図 2.7 の様になる。また、同図には、減衰定数の特性も併せて示している。この場合、 Γ 点および X 点での分散曲線が特に損失の影響を受けているが、全体的な分散特性の傾向は無損失の場合と一致しており、低域側に左手系伝搬域、高域側に右手系伝搬域が存在している。また、両伝搬域の間には無損失の場合と同様のバンドギャップが存在しており、そこでは減衰定数が増大している。しかしながら、系が式(2.13)のバランス条件を満足する場合は、図 2.8 に示す様に、無損失のものと同様、左手系および右手系伝搬域の間のバンドギャップは消失し、 Γ 点で両伝搬帯域が連続的につながる。また、その時の減衰定数の特性は、バランス条件を満足しない場合とは異なり、 Γ 点周波数付近で増大せず、全帯域内でほぼ均一となる。

また、損失を考慮した CRLH メタマテリアルのブロッホインピーダンス Z_B は、前節と同様に、図 2.6(b)に示した回路の両端の電圧と電流の比を基本行列を用いて表し、インピーダンス行列との対応を取ることで、

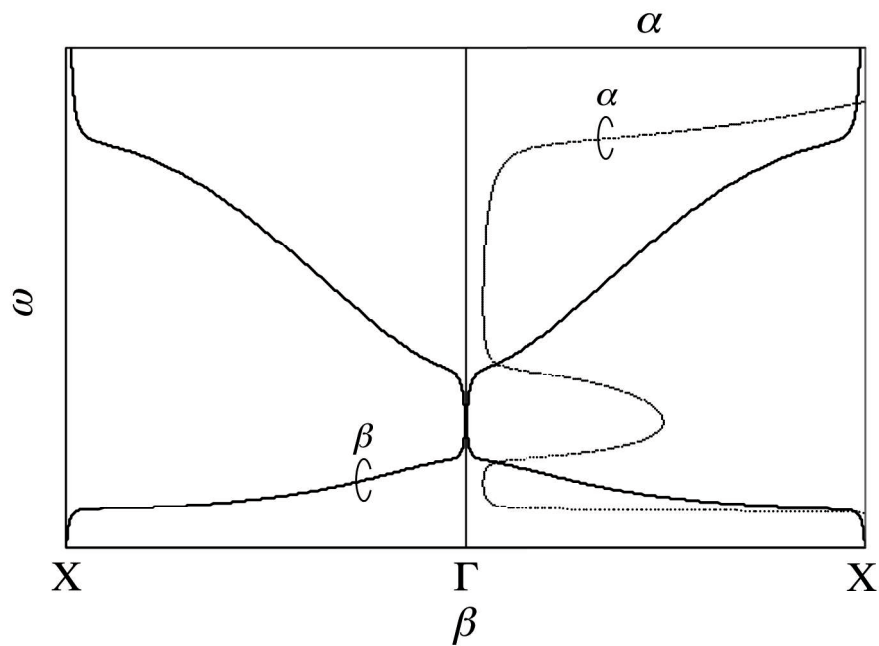


図 2.7 損失を考慮した CRLH メタマテリアルの典型的な分散特性および減衰定数(バランス条件を満足しない場合)

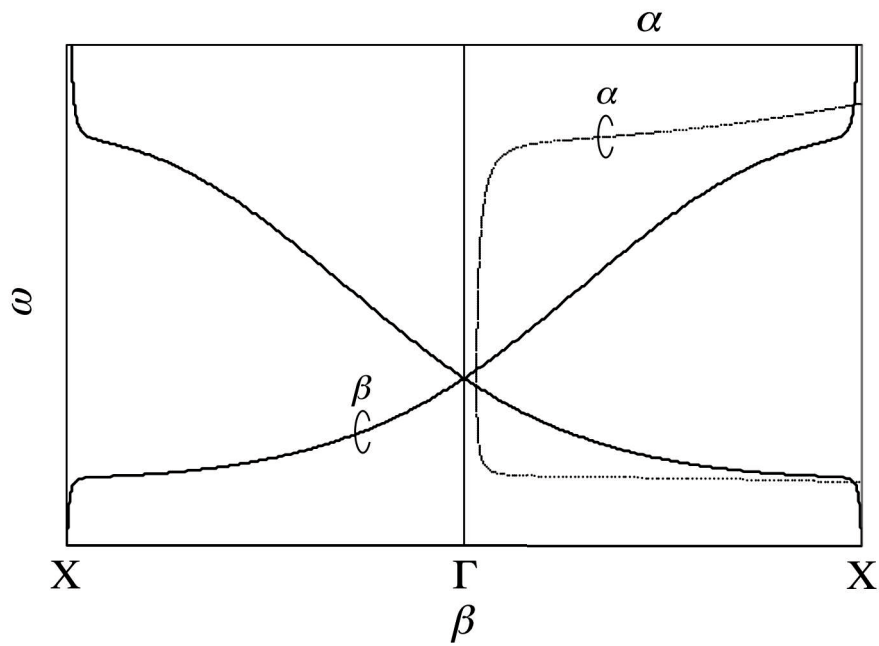


図 2.8 損失を考慮した CRLH メタマテリアルのディラックコーン特性および減衰定数(バランス条件を満足する場合)

$$Z_B = \sqrt{\frac{(R + jX)^2}{4} + \frac{R + jX}{G + jB}} \quad (2.27)$$

となる.

2.3.2 CRLH バランス条件とディラックコーン

前節では, 損失を考慮した CRLH メタマテリアルであってもディラックコーンを持つことを示した. ここでは, ディラックコーンを持つ時の Γ 点の群速度を理論的に導出し, その特徴について述べる.

今, Γ 点近傍($\beta \sim 0$)を考える. 系が式(2.13)のバランス条件を満足し, ω_0 なる角周波数で ω_{se} および ω_{sh} が縮退している($\omega_{se} = \omega_{sh} = \omega_0$)ものとする, Γ 点付近における分散関係式は, 直列ブランチおよび並列ブランチの素子の Q 値である Q_{se} および Q_{sh} を用いることにより,

$$\begin{aligned} \cosh \gamma p &= 1 + \frac{RG}{2} \left\{ 1 - \frac{XB}{RG} + j \left(\frac{B}{G} + \frac{X}{R} \right) \right\} \\ &\equiv 1 + \frac{\omega^2}{2Q_{se}Q_{sh}} \frac{p^2}{v_R^2} (1 + 2jQ_{se}\delta)(1 + 2jQ_{sh}\delta) \end{aligned} \quad (2.28)$$

と表される. ここで, Q_{se} および Q_{sh} はそれぞれ,

$$Q_{se} \equiv \frac{\omega_0 L_R}{R} \quad (2.29)$$

$$Q_{sh} \equiv \frac{\omega_0 C_R}{G} \quad (2.30)$$

と定義され, δ は ω_0 付近における離調度(detuning factor)[40]であり,

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \\ &= \frac{(\omega + \omega_0)(\omega - \omega_0)}{2\omega_0\omega} \\ &\equiv \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \equiv \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \quad (\because \omega \approx \omega_0) \end{aligned} \quad (2.31)$$

と与えられる. また, v_R は背景となる材料中を伝搬する波の速度(真空の場合は光速)であり, 式(2.23)と同じものである. 式(2.28)を用いて, 損失を考慮した CRLH メタマテリアルの Γ 点の群速度の式を導出する. 式(2.28)の左辺のハイパ

ボリックコサイン関数にテイラー展開近似を適用し、4次以上の高次の項を無視すると、同式は、

$$1 + \frac{(\gamma p)^2}{2} \cong 1 + \frac{\omega^2}{2Q_{se}Q_{sh}} \frac{p^2}{v_R^2} (1 + 2jQ_{se}\delta)(1 + 2jQ_{sh}\delta)$$

$$\therefore \gamma = \frac{\omega}{v_R} \frac{1}{\sqrt{Q_{se}Q_{sh}}} \sqrt{1 + 2jQ_{se}\delta} \cdot \sqrt{1 + 2jQ_{sh}\delta} \quad (2.32)$$

と書くことができる。今、 Γ 点($\omega \sim \omega_0$ および $\beta \sim 0$)において、系の損失が極端に大きくなり、現実的な範囲である($Q_{se}\delta \ll 1$ および $Q_{sh}\delta \ll 1$)とすると、 Γ 点付近における伝搬定数 γ は、

$$\gamma \cong \frac{\omega}{v_R} \frac{1}{\sqrt{Q_{se}Q_{sh}}} (1 + jQ_{se}\delta)(1 + jQ_{sh}\delta)$$

$$= \frac{\omega}{v_R} \frac{1}{\sqrt{Q_{se}Q_{sh}}} \{1 - Q_{se}Q_{sh}\delta^2 + j(Q_{se} + Q_{sh})\delta\}$$

$$\cong \frac{\omega_0}{v_R} \left\{ \frac{1}{\sqrt{Q_{se}Q_{sh}}} + j \left(\sqrt{\frac{Q_{sh}}{Q_{se}}} + \sqrt{\frac{Q_{se}}{Q_{sh}}} \right) \delta \right\} \quad (2.33)$$

となる。したがって、位相定数 β は、

$$\beta = \frac{\omega_0}{v_R} \left(\sqrt{\frac{Q_{sh}}{Q_{se}}} + \sqrt{\frac{Q_{se}}{Q_{sh}}} \right) \delta \quad (2.34)$$

となる。上式より、 Γ 点の群速度は、

$$v_g|_{\Gamma} = \frac{\partial \omega}{\partial \beta} = \pm \frac{1}{\sqrt{\frac{Q_{sh}}{Q_{se}} + \frac{Q_{se}}{Q_{sh}}}} v_R \cong \pm \kappa v_R \quad (2.35)$$

と得られる。ここで、 κ は、

$$\kappa \equiv \frac{1}{\sqrt{\frac{Q_{sh}}{Q_{se}} + \frac{Q_{se}}{Q_{sh}}}} \quad (2.36)$$

である。以降、 κ をスローウェーブファクタ(slow wave factor)と呼ぶ。式(2.35)よ

り, Γ 点の群速度は, スローウェーブファクタ κ を係数として背景の材料中の波の速度 v_R に比例し, 決して零にはならないことがわかる[41]. これは, 損失を考慮した CRLH メタマテリアルであっても, バランス条件を満足する場合は Γ 点の群速度が非零のディラックコーンを持つことを示している.

2.3.3 損失が Γ 点の群速度に与える影響

ここでは, 損失が Γ 点の群速度に与える影響について理論的に検討する. 式(2.36)のスローウェーブファクタ κ は Q_{sc} および Q_{sh} の比に依存する関数である. ここで, Q_{sc} および Q_{sh} の比を,

$$k \equiv \frac{Q_{sh}}{Q_{sc}} \quad (2.37)$$

とおくと, 式(2.36)のスローウェーブファクタ κ は,

$$\kappa = \frac{1}{\sqrt{k} + \sqrt{\frac{1}{k}}} \quad (2.38)$$

となる. 上式のスローウェーブファクタ κ と k の関係を図 2.9 に示す. 図の様に, κ は $k=1$ を軸とする対称な関数であり, $k=k'$ および $1/k'$ の場合に同じ値をとる. Q_{sc} および Q_{sh} が同じ値となる ($k=1$) 場合, すなわち,

$$\frac{L_R}{R} = \frac{C_R}{G} \quad (2.39)$$

となる時, κ は最大値 $1/2$ をとる[41]. このことより, 式(2.39)の条件が満足される時, Γ 点の群速度は最大となり, 無損失の場合の Γ 点の群速度と同じ値

$$|v_g|_{\Gamma_{\max}} = \frac{1}{2} v_R \quad (2.40)$$

をとることがわかる. また, 式(2.39)の条件式は, 一般の分布定数線路が無歪みとなる場合のヘビサイド条件[39]と同じものであることも興味深い. 一方で, Q_{sc} および Q_{sh} が異なる値となる ($k \neq 1$) 場合は, $|v_g|_{\Gamma}$ は減少し, Γ 点における波動は減速する.

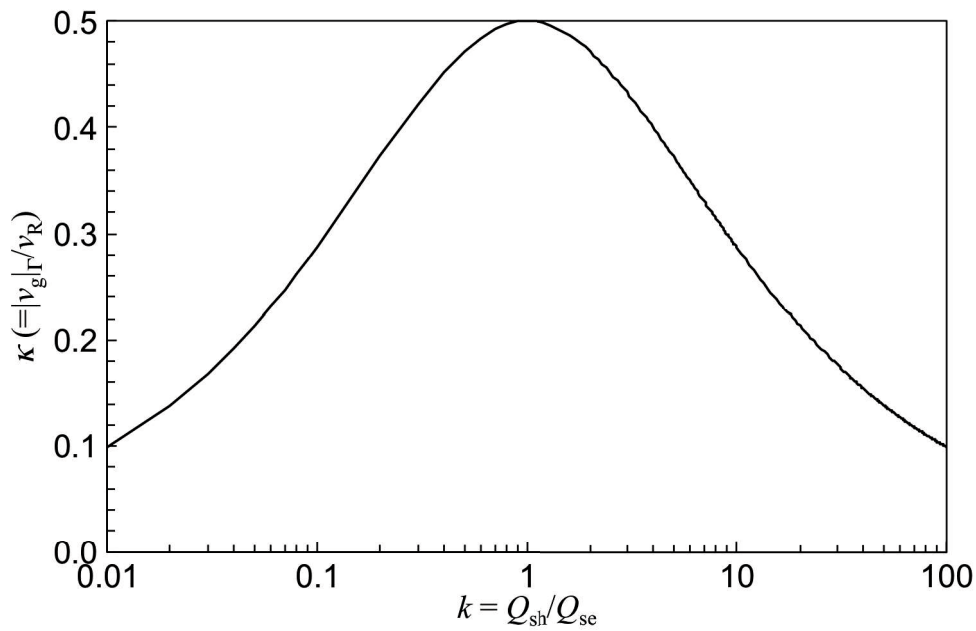


図 2.9 スローウェーブファクタ κ と $k(= Q_{sh}/Q_{se})$ との関係

次に、スローウェーブファクタ κ を変化させた時に、 Γ 点付近の分散曲線がどのように変化するかを示す。スローウェーブファクタ κ をパラメータとして、式(2.24)より求めた分散特性を図 2.10 に示す。なお、 $k(= Q_{sh}/Q_{se})$ は式(2.38)の逆関数により得られる。図より、 Γ 点において、いずれの κ の場合においても群速度が非零となっており、分散曲線の傾きの大きさが κ の値の変化と同様の動きをしていることがわかる。また、傾きの最大値は、 Q_{se} および Q_{sh} が同じ値となる場合 ($k = 1$) の $1/2$ であり、それ以外の場合 ($k \neq 1$) では、傾きは $1/2$ よりも小さくなることもわかる。さらに、同図からは、 Γ 点から離れたところでは異なる κ の値であっても分散曲線は互いに一致することもわかる。

以上をまとめると、損失のある CRLH メタマテリアルであっても、式(2.13)のバランス条件が満たされる場合は、 Γ 点の群速度は必ず非零となり、ディラックコーン特性が得られる。

最後に、 Γ 点における減衰定数について述べる。式(2.29)、(2.30)および(2.33)より、 Γ 点の減衰定数は、

$$\alpha = \frac{\omega_0}{v_R} \frac{1}{\sqrt{Q_{se} Q_{sh}}} = \sqrt{R'G'} \quad (2.41)$$

と与えられる. ここで, R' ($\equiv R/p$)および G' ($\equiv G/p$)はそれぞれ単位長さ当たりの直列抵抗および並列コンダクタンスである. 式(2.41)より, Γ 点において, 減衰定数 α は Q_{se} および Q_{sh} の相乗平均に反比例し, かつ R' および G' の相乗平均に比例する. このことは, ディラックコーンを持つ CRLH メタマテリアルの Γ 点の減衰定数 α を減少させるには, R' および G' の両方を同時に減らすことが重要であることを示している.

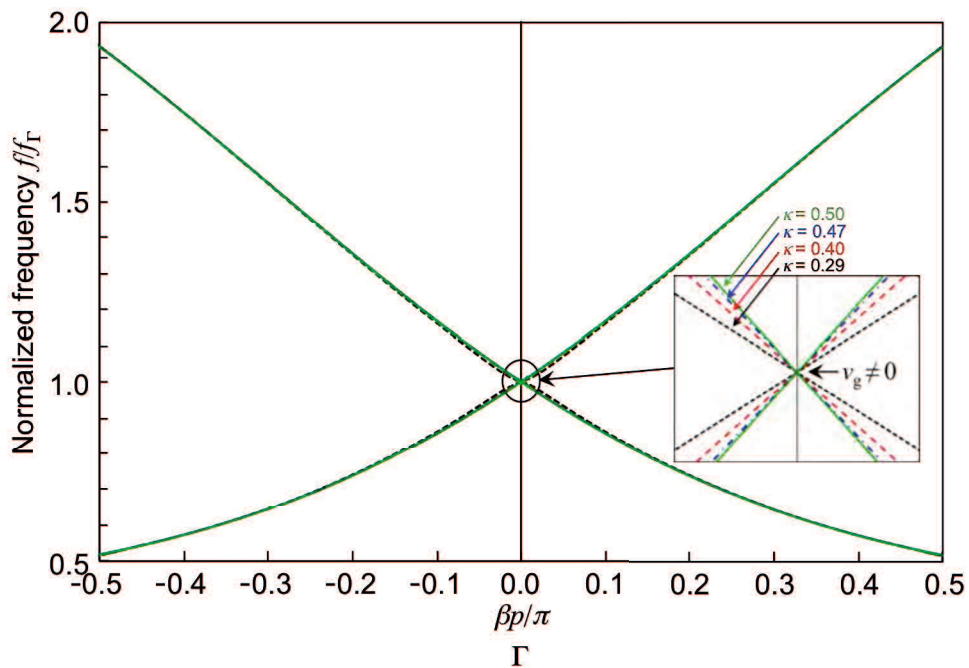


図 2.10 スローウェーブファクタ κ をパラメータとした場合の損失を考慮した CRLH ディラックコーンメタマテリアルの分散特性. 横軸は規格化した位相定数, 縦軸は Γ 点周波数で規格化した周波数.

2.4 結言

本章では, CRLH 伝送線路理論に基づく回路アプローチにより, 無損失および損失を考慮した CRLH メタマテリアルのディラックコーン特性とその Γ 点の群速度について理論的に検討した.

2.2 節では, 無損失 CRLH メタマテリアルの分散関係を理論的に導出し, 系がバランス条件を満足する時は, Γ 点において非零の群速度を持つディラックコーンを持つことを示した. また, 分散関係より Γ 点の群速度の式を導き, ディラックコーンを持つ場合は背景の材料中の光速の半分の値となることを示した.

2.3 節では, 損失を考慮した CRLH メタマテリアルの分散関係を理論的に導出し, バランス条件を満足する時は無損失の場合と同様にディラックコーンを持つことを示した. 次に, Γ 点の群速度の式を導出し, それが単位セル中の直列ブランチおよび並列ブランチの素子の Q 値(Q_{se} および Q_{sh})の比 $k = Q_{sh}/Q_{se}$ の関数であるスローウェーブファクタ $\kappa = (k^{1/2} + k^{-1/2})^{-1}$ に依存することを示した. Q_{se} と Q_{sh} が同じ値の場合($k=1$ の場合), スローウェーブファクタ κ は最大値 $1/2$ を取り, Q_{se} と Q_{sh} が異なる値の場合($k \neq 1$ の場合)はそれよりも減少することを示した. また, スローウェーブファクタ κ が最大となる時に Γ 点の群速度は背景の材料中の光速の半分の値になり, それは無損失の場合のものと同じ値となることを理論的に示した. さらに, Γ 点の群速度が最大となる条件($Q_{se} = Q_{sh}$)は一般の分布定数線路が無歪みとなるヘビサイド条件と一致することも明らかにした. 最後に, Γ 点における減衰定数についても述べ, 減衰定数は, 直列抵抗 R および並列コンダクタンス G の相乗平均に比例することを示した.

第3章 導波管系 1次元 CRLH ディラックコーンメタ材料

3.1 序言

本章では、導波管を用いた 1次元 CRLH ディラックコーンメタ材料 (CRLH 導波管)とそのビーム走査漏洩波アンテナ応用について述べる. 3.2節では、本章で取り扱う CRLH 導波管型メタ材料の構造について述べる. 3.3節では、単位セル構造の等価回路モデルを導入し、その分散関係およびブロッホインピーダンスを導出する. 3.4節では、構造パラメータとディラックコーンとの関係を理論的または数値的に示し、構造設計のための最適化の手法について述べる. 3.5節では、CRLH 導波管のビーム走査漏洩波アンテナ応用について述べる. まず、数値シミュレーションにより、アンテナ構造設計を行う. 次に、試作実験を行い、試作アンテナのディラックコーン特性を確認し、アンテナ特性を示す.

3.2 単位セル構造

本論文で取り扱う励振用導波管を含む CRLH 導波管の全体図および単位セルをそれぞれ図 3.1(a)および(b)に示す. 本構造は、横幅 a および高さ b の TE_{10} モード遮断領域方形導波管(以降、「主導波管」と呼ぶ)の底面に、それよりも広い横幅 a_s および高さ b_s の終端が短絡された導波管(以降、「短絡スタブ導波管」と呼ぶ)を伝搬方向とは直交する向きに周期的に装荷したものである. 主導波管と短

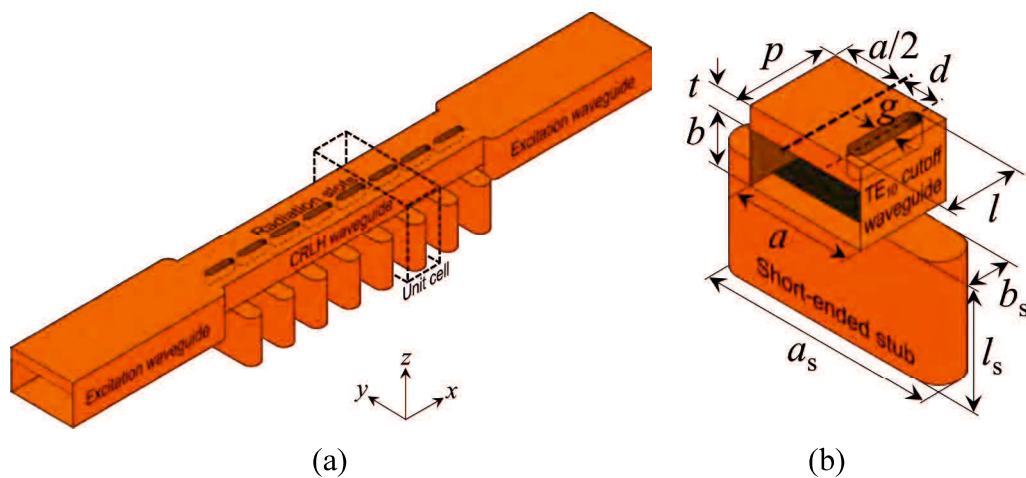


図 3.1 1次元 CRLH 導波管 (a)全体図(励振用導波管付き) (b)単位セル

絡スタブ導波管は、主導波管の底面に設けたスロットにより空間的に結合している。また、本構造の分散特性を実験的に確認するのに必要な漏洩放射現象を得るために、主導波管の上壁に幅 g の放射スロットを設けている。

主導波管の遮断周波数 $f_c (= c_0/2a)$ 以下の周波数領域では、主導波管は実効的に誘電率が負である線路と見なすことができ、通常伝搬域を持たない。しかし、主導波管から見た短絡スタブが容量性となり、かつ線路の総直列インピーダンスが容量性となる場合、実効的な透磁率が負となり、新たに左手系伝搬域が生じる。詳細な動作原理については、次節で回路論に基づき説明する。

3.3 等価回路モデルと動作原理

本 CRLH 導波管の動作を理論的に示すために、本構造の単位セルに対する等価回路モデルを導入する。回路モデルを図 3.2 に示す。この回路モデルは、TE₁₀ モードを伝送している主導波管の等価回路中の直列抵抗 R および直列インダクタンス L_{se} に対して短絡スタブ導波管のインピーダンス Z_s を装荷し、並列ブランチには並列コンダクタンス G 、主導波管の上下の壁間の容量 C_{sh} および側壁のインダクタンス L_{sh} を導入したものである。なお、 p は周期である。 R および G は管壁の導体損以外に漏洩放射による放射損も含んだものとしている。

図 3.2 の等価回路モデルを用いて、本 CRLH 導波管の動作原理を述べる。簡単のため、線路が無損失 ($R = 0, G = 0$) である場合を考える。

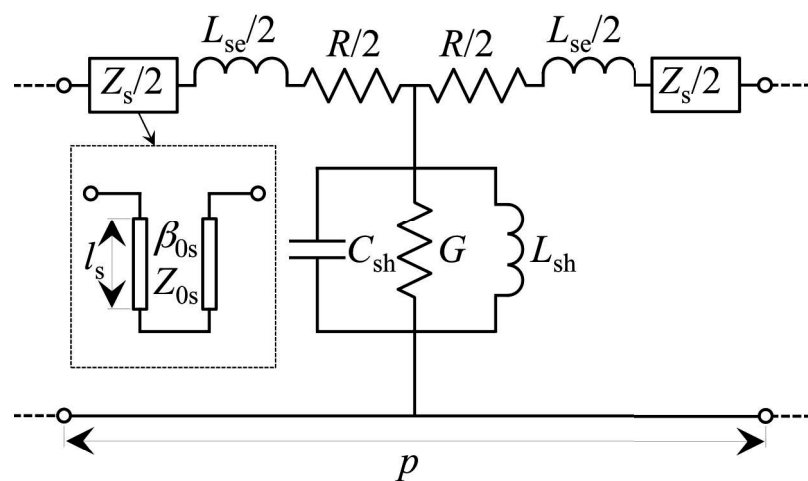


図 3.2 CRLH 導波管の等価回路モデル

直列ブランチの L_{se} は、単位セル内の主導波管の総直列インダクタンスである。マクスウェル方程式から導出した主導波管の波動方程式と分布定数回路の波動方程式とを対比させると、 L_{se} は、

$$L_{se} = \mu p \quad (3.1)$$

と書くことができる。同様に、 L_{sh} および C_{sh} は、単位セル内の主導波管の総並列インダクタンスおよび総並列キャパシタンスであり、それぞれ、

$$L_{sh} = \frac{\mu(a^2/\pi^2)}{p} \quad (3.2)$$

$$C_{sh} = \epsilon p \quad (3.3)$$

と書くことができる。主導波管の遮断周波数 f_c は、単位セル内の並列アドミタンスの並列共振周波数に等しく、

$$\begin{aligned} f_c &= \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{sh}C_{sh}}} \\ &= \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu(a^2/\pi^2 p) \cdot \epsilon p}} \\ &= \frac{1}{2a\sqrt{\epsilon\mu}} \\ &= \frac{c_0}{2a} \end{aligned} \quad (3.4)$$

と書ける。ここで、 c_0 は真空中の光速である。主導波管はこれよりも低周波数側には伝搬モードを持たず、その周波数領域は遮断領域となる。

単位セル内の Z_s は、主導波管側から見た短絡スタブ導波管の入力インピーダンスを示しており、

$$Z_s = jZ_{0s} \tan \beta_{0s} l_s \quad (3.5)$$

と表される。ここで、 β_{0s} 、 Z_{0s} および l_s はそれぞれ、短絡スタブ導波管の位相定数、特性インピーダンスおよびスタブ長である。

今、短絡スタブ導波管に TE_{10} モードが伝搬している場合を仮定すると、 β_{0s} は、

$$\beta_{0s} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c_0^2} - \frac{\pi^2}{a_s^2}} \quad (3.6)$$

と与えられる。ここで、 a_s は短絡スタブ導波管の横幅である。上式より、位相定数 β_{0s} は、角周波数 ω および a_s に依存することがわかる。

次に、特性インピーダンス Z_{0s} について述べる。一般に、導波管の特性インピーダンスは唯一的に決まらない。その理由は、導波管を伝搬する TE および TM モードの電磁界から、電圧を一義的に定めることができないからである。そのため、導波管の特性インピーダンスは、電力 P 、電圧 V および電流 I の中のいずれか2つから定義される。つまり、 Z_{0s} は、

$$Z_{IP} = \frac{P}{|I|^2} = \frac{\pi^2}{8} \cdot \frac{b_s}{a_s} \frac{\omega\mu}{\beta_{0s}} \quad (3.7)$$

$$Z_{VP} = \frac{|V_{\max}|^2}{P} = 2 \cdot \frac{b_s}{a_s} \frac{\omega\mu}{\beta_{0s}} \quad (3.8)$$

$$Z_{VI} = \frac{V_{\max}}{I} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{b_s}{a_s} \frac{\omega\mu}{\beta_{0s}} \quad (3.9)$$

と定義され、3つの中から適当なものを選ぶ。

Z_s のスタブ長 l_s に対する依存特性を図 3.3 に示す。図のように、 l_s が導波管の管内波長 λ_g の 1/4 周期となるごとに、 Z_s は誘導性または容量性に変化する。主導波管が遮断領域である時に、 Z_s が容量性となるように調整し、かつ線路の総直列インピーダンスが容量性となる場合に、新たな左手系伝搬域が生じる。なお、遮断周波数よりも高周波側においては、位相速度と群速度が同符号である通常の TE₁₀ モードが伝搬する。

