

(19) 日本国特許庁(JP)

(12) 公開特許公報(A)

(11) 特許出願公開番号

特開2016-143921

(P2016-143921A)

(43) 公開日 平成28年8月8日(2016.8.8)

(51) Int.Cl. F I テーマコード (参考)  
 HO 1 P 1/20 (2006.01) HO 1 P 1/20 Z 5 J 0 0 6

審査請求 未請求 請求項の数 2 O L (全 30 頁)

<p>(21) 出願番号 特願2015-16116 (P2015-16116)</p> <p>(22) 出願日 平成27年1月29日 (2015.1.29)</p> <p>(出願人による申告) 平成26年度、総務省、戦略的情報通信研究開発推進事業 (SCOPE)、若手ICT研究者等育成型研究開発、産業技術力強化法第19条の適用を受ける特許出願</p>	<p>(71) 出願人 504203572                  国立大学法人茨城大学                  茨城県水戸市文京二丁目1番1号</p> <p>(74) 代理人 100102635                  弁理士 浅見 保男</p> <p>(74) 代理人 100197022                  弁理士 谷水 浩一</p> <p>(72) 発明者 鈴木 健仁                  茨城県日立市中成沢町四丁目12番1号                  国立大学法人茨城大学 工学部内</p> <p>Fターム(参考) 5J006 HD07 JA01 LA01</p>
--	--

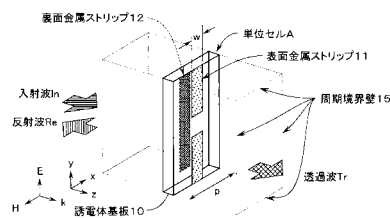
(54) 【発明の名称】 シート型メタマテリアル

(57) 【要約】

【課題】 誘電体基板の厚さを実用の範囲の厚さとしてできるようにする。

【解決手段】 誘電体基板10の表面に、所定長さlの細長い矩形形状の単位ストリップ11aが、間隔gを空けて長軸方向に並べられて配列された表面金属ストリップ11が形成され、誘電体基板10の裏面に、表面金属ストリップ11と同じ構成の裏面金属ストリップ12が、表面金属ストリップ11に重なると共に単位ストリップの約1/2の長さだけずらせて形成されている。誘電体基板10の厚さhが約50μm、単位ストリップの長さlが設計周波数帯域においてほぼ共振する長さとしてされている。

【選択図】 図3



## 【特許請求の範囲】

## 【請求項 1】

所定長さ  $l$  の細長い矩形形状の単位ストリップが、間隔  $g$  を空けて長軸方向に並べられて配列された第 1 金属ストリップが、誘電体基板の一面に所定間隔で互いにほぼ平行に複数本配設されている第 1 金属ストリップ群と、

前記第 1 金属ストリップと同じ構成の第 2 金属ストリップが、前記誘電体基板の他面に、前記第 1 金属ストリップに重なると共に前記単位ストリップの約  $1/2$  の長さだけずらして複数本配設されている第 2 金属ストリップ群とを備え、

前記誘電体基板の厚さ  $h$  が約  $50 \mu\text{m}$ 、前記単位ストリップの長さ  $l$  が設計周波数帯域においてほぼ共振する長さ、前記第 1 金属ストリップ間の間隔  $p$  が約  $210 \mu\text{m}$  とされて、テラヘルツ波帯の周波数において、負の誘電率および負の透磁率を呈することを特徴とするシート型メタマテリアル。

10

## 【請求項 2】

前記単位ストリップが間隔  $g$  が約  $10 \mu\text{m}$  ~ 約  $100 \mu\text{m}$ 、前記単位ストリップの長さ  $l$  が約  $90 \mu\text{m}$  ~ 約  $360 \mu\text{m}$ 、前記単位ストリップの幅  $w$  が約  $32 \mu\text{m}$  とされて、約  $0.3 \text{THz}$  ~ 約  $0.9 \text{THz}$  において、負の誘電率および負の透磁率を呈することを特徴とする請求項 1 に記載のシート型メタマテリアル。

## 【発明の詳細な説明】

## 【技術分野】

## 【0001】

この発明は、金属ストリップを誘電体基板の両面に装荷したメタマテリアルとして機能するシート型メタマテリアルに関する。

20

## 【背景技術】

## 【0002】

誘電率・透磁率がともに負の媒質に光が入射すると、負の屈折が起こることがベセラゴにより示され、透磁率および誘電率が負になる人工的な構造が提案された。この透磁率および誘電率が負になる人工的な構造は、原子より十分大きく光波長のスケールより小さい構造物の集合体からなり、メタマテリアルといわれている。負屈折媒質であるメタマテリアルを用いると、平面構造とされた完全レンズを作成することができる。完全レンズでは、回折限界を超えた微細なものまで観察することが可能であり、近接場（エバネッセント波）まで忠実に再現することができる。

30

## 【0003】

メタマテリアルは、最近注目されているテラヘルツ電磁波用のレンズに適用することができる。テラヘルツ電磁波は、周波数が  $0.1 \sim 10 \text{THz}$ （波長が  $30 \mu\text{m} \sim 3000 \mu\text{m}$ ）の電磁波とされており、波長が遠赤外～ミリ波領域とほぼ一致し、「光」と「ミリ波」に挟まれた周波数領域に存在している。このため、テラヘルツ電磁波は、光と同様に高い空間分解能でものを見分ける能力と、ミリ波と同様の物質を透過する能力を併せ持っている。テラヘルツ波帯はこれまで未開拓電磁波であったが、この周波数帯の電磁波の特徴を生かした時間領域分光、イメージング及びトモグラフィーによる材料のキャラクタリゼーションへの応用などが検討されてきている。テラヘルツ電磁波の発生は、物質透過性と直進性を兼ね備えるため X 線に替わる安全かつ革新的なイメージングや、数  $100 \text{Gbps}$  級の超高速無線通信を可能とすることができる。

40

## 【0004】

特に、テラヘルツイメージングは、X 線に代わる安全、安心かつ高精度な可視化技術の 1 つとして大きな魅力を有している。回折限界を突破した近接場によるテラヘルツナノイメージングや、 $1.4 \text{THz}$  で分解能  $400 \text{nm}$ （1 波長 / 540）が得られることが報告されている。また、共鳴トンネルダイオードを用いた  $0.3 \text{THz}$  でのイメージングも報告されている。メタマテリアルは負の屈折率  $n = -1$  に設計することができ、エバネッセント成分となる近接場光を離れた場所で復元し、回折限界を超えた平板完全レンズを実現できる可能性がある。

50

## 【0005】

従来、図63(a)に示す平板型人工媒質100が提案されている。この平板型人工媒質100は、多数の単位セル101を縦横に周期的に並べて配置することにより、平板型に構成されている。単位セル101は、図63(b)の一部拡大図に示すようにx-y平面に置かれた誘電体基板110の表面に細長い矩形の表面金属