図 3.2 の等価回路の分散関係を導出する。ブロッホ・フロケの周期境界条件を単位セルに適用することにより、分散関係は、

$$\cosh \gamma p = 1 + Z(\omega)Y(\omega) \quad (3.10)$$

と与えられる。ここで、 $Z(\omega)$ および $Y(\omega)$ はそれぞれ、

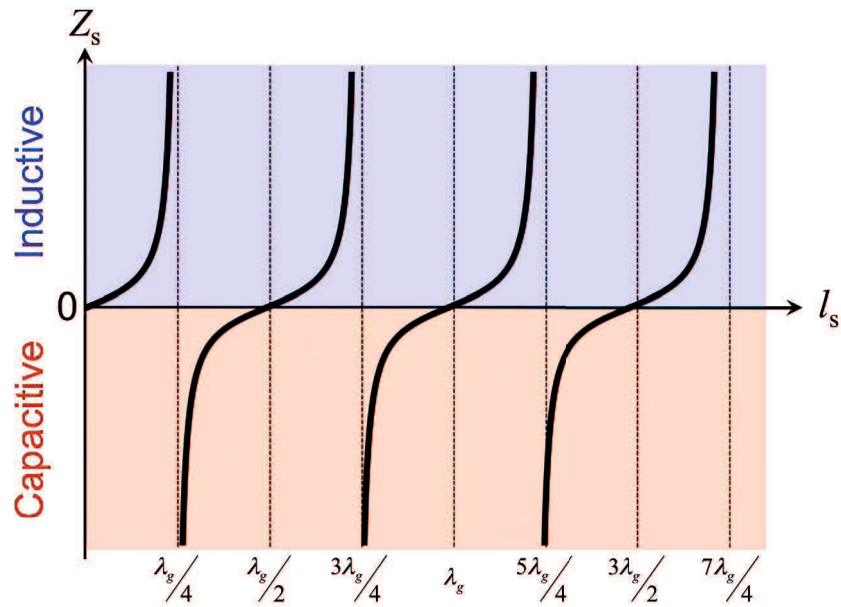


図 3.3 スタブ長 l_s に対するスタブの特性インピーダンス Z_s の変化

$$\begin{aligned}
 Z(\omega) &= \frac{1}{2}(R + Z_s + j\omega L_{se}) \\
 &= \frac{1}{2}\{R + j(Z_{0s} \tan \beta_{0s} l_s + \omega L_{se})\}
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

$$Y(\omega) = G + j\left(\omega C_{sh} - \frac{1}{\omega L_{sh}}\right) \tag{3.12}$$

である. いま, 簡単のために, 線路が無損失である($R = 0$ および $G = 0$) とし, 式 (3.11) および (3.12) を式 (3.10) に代入すれば, 分散関係は,

$$\beta p = \cos^{-1} \left\{ 1 - \frac{1}{2} (Z_{0s} \tan \beta_{0s} l_s + \omega L_{se}) \left(\omega C_{sh} - \frac{1}{\omega L_{sh}} \right) \right\} \tag{3.13}$$

となる. この場合, 左手系および右手系の Γ 点角周波数はそれぞれ,

$$\omega_{\Gamma L} = \min(\omega_{se}, \omega_{sh}), \quad \omega_{\Gamma R} = \max(\omega_{se}, \omega_{sh}) \tag{3.14}$$

となる. ここで, ω_{se} および ω_{sh} はそれぞれ図 3.2 の回路モデル内の直列および並列ブランチの共振周波数であり,

$$\omega_{se} \equiv -\frac{Z_{0s} \tan \beta_{0s} l_s}{L_{se}} \quad (3.15)$$

$$\omega_{sh} \equiv \frac{1}{\sqrt{L_{sh} C_{sh}}} = \omega_c = \frac{\pi c_0}{a} \quad (3.16)$$

となる．ここで、 ω_c は主導波管の遮断角周波数である．もし、 ω_{se} および ω_{sh} が等しくなる、すなわちバランス条件が満足される場合は、左手系および右手系伝搬域の間のバンドギャップが消失し、ディラックコーンが実現される．次節では、分散特性の構造パラメータ依存性を示し、ディラックコーンの実現例を示す．

なお、左手系および右手系の X 点周波数はそれぞれ、

$$(Z_{0s} \tan \beta_{0s} l_s + \omega L_{se}) \left(\omega C_{sh} - \frac{1}{\omega L_{sh}} \right) = 4 \quad (3.17)$$

を満たす周波数になる．

また、図 3.2 の単位セルのブロッホインピーダンス Z_B は、

$$Z_B = \frac{\sqrt{Z(\omega)}}{\sqrt{Y(\omega)}} = \sqrt{\frac{Z_{0s} \tan \beta_{0s} l_s + \omega L_{se}}{\omega C_{sh} - \frac{1}{\omega L_{sh}}}} \quad (3.18)$$

となる．

一般に、導波管などの位相速度の方が光速よりも速い速波領域(fast-wave region)に伝搬域を持つ伝送路は、放射スロットを設けたりするなど開放構造とすることによって、伝送方向とは異なる方向に放射が起こる．この現象は漏洩現象と呼ばれる．この漏洩現象を利用したアンテナが漏洩波アンテナ(leaky-wave antenna)である．

図 3.4 に示すように、本 CRLH 導波管は速波領域内に左手系伝搬域および右手系伝搬域を持つ．導波路からの漏洩波の放射角度 θ は、導波路中の伝搬波の位相定数 β と真空中の波数 k_0 との関係式

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{\beta}{k_0} \right) \quad (3.19)$$

より得られる[42-45].

図 3.5 に示すように, 左手系伝搬域内ではバックワード方向($-\theta$ 方向), 右手系伝搬域ではフォワード方向($+\theta$ 方向)に放射する. さらに, バランス条件を満足する状況下であれば, ブロードサイド方向($\theta = 0$ 度方向)にも放射させることができる. したがって, CRLH 導波管を用いた漏洩波アンテナにより, 連続的でかつ

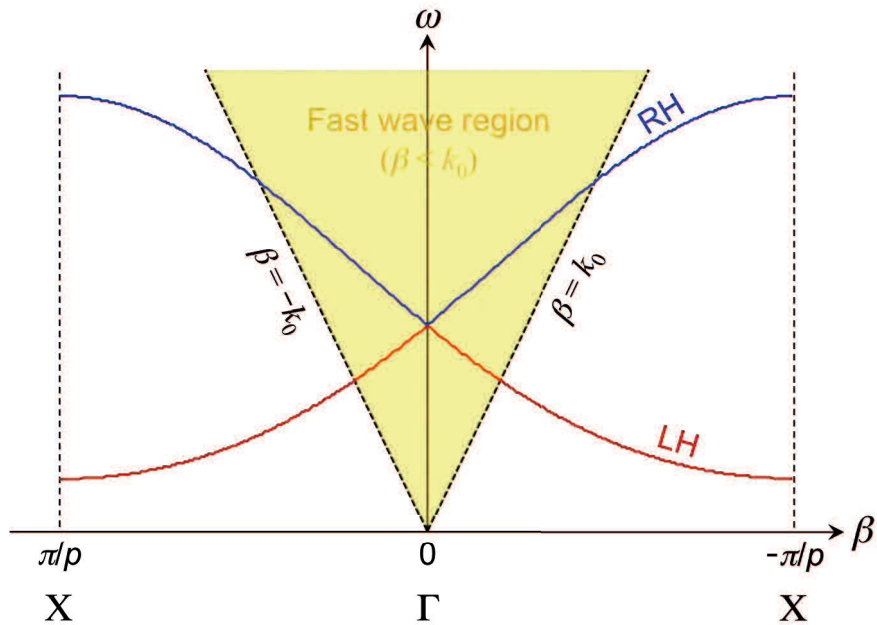


図 3.4 速波領域内の右手/左手系伝搬モード

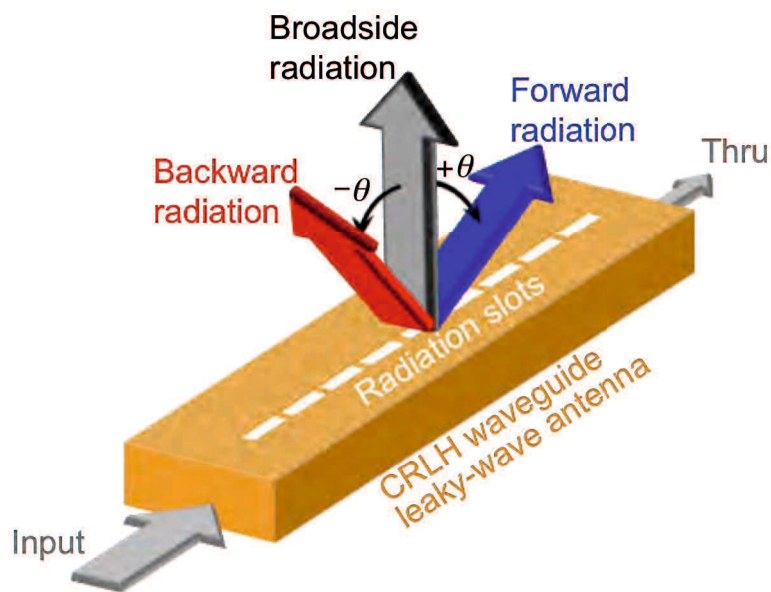


図 3.5 導波路からの漏洩波の放射方向

広角度なビーム走査が可能である。

3.4 構造パラメータとディラックコーン特性

本節では、CRLH 導波管の構造パラメータとディラックコーンとの関係を理論的または数値的に示し、ディラックコーンを持つ構造設計のための最適化手法について述べる。

まず、主導波管の横幅 a を独立に変化させた時の、分散特性の変動を理論的および数値的に検証する。 a のみを変化させた場合に、式(3.13)を用いて求めた分散曲線の計算結果を図 3.6 に示す。このとき、 L_{sc} 、 L_{sh} および C_{sh} にはそれぞれ、式(3.1) - (3.3)より算出した適当な値を与えた。図の縦軸および横軸はそれぞれ、バランス条件を満足した場合の Γ 点周波数で規格化した周波数および π で規格化した位相定数である。ここで、バランス条件を満足する場合の主導波管の横幅を a' とし、それよりも広くまたは狭くなる様に a を変化させた。図の様に、主導波管の横幅を変化させることによって、分散特性の Γ 点周波数および X 点周波数が変化している。これより、主導波管の横幅 a を変化すると、左手系および右手系伝搬域の Γ 点周波数および X 点周波数を共に変化させることがわかった。なお、図中の横幅 a を $0.96a'$ とした場合の右手系伝搬域および $1.04a'$ とした場合の左手系伝搬域の Γ 点周波数は、それぞれの横幅 a の値から式(3.4)より与えられる主導波管の遮断周波数に対応している。また、同図より、主導波管の横幅の独立な制御によって、バンドギャップを閉じることが可能であることがわかる。このことより、主導波管の横幅の調整によって、ディラックコーンを持つ単位セルの設計が可能であることを理論的に示すことができた。

本手法の妥当性を、数値シミュレーションによっても検証した。図 3.1(b)に示した CRLH 導波管の単位セル構造を用いて、その構造の主導波管の横幅 a のみを変化させた場合の分散特性を有限要素法に基づく電磁界シミュレータにより求めた。計算結果を図 3.7 に示す。バランス条件を満足する場合の構造パラメータは、それぞれ、 $a = 2.5 \text{ mm}$ 、 $b = 1.0 \text{ mm}$ 、 $a_s = 5.0 \text{ mm}$ 、 $b_s = 1.0 \text{ mm}$ 、 $l_s = 2.2 \text{ mm}$ 、 $p = 2.0 \text{ mm}$ である。なお、ここでは、主導波管の上壁の厚さおよび放射スロットは無いものとした。同図の縦軸および横軸もそれぞれ前と同様、バランス条件を満足した場合の Γ 点周波数で規格化した周波数および π で規格化した位相定数である。

理論検討の場合と同様に、バランス条件を満足した時の主導波管の横幅を a' とし、それよりも広くまたは狭くなる様に a を変化させた。この結果からも、主導波管の横幅を独立に変化させることによってバンドギャップを閉じることができ、構造にディラックコーンを持たせることが可能であることが確認できた。これより、本手法の妥当性を数値的にも示すことができた。

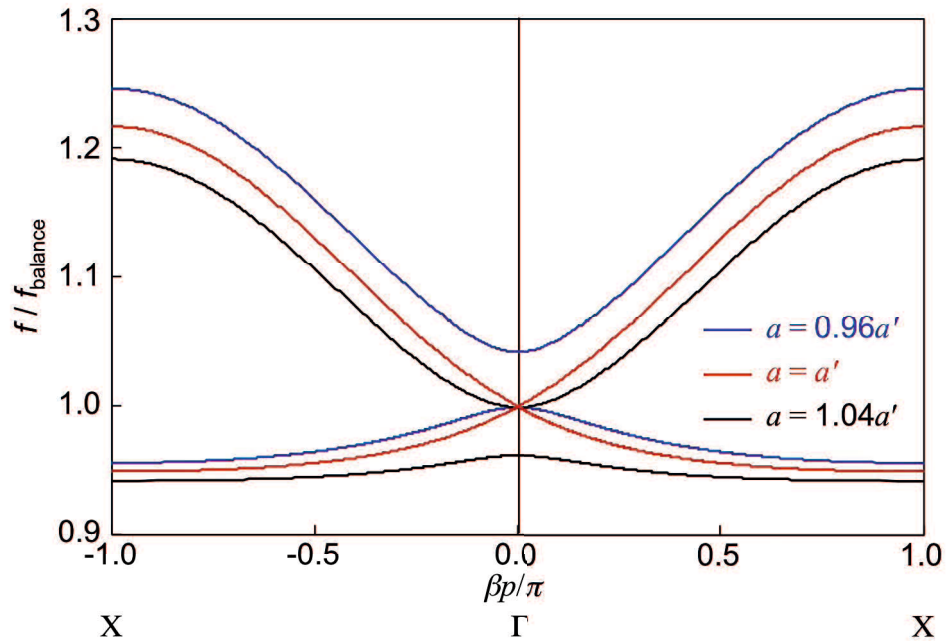


図 3.6 分散特性の主導波管の横幅依存性(等価回路モデル)

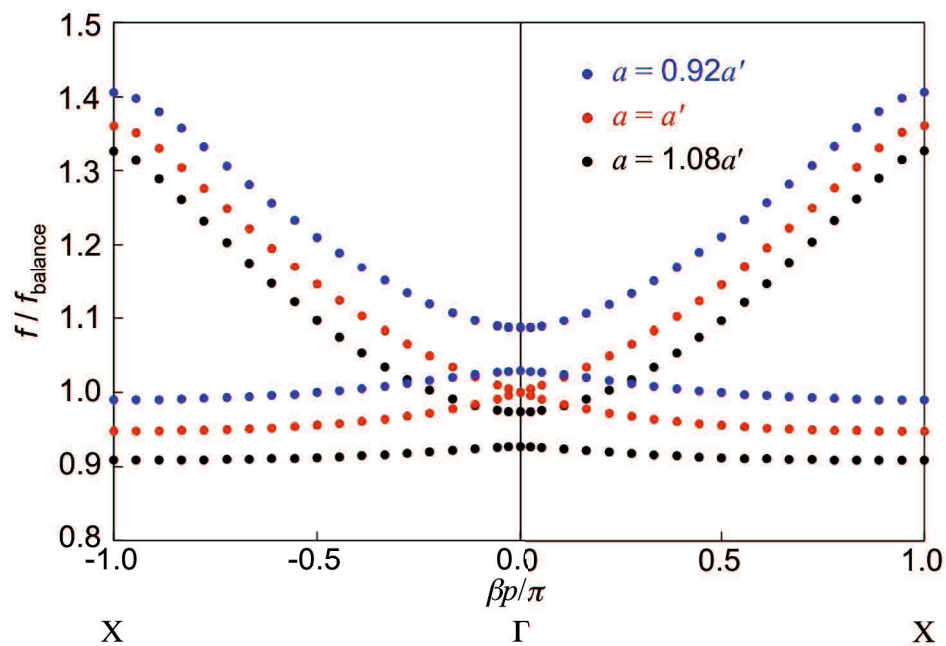


図 3.7 分散特性の主導波管の横幅依存性(数値シミュレーション)

次に、短絡スタブ導波管のスタブ長 l_s を独立に変化させた時の分散特性の変動を理論的および数値的に検証する。

l_s のみを変化させた場合に、式(3.13)を用いて求めた分散曲線の計算結果を図 3.8 に示す。このとき、 L_{se} 、 L_{sh} および C_{sh} にはそれぞれ、式(3.1)-(3.3)より算出した適当な値を与えた。図の縦軸および横軸はそれぞれ、バランス条件を満足した場合の Γ 点周波数で規格化した周波数および π で規格化した位相定数である。バランス条件を満足する場合のスタブ長を l_s' とし、それよりも長くまたは短くなる様に l_s を変化させた。図の様に、スタブ長を変化させることによって、分散特性の Γ 点周波数および X 点周波数が変化している。これより、スタブ長 l_s の独立な制御は、左手系および右手系伝搬域の Γ 点周波数および X 点周波数を変化させることがわかった。また、同図より、スタブ長の独立な制御によって、バンドギャップを閉じることが可能であることがわかる。このことより、スタブ長の調整によって、ディラックコーンを持つ単位セルの設計が可能であることを理論的に示すことができた。

本手法の妥当性を、数値シミュレーションによっても検証した。図 3.1(b) に示した CRLH 導波管の単位セル構造を用いて、その構造のスタブ長 l_s のみを変化させた場合の分散特性を有限要素法に基づく電磁界シミュレータにより求めた。計算結果を図 3.9 に示す。なお、バランス条件を満足する場合の構造パラメータは、前述の主導波管の横幅を変化させた場合と同じ値とし、主導波管の上壁の厚さおよび放射スロットは無いものとした。同図の縦軸および横軸もそれぞれ前と同様、バランス条件を満足した場合の Γ 点周波数で規格化した周波数および π で規格化した位相定数である。理論の場合と同様に、バランス条件を満足した時のスタブ長を l_s' とし、それよりも長くまたは短くなる様に l_s を変化させた。この結果からも、スタブ長を独立に変化させることによってバンドギャップを閉じることができ、構造にディラックコーンを持たせることが可能であることが確認できた。これより、本手法の妥当性を数値的にも示すことができた。

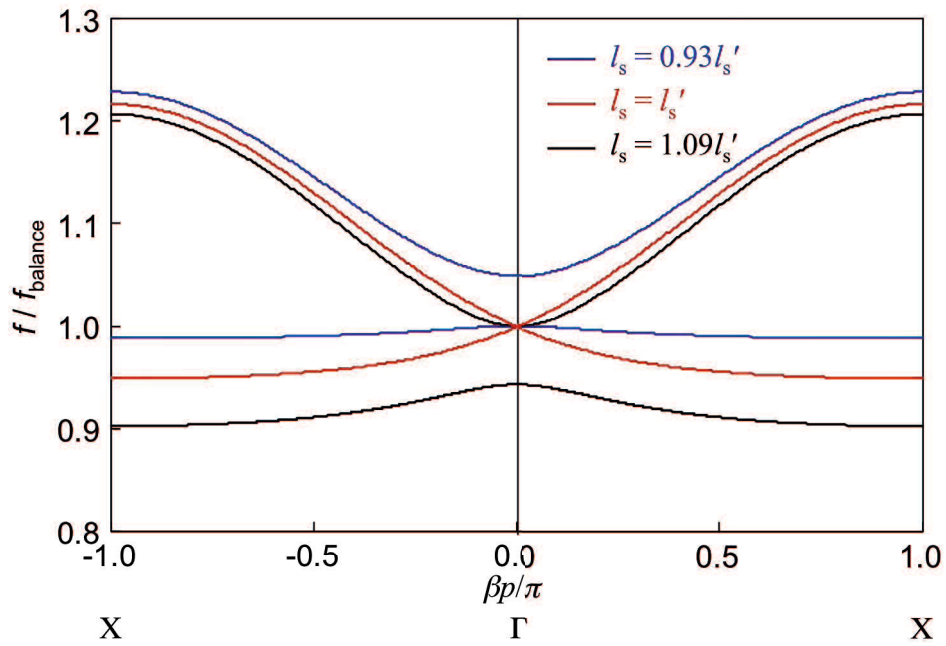


図 3.8 分散特性の短絡スタブ導波管のスタブ長依存性(等価回路モデル)

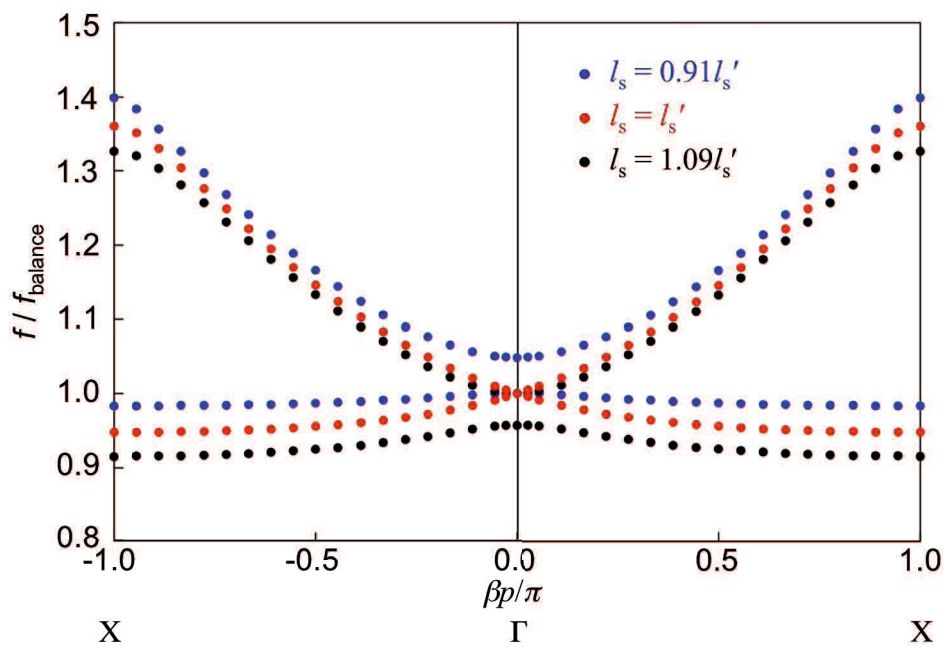


図 3.9 分散特性の短絡スタブ導波管のスタブ長依存性(数値シミュレーション)

3.5 ディラックコーンビーム走査漏洩波アンテナへの応用

本節では、CRLH 導波管による広角ビーム走査漏洩波アンテナへの応用を検討し、その実現性について述べる。

3.5.1 電磁界シミュレーションによるディラックコーン設計

3.5.1.1 分散特性

本 CRLH 導波管のディラックコーンを実験的に確認するため、バランス条件を満足する単位セル構造の設計を行った。設計する単位セルは、図 3.1(b)に示したものを採用する。本単位セルは、横幅 a 、高さ b の主導波管の下側に、幅 a_s 、高さ b_s 、スタブ長 l_s の短絡スタブ導波管を装荷したものであり、主導波管の上壁には管軸から d だけ離れた位置に幅 g 、長さ l の放射スロットを管軸と平行に設けた。また、試作を想定して、主導波管上壁の金属の厚さ t を考慮し、短絡スタブ導波管の側壁は、エンドミルによる試作工法を考慮して半円形とした。

図 3.1(b)中の z 軸方向に周期 p で単位セルを無限周期配列するものとして、入出力ポートに無限周期境界条件を与えて、有限要素法に基づく電磁界シミュレーションにより分散特性を求めた。計算結果を図 3.10 に示す。左手系および右手系伝搬域の間のバンドギャップが閉じる様に最適化した各構造パラメータはそれぞれ、 $a = 2.72$ mm, $b = 1.0$ mm, $a_s = 5.4$ mm, $b_s = 1.0$ mm, $l_s = 2.62$ mm, $d = 0.9$ mm, $g = 0.4$ mm, $l = 1.7$ mm, $t = 0.5$ mm, $p = 2.1$ mm である。比較のため、同図には、主導波管横幅 $a = 2.82$ mm の場合の計算結果も併せて示した。図中の破線は、自由空間中の電磁波の分散特性(ライトライン)である。その内側($\beta < k_0$ となる領域)が速波領域であり、この領域内に存在する伝搬モードは外部へ放射することができる。図より、速波領域内に左手系伝搬域と右手系伝搬域が存在し、主導波管の横幅 a を 2.72 mm に選ぶことによりバンドギャップが閉じ、ディラックコーンを持つことがわかる。なお、このときのバランス周波数は 53.1 GHz で、左手系伝搬域および右手系伝搬域の X 点周波数はそれぞれ、49.9 GHz および 77.1 GHz である。

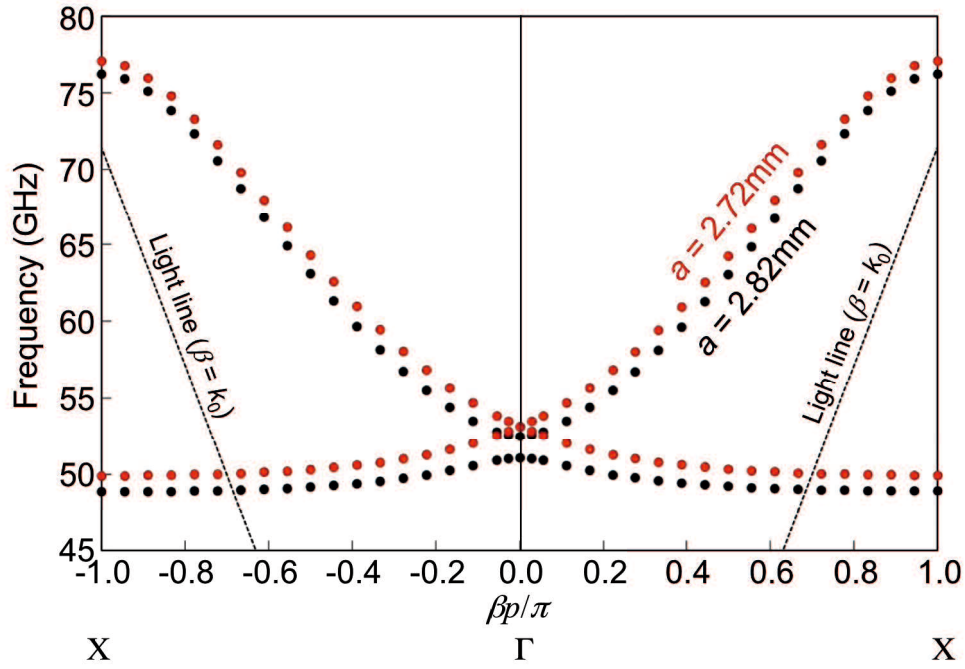


図 3.10 分散特性(数値シミュレーション)

3.5.1.2 ブロッホインピーダンス

本 CRLH 導波管を反射なく励振するため、本構造のブロッホインピーダンスを数値シミュレーションにより求め、励振用導波管とのインピーダンス整合が得られる様に構造を最適化した。

本構造のブロッホインピーダンスは電力と電圧の比から求めることができる。図 3.11 に示す様に、電圧 V は主導波管断面の中央の線上の電界の線積分、電力 P は主導波管のハッチング内におけるポインティングベクトルの面積分により定義すれば、 V および P は、

$$V = \int_l \mathbf{n} \cdot \mathbf{E} dl \quad (3.20)$$

$$P = \frac{1}{2} \iint_s \{ \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \} dS \quad (3.21)$$

となる。式(3.20)および(3.21)の V および P から、ブロッホインピーダンス Z_B は、

$$Z_B = \frac{|V|^2}{P} \quad (3.22)$$

と求まる.

主導波管の開口の高さ b を 0.7, 1.0, 1.2 mm とした時の, ブロッホインピーダンスの数値シミュレーション結果を図 3.12 に示す. また, 同図には,

$$Z_{VP} = 2 \cdot \frac{b \omega \mu}{a \beta} \quad (3.23)$$

で定義した励振用の WR-15 規格導波管(横幅 $a = 3.759$ mm, 高さ $b = 1.88$ mm)の特性インピーダンスも併せて示した. 図中の青丸, 赤丸および黒丸は, それぞれ,

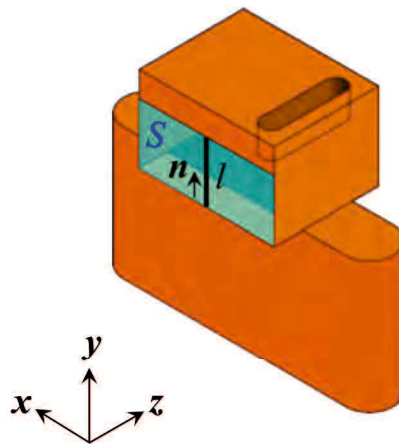


図 3.11 ブロッホインピーダンス計算のための積分領域

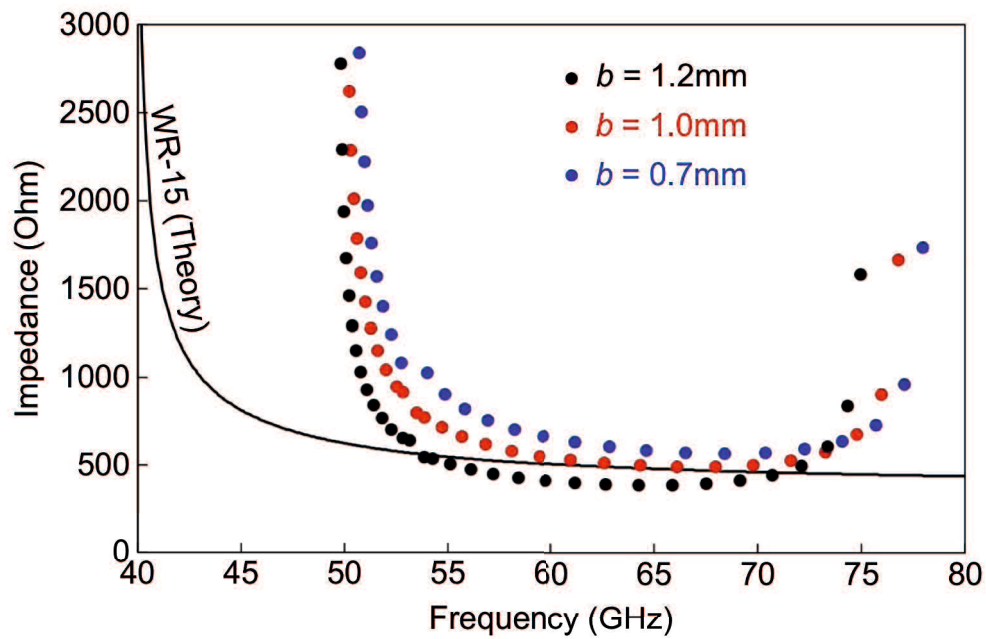


図 3.12 ブロッホインピーダンス(数値シミュレーション).

主導波管の高さ b を 0.7, 1.0, 1.2 mm とした時のブロッホインピーダンスの計算結果である. 図の様に, 本 CRLH 導波管のブロッホインピーダンスは, 主導波管の高さにより独立に制御することが可能である. 図より, 高さ $b = 1.0$ mm の時に, WR-15 励振導波管と広帯域に整合可能であることが数値的に確認できた.

3.5.1.3 通過反射特性

本構造のインピーダンス整合を確認するために, 前節で設計した単位セルを図 3.1(a)の様に 8 セル並べた場合の通過反射特性を数値シミュレーションにより求めた.

数値シミュレーションにより得られた通過反射特性を図 3.13 に示す. 図中の赤と青のハッチングは, それぞれ, 数値シミュレーションにより求めた分散特性から得られた左手系伝搬域および右手系伝搬域を示している. 同図より, 通過域と左手系伝搬域および右手系伝搬域が良く一致していることがわかる. また, バランス周波数付近の反射損は -18.9 dB 以下に抑えられており, 本構造がバランス条件を満足していることが数値的に確認された.

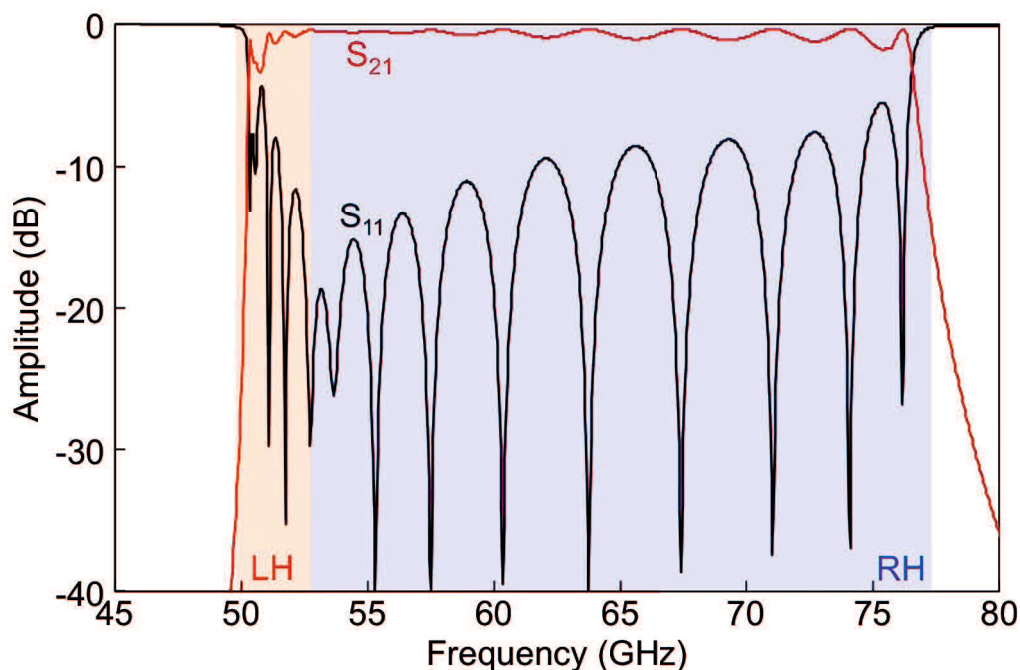


図 3.13 通過反射特性(数値シミュレーション).

3.5.2 試作実験

本節では、前節で設計した CRLH 導波管ビーム走査漏洩波アンテナのディラックコーンを実験的に調べる。まず、試作アンテナの通過反射特性の測定を行う。次に、放射パターン測定を行い、その測定結果より、試作アンテナの分散特性を実験的に確認する。

3.5.2.1 アンテナ試作

図 3.14 に示す様に、前節で設計した単位セルを 40 セル配列した CRLH 導波管を試作した。本 CRLH 導波管は、主導波管部と短絡スタブ導波管部をそれぞれ別の真鍮板上に作製し、両部を貼り合わせることで構成している。貼り合わせた時の全体のサイズは $30 \times 184 \times 13 \text{ mm}^3$ である。貼り合わせは、32 本のポリカーボネートネジで圧着するものとした。また、貼り合わせの際、主導波管部と短絡スタブ部に生じる僅かな境界における平行板モードを抑えるために、バランス周波数において動作する 2 段の $\lambda/4$ チョークを、スタブを構成している真鍮板上に導入した。

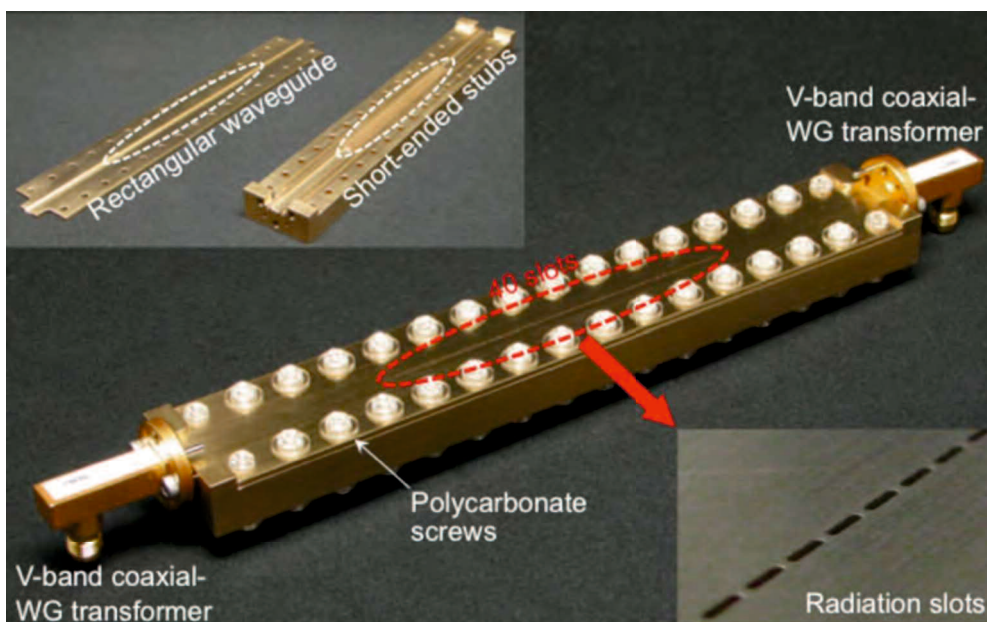


図 3.14 試作 CRLH 導波管アンテナ

3.5.2.2 ディラックコーンの検証

ここでは、試作アンテナのディラックコーンを実験的に確認するため、放射測定を行った。

まず、分散特性の測定原理を説明する。3.3 節で述べた様に、CRLH 導波管も速波領域内に伝搬モードを持つため、それらは放射スロットを通して線路中から外部へ漏洩放射する。その時のビームの放射角度 θ は式(3.19)より得られる。

ここで、 β_g は CRLH 導波管内の伝搬波の位相定数、 k_0 は自由空間中の波数である。したがって、放射角度 θ とその時の角周波数 ω の関係を測定すれば、式(3.19)を用いることにより分散関係が得られる。

放射パターン測定系を図 3.15 に示す。図の様に、電波暗箱内で、試作 CRLH 導波管を自動回転ステージ上に置き、1450 mm(60 GHz に対して $290\lambda_0$)離れた位置に V 帯標準ホーンアンテナを配置した。測定では、Agilent 社製のネットワークアナライザ PNA E8361C を使用した。ネットワークアナライザのポート 1 に試作 CRLH 導波管を、ポート 2 に標準ホーンアンテナを接続し、自動回転ステージを回転させながら両者の間の透過係数を測定した。なお、CRLH 導波管の終

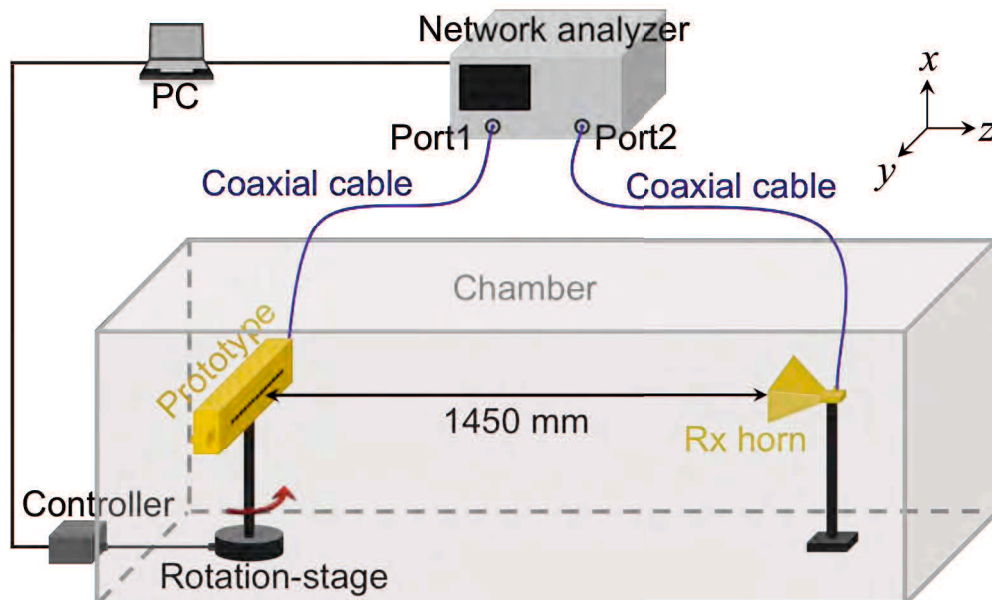


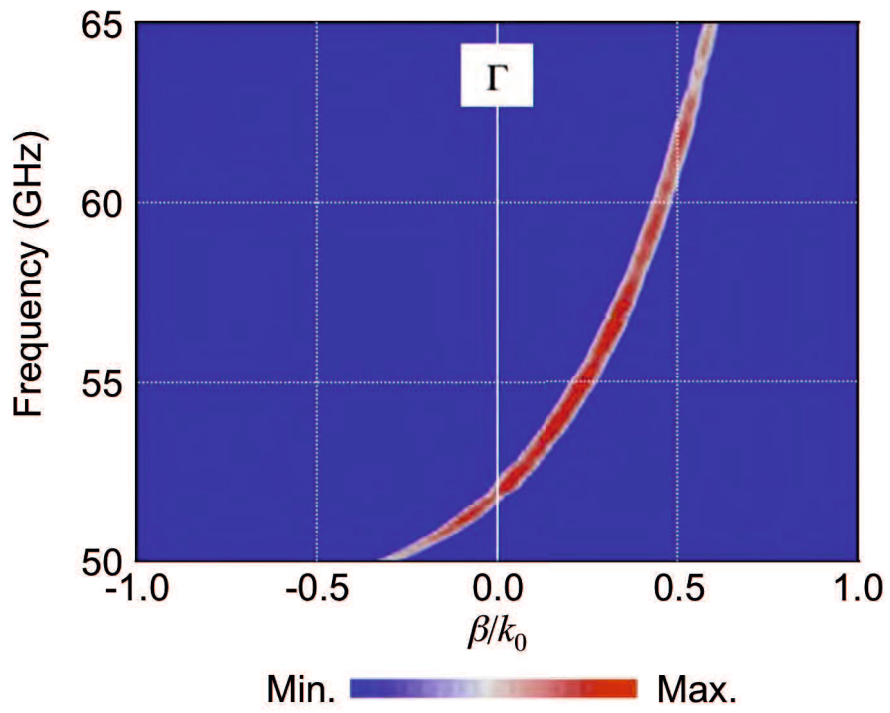
図 3.15 放射パターンの測定系

端での反射を抑えるため、入力側と反対側のポートには整合終端器を取り付けている。

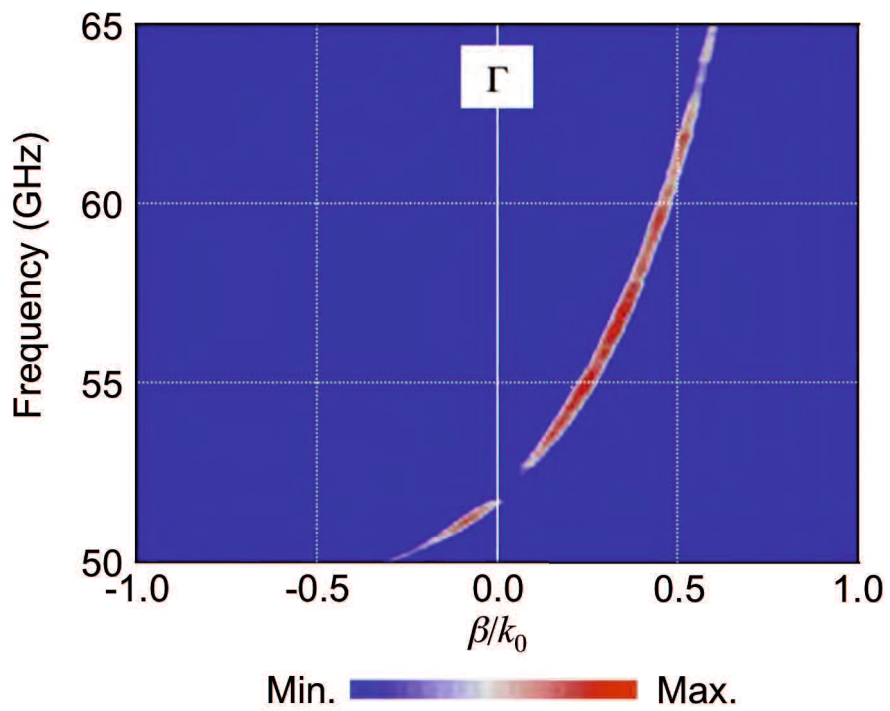
測定した放射角度 θ と角周波数 ω の関係から、式(3.19)を用いて求めた分散特性の結果を図 3.16(a)に示す。図の横軸は自由空間中の波数で規格化した位相定数 β/k_0 ($=\sin\theta$)、縦軸は周波数である。透過係数の強さをカラースケールで示している。図の様に、左手系伝搬域および右手系伝搬域の間のバンドギャップが消失しており、両伝搬域が連続的に繋がっている。また、 Γ 点における分散曲線の傾きが非零となっていることもわかる。これより、ディラックコーンを確認することができた。なお、測定された Γ 点周波数は 51.9 GHz であり、前節のシミュレーション設計により得られたものよりも低い。これは、作製誤差および主導波管部と短絡スタブ部との間の僅かな隙間の影響等により現れたバンドギャップを閉じるために主導波管の横幅を拡張したことによるものである。

一方、バンドギャップを持たせた別の試作品に対する同様の測定結果を図 3.16(b)に示す。図の様に、左手系伝搬域および右手系伝搬域の間にバンドギャップが存在しており、 Γ 点で両伝搬域が繋がっていないことがわかる。以上の結果より、CRLH 導波管によりディラックコーンが実現できることを実験的に示すことができた。

また、ディラックコーンの測定結果および試作誤差を考慮した構造の分散特性の数値シミュレーション結果を比較したものを図 3.17 に示す。図の様に、測定結果とシミュレーション結果は良く一致していることがわかる。



(a)



(b)

図 3.16 分散特性(実験) (a)ディラックコーンを持つ場合 (b)バンドギャップを持つ場合

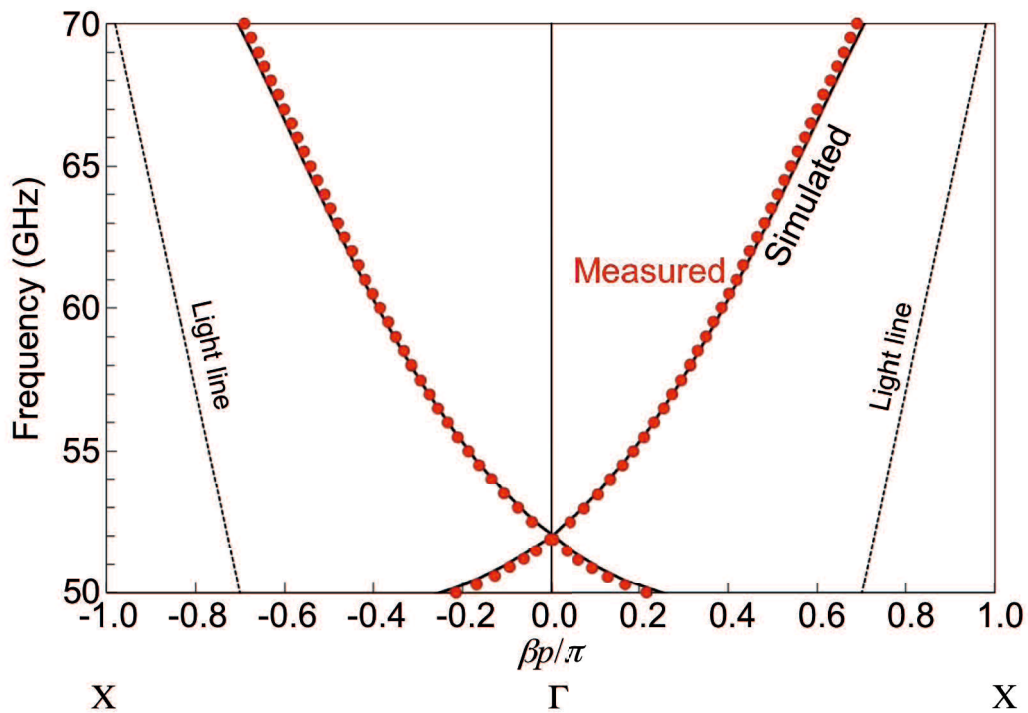


図 3.17 ディラックコーンの測定結果および試作誤差を考慮した場合のシミュレーション結果の比較

3.5.2.3 アンテナ特性

ここでは、試作 CRLH 導波管ビーム走査漏洩波アンテナの通過反射特性および放射特性の測定結果を示す。

まず、試作アンテナの通過反射特性を測定した。なお、校正は、同軸導波管変換器の同軸ポートにおいて TRL 方式で行っている。測定結果を図 3.18 に示す。また、比較のために、バンドギャップを持つ別の試作品に対しても同様の測定を行い、その測定結果も同図に併せて示した。図の様に、バンドギャップを持つものの通過特性には、周波数 52 GHz 付近において、反射係数 S_{11} が大きくかつ通過係数 S_{21} が小さくなる領域が見られた。これは、右手系伝搬域と左手系伝搬域の間のバンドギャップであると考えられる。一方で、ディラックコーンを持つ様に設計した CRLH 導波管の通過特性には、52 GHz 付近のノッチが存在しないことがわかる。これは、ディラックコーンを持たせたことによりバンドギャップが閉じたことを意味しているものと考えられる。

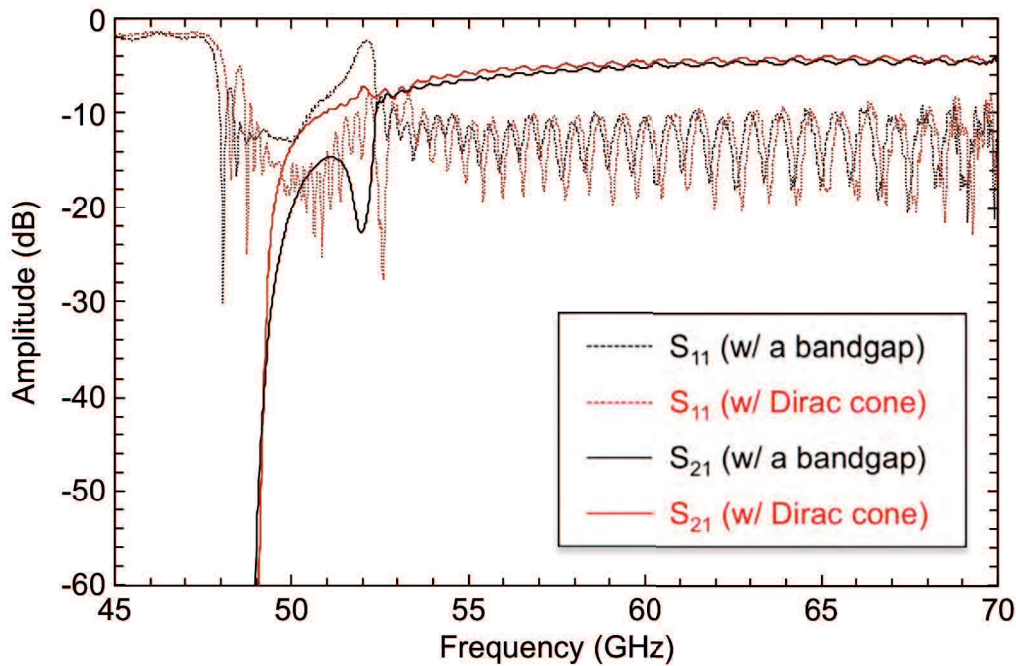


図 3.18 通過反射特性(実験)

次に、H 面主偏波放射パターンの測定結果を示す。試作アンテナの H 面(図 3.15 中の yz 平面)内の主偏波(図 3.15 中の x 方向の電界)の放射パターン測定結果を図 3.19 に示す。ここでは、一例として、 Γ 点周波数 51.9 GHz の時のものを示す。図中の縦軸および横軸はそれぞれゲインおよびアンテナに対してブロードサイド方向を 0 度とした放射角度である。測定結果より、 ± 0 度方向へのメインビームの放射を確認できた。このビームのゲインは 8.21 dBi で、サイドローブレベルは -11.25 dB であった。また、この時のメインビームの 3dB ビーム幅は 3.4 度である。

次に、本アンテナの H 面における交差偏波(図 3.15 中の y 方向の電界成分)の放射パターン測定結果を図 3.20 に示す。同図には、主偏波の放射パターンも併せて示した。周波数は Γ 点周波数 51.9 GHz の時のものである。図より、主偏波のビームが最大ゲインを取る角度における交差偏波成分の大きさは主偏波成分に比べ、-24.49 dB であった。

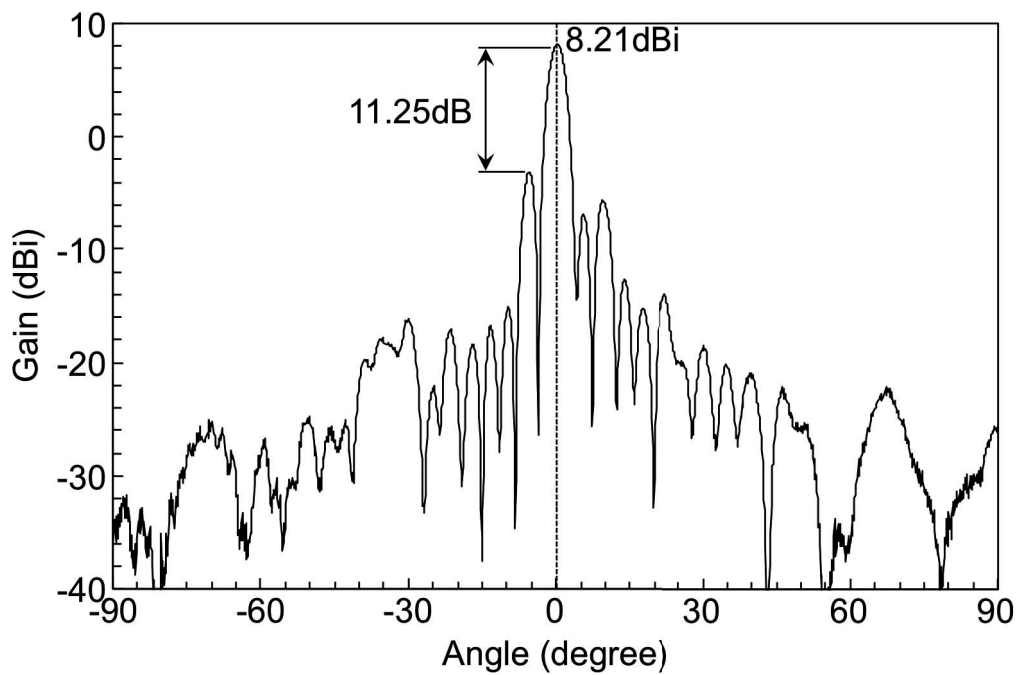


図 3.19 51.9 GHz での主偏波の H 面放射パターン(実験)

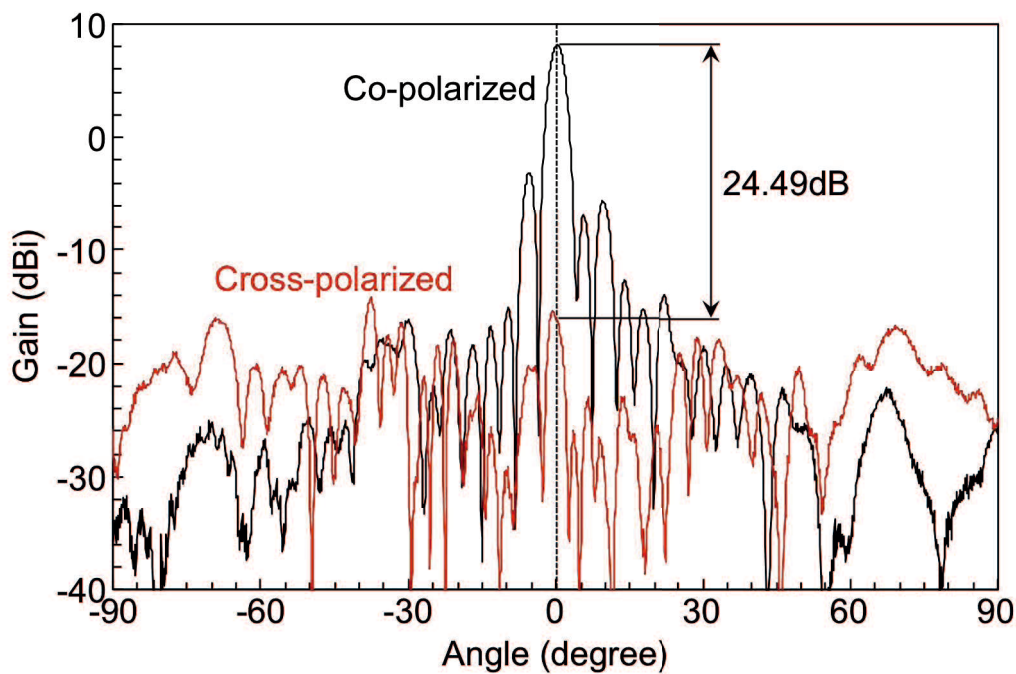


図 3.20 51.9 GHz での主偏波および交差偏波 H 面放射パターン(実験)

次に、本アンテナの E 面(図 3.15 中の xz 平面)および H 面における主偏波の放射パターン測定結果を図 3.21 に示す。周波数は Γ 点周波数 51.9 GHz の時のものである。図中の縦軸および横軸はそれぞれ、ゲインおよびアンテナに対してブロードサイド方向を 0 度とした放射角度である。図より、H 面における放射パターンはブロードサイド方向にビームが絞れているのに比べて、E 面における放射パターンは、 $-45 \sim +45$ 度の範囲にブロードに放射していることがわかる。以上より、本アンテナのビーム形成は H 面にのみ絞れたファンビームになっていることが実験的に確認できた。また、0 度での E 面および H 面のゲインの差は 0.21 dB であった。この差は、アンテナの位置合わせによるずれによるものと思われる。

次に、ディラックコーンが放射特性に与える影響を調べるため、ディラックコーンを持つものおよびバンドギャップを持つものの放射パターンを比較した。ディラックコーンおよびバンドギャップを持つ場合の測定結果をそれぞれ図 3.22(a)および(b)に示す。測定結果を比較すると、ディラックコーンを持つ場合のブロードサイド方向($\theta = 0$ 度方向)への放射ゲインの方がバンドギャップを持つ場合のものよりも大きいことがわかる。これは、ディラックコーンを持たせた

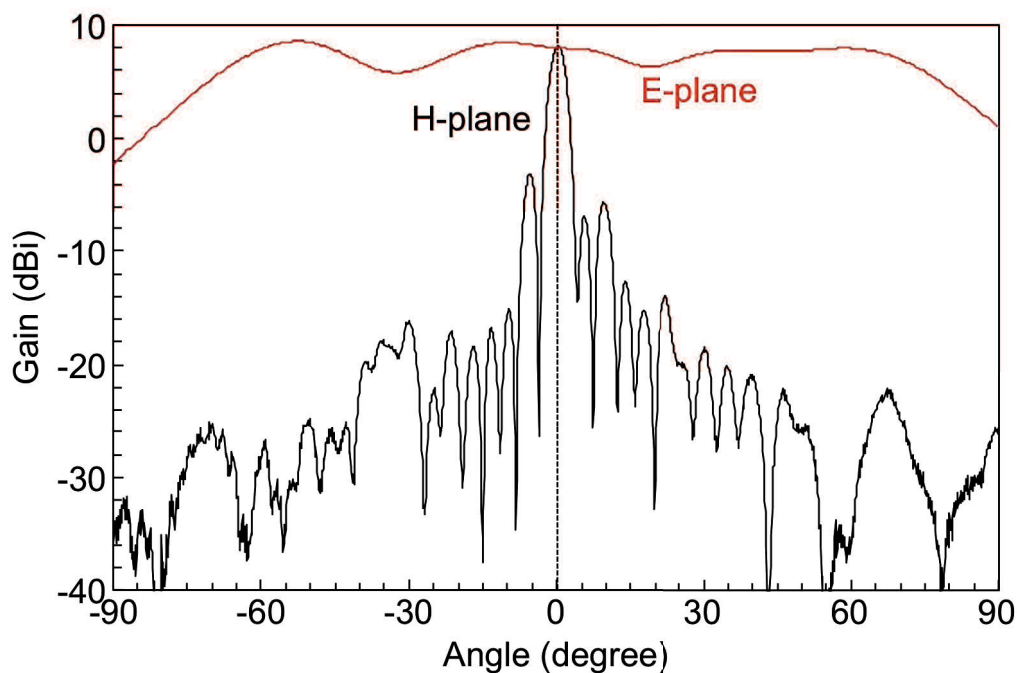


図 3.21 51.9 GHz での E 面および H 面における主偏波の放射パターン比較(実験)

ことにより、 Γ 点の群速度が非零になり、エネルギー伝送が効率良くなったためであると考えられる。

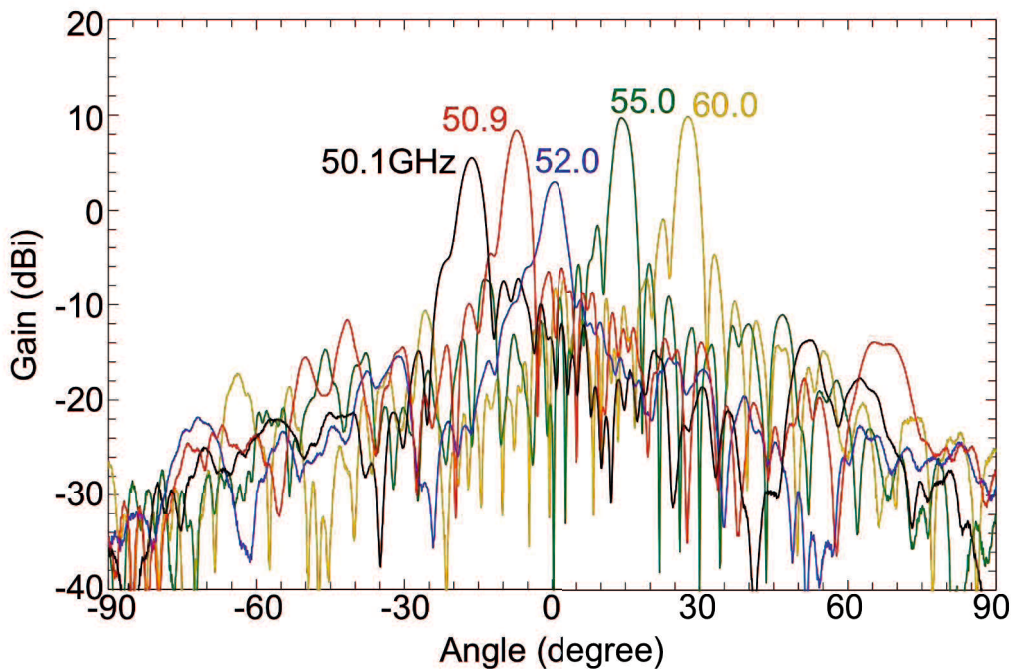
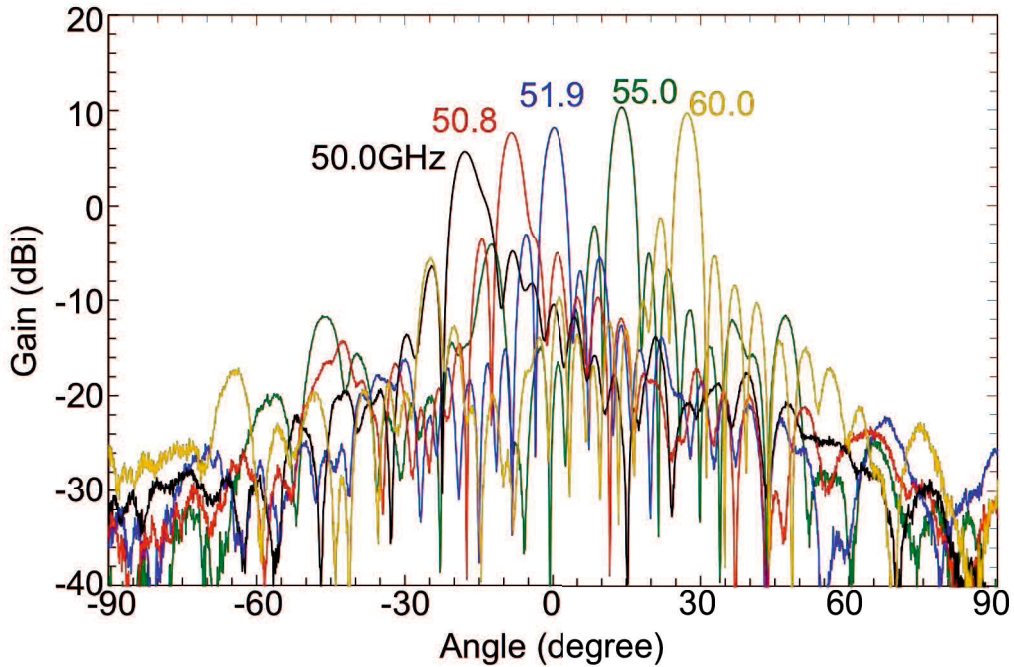


図 3.22 放射パターンの測定結果 (a)ディラックコーンを持つ場合 (b)バンドギャップを持つ場合

また、ディラックコーンを持つ場合およびバンドギャップを持つ場合それぞれの周波数とその時の最大ゲインの関係を図 3.23 に示す。図の様に、 Γ 点周波数 51.9 GHz 付近では、ディラックコーンを持つ場合の方がバンドギャップを持つ場合よりも最大ゲインが大きい。この結果から、ディラックコーンを持たせることによって、 Γ 点だけでなく、その周辺においても放射ゲインを高めることができ、連続的なビーム走査が可能となることがわかる。このことは、バックワード方向からフォワード方向まで連続的に走査することが可能となることを意味し、ビーム走査アンテナ应用到非常に有効となる。

最後に、本試作アンテナのビーム走査角を調べた。周波数を 50 ~ 70 GHz まで変化させた時の、周波数と最大ゲインとなる放射角度との関係を図 3.24 に示す。同図には、数値シミュレーションの計算結果から式(3.19)より求めた放射角度の理論値も併せて示した。実験結果より、本アンテナのビーム走査角は、 $-28.6 \sim +44.7$ 度であり、総ビーム走査角度は 73.3 度であった。また、同図の様に、実験により得られた放射角度は理論値と良く一致していることがわかる。

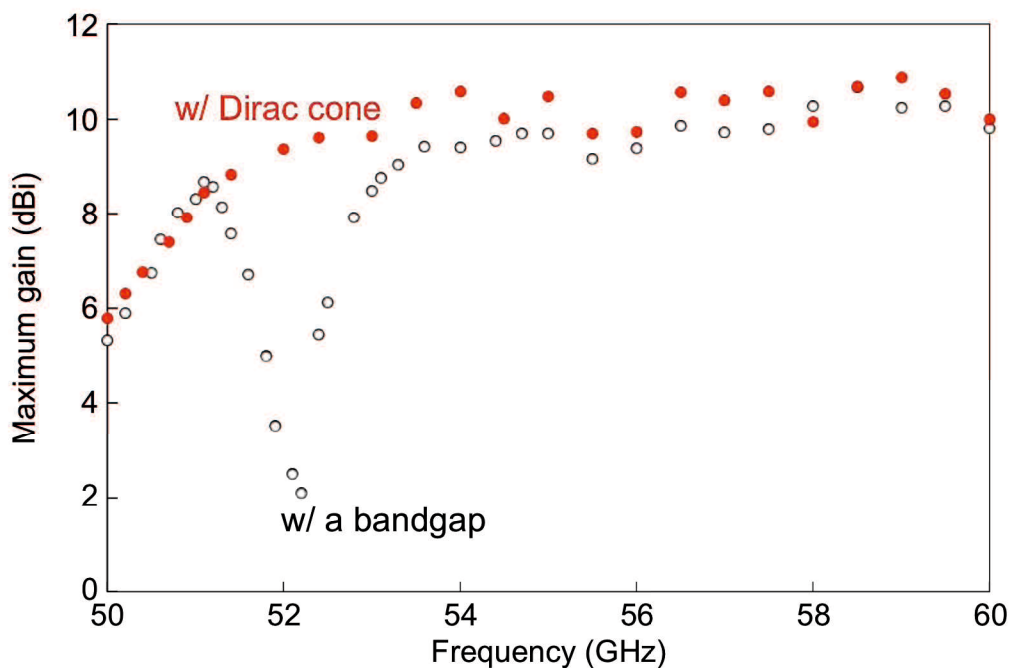


図 3.23 ゲインの最大値と周波数の関係(実験)

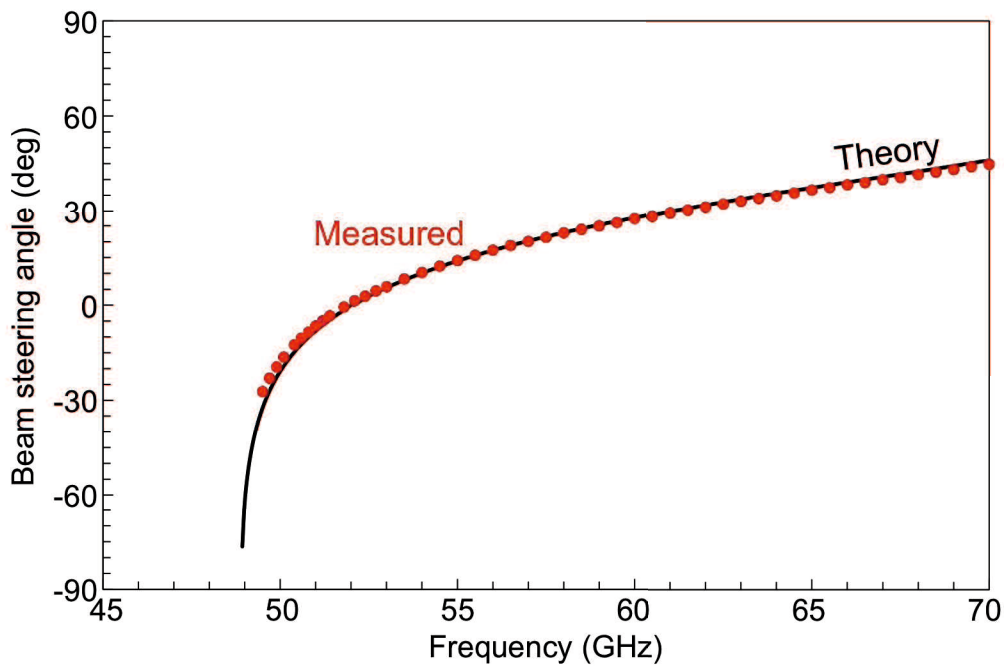


図 3.24 周波数と最大ゲインとなるビーム放射角度の関係(実験)

3.6 結言

本章では、導波管系 1 次元 CRLH ディラックコーンメタマテリアルとそのビーム走査漏洩波アンテナ応用について述べた。まず、CRLH 導波管の構造を示し、単位セルの等価回路モデルを導入して、分散特性およびブロッホインピーダンスを導出した。また、構造パラメータとディラックコーンの関係を理論的および数値的に示し、構造の最適化の手法を示した。

次に、本構造のビーム走査漏洩波アンテナ応用について述べた。有限要素法に基づく電磁界シミュレータにより V 帯でディラックコーンを持つ構造の設計を行った。次に、設計した単位セルを 40 個配列したアンテナを試作し、その分散特性の測定より、 Γ 点周波数 51.9 GHz において非零の群速度を持つディラックコーンを確認した。次に、通過反射特性の測定では、 Γ 点周波数付近のバンドギャップが、ディラックコーンを持つ構造の通過特性には存在しないことを確認した。また、試作アンテナの放射特性を測定した。実験により、ブロードサイド方向(± 0 度方向)の H 面放射パターンのゲインは 8.21 dBi, 3dB ビーム幅は 3.4 度, サイドローブレベルは -11.25 dB, 交差偏波成分は -24.49 dB であった。また、E 面

においてはファンビームであることを確認した。ビーム走査角度は $-28.6 \sim +44.7$ 度であり、数値シミュレーションによる分散特性から得られた理論値とよく一致した。また、ディラックコーンを持たせることによって、ブロードサイド方向への放射ゲインが大きくなり、連続的なビーム走査が可能となることを確認した。

第4章 2次元 CRLH ディラックコーンメタ表面と異常吸収

4.1 序言

本章では、金属パッチおよび金属ビアからなるマッシュルーム構造を2次元に周期配列した平面型メタマテリアル(マッシュルームメタ表面)とそれが示す特異な電磁波吸収現象(異常吸収)について述べる。

4.2 節では、本章で取り扱うマッシュルームメタ表面の構造について述べる。4.3 節では、マッシュルームメタ表面の等価回路モデルを示し、その動作原理を説明する。4.4 節では、マッシュルームメタ表面の異常吸収の発現原理を説明し、また、1ポート共振器モデルに基づきその動作の物理的解釈を与える。4.5 節では、メタ表面のディラックコーン特性と異常吸収角度との関係を示す。4.6 節では、異常吸収を実験的に検証するため、まず、数値シミュレーションによる構造設計を行う。次に、試作実験により、試作メタ表面の反射特性および反射波の時間応答を調べる。

4.2 単位セル構造

マッシュルームメタ表面の構造を図4.1(a)に示す。本構造は、図4.1(b)に示す様な誘電体基板の上面に配された金属パッチと底面のグランド面とを金属ビアで繋いだ単位セルを2次元に周期配列したものである。一般に、マッシュルームメタ表面は左手系および右手系伝搬域を持ち、バックワード波伝搬、負の屈折率[14]、同相反射が得られる人工磁気壁動作[46]等の自然材料が示さない特異な物性を示す。

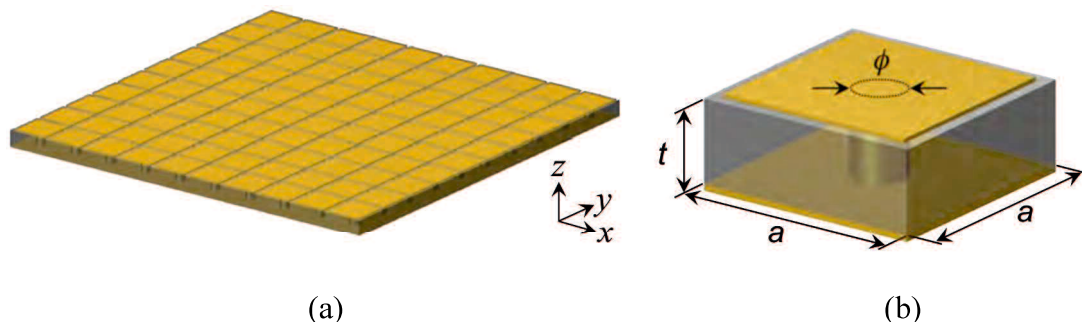


図4.1 マッシュルームメタ表面 (a)全体図 (b)単位セル

4.3 等価回路モデルと動作原理

図 4.1(b)に示したマッシュルームメタ表面の等価回路モデルは図 4.2 のように表される. このモデルは, 1 次元 CRLH 伝送線路の等価回路モデルを 2 次元に拡張したものである. なお, ここでは系を無損失としている. 等価回路モデル内の直列インダクタンス L_R および直列キャパシタンス C_L はそれぞれ金属パッチを流れる電流成分に起因するインダクタンスおよび隣接する金属パッチ間の容量に対応し, 並列インダクタンス L_L および並列キャパシタンス C_R はそれぞれ金属ビアを流れる電流に起因するインダクタンスおよび金属パッチとグラウンド面間の容量に対応する.

図 4.2 の単位セルに対して, 2 次元にブロッホ・フロケの周期境界条件を適用すると, 分散関係式は,

$$\cos k_x a + \cos k_y a = 2 - \frac{1}{2} \left(\omega L_R - \frac{1}{\omega C_L} \right) \left(\omega C_R - \frac{1}{\omega L_L} \right) \quad (4.1)$$

となる[13]. ここで, k_x および k_y はそれぞれ x および y 方向の波数, a は格子定数である. これらを用いて位相定数 β は,

$$\beta = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \quad (4.2)$$

と与えられる.

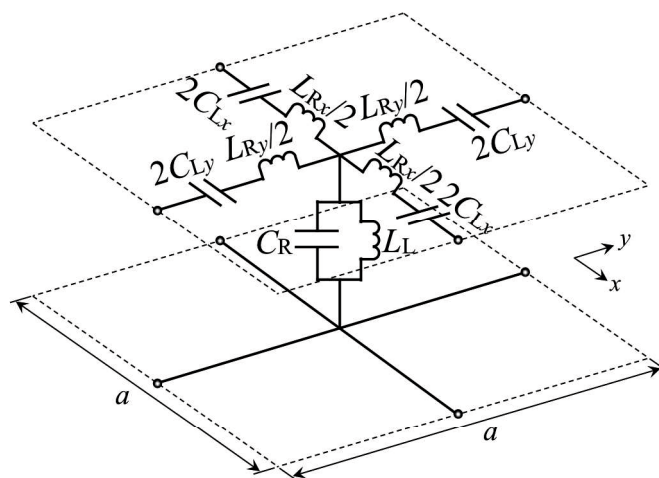


図 4.2 マッシュルームメタ表面の単位セルの等価回路モデル

今, $k_x = 0 - \pi/a$ および $k_y = 0$ なる波数の範囲を考えると, 式(4.1)の分散関係は, 式(2.6)の1次元のCRLH伝送線路の分散関係と同じものになる. したがって, マッシュルームメタ表面は低周波側に左手系伝搬域および高周波側に右手系伝搬域を持つ. また, バランス条件を満足する場合は, Γ 点において非零の群速度を示すディラックコーンを持つ.

4.4 異常吸収動作

今, 図4.3に示す様に, 外部より, 電磁波が入射角度 θ_{inc} でマッシュルームメタ表面にTM入射する状況を考える. この場合, まず, 入射波の一部は構造により, 反射角度 θ_{ref} ($= \theta_{inc}$)で直接反射する. 今, メタ表面が速波領域であるとする, 外部入射波の波数の面内成分 k_x ($= k_0 \sin \theta_{inc}$)と構造内の伝搬波(面内伝搬波)の位相定数 β_g が位相整合条件 $k_x(\omega) = \beta_g(\omega)$ を満足する時, 残りの入射波の成分によって面内伝搬波が励振される. もし, メタ表面がディラックコーンを持つ場合は, Γ 点の群速度が非零となり, また, その付近($\beta_g \approx 0$ である範囲)の群速度も大きくなるため, 垂直入射および入射角度の小さい状況であっても面内伝搬波が励振されると考えられる. それに対して, メタ表面がバンドギャップを持つ場合は, Γ 点の群速度は零となってしまうため, 小さい入射角度の電磁波では面内伝搬波は励振できない. 励振された面内伝搬波は, 速波領域であるため外部へ再放射するが, この時, 直接反射波と再放射波が同振幅および逆位相となる場合, 両者

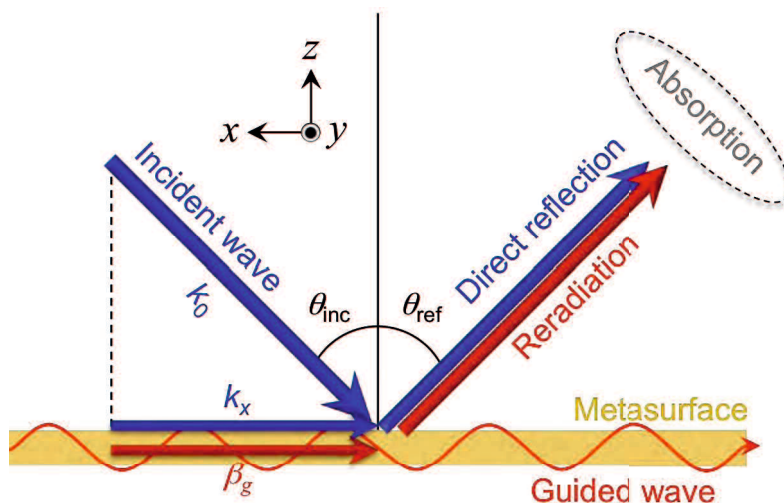


図 4.3 外部入射波による面内伝搬波の励振と再放射

は打ち消し合い、メタ表面からの反射波が完全に無くなる吸収現象(異常吸収)が起こると考えられる。この場合、エネルギーは外部に放射することができず面内に留まり、構造内部の導体損や誘電体損などにより消費される。つまり、この異常吸収は、メタ表面の面内伝搬波に起因する現象であると考えることができる。したがって、この現象は面内伝搬波の分散特性に依存するため、本質的に角度選択性を有する。

ここで、外部入射波とマッシュルームメタ表面の面内伝搬波との結合を定量的に求めるため、図 4.4 に示すようなマッシュルームメタ表面を一つの共振器と見立てた 1 ポート共振器モデルを考える。実際には、図 4.3 のモデルのように、入射波および反射波の方向は異なるが、このモデルは異常吸収現象を抽象的に捉えたものである。本モデルを用いて、外部入射波と面内伝搬波との結合を内部 Q および外部 Q によって評価する。

典型的な例として、DSC 面(detuned short-circuited plane: 離調時短絡面)から見たインピーダンス Z_{in} の軌跡の例を図 4.5 に示す。図中の赤線はインピーダンスの軌跡、青線はインピーダンスの実部と虚部が同じ大きさとなる範囲を示している。 ω_a は共振器の固有モードの共振周波数であり、これより共振器の内部 Q に相当する量

$$Q_0 = \frac{\omega_a}{\Delta\omega} \quad (4.3)$$

を得ることができる。また、外部 Q に相当する量は、

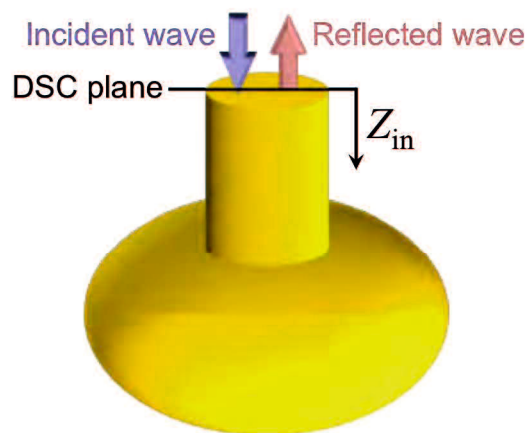


図 4.4 1 ポート共振器モデル

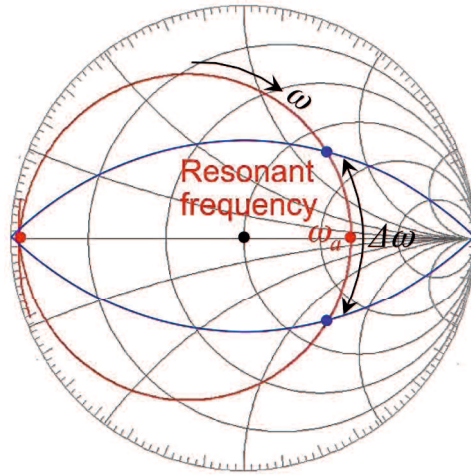
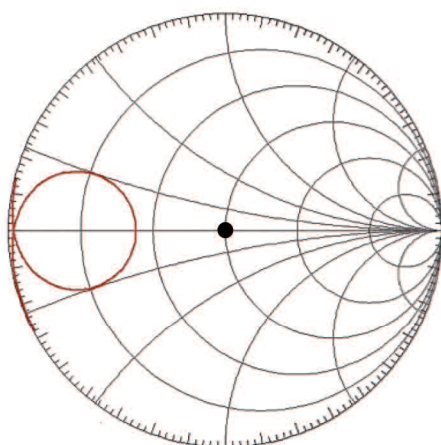


図 4.5 DSC 面から見たインピーダンス Z_{in} のスミスチャート図

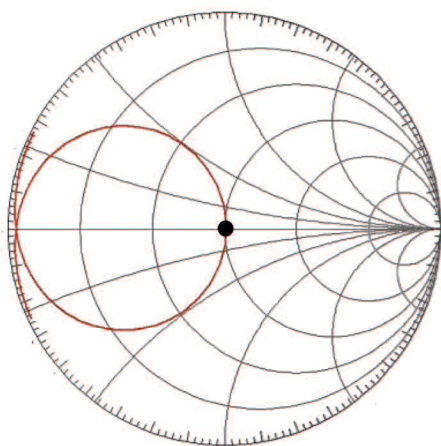
$$\frac{Z_{in}}{Z_0} = \frac{1}{j\left(\frac{\omega}{\omega_a} - \frac{\omega_a}{\omega}\right) + \frac{1}{Q_0}} \quad (4.4)$$

上式より求めることができる[47].

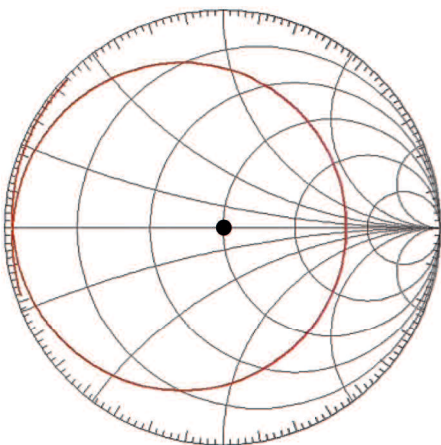
今, 内部 Q および外部 Q の大小関係と異常吸収現象との対応を考える. 図 4.6 は内部 Q および外部 Q の大小関係をスミスチャートにより示したものである. 通常の共振器のように, 図 4.6(a) に示したような外部 Q の方が内部 Q よりも大きいアンダーカップリングの場合 ($Q_{ex} > Q_0$) は, 外部入射波のエネルギーの大部分は構造内部には入らず表面で直接反射していると考えられる. 一方, 図 4.6(c) に示したような外部 Q の方が内部 Q よりも小さいオーバーカップリングの場合 ($Q_{ex} < Q_0$) は, 外部入射波のエネルギーの大部分は一旦構造内部に蓄積され外部に出ていくと考えられる. すなわち, これは入射波により構造内に一旦面内伝搬波が励振され, それが外部へ再放射していることに対応すると考えられる. そして, 図 4.6(b) に示したような外部 Q と内部 Q が一致するクリティカルカップリングの場合 ($Q_{ex} = Q_0$) は, 外部入射波のエネルギーが内部の損失とバランスする時であり, これが異常吸収に対応すると考えられる. このように 1 ポート共振器モデルはマッシュルームメタ表面の異常吸収現象を説明する有用なモデルであると言える.



(a)



(b)



(c)

図 4.6 共振器の内部 Q および外部 Q の大小関係 (a) $Q_{\text{ex}} > Q_0$ の場合(アンダーカップリング) (b) $Q_{\text{ex}} = Q_0$ の場合(クリティカルカップリング) (c) $Q_{\text{ex}} < Q_0$ の場合(オーバーカップリング)

4.5 ディラックコーンと異常吸収角度

本節では、ディラックコーン特性がマッシュルームメタ表面の異常吸収に与える影響を調べる。

V 帯でディラックコーンを持つ構造およびバンドギャップを持つ構造をそれぞれ設計した。図 4.1(b)に示した単位セルを 2 次元に周期配列するものとして境界に 2 次元の無限周期境界条件を与えて、有限要素法に基づく電磁界シミュレータにより分散特性を求めた。比誘電率 $\epsilon_r = 2.17$, 厚さ $t = 0.254$ mm, 誘電体損 $\tan\delta = 0.00085$ の誘電体基板を使用するものとし、導体には銅を想定した。ディラックコーンを持つように最適化した単位セルの構造パラメータは、格子定数 $a = 1.5$ mm, 金属パッチの面積 1.355×1.355 mm², 金属ビアの径 $\phi = 0.4$ mm となった。またバンドギャップを持つ場合の構造パラメータは、格子定数 $a = 1.5$ mm, 金属パッチの面積 1.4×1.4 mm², 金属ビアの径 $\phi = 0.44$ mm とした。両構造の分散特性の計算結果を図 4.7 に示す。バンドギャップを持つ場合, Γ 点での群速度が零となっているのに対し, ディラックコーンを持つ場合は, Γ 点での群速度が非零となっていることがわかる。

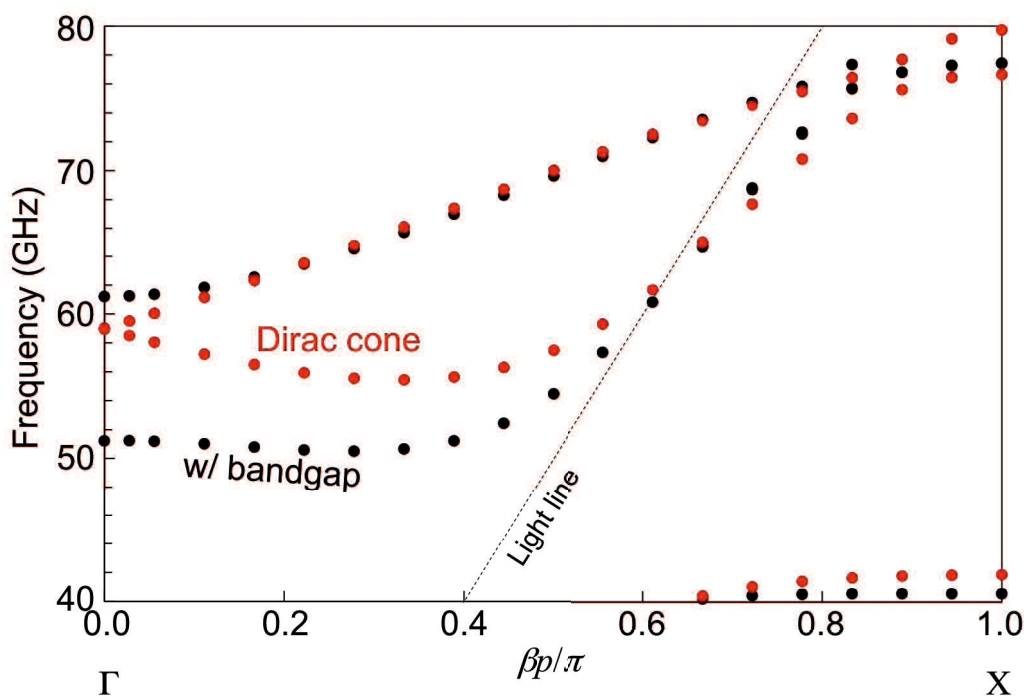


図 4.7 マッシュルームメタ表面の分散特性(数値シミュレーション)

ディラックコーンを持つ構造およびバンドギャップを持つ構造に外部から平面波を入射した場合の反射特性を数値シミュレーションにより求めた。計算モデルを図 4.8 に示す。シミュレーションでは、境界に 2 次元の無限周期境界条件を与えて、メタ表面から 10 mm 離れたポート面から平面波を TM 入射させた。入射角度を $\theta = 1 \sim 7$ 度と変化させた場合のディラックコーンを持つ構造およびバンドギャップを持つ構造の反射特性のスミスチャートをそれぞれ図 4.9(a)および

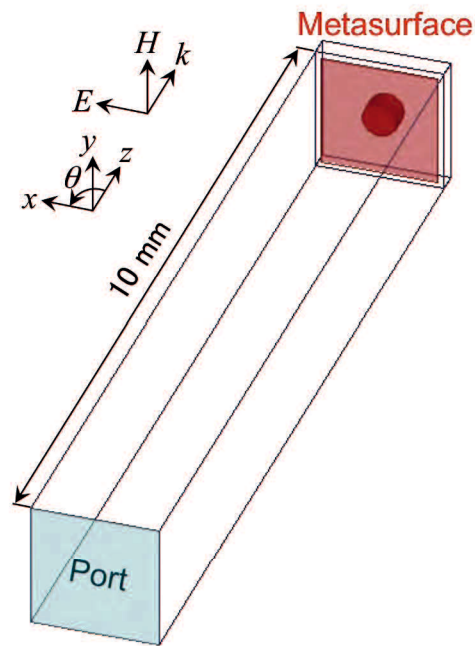


図 4.8 マッシュルームメタ表面の鏡面反射特性のシミュレーションモデル

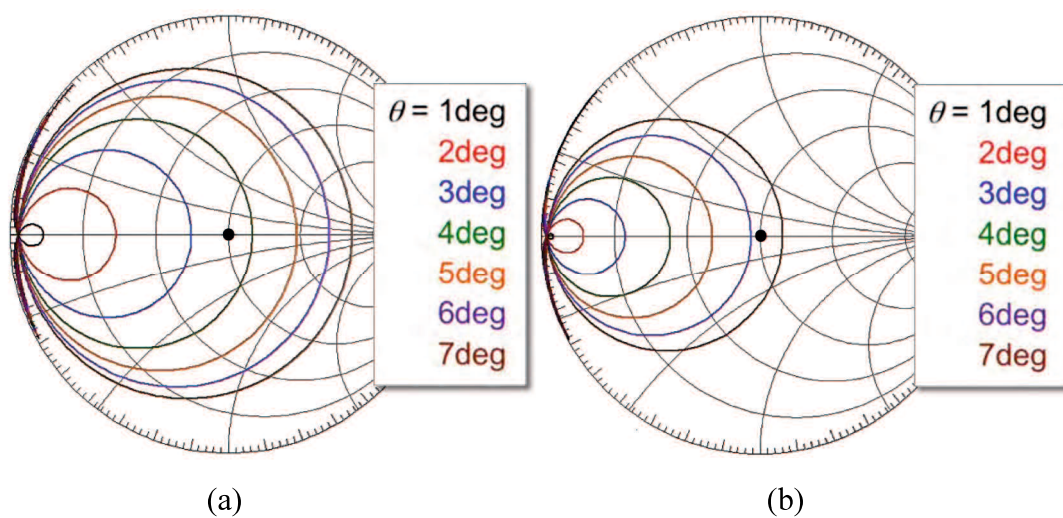
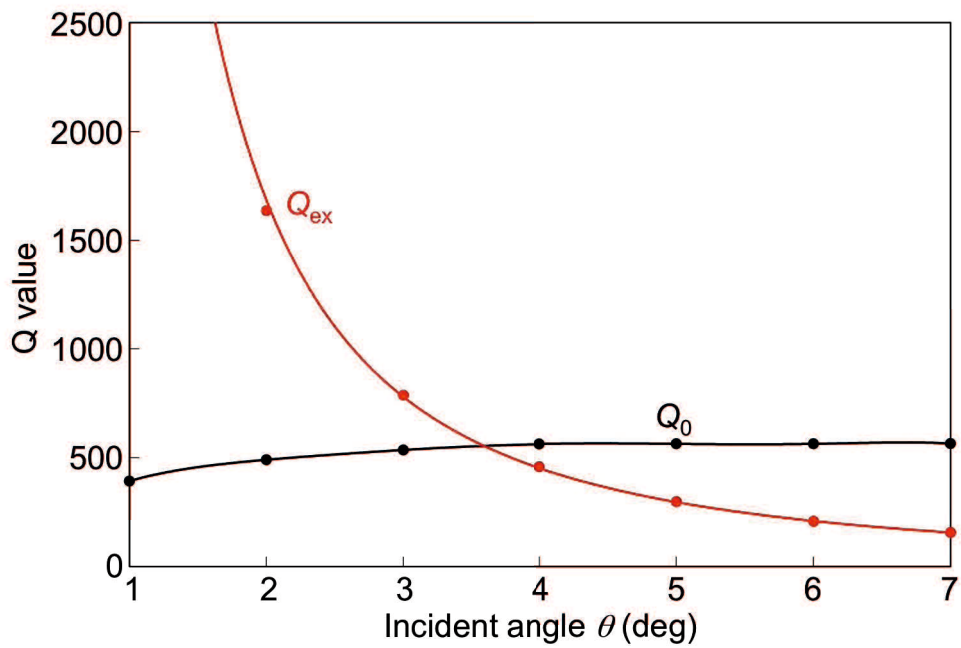


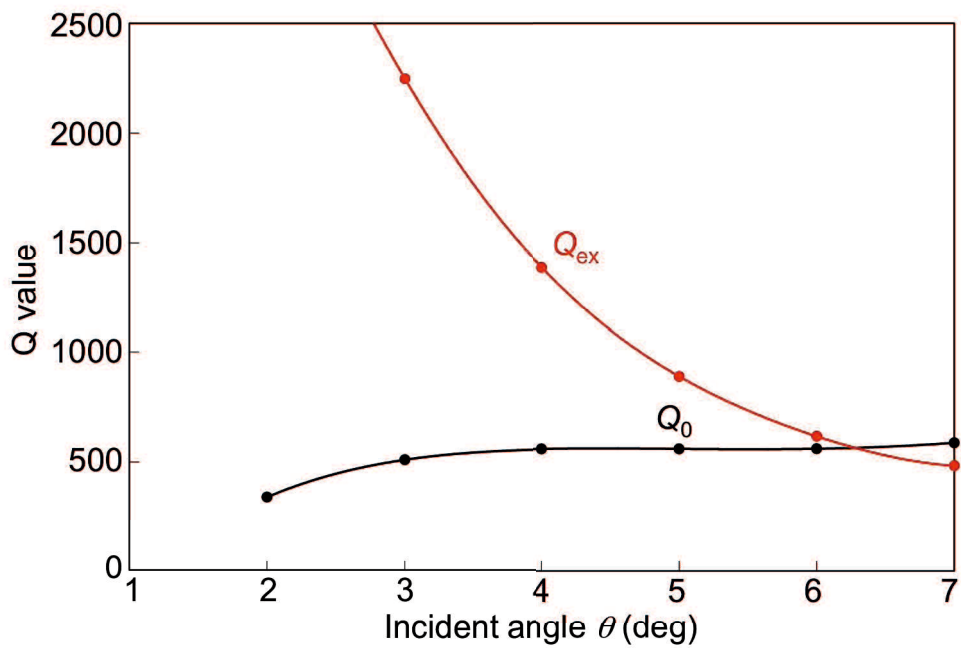
図 4.9 反射係数の角度依存性 (a)ディラックコーンを持つ構造の場合 (b)バンドギャップを持つ構造の場合

び(b)に示す. 同図より, ディラックコーンによって入射角度 $\theta = 3$ 度以下の吸収量が増加していることがわかる.

また, 反射特性の計算結果から, 式(4.3)および(4.4)を用いて内部 Q および外部 Q に相当する量を計算した. ディラックコーンを持つ場合およびバンドギャップを持つ場合の計算結果をそれぞれ図 4.10(a)および(b)に示す. 両構造の特性を定性的に比較してみると, 同図(b)のバンドギャップを持つ構造のクリティカルカップリングとなる入射角度は6.3度であるが, 同図(a)のディラックコーンを持つ構造の場合はその角度は 3.6 度と小さくなることがわかる. また, 例えば, 入射角度 3 度で両構造の結果を比較しても, ディラックコーンを持つ構造の場合の外部 Q はバンドギャップを持つ構造の場合に比べて約 1/3 程度にまで小さくなり結合が大きくなっていることがわかる. この様に, 同じ入射角度では, ディラックコーンにより結合が増大していることが確認できる. これは, Γ 点付近の群速度が増加したことにより, 面内伝搬波が励振されやすくなった効果であると考えられる.



(a)



(b)

図 4.10 内部 Q および外部 Q の角度依存性(数値シミュレーション) (a)ディラックコーンを持つ構造の場合 (b)バンドギャップを持つ構造の場合

4.6 異常吸収の実証実験

本節では、V 帯で動作するマッシュルームメタ表面の異常吸収動作を実験的に検証する。まず、数値シミュレーションにより、V 帯でディラックコーンを持つ単位セル構造を設計する。次に、試作マッシュルームメタ表面の鏡面反射特性測定を行い、異常吸収現象を実験的に確認する。次に、反射特性の角度依存性を測定し、異常吸収と面内伝搬波との関係を調べる。最後に、メタ表面からの反射波の時間領域測定を行い、面内伝搬波の再放射動作を調べる。

4.6.1 電磁界シミュレーションによるディラックコーン設計

V 帯においてディラックコーンを持つ単位セル構造の設計を行った。図 4.1(b) に示した単位セルを 2 次元に周期配列するものとして境界に 2 次元の無限周期境界条件を与えて、有限要素法に基づく電磁界シミュレータにより分散特性を求めた。シミュレーションでは、比誘電率 $\epsilon_r = 2.17$ 、誘電体損 $\tan\delta = 0.00085$ 、厚さ $t = 0.254 \text{ mm}$ の誘電体基板を使用するものとし、単位セルの構造パラメータは、格子定数 $a = 1.5 \text{ mm}$ 、金属パッチの面積 $1.355 \times 1.355 \text{ mm}^2$ とした。金属ビアの径を $\phi = 0.2, 0.4, 0.6 \text{ mm}$ と変化させた場合の計算結果を図 4.11 に示す。図中に

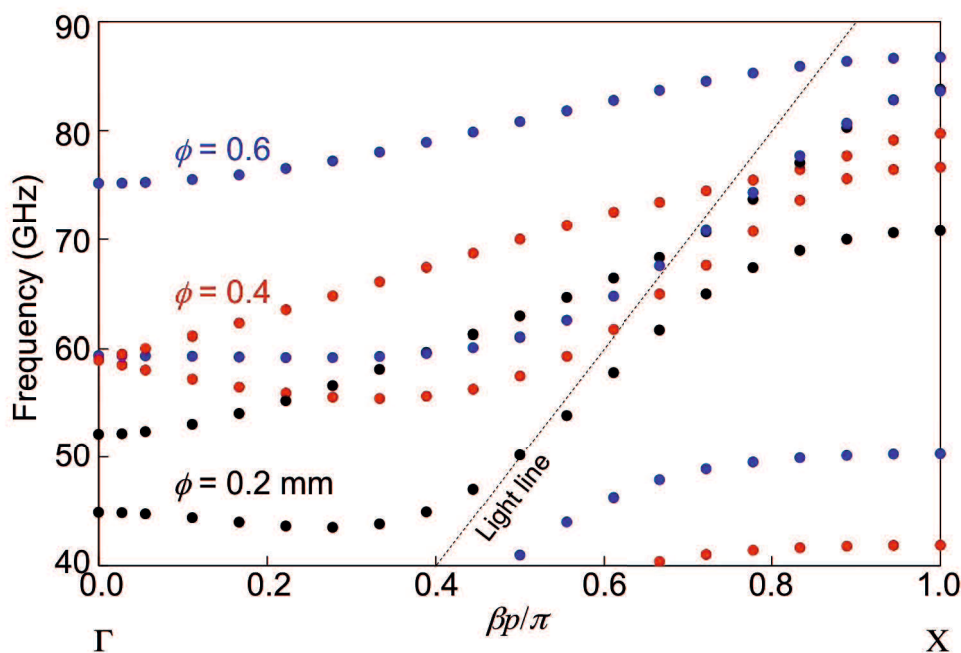


図 4.11 マッシュルームメタ表面の分散特性(数値シミュレーション)

示した点線はライトラインである。図の様に、本メタ表面は、いずれの場合においても、速波領域内に左手系および右手系伝搬域を持つことがわかる。また、金属ビアの径を変化させることにより、バランス条件を満足させ、左手系および右手系伝搬域の間のバンドギャップが閉じることが可能であることがわかる。この場合、金属ビアの径を $\phi = 0.4$ mm に選んだ時に、 Γ 点周波数 59.02 GHz において群速度が非零となるディラックコーンを持つことがわかった。なお、速波領域となる周波数範囲は、55.4 ~ 75.0 GHz である。試作では、金属ビアの径 $\phi = 0.4$ mm を採用した。

4.6.2 試作メタ表面

設計した単位セルを 66×66 セル配列したメタ表面を試作した。試作物を図 4.12 に示す。試作物のサイズは 100×100 mm² である。誘電体基板は、アールン社製の DICLAD880(比誘電率 $\epsilon_r = 2.17$, 誘電体損 $\tan\delta = 0.00085$, 厚さ $t = 0.254$ mm)を用いた。

4.6.3 測定系

試作メタ表面の鏡面反射特性の測定系を図 4.13 に示す。図の様に、2つのホーンアンテナを用い、TM 入射波に対する試作マッシュルームメタ表面の反射特性を調べた。ホーンアンテナと測定物との間の距離は 330 mm とした。送信および受信ホーンアンテナの入射角および反射角を共に θ に保ったまま、波を TM 入射させた時の透過係数 S_{21} をベクトルネットワークアナライザで観測した。

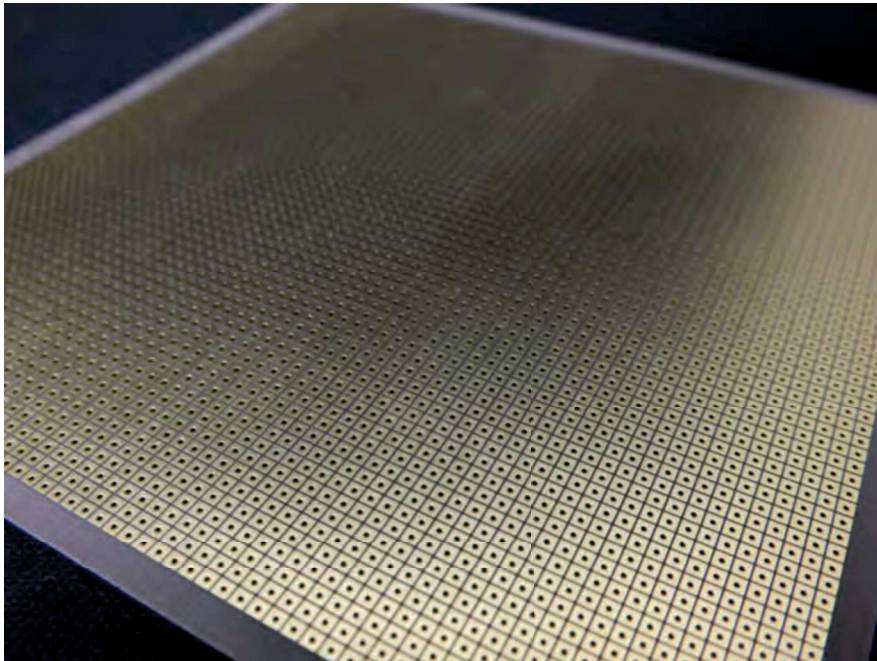


図 4.12 試作マッシュルームメタ表面

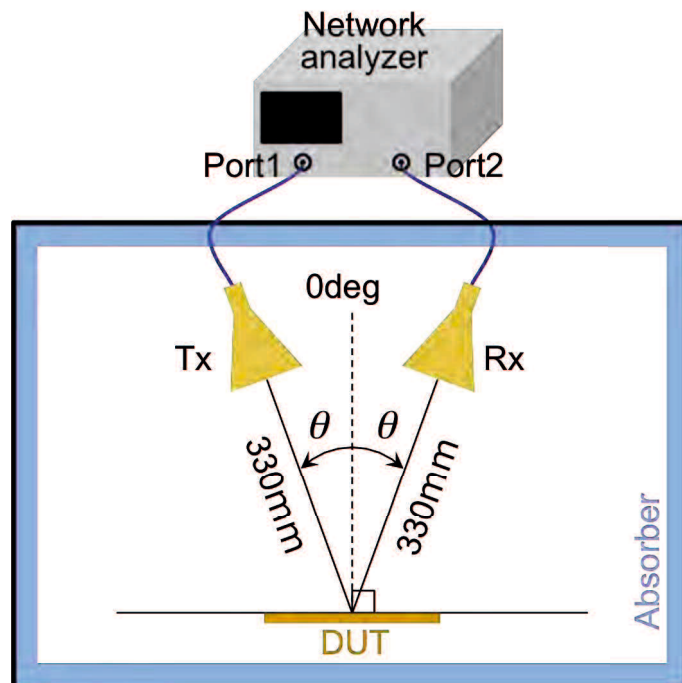


図 4.13 鏡面反射測定系

4.6.4 異常吸収特性

角度 $\theta = 7$ 度の場合の反射振幅の周波数特性を図4.14に示す. 比較のため, 同図にはマッシュルームメタ表面と同サイズの金属板の反射特性も併せて示している. 図の様に, マッシュルームメタ表面は67.3 GHzにおいて, 金属板に比べて35.6 dB大きい吸収を示した. これより, マッシュルームメタ表面の異常吸収を実験的に確認できた[48]. なお, 吸収が起こる周波数以外の周波数において反射振幅が金属板よりもマッシュルームメタ表面の方が僅かに大きい部分があるが, これは測定物の配置位置の再現性の影響であると考えられる.

次に, 異常吸収の角度依存性を調べた. 自動回転ステージを用いて入射角および反射角を $\theta = 4, 7, 10, 15$ 度と変化させた場合の反射特性の測定結果を図4.15に示す. 図の様に, 吸収量は角度によって変化しており, この場合, $\theta = 7$ 度で最大値をとることがわかる.

また, 本測定より, 各々の角度において吸収量が最大となる周波数は角度と共に増加することがわかる. この吸収周波数のシフトと面内伝搬波との関係性を調べるため, 角度 θ とその時の吸収量が最大となる周波数の関係から分散特性を求めた. 計算結果を図4.16に示す. 図の横軸は4.4節で述べた位相整合条件を用いて角度 θ より求めた位相定数 β , 縦軸は周波数である. なお, 同図には, 比較の

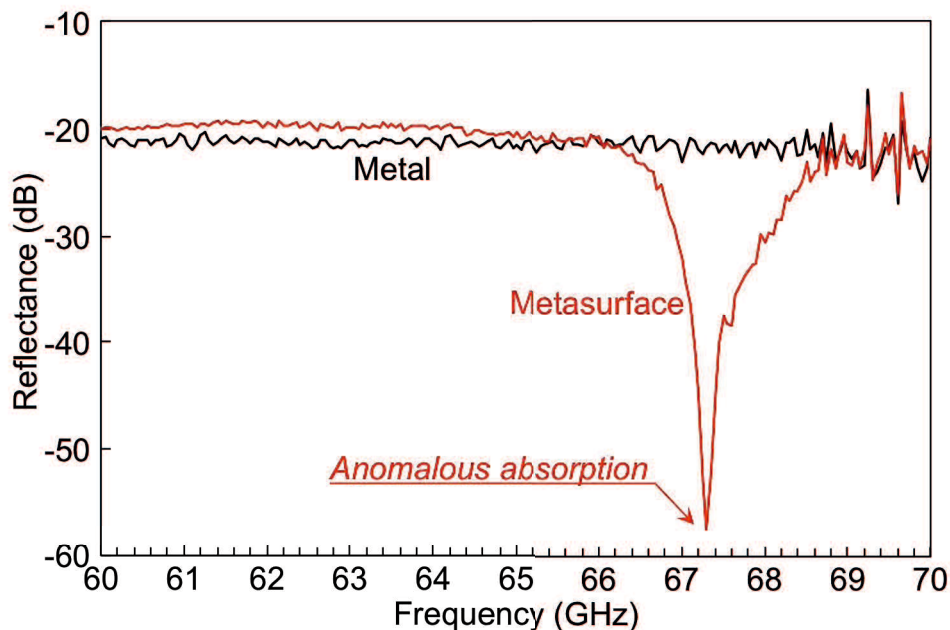


図 4.14 反射特性の実験結果($\theta = 7$ deg)

ために、数値シミュレーションにより求めた分散特性も併せて示している。このシミュレーション結果は、実体顕微鏡により測定した試作物の単位セルの構造パラメータの値を想定した単位セルに対して2次元無限周期境界条件を与えた場合の計算結果である。図の様に、測定結果はシミュレーションのものと良く一致しており、異常吸収には右手系の面内伝搬波が寄与していることがわかる。これより、異常吸収はマッシュルームメタ表面の面内伝搬波に起因する現象であることが確認できた。

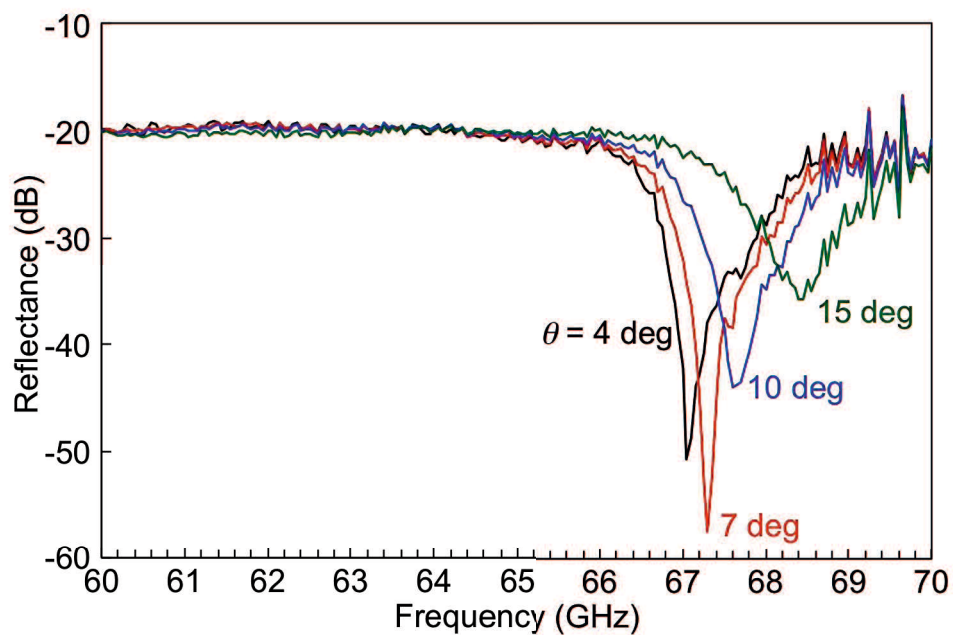


図 4.15 反射特性の角度依存性(実験結果)

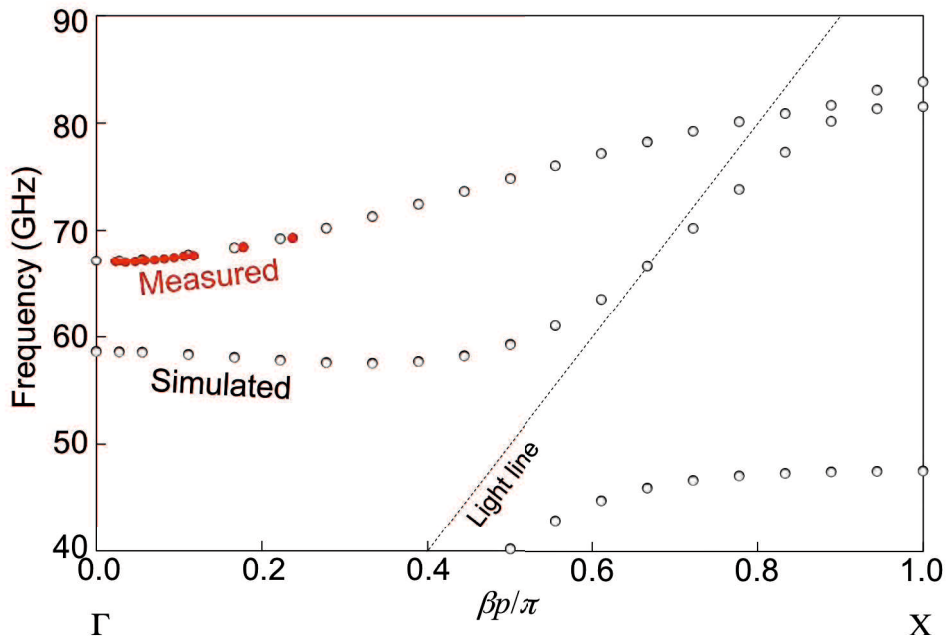


図 4.16 分散特性(実験結果)

4.6.5 時間領域応答

異常吸収をさらに詳しく調べるために、角度 $\theta = 7$ 度で入射した時の反射特性を時間領域において測定した。測定結果を図4.17に示す。図中の2.8 ns付近の大きな反射は構造あるいは金属板による直接反射であり、両者ともほぼ同じ時間である。一方、直接反射が起こってから3.1 ns付近までにおいては、金属板による反射波は急速にノイズレベルまで減衰しているにもかかわらず、マッシュルームメタ表面による反射波は金属板にはない遅延を伴う反射成分を含んでいることがわかる。これは、外部入射波によって一旦励振された面内伝搬波が遅延を伴い再放射していることによるものと考えられる。したがって、この結果より、異常吸収にはメタ表面の面内伝搬波の再放射成分が寄与していることを実験的に確認することができた。

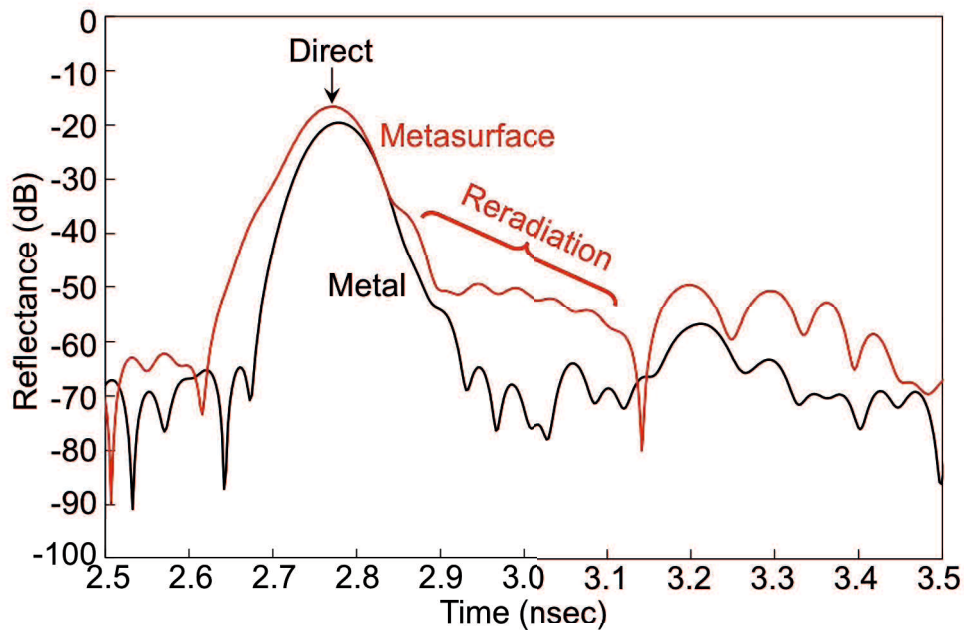


図 4.17 メタ表面の反射波の時間領域測定結果($\theta = 7$ deg)

4.7 結言

本章では、2次元マッシュルームメタ表面のディラックコーン特性と異常吸収について述べた。まず、マッシュルームメタ表面の構造および単位セルの等価回路モデルを示し、本構造が2次元CRLHメタマテリアルとして動作し、ディラックコーンが実現可能であることを説明した。次に、マッシュルームメタ表面の異常吸収の発現の可能性について述べ、また、本現象が通常の1ポート共振器における共振器と外部回路との結合関係によって物理的に解釈できることを示した。次に、数値シミュレーションにより、ディラックコーンを持つ構造およびバンドギャップを持つ構造をそれぞれ設計し、外部入射波に対する両者の反射特性を求めた。シミュレーション結果より、ディラックコーンにより垂直入射に近い角度に対して吸収量が増加されることを確認した。また、反射特性の計算結果より両構造の内部 Q および外部 Q に相当する量を算出し、その入射角度依存性の比較により、ディラックコーンを持つ場合の方がバンドギャップを持つ場合よりも結合が大きくなり、異常吸収が発現する角度を小さくできることを確認した。これは、ディラックコーンにより Γ 点付近の群速度が増加し、面内

伝搬波が励振されやすくなったことに起因するものであると考えられる。

次に、V帯でディラックコーンを持つメタ表面を設計、試作した。試作メタ表面の鏡面反射特性測定より、67.3 GHzで35.6 dBの強い吸収特性が得られることを確認した。また、吸収特性の角度依存性を測定し、入射角度と異常吸収周波数との関係はメタ表面の分散特性に一致することを確認した。また、反射波の時間領域測定より、異常吸収が発現する時のメタ表面の反射波には金属板のそれにはない遅延を伴う成分が含まれていることを確認した。これは、外部入射波によって励振された面内伝搬波の再放射を示しているものと考えられる。このことより、マッシュルームメタ表面の異常吸収は、構造での直接反射成分と面内伝搬波の再放射成分との打ち消し合いによるものと考えられる。

第5章 2次元CRLHディラックコーンメタ表面と異常透過

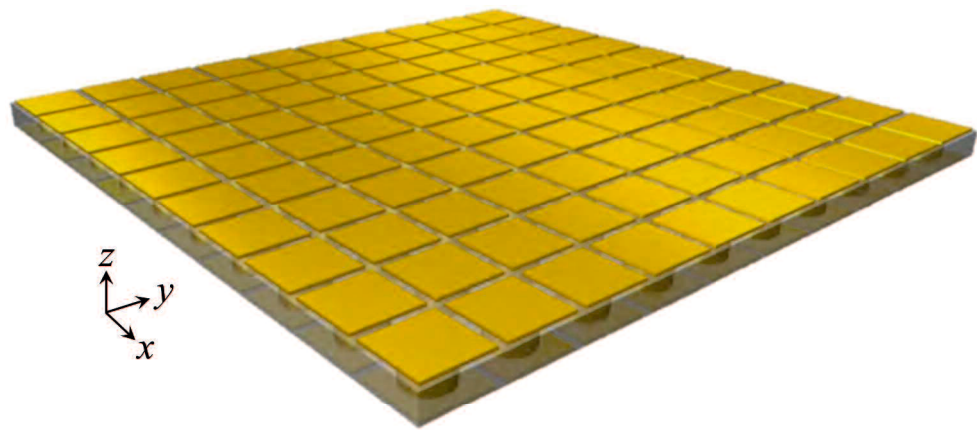
5.1 序言

本章では、金属パッチおよび金属ビアからなる2次元ディラックコーンメタマテリアル(ディラックコーンメタ表面)とそれが示す特異な電磁波透過現象(異常透過)について述べる。

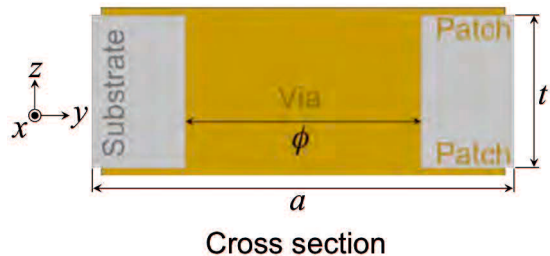
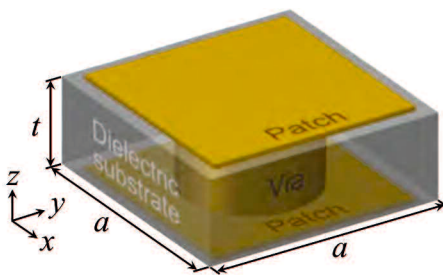
5.2節では、メタ表面の構造について述べる。5.3節では、メタ表面による異常透過の発現原理を説明する。5.4節では、異常透過の実験的検証を行う。まず、電磁界シミュレーションにより、ディラックコーンを持つ構造を設計する。次に設計したメタ表面を試作し、その分散特性測定により、ディラックコーン特性を確認する。次に、試作メタ表面の異常透過特性および透過波の時間応答を測定する。最後に、放射特性測定を行い、試作メタ表面の Γ 点動作を実験的に確認する。

5.2 単位セル構造

本章で取り扱うディラックコーンメタ表面の構造を図5.1に示す。本構造は、同図(b)に示す様な誘電体基板の上下面に配した対向する2枚の金属パッチを金属ビアで接続した単位セルを2次元に周期配列したものである。本構造はマッシュルームメタ表面の構造を、グランド面を電気対称面とするように裏返して組み合わせたものとなっており、面内伝搬波として基板中央の面を対称面とする差動型の左手系および右手系伝搬モードを持つため、構造を最適化することで Γ 点において群速度が非零となるディラックコーンを持たせることが可能である。よって、本構造はグランド面を持つことなく、左手系および右手系伝搬モードを持つことができ、表面と裏面との結合が可能となると考えられる。



(a)



Cross section

(b)

図 5.1 2次元ディラックコーンメタ表面 (a)全体図 (b)単位セル

5.3 異常透過動作

今、図 5.2 に示す様に、ホーンアンテナなどを用いて、外部より、ディラックコーンメタ表面に電磁波を垂直入射させる状況を考える。この場合、外部入射波の波数の面内平行成分とメタ表面の面内伝搬波の位相定数が一致する位相整合条件が成り立つとすると、入射波によって位相定数が零の Γ 点の面内伝搬波が励振されると考えられる。励振された面内伝搬波は裏面から再放射するが、この時、 Γ 点の面内伝搬波は面内に同振幅・同位相で分布するため、入射波よりも狭いビームを形成することになり、その結果、メタ表面がない場合よりも正面方向の電力の密度が強められると考えられる。この透過現象は、光波領域においてサブ波長メタルホールアレイ上の表面プラズモンポラリトンによる異常透過現象[49-51]に類似した現象であるが、ディラックコーンメタ表面の場合、 Γ 点の群速度を非零にできるため、メタルホールアレイでは不可能であった正面方向への再放射動作も実現できると考えられる。

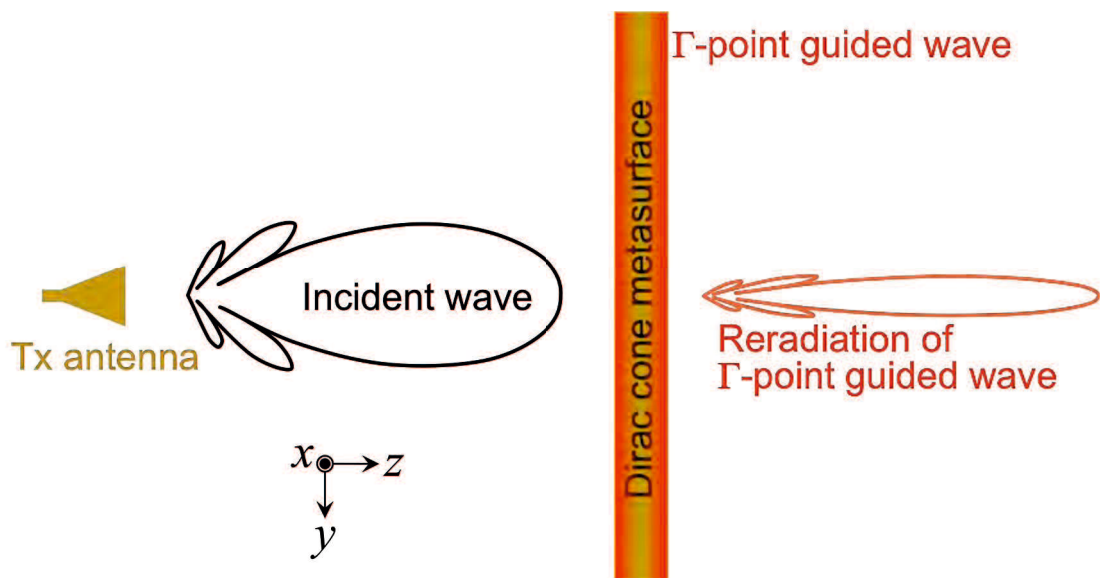


図 5.2 外部入射波による面内伝搬波の励振とその再放射

5.4 異常透過の実験的検証

本節では、前節で述べたディラックコーンメタ表面の異常透過の実験的検証を行う。

5.4.1 電磁界シミュレーションによるディラックコーン設計

有限要素法に基づく電磁界シミュレータにより、V 帯でディラックコーンを持つメタ表面の構造設計を行った。図 5.1(b)の単位セル構造に対して Γ 点周波数が 62.1 GHz となる様に構造パラメータを最適化した。この時、誘電体基板には実験で使用する比誘電率 2.17, 厚さ $t = 0.127$ mm, 誘電体損 $\tan\delta = 0.00085$ のものを想定した。最適化により得られた構造パラメータは、格子定数 $a = 2.5$ mm, パッチ面積 2.38×2.38 mm², ビア径 $\phi = 1.43$ mm である。本単位セルに対して、2次元の無限周期境界条件を仮定した場合の面内伝搬波の分散特性の数値計算結果を図 5.3 に示す。なお、比較のために、同図にはバンドギャップを持つ、格子定数 $a = 2.5$ mm, パッチ面積 2.43×2.43 mm², およびビア径 $\phi = 1.55$ mm の単位セルに対する計算結果も併せて示した。同図より、両構造とも低域側に左手系

系伝搬モード，高域側に右手系伝搬モードを持つことが分かる．また，これらの伝搬モードは速波領域にあるため自由空間の電磁波により励振可能である．さらに，ディラックコーンメタ表面の場合，62.1 GHzにおいて左手系伝搬域と右手系伝搬域との間のバンドギャップが閉じ， Γ 点での群速度が非零となっていることも確認できる．

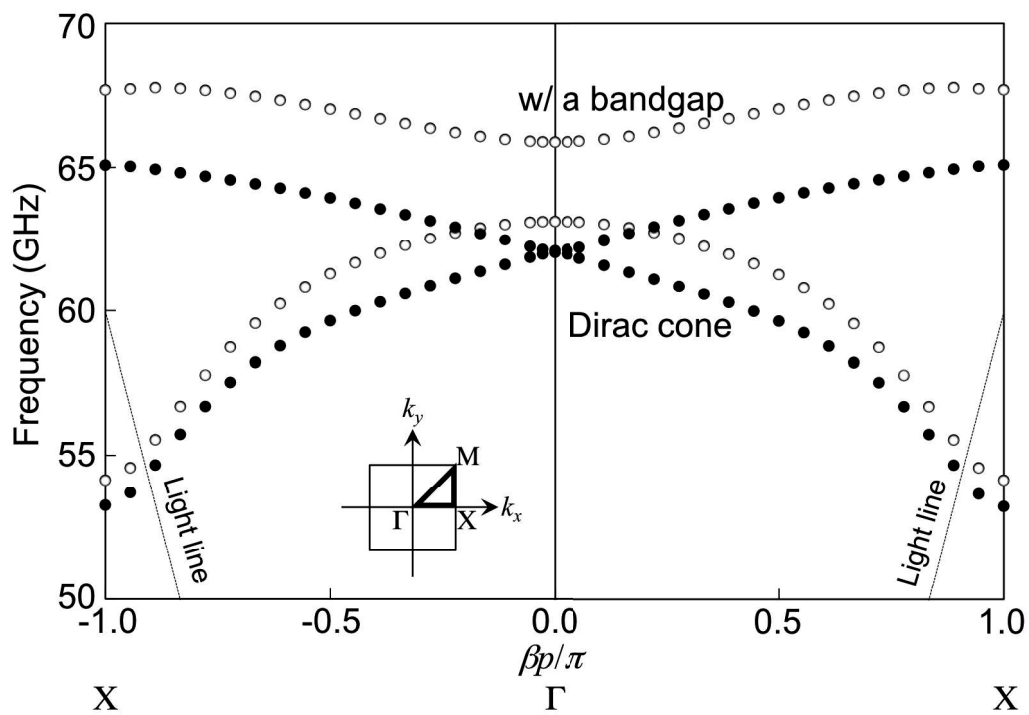


図 5.3 分散特性(数値シミュレーション)

5.4.2 試作メタ表面

前節で設計した単位セルを 76×76 セル配置したメタ表面を試作した。試作物を図 5.4 に示す。誘電体基板は、アーロン社製の DICLAD880(比誘電率 $\epsilon_r = 2.17$, 誘電体損 $\tan\delta = 0.00085$, 厚さ $t = 0.127$ mm)を用いた。試作物のサイズは 195×195 mm²であり、基板の端部に 2.5 mm の余白を設けている。金属ビアはスルーホールを金メッキして構成している。

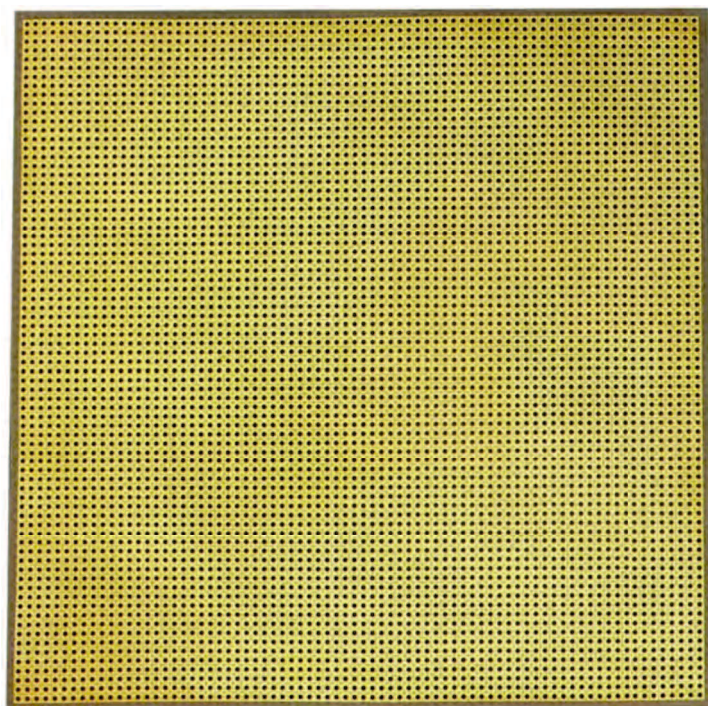


図 5.4 試作ディラックコーンメタ表面

5.4.3 測定系

試作したメタ表面の透過波の測定系を図 5.5 に示す。1.2 m 離れて対向する送受信用ホーンアンテナの中央にメタ表面を配置し、自動回転ステージにより入射角度 θ を変化させながら透過係数の周波数特性をベクトルネットワークアナライザで測定した。

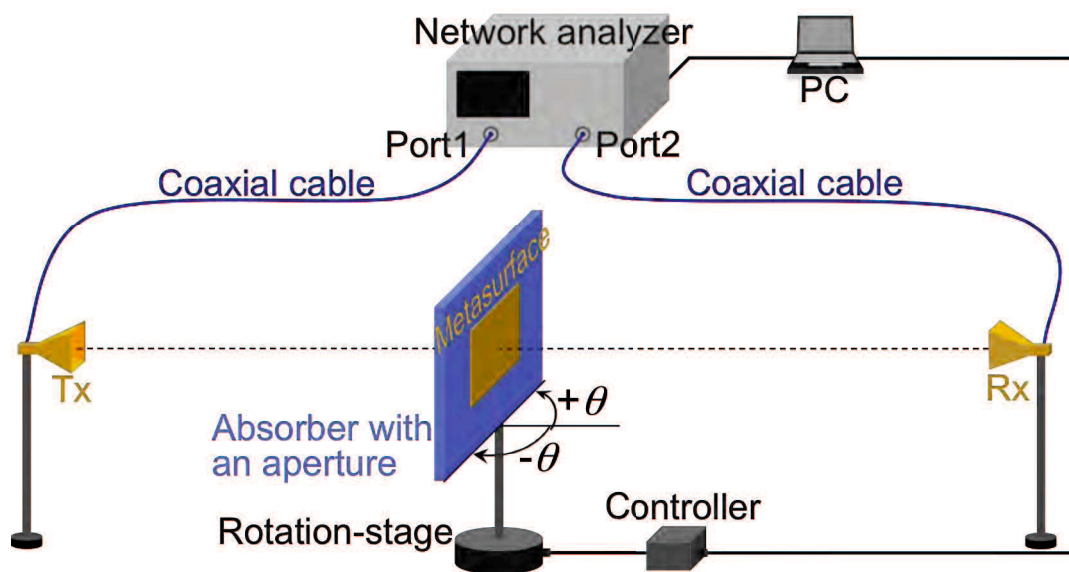


図 5.5 透過特性測定系

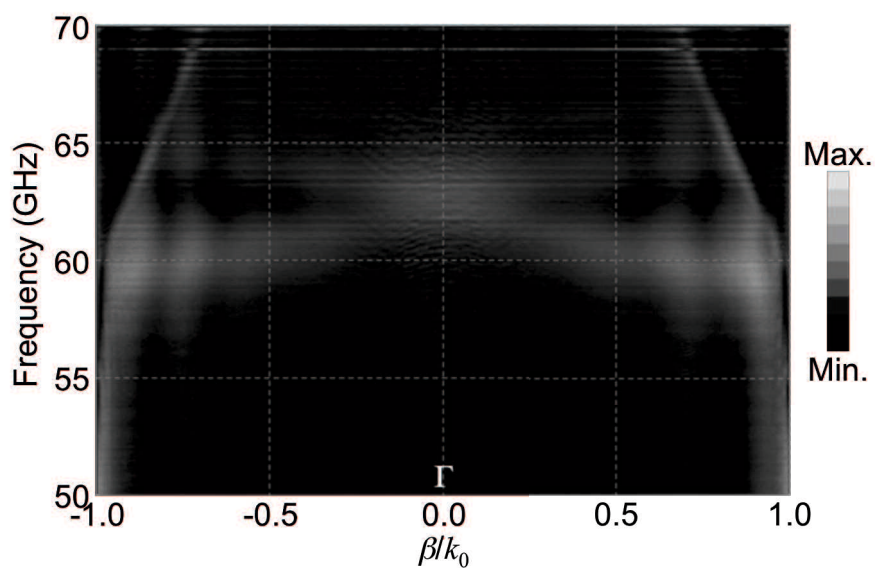
5.4.4 ディラックコーンの検証

試作メタ表面のディラックコーンを実験的に確認するため、分散特性の測定を行った。

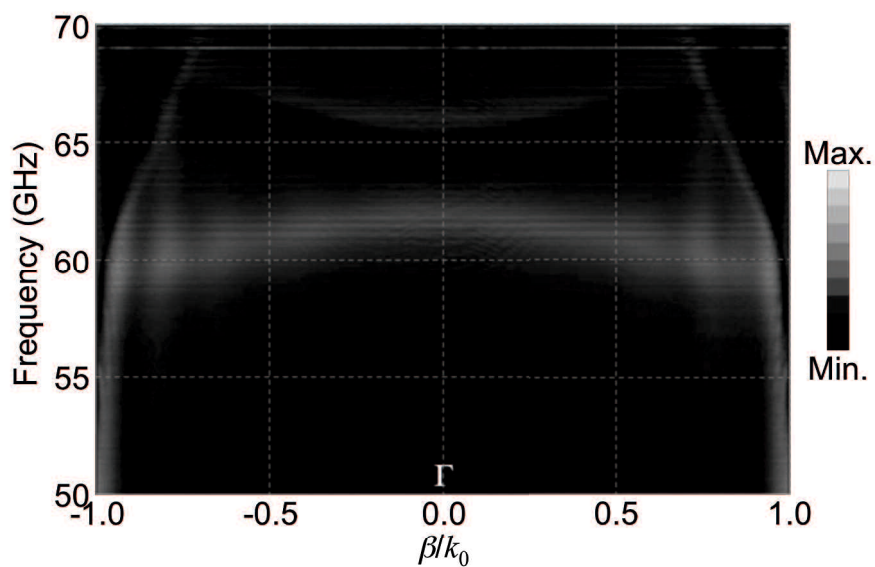
ここで、分散特性の測定原理を述べる。外部からメタ表面に入射角度 θ_{inc} で平面波が入射する場合、外部入射波の波数 k_0 の面内に平行な成分 $k_t (= k_0 \sin \theta_{\text{inc}})$ と面内伝搬波の波数 β_g が等しくなる位相整合条件 $k_t = \beta_g$ が満足された時、外部入射波によって面内伝搬波が励振され、さらにその面内伝搬波は θ_{inc} と等しい角度 θ_{trans} 方向に外部へ再放射するため、入射角度 θ_{inc} と透過係数の周波数特性との関係を測定することで面内伝搬波の分散特性 ($\beta_g - \omega$ の関係) を求めることができる。

図 5.5 の測定系により得たメタ表面の透過特性の角度依存性の結果より、分散特性を求めた。ディラックコーンメタ表面及びバンドギャップを持つメタ表面に対する分散特性の測定結果をそれぞれ図 5.6(a) および (b) に示す。図の横軸及び縦軸は、それぞれ自由空間中の波数で規格化した面内伝搬波の波数 $\beta_g/k_0 (= \sin \theta)$ および周波数で、透過係数の大きさを色の濃淡で示している。図の様に、ディラックコーンメタ表面及びバンドギャップを持つメタ表面ともに、低域側に左手系伝搬域、高域側に右手系伝搬域が存在することが分かる。同図 (b) のバンドギ

ギャップを持つ場合の結果は、左手系伝搬域と右手系伝搬域の間にバンドギャップが存在し、 $\beta_g/k_0 = 0$ の Γ 点における群速度が零となっていることがわかる。それに対して、同図(a)のディラックコーンメタ表面の場合は、左手系伝搬域と右手系伝搬域の間のバンドギャップが消失し、 $\beta_g/k_0 = 0$ の Γ 点周波数 62.1 GHz において群速度がほぼ非零となっていることがわかる。これより、試作メタ表面のディラックコーン特性を実験的に確認できた。



(a)



(b)

図 5.6 分散特性の測定結果 (a)ディラックコーンの場合 (b)バンドギャップを持つ場合

5.4.5 異常透過特性

試作したディラックコーンメタ表面に対して図 5.5 と同じ測定系を用いて垂直入射時の透過係数の周波数特性をベクトルネットワークアナライザで測定した。この際、回折の影響を抑えるために、サンプルをメタ表面と同じサイズの開口を設けた電波吸収体で囲んだ。測定結果を図 5.7 に示す。比較のために、同図にはメタ表面を置かない場合の透過特性の測定結果も併せて示している。同図より、61.8 GHzから62.7 GHzの間において、メタ表面を置いた場合の透過係数が置かない場合よりも大きくなっていることが分かる。なお、この場合の、メタ表面を置いた場合と置かない場合の透過係数の比の最大値は62.1 GHzで1.0 dBであった。これより、メタ表面の異常透過特性が実験的に確認できた[52-54]。

また、比較のためバンドギャップを持つメタ表面に対しても同様の測定を行った。その測定結果も併せて図 5.7 に示した。図の様に、バンドギャップを持つメタ表面の透過係数の最大値はディラックコーンメタ表面の場合のものよりも小さくなった。この結果はメタ表面にディラックコーンを持たせることにより効率良く Γ 点の面内伝搬波を励振できることを反映した結果であると考えられる。

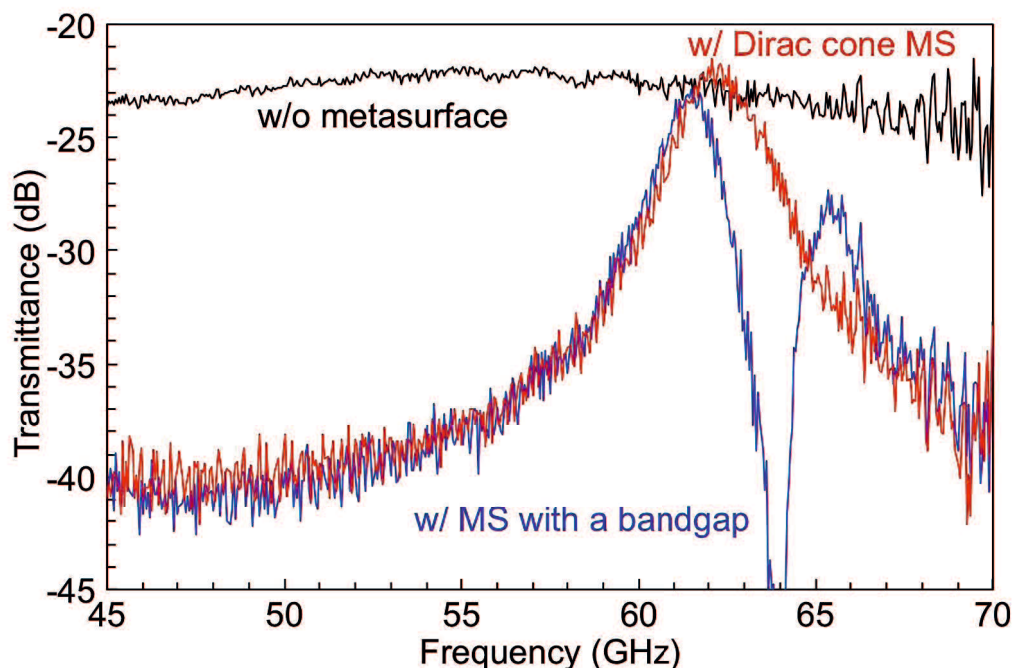


図 5.7 メタ表面の異常透過特性(垂直入射時)

次に、メタ表面の電磁波散乱特性を詳細に調べるため、メタ表面の反射特性を測定した。測定系を図 5.8 に示す。図のように、2つの送受信ホーンアンテナを用いて、入射角度 θ_{inc} および反射角度 θ_{ref} が同等($\theta_{\text{inc}} = \theta_{\text{ref}}$)となるよう保ったまま自動回転ステージで制御しながら、TM 入射波に対するメタ表面の反射係数を測定した。この時、両ホーンアンテナとメタ表面との間の距離は 600 mm とし、入射角度 θ_{inc} および反射角度 θ_{ref} は 4~60 度まで変化させた。

ディラックコーンを持つ構造およびバンドギャップを持つ構造に対する測定結果を図 5.9(a)および(b)にそれぞれ示す。図の横軸および縦軸は角度 $\theta_{\text{inc}} = \theta_{\text{ref}}$ および周波数であり、反射係数の大きさを色の濃淡で示している。ディラックコーンを持つ構造の場合、 Γ 点に近い角度 $\theta_{\text{inc}} = \theta_{\text{ref}} = 4 \text{ deg}$ では、62 GHz 付近に反射係数が小さくなる吸収点が 1 つあり、角度を大きくしていくと吸収点は低周波側および高周波側の 2 つに分かれていく。この傾向は、図 5.6(a)に示したディラックコーン特性のものと一致していることがわかる。なお、吸収点以外の周波数における反射係数はほぼ 1 でありほぼ鏡面反射している。一方、バンドギャップを持つ構造の場合、 Γ 点に近い角度 $\theta_{\text{inc}} = \theta_{\text{ref}} = 4 \text{ deg}$ では、図 5.6(b)に示したバンドギャップに対応する 2 つの吸収点が確認できる。

入射角度 4, 10, 20, 30 度における反射特性と透過特性の測定結果を比較した。ディラックコーンを持つ構造およびバンドギャップを持つ構造の場合のものを

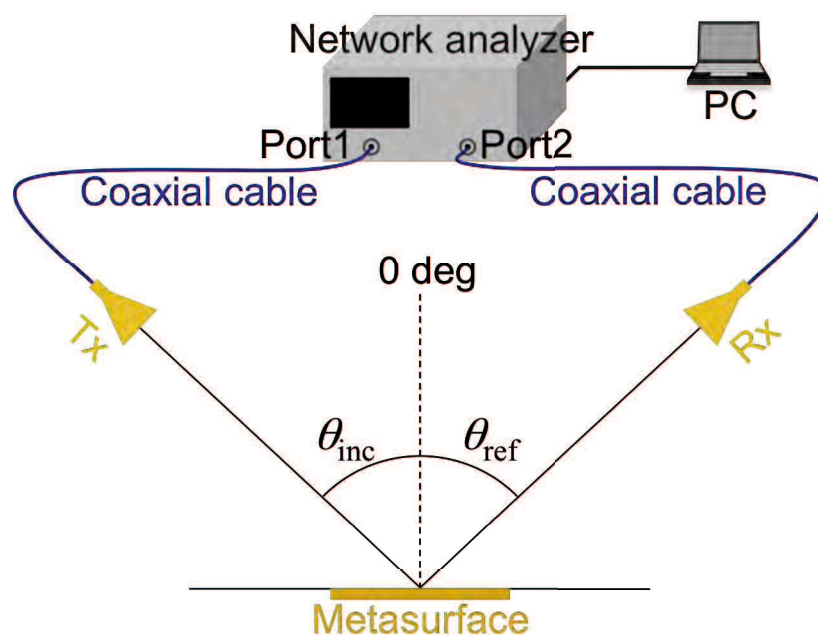
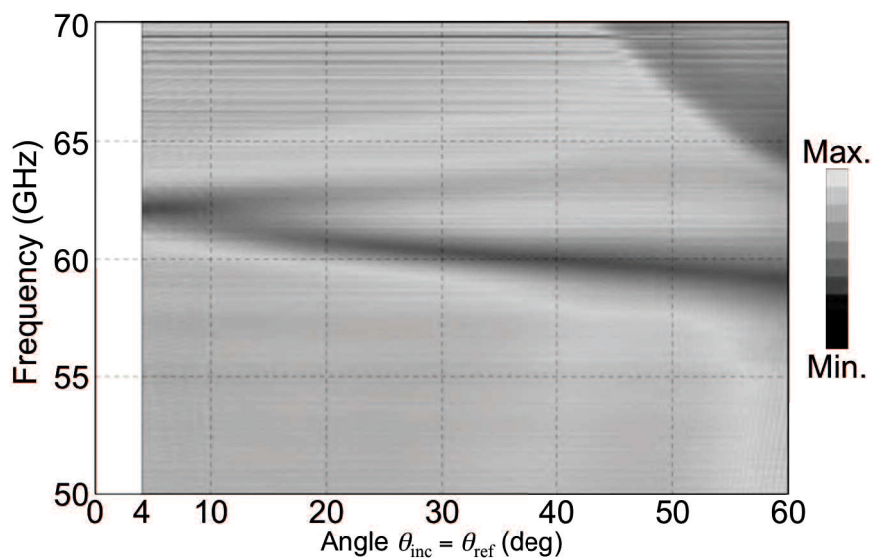
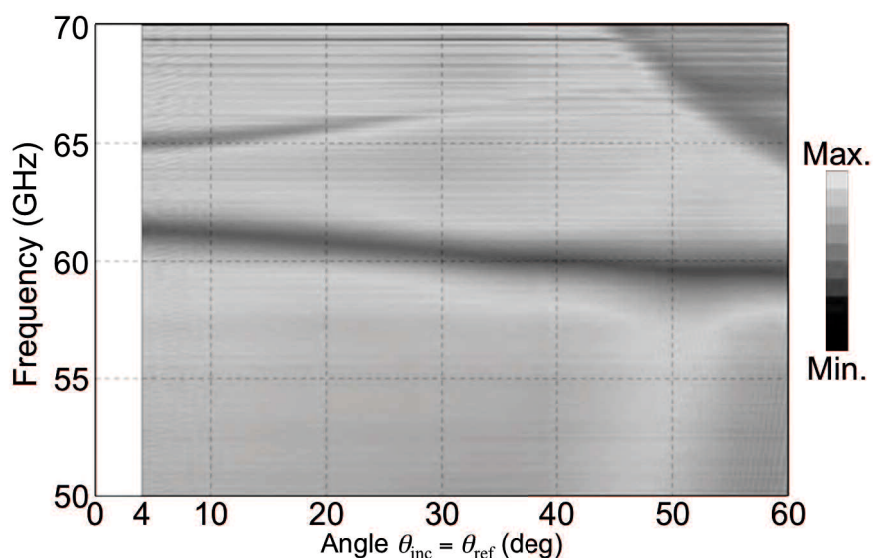


図 5.8 メタ表面の反射特性測定系

図 5.10(a)および(b)にそれぞれ示す. 同図より, 反射特性で吸収が起こる周波数は透過特性のピーク, すなわち, 分散特性に一致することがわかる. このことは, 外部入射波によって励振された面内伝搬波は入射面とは反対側の面から再放射していることを示唆している. 一般的には, 面内伝搬波の再放射は入射面側およびそれとは反対側の両方に起こっていると予想されるが, 入射面側への再放射成分は構造での直接反射成分との打ち消し合いによってなくなり, 大半の電力は入射面とは反対側へのみ透過すると考えられる.

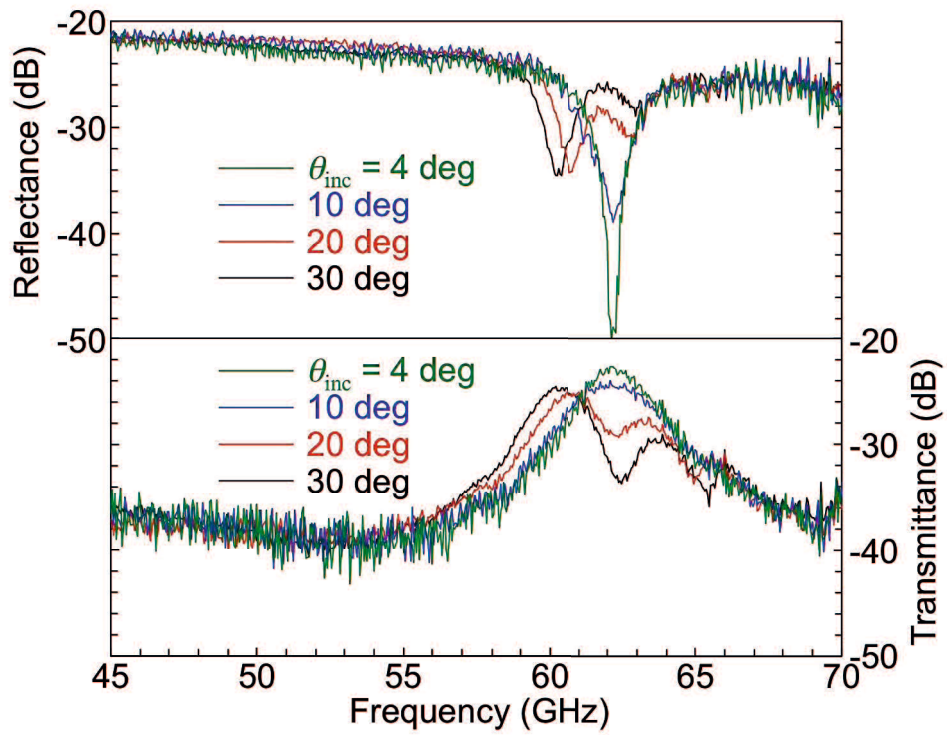


(a)

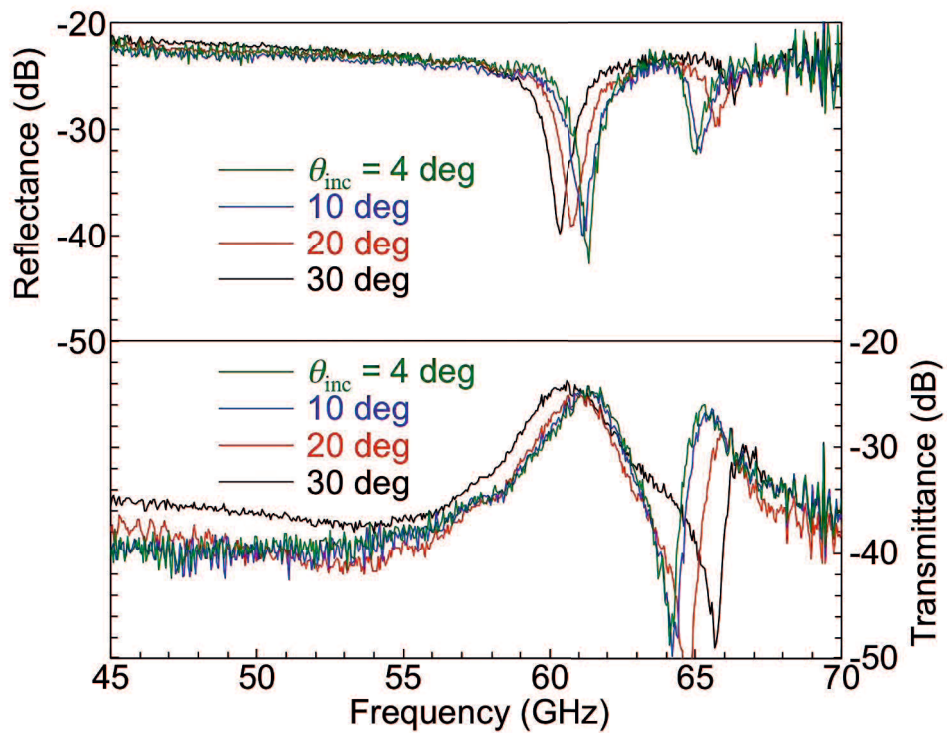


(b)

図 5.9 反射係数の角度依存性(実験) (a)ディラックコーンの場合 (b)バンドギャップを持つ場合



(a)



(b)

図 5.10 反射係数および透過係数の周波数特性(実験) (a)ディラックコーンの場合 (b)バンドギャップを持つ場合

5.4.6 時間領域応答

異常透過が発現する時のメタ表面の透過波の時間領域応答を図 5.5 と同じ測定系を用いて測定した。測定結果を図 5.11 に示す。比較のため、同図にはメタ表面を置かない場合の結果も併せて示している。図中の 4.55 ns 付近のピークは直接波を示していると考えられる。一方、メタ表面を置いた場合は、直接波のピーク後に 5.3 ns 付近までメタ表面を置かない場合にはない遅延を伴う透過成分があることがわかる。これは、外部入射波によって一旦励振された面内伝搬波が再放射していることを示しているものと考えられる。このことより、メタ表面の異常透過には面内伝搬波の再放射成分が寄与していることを実験的に確認することができた。なお、4.95 ns 付近にあるピークは、送信ホーンアンテナの開口部における反射によるものと考えられる。

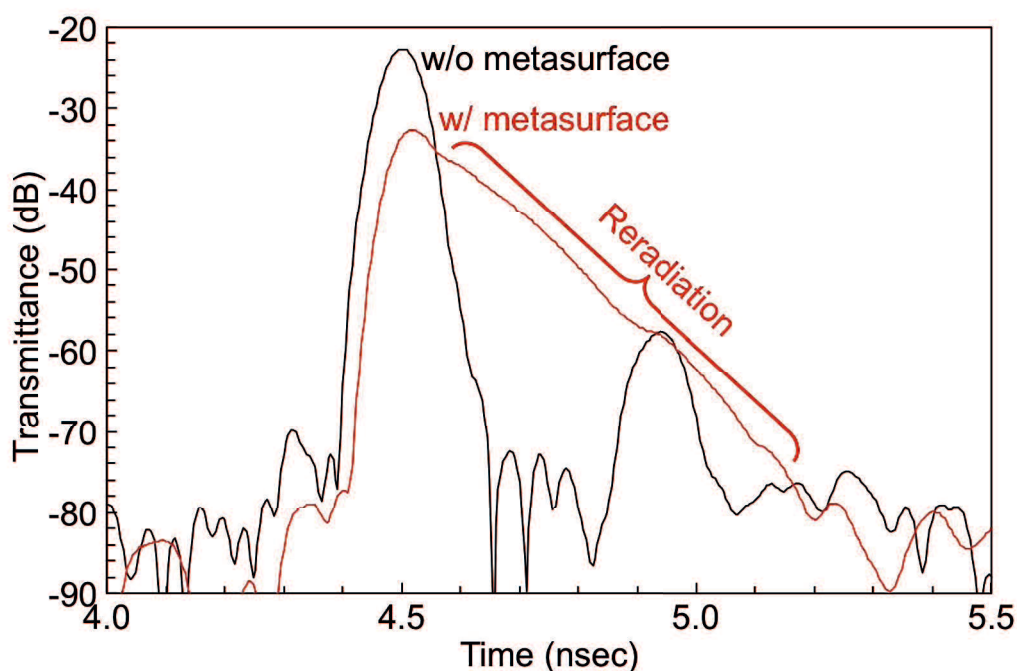


図 5.11 時間領域測定結果(垂直入射時)

5.4.7 放射特性

最後に、ディラックコーンメタ表面の放射パターン測定を行い、図 5.2 に示したような狭ビーム放射動作が得られるかを実験的に確認する。

本実験では、メタ表面の近傍界を測定し、得られた近傍界分布を遠方界に変換することにより、放射パターンを求めた。図 5.4 で示した試作メタ表面は、測定するにはサイズが大きすぎるため、サイズを小さくした別のメタ表面を試作した。新たに試作したメタ表面は、設計した単位セルを 40×40 セル配列しており、全体のサイズは $105 \times 105 \text{ mm}^2$ である。

メタ表面の近傍界測定系を図 5.12 に示す。励振用ホーンアンテナから 600 mm 離れた位置にホーンアンテナのビームが中央に垂直入射する様にメタ表面を配置し、入射面と反対側から 15 mm (約 $3.1\lambda_0$) 離れた面上におけるメタ表面に平行な電界成分を WR-15 導波管プローブを用いて測定した。また、基板の周りの回折の影響を抑えるためにメタ表面とほぼ同サイズの開口を持つ金属板と電波吸収体をメタ表面の直下に配置している。測定では $190 \times 190 \text{ mm}^2$ の測定エリアを自動 xy ステージを用いて、 2.5 mm の間隔で 77×77 点スキャンした。

Γ 点周波数 62.1 GHz におけるメタ表面上の近傍電界の振幅分布及び位相分布を図 5.13(a) に示す。また、比較のため、メタ表面を置かない場合の同じ位置における近傍界分布も同様に測定した。その結果を図 5.13(b) に示す。図中の黒の破線はメタ表面がある位置を示している。両図を比較すると、メタ表面上で振幅分布は均一化されていることが分かる。また、位相分布は、メタ表面上の上部で若干の変化があるものの平均化されていることがわかる。これは垂直入射波により Γ 点の面内伝搬波が励振されていることを示唆しているものと考えられる。

次に、得られた近傍界分布の測定結果から、フレネル-キルヒホッフ回折積分 [55]

$$E_\theta = jk_0 \sin \varphi (1 + \cos \theta) \times \int_{-B/2}^{B/2} \int_{-A/2}^{A/2} E_y(x, y) \exp\{jk_0(x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \theta \sin \varphi)\} dx dy \quad (5.1)$$

$$E_\varphi = jk_0 \cos \varphi (1 + \cos \theta) \times \int_{-B/2}^{B/2} \int_{-A/2}^{A/2} E_x(x, y) \exp\{jk_0(x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \theta \sin \varphi)\} dx dy \quad (5.2)$$

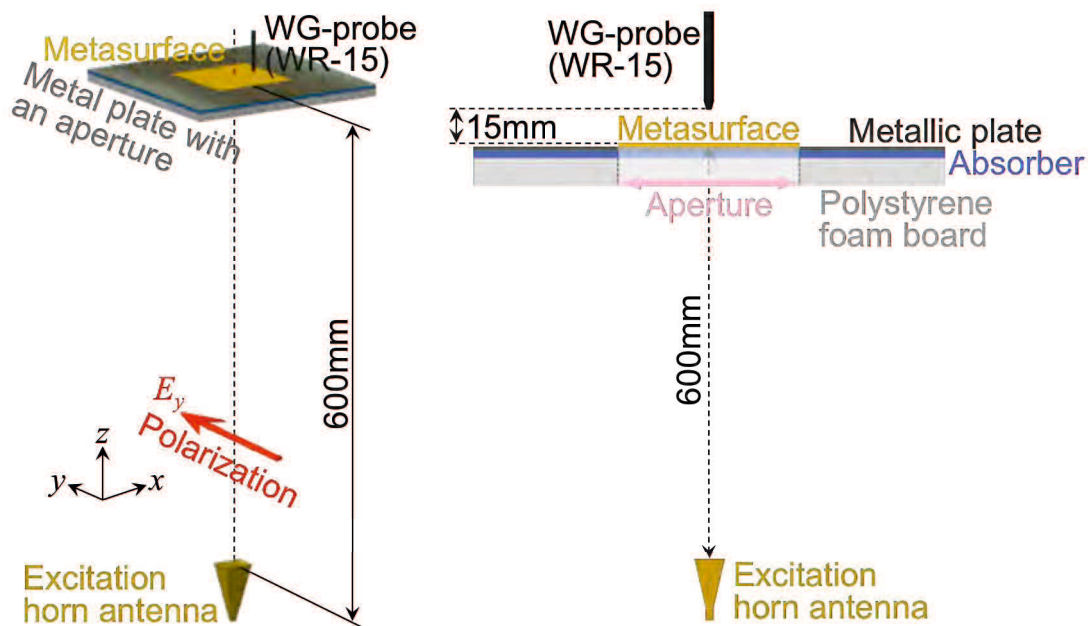


図 5.12 メタ表面の近傍界測定系

を用いて遠方界の放射パターンを算出した. 図 5.14(a)および(b)にそれぞれ E 面及び H 面上における放射パターンの計算結果を示す. 同図には, 比較のために, 励振用送信ホーンアンテナの放射パターンも併せて示している. なお, 同図(a)および(b)の縦軸は各データの最大振幅で規格化している. 図中のメタ表面の E 面および H 面における 3dB ビーム幅はそれぞれ 3.4 度及び 2.8 度であった. それに対して, ホーンアンテナの E 面および H 面における 3dB ビーム幅はそれぞれ 10.0 度および 12.6 度であった. これより, メタ表面により狭ビームが形成されていることが実験的に確認できた. これは, 垂直入射波により励振された Γ 点の面内伝搬波が狭ビームを形成して再放射していることを示しているものと考えられる[56,57]. したがって, メタ表面の異常透過現象はこの狭ビームにより正面方向への電力密度が増大されていることに起因していることが確認できた.

また, 均一開口分布を持つ試作メタ表面と同サイズの開口面の放射パターンの理論値を求め, 放射パターンの測定結果との比較を行った. E 面および H 面上の結果を図 5.15(a)および(b)にそれぞれ示す. 図より, メタ表面のメインビーム

のビーム幅は理論値のビーム幅と良く一致しており、また、両者のヌル点もよく一致していることが分かる。このことより、メタ表面の開口面効率ほぼ1に近いと考えられる。なお、E面上における角度 $|\theta| > 45 \text{ deg}$ の範囲のサイドローブは、金属板とメタ表面との間のわずかな隙間からの回折によるものと考えられる。

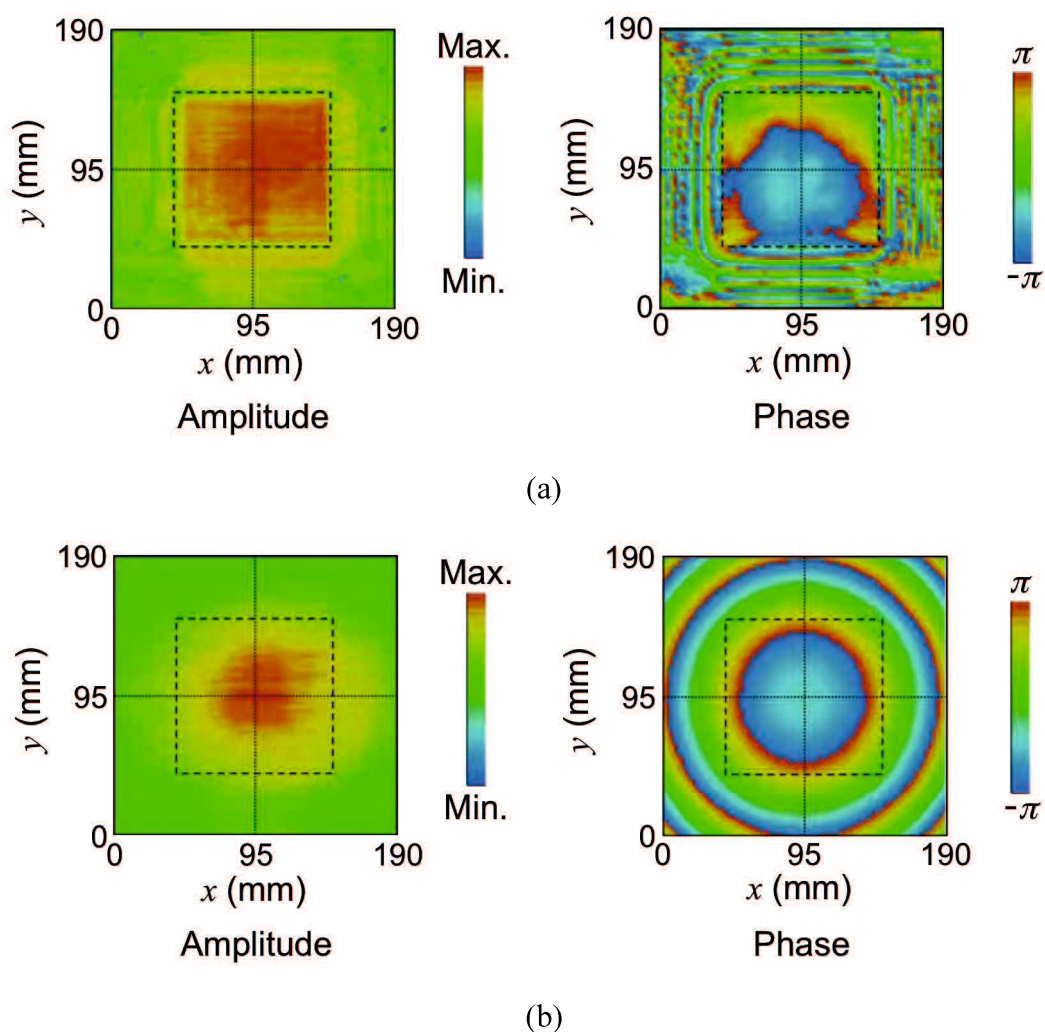
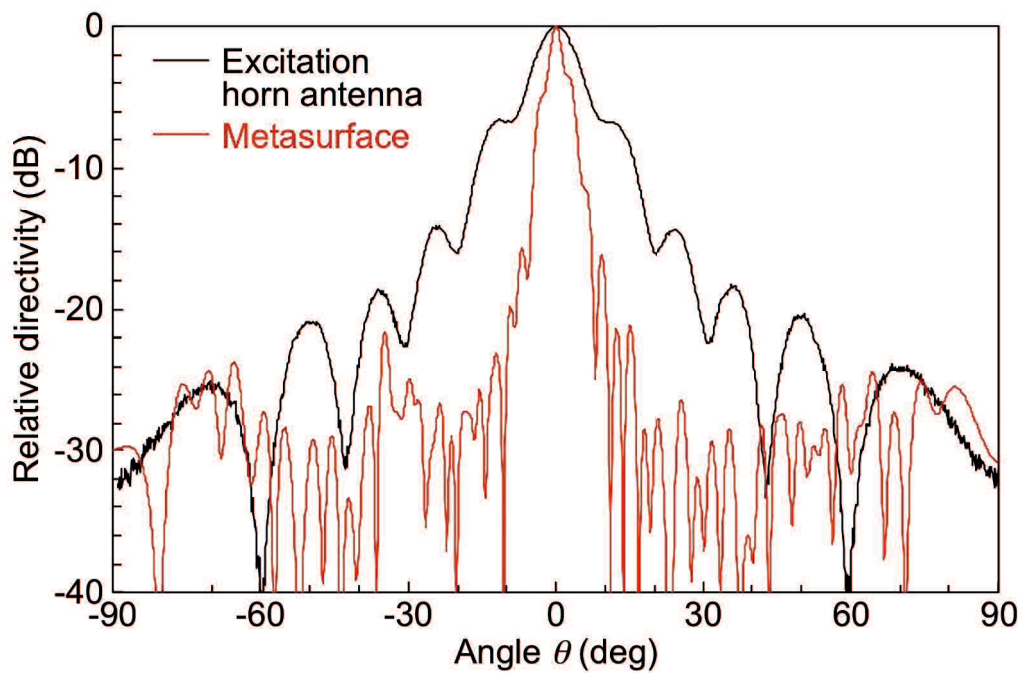
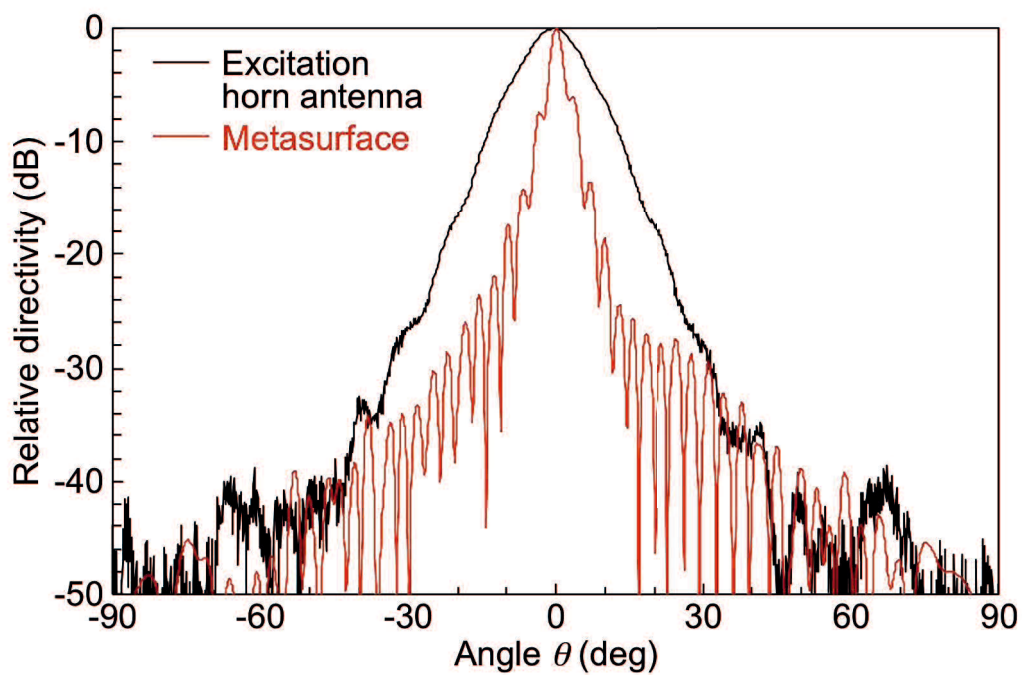


図 5.13 近傍界分布の測定結果(62.1 GHz) (a)メタ表面ありの場合 (b)メタ表面なしの場合

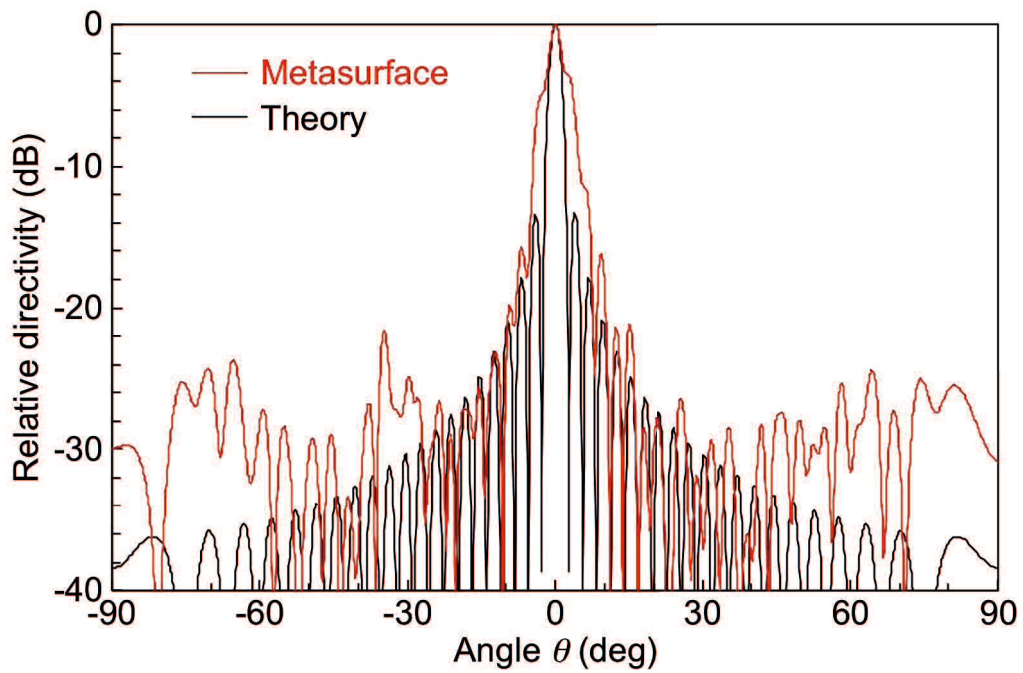


(a)

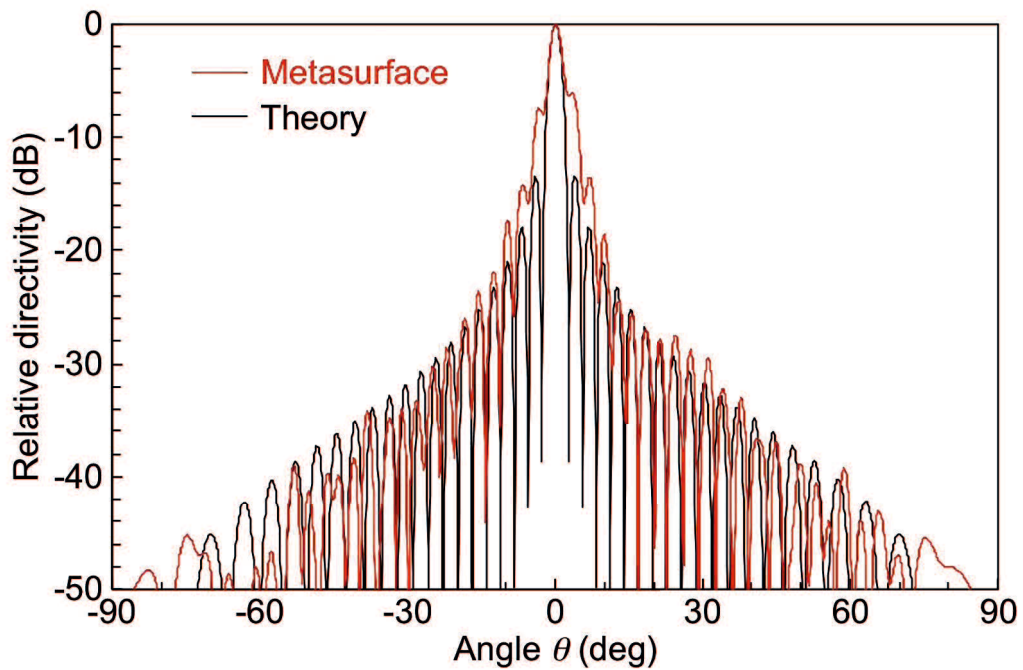


(b)

図 5.14 メタ表面および励振用ホーンアンテナの放射パターン測定結果(62.1 GHz) (a)E面 (b)H面



(a)



(b)

図 5.15 放射パターンの測定結果およびメタ表面と同サイズの均一開口面からの放射パターンの理論値との比較(62.1 GHz) (a)E面 (b)H面

5.5 結言

本章では、透過型 2 次元メタ表面のディラックコーン特性と異常透過について述べた。まず、ディラックコーンメタ表面の構造および単位セルを示し、本構造が 2 次元 CRLH メタマテリアルとして動作し、ディラックコーンを持つことを述べた。また、外部入射波に対する本メタ表面の異常透過動作の可能性について述べた。次に、V 帯においてディラックコーンを持つ構造を設計、試作し、試作メタ表面の分散特性測定により、 Γ 点周波数 62.1 GHz のディラックコーン特性を実験的に確認した。次に、垂直入射における透過特性測定を行い、メタ表面を送受信アンテナ間に置いた場合、置かない場合に比べて透過係数が最大 1.0 dB 大きくなる異常透過特性を実験的に確認した。また、バンドギャップを持つメタ表面に対しても同様の測定を行い、透過係数の最大値は、バンドギャップを持つ場合よりもディラックコーンを持つ場合の方が大きくなることを確認した。これは、ディラックコーンを持たせることにより効率良く Γ 点の面内伝搬波を励振できることを反映した結果であると考えられる。次に、TM 入射波に対する反射特性を測定し、透過ピークが現れる周波数では反射係数が小さくなり、ほぼ全ての電力は透過することを確認した。さらに、透過波の時間領域測定を行い、メタ表面の透過波にはメタ表面を置かない場合にはない遅延を伴う透過成分があることを確認した。これは、外部入射波によって励振された面内伝搬波の再放射動作を示しているものと考えられる。最後に、放射特性測定を行った。まず、測定した近傍界分布により、 Γ 点周波数 62.1 GHz においてメタ表面内の振幅および位相分布が面内でほぼ均一となっていることを確認した。また、フレネル-キルヒホッフ回折積分を用いて近傍界分布の測定結果から遠方界の放射パターンを算出し、メタ表面の放射パターンのメインビーム幅は励振用ホーンアンテナのものよりも狭くなっていることを実験的に確認した。さらに、放射パターンの測定結果と試作メタ表面と同じサイズの均一開口面からの放射パターンの理論値とを比較し、両者の 3dB ビーム幅およびヌル点がよく一致していることを確認した。これより、ディラックコーンメタ表面の異常透過は、外部入射波によって励振された Γ 点の面内伝搬波に起因する現象であると言える。

第 6 章 結論

6.1 本研究の結論と成果

本論文では, CRLH ディラックコーンメタマテリアルとそのマイクロ波応用について述べた. 前半では, これまで明らかにされていなかった損失を考慮した CRLH ディラックコーンメタマテリアルの Γ 点の群速度を理論的に導出し, 損失が Γ 点の群速度に与える影響を示した. 後半では, 1 次元および 2 次元ディラックコーンメタマテリアルの新たなマイクロ波応用の可能性を示した. 以下, 各章の結論を述べる.

第 2 章では, 従来の無損失 CRLH ディラックコーンメタマテリアルの物性についてまとめた後, 損失を考慮した CRLH ディラックコーンメタマテリアルの分散特性およびブロッホインピーダンスを回路論的アプローチにより導出し, CRLH バランス条件を満足する時, 無損失の場合と同様にディラックコーンを持つことを理論的に示した. 次に, Γ 点の群速度を導出し, それが回路モデルの直列ブランチの素子の Q 値 Q_{se} と並列ブランチの素子の Q 値 Q_{sh} の比 Q_{sh}/Q_{se} によって決まり, Γ 点の群速度は Q_{se} と Q_{sh} が等しい場合は最大となることを示した. また, この時の最大値は背景の材料中の光速の半分の値となり, かつ無損失の場合と同じ値となることを理論的に示した. さらに, Γ 点の群速度が最大となる条件 ($Q_{se} = Q_{sh}$) は一般の伝送線路が無歪みとなるヘビサイド条件と一致することを指摘した.

第 3 章では, 導波管系 1 次元 CRLH ディラックコーンメタマテリアルを提案し, そのビーム走査漏洩波アンテナ応用について述べた. 構造の単位セルの等価回路モデルを導入して, 分散関係およびブロッホインピーダンスを理論的に導出し, CRLH メタマテリアルとして動作することを示した. また, 構造パラメータとディラックコーンの関係を理論的および数値的に示し, バランス条件を満足する構造の最適化の手法を示した. 次に, ビーム走査漏洩波アンテナ応用について述べた. V 帯でディラックコーンを持つ構造の設計, 試作を行い, 試作アンテナの分散特性の測定より, Γ 点周波数 51.9 GHz において非零の群速度を持つディラックコーン特性を確認した. また, 試作アンテナの放射特性を測定し, ディラックコーンを持たせることによって, ブロードサイド方向への放射ゲイ

ンを大きくでき、連続的なビーム走査が可能となることを実験的に示した。

第4章では、反射型の2次元ディラックコーンメタ表面の物性とその異常吸収について述べた。単位セルの等価回路モデルを示し、構造が2次元CRLHメタマテリアルとして動作し、速波領域に伝搬モードを持ち、かつディラックコーンを持つことが可能であることを述べた。次に、メタ表面による異常吸収の発現の可能性について述べ、本現象が通常の1ポート共振器における共振器と外部回路との結合関係によって物理的に解釈できることを示した。数値シミュレーションにより外部入射波に対するメタ表面の反射特性を求め、ディラックコーンにより外部入射波と面内伝搬波との結合が強められることを示した。これは、ディラックコーンにより Γ 点付近の群速度が増加し、面内伝搬波が励振されやすくなったことによるものであると考えられる。次に、V帯でディラックコーンを持つメタ表面を設計、試作し、67.3 GHzで35.6 dBの強い吸収特性が得られることを実験的に示した。吸収特性の角度依存性を測定することにより、入射角度と異常吸収周波数との関係がメタ表面の分散特性に一致することを示した。さらに、時間領域測定により、異常吸収が外部入射波によって励振された面内伝搬波の再放射に起因する現象であることを示した。

第5章では、透過型の2次元ディラックコーンメタ表面の物性とその異常透過について述べた。メタ表面の構造および単位セルを示し、メタ表面が2次元CRLHメタマテリアルとして動作し、ディラックコーンを持つことを述べ、外部入射波に対するメタ表面の異常透過動作の可能性について説明した。次に、V帯においてディラックコーンを持つ構造を設計、試作し、分散特性測定により、 Γ 点周波数62.1 GHzのディラックコーン特性が実現されていることを実験的に示した。また、メタ表面の透過特性測定を行い、メタ表面により透過係数が最大1 dB大きくなる異常透過特性が得られることを実験的に示した。さらに、バンドギャップを持つメタ表面に対しても比較実験を行い、透過係数の最大値が、バンドギャップを持つ場合に比べてディラックコーンを持つことにより大きくなることを示した。これは、ディラックコーンにより効率良く Γ 点の面内伝搬波を励振できることを反映した結果であると考えられる。次に、時間領域測定により、異常透過が、外部入射波によって励振された面内伝搬波の再放射に起因する現象であることを実験的に示した。最後に、放射特性測定を行い、メタ表面による狭ビーム形成を実験的に示した。放射パターンの測定結果と試作メタ表面

と同じサイズの均一開口面からの放射パターンの理論値とを比較することで、異常透過が構造内で同位相・同振幅となる Γ 点のディラックポイントで動作していることを確認した。

6.2 今後の展開と課題

本研究では、損失を考慮した CRLH ディラックコーンメタマテリアルの Γ 点の群速度を理論的に導出し、損失が与える影響を明らかにした。一方、減衰定数に対しては Γ 点における理論値を得ることはできたが、その近傍の振る舞いは複雑となりその物理的な解釈を与えるには至らなかった。この解明は今後の課題である。

導波管系 1 次元 CRLH ディラックコーンメタマテリアルのビーム走査漏洩波アンテナ応用については、構造を 1 次元から 2 次元に拡張することにより、更なるゲインの増加とビーム走査動作の 2 次元化の可能性があり、引き続きチャレンジしたい。

また、2 次元 CRLH ディラックコーンメタ表面については、本論文により異常吸収や異常透過といった一般の電波吸収体や周波数選択板が示さない特異な電磁波散乱特性が実証された。これらの特性を利用することにより従来にない電波伝搬制御の可能性があり、本メタ表面を適用した MIMO(multi input multi output)通信など、将来の高速かつ高品質な通信環境の実現への応用など、今後も更に研究を進めていきたい。

謝辞

本研究を進めるに当たり、在学期間および就業期間に渡り、日々、多大なる御指導、御鞭撻を頂きました元山口大学大学院理工学研究科、現大阪大学大学院基礎工学研究科の真田篤志教授に心より深く感謝申し上げます。また、在学期間中、研究内容および研究への取り組みなど様々な面から有益な御助言を頂きました山口大学工学部の久保洋教授に深く感謝致します。同じく、日々、研究内容への御助言、御指導を頂きました同大学工学部の山本綱之助教に深く感謝致します。さらに、本論文をまとめるにあたり主査を御担当頂きました同大学工学部の嶋村修二教授、副査を御担当頂きました同大学工学部の羽野光夫教授、堀田昌志准教授に心より御礼申し上げます。

また、就職後に本論文をまとめる機会を与えて頂いた日本無線株式会社の関係者各位の皆様にも深く感謝致します。

最後に、山口大学で共に勉学に励み、日々、分かち合い切磋琢磨してきました全ての友人、仲間、また、本論文の執筆活動を陰で支え続けてくれた中村郁称様、そして、私の学生生活、研究活動を常に応援し支えてくれた我が両親に心より感謝致します。誠にありがとうございました。

参考文献

- [1] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, M. I. Katsnelson, I. V. Grigorieva, S. V. Dubonos, and A. A. Firsov, “Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene,” *Nature*, vol. 438, pp. 197–200, November 2005.
- [2] A. K. Geim and K. S. Novoselov, “The rise of graphene,” *Nature Materials*, vol. 6, pp. 183–191, 2007.
- [3] T. Ochiai and M. Onoda, “Photonic analog of graphene model and its extension: Dirac cone, symmetry, and edge states,” *Physical Review B*, vol. 80, pp. 155103-1–155103-9, October 2009.
- [4] K. Sakoda, “Dirac cone in two- and three-dimensional metamaterials,” *Optics Express*, vol. 20, no. 4, pp. 3898–3917, February 2012.
- [5] K. Sakoda, “Double Dirac cones in triangular-lattice metamaterials,” *Optics Express*, vol. 20, no. 9, pp. 9925–9939, April 2012.
- [6] V. G. Veselago, “The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ ,” *Soviet Physics Uspekhi*, vol. 10, no. 4, pp. 509–514, January-February 1968.
- [7] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, “Low frequency plasmons in thin-wire structures,” *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 10, pp. 4785–4809, March 1998.
- [8] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robins, and W. J. Stewart, “Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, no. 11, pp. 2075–2084, November 1999.
- [9] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, “Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity,” *Physical Review Letters*, vol. 84, no. 18, pp. 4184–4187, May 2000.
- [10] C. Caloz and T. Itoh, “Application of the transmission line theory of left-handed (LH) materials to the realization of a microstrip LH transmission line,” *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium Digest*, vol. 2, pp. 412–415, June 2002.

- [11] A. A. Oliner, "A periodic-structure negative-refractive-index medium without resonant elements," *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium Digest*, p. 41, June 2002.
- [12] A. K. Iyer and G. V. Eleftheriades, "Negative refractive index media using periodically L - C loaded Transmission lines," *IEEE Microwave Theory and Techniques International Symposium Digest*, pp. 1067–1070, June 2002.
- [13] A. Sanada, C. Caloz, and T. Itoh, "Characteristics of the composite right/left-handed transmission lines," *IEEE Microwave and Wireless Components Letter*, vol. 14, no. 2, pp. 68–70, February 2004.
- [14] A. Sanada, C. Caloz and T. Itoh, "Planar distributed structures with negative refractive index," *IEEE Microwave Theory and Techniques*, vol. 52, no. 4, pp. 1252–1263, April 2004.
- [15] A. Grbic and G. V. Eleftheriades, "Experimental verification of backward-wave radiation from a negative refractive index material," *Journal of Applied Physics*, vol. 92, no. 10, pp. 5930–5935, November 2002.
- [16] L. Liu, C. Caloz, and T. Itoh, "Dominant mode leaky wave antenna with backfire-to-endfire scanning capability," *Electronics Letters*, vol. 38, no. 23, pp. 1414–1416, December 2002.
- [17] A. Sanada, K. Murakami, S. Aso, H. Kubo, and I. Awai, "A via-free microstrip left-handed transmission line," *IEEE International Microwave Symposium Digest*, pp. 301–304, Fort Worth, TX, June 2004.
- [18] D. Taema, A. Sanada, and H. Kubo, "Composite right/left-handed waveguide beam-steering leaky-wave antennas using a cut-off waveguide and short-ended stubs," *Proceedings of Asia-Pacific Microwave Conference 2008*, A4-46, pp. 1–4, December 2008.
- [19] T. Iwasaki, H. Kamoda, and T. Kuki, "A novel composite right/left-handed rectangular waveguide with tilted corrugations and its application to millimeter-wave frequency-scanning antenna," *IEICE Transactions on Communications*, vol. E92-B, no. 12, pp. 3843–3849, December 2009.

- [20] C. Caloz, A. Sanada and T. Itoh, "A novel composite right/left-handed coupled-line directional coupler with arbitrary coupling level and broad bandwidth," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 52, no. 3, pp. 980–992, March 2004.
- [21] C. Caloz and T. Itoh, "A novel mixed conventional microstrip and composite right/left-handed backward-wave directional coupler with broadband tight coupling characteristics," *IEEE Microwave Wireless Components Letter*, vol. 14, no. 1, pp. 31–33, January 2004.
- [22] A. Sanada, C. Caloz, and T. Itoh, "Novel zeroth-order resonance in composite right/left-handed transmission line resonator," *Proceedings of Asia-Pacific Microwave Conference 2003*, pp. 1588–1591, November 2003.
- [23] A. Lai, K. M. K. H. Leong, and T. Itoh, "A novel N-port series divider using infinite wavelength phenomena," *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, pp. 12–17, June 2005.
- [24] 住友祐馬, 河合正, 榎原晃, 太田勲, 佐藤圭, 鈴木恭宣, 岡崎浩司, 檜橋洋一, "右手系/左手系複合線路を用いた広帯域小型ラットレース回路," *電子情報通信学会論文誌C*, vol. J96-C, no. 12, pp. 490–498, December 2013.
- [25] I-H. Lin, M. DeVincentis, C. Caloz, and T. Itoh, "Arbitrary dual-band components using composite right/left-handed transmission line," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 52, no. 4, pp. 1142–1149, April 2004.
- [26] H. Okabe, C. Caloz, and T. Itoh, "A compact enhanced-bandwidth hybrid ring using a left-handed transmission line," *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, pp. 329–332, June 2003.
- [27] A. Porokhnyuk, T. Ueda, Y. Kado, and T. Itoh, "Mode analysis of phase-constant nonreciprocity in ferrite-embedded CRLH metamaterials," *IEICE Transactions on Electronics*, vol. E96–C, no. 10, pp. 1263–1272, October 2013.
- [28] A. Porokhnyuk, T. Ueda, Y. Kado, and T. Itoh, "Phase-constant-nonreciprocal composite right/left-handed metamaterials based on coplanar waveguides," *Journal of Applied Physics*, vol. 115, no. 17, pp. 17E519-1–17E519-3, February 2014.

- [29] NETGEAR社ホームページ, 「最新技術による8本アンテナ内蔵の無線LANブロードバンドルータなど3製品を販売開始」, <<http://www.netgear.jp/supportInfo/NewsList/113.html>> (最終検索日: 2017年2月19日).
- [30] 鳥屋尾博, 半杭英二, 小林準人, 安藤利和, “メタマテリアルを用いた電磁ノイズ抑制技術とその実用化,” *NEC技報*, vol. 66, no. 2, pp. 74–77, February 2014.
- [31] 日経テクノロジーオンライン, 「左手系メタマテリアルアンテナ、6月開始のLTE-Aで実用化へ」, <<http://techon.nikkeibp.co.jp/atcl/news/16/052702313/>> (最終検索日: 2017年2月19日).
- [32] Kymeta社ホームページ, <<https://www.kymetacorp.com>> (最終検索日: 2017年2月19日).
- [33] G. Dolling, M. Wegener, C. M. Soukoulis, and S. Linden, “Negative-index metamaterial at 780 nm wavelength,” *Optics Letters*, vol. 32, no. 1, pp. 53–55, February 2007.
- [34] C. Caloz and T. Itoh, “Lossy transmission line metamaterials,” *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 43, no. 2, pp. 112–114, February 2004.
- [35] S. Otto, A. Rennings, K. Solbach, and C. Caloz, “Transmission line modeling and asymptotic formulas for periodic leaky-wave antennas scanning through broadside,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 59, no. 10, pp. 3695–3709, October 2011.
- [36] M. Memarian and G. V. Eleftheriades, “Dirac leaky-wave antennas for continuous beam scanning from photonic crystals,” *Nature Communications*, vol. 6, no. 5855, pp. 1–9, January 2015.
- [37] S. Paulotto, P. Baccarelli, F. Frezza, and D. R. Jackson, “Full-wave modal dispersion analysis and broadside optimization for a class of microstrip CRLH leaky-wave antennas,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 56, no. 12, pp. 2826–2837, December 2008.
- [38] A. Sanada, S. Nagai, and T. Yamamoto, “Composite right/left-handed waveguide and its application to V-band beam steering leaky-wave antennas,” *Proceedings of*

2011 *International Symposium on Antennas and Propagation*, WeA3-2, October 2011.

- [39] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, 3rd ed., New York: Wiley, 2004.
- [40] 中島将光著「マイクロ波工学 基礎と原理」森北出版 (1975).
- [41] S. Nagai and A. Sanada, “ Γ -point group velocity of lossy Dirac cone composite right/left-handed metamaterials,” *IEICE Electronics Express*, vol. 13, no. 10, pp. 20160281, May 2016.
- [42] A. A. Oliner and D. R. Jackson, “Leaky-wave antennas,” Ch. 11 in *Antenna Engineering Handbook*, 4th ed., J. L. Volakis Ed., McGraw-Hill, New York, 2007.
- [43] T. Tamir, “Leaky-wave antennas,” Ch. 20 in *Antenna Theory, Part 2*, R. E. Collin and F. J. Zucker, Eds., McGraw-Hill, New York, 1969.
- [44] C. H. Walter, *Traveling Wave Antennas*, McGraw-Hill, New York, 1965.
- [45] A. Hessel, “General characteristics of traveling-wave antennas,” Ch. 19 in *Antenna Theory, Part 2*, R. E. Collin and F. J. Zucker, Eds., McGraw-Hill, New York, 1969.
- [46] D. Sievenpiper, L. Zhang, R. F. J. Broas, N. G. Alexopoulos, and E. Yablonovitch, “High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, no. 11, pp. 2059–2074, November 1999.
- [47] 藤沢和男著「マイクロ波回路」(電子通信学会編) コロナ社 (1973).
- [48] S. Nagai, A. Sanada, M. Kawashima, and T. Seki, “Angle selective high absorption by a mushroom metasurface at V-band,” *Proceedings of 2013 Asia-Pacific Microwave Conference*, T2F-3, pp. 336–338, November 2013.
- [49] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff, “Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays,” *Nature*, vol. 391, pp. 667–669, February 1998.
- [50] L. Martín-Moreno, F. J. García-Vidal, H. J. Lezec, K. M. Pellerin, T. Thio, J. B. Pendry, and T. W. Ebbesen, “Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays,” *Physical Review Letters*, vol. 86, no. 6, pp. 1114–1117, February 2001.

- [51] F. Miyamaru, and M. Hangyo, “Finite size effect of transmission property for metal hole arrays in subterahertz region,” *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 15, pp. 2742–2744, April 2004.
- [52] 永井翔太郎, 真田篤志, 川島宗也, 関智弘, “ディラックコーン分散メタ表面の異常透過について,” 2014年総合大会講演論文集, C-2-60, p. 90, March 2014.
- [53] S. Nagai and A. Sanada, “A V-band Dirac cone metasurface with extraordinary transmission characteristics,” *Proceedings of Thailand-Japan Microwave 2014*, TH4-19, November 2014.
- [54] S. Nagai and A. Sanada, “A Dirac cone metasurface exhibiting extraordinary transmission characteristics,” *Proceedings of the 2015 IEICE General Conference*, CK-2-4, pp. SS-7–SS-8, March 2015.
- [55] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3rd ed., New York: John Wiley & Sons, Inc., 1998.
- [56] 永井翔太郎, 松本隆, 真田篤志, “ディラックコーンメタ表面の異常透過現象について,” 電子情報通信学会技術研究報告, MW2014-107, pp. 71–76, September 2014.
- [57] 永井翔太郎, 松本隆, 真田篤志, “異常透過を示すディラックコーンメタ表面の放射特性について,” 電子情報通信学会2013年ソサイエティ大会講演論文集, BCS-1-7, pp. S-34–SS-35, September 2014.

研究業績一覽

学術論文 (査読付)

- (1) Shotaro Nagai and Atsushi Sanada, “ Γ -point group velocity of lossy Dirac cone composite right/left-handed metamaterials,” *IEICE Electronics Express*, vol. 13, no. 10, pp. 20160281, May 2016.

国際会議 (査読付)

- (1) Shotaro Nagai, Atsushi Sanada, Tsunayuki Yamamoto, and Hiroshi Kubo, “Negative refractive index characteristics of a uniaxial anisotropic μ -negative slab,” *Proceedings of The Fifth International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics*, pp. 549–551, October 2011.
- (2) Atsushi Sanada, Shotaro Nagai, and Tsunayuki Yamamoto, “Composite right/left-handed waveguide and its application to V-band beam steering leaky-wave antennas,” *Proceedings of 2011 International Symposium on Antennas and Propagation*, WeA3-2, pp. 1–4, October 2011.
- (3) Shotaro Nagai, Takahiro Hayashi, and Atsushi Sanada, “Measurements of anomalous skin effect in 1 THz band,” *IEEE MTT-S 2013 International Microwave Symposium Digest*, WEPL-3, pp. 1–3, June 2013.
- (4) Shotaro Nagai, Atsushi Sanada, Munenari Kawashima, and Tomohiro Seki, “Angle selective high absorption by a mushroom metasurface at V-band,” *Proceedings of 2013 Asia-Pacific Microwave Conference*, T2F-3, pp. 336–338, November 2013.
- (5) Atsushi Sanada and Shotaro Nagai, “Extremely high absorption by Dirac cone mushroom metasurfaces in millimeter-wave regions,” *Proceedings of the 5th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics*, A4-15, pp. 1398–1400, May 2014.

国内外口頭発表

- (1) 永井翔太郎, 真田篤志, 山本綱之, 久保洋, 小寺敏郎, “2次元シングルネガティブ異方性媒質の負屈折率特性,” 電子情報通信学会2010年ソサイエティ大会講演論文集, CS-2-2, pp. S-29–S-30, September 2010.
- (2) 永井翔太郎, 真田篤志, 山本綱之, 久保洋, 小寺敏郎, “両面スパイラル金属パターンによるシングルネガティブ異方性媒質の単位セルの小型化について,” 平成22年度電気・情報関連学会中国支部連合大会講演論文集, 11-7, p. 175, October 2010.
- (3) Shotaro Nagai and Atsushi Sanada, “Backward wave propagation of a uniaxial anisotropic μ -negative slab composed of metallic spirals,” *Proceedings of The 1st Korea-Japan Metamaterials Forum 2011*, Poster-20, pp. 90–91, Seoul, Korea, July 2011.
- (4) 永井翔太郎, 真田篤志, 山本綱之, 久保洋, “右手/左手系複合導波管のインピーダンス整合について,” 電子情報通信学会2011年ソサイエティ大会講演論文集, C-2-58, p. 82, September 2011.
- (5) 永井翔太郎, 真田篤志, 山本綱之, 久保洋, “Vバンド右手/左手系複合導波管アンテナの試作および放射特性測定,” 平成23年度電気・情報関連学会中国支部連合大会講演論文集, 11-2, p. 380, October 2011.
- (6) 永井翔太郎, 真田篤志, 山本綱之, 久保洋, “周期スロットを持つV帯CRLH導波管ビーム走査漏洩波アンテナについて,” 電子情報通信学会2012年総合大会講演論文集, C-2-80, p. 121, March 2012.
- (7) 永井翔太郎, 真田篤志, 山本綱之, 久保洋, “周期摂動がCRLH導波管ビーム走査漏洩波アンテナのサイドローブに与える影響について,” 平成24年度電気・情報関連学会中国支部連合大会講演論文集, 11-17, p. 154, October 2012.
- (8) 永井翔太郎, 真田篤志, 久保洋, “マッシュルームメタ表面の異常吸収特性,” 電子情報通信学会技術研究報告, A・P2013-75, pp. 73–76, August 2013.
- (9) 永井翔太郎, 真田篤志, 山本綱之, 久保洋, “ディラックコーン分散を持つマッシュルームメタ表面の異常吸収特性について,” 電子情報通信学会2013年ソサイエティ大会講演論文集, C-2-84, p. 109, September 2013.

- (10)永井翔太郎, 真田篤志, 山本綱之, 久保洋, “マッシュルームメタ表面の異常吸収特性に関する一検討,” 平成25年度電気・情報関連学会中国支部連合大会講演論文集, 11-10, p. 392, October 2013.
- (11)永井翔太郎, 真田篤志, 川島宗也, 関智弘, “ディラックコーン分散メタ表面の異常透過について,” 2014年総合大会講演論文集, C-2-60, p. 90, March 2014.
- (12)永井翔太郎, 松本隆, 真田篤志, “ディラックコーンメタ表面の異常透過現象について,” 電子情報通信学会技術研究報告, MW2014-107, pp. 71-76, September 2014.
- (13)永井翔太郎, 松本隆, 真田篤志, “異常透過を示すディラックコーンメタ表面の放射特性について,” 電子情報通信学会2013年ソサイエティ大会講演論文集, BCS-1-7, pp. S-34-S-35, September 2014.
- (14)Shotaro Nagai and Atsushi Sanada, “A V-band Dirac cone metasurface with extraordinary transmission characteristics,” *Proceedings of Thailand-Japan Microwave 2014*, TH4-19, November 2014.
- (15)Shotaro Nagai and Atsushi Sanada, “A Dirac cone metasurface exhibiting extraordinary transmission characteristics,” *Proceedings of the 2015 IEICE General Conference*, CK-2-4, pp. SS-7-SS-8, March 2015.

受賞

- (1) 平成 24 年度電子情報通信学会中国支部奨励賞, 2013 年 5 月 22 日.
- (2) 2013 Asia-Pacific Microwave Conference Best Student Paper Award, November 7, 2013.
- (3) 平成 25 年度アンテナ・伝播研究専門委員会若手奨励賞, 2013 年 12 月 12 日.
- (4) 平成 25 年度電子情報通信学会中国支部奨励賞, 2014 年 3 月 7 日.
- (5) 2014 Thailand-Japan Microwave Best Presentation Award, November 27, 2014.
- (6) 平成 26 年度電気学会論文発表賞 B, 2015 年 2 月 1 日.
- (7) 平成 26 年度電子情報通信学会中国支部奨励賞, 2015 年 2 月 27 日.
- (8) 平成 26 年度電子情報通信学会学術奨励賞, 2015 年 3 月 11 日.

- (9) 平成27年度電子情報通信学会第16回エレクトロニクスソサイエティ学生奨励賞, 2015年9月9日.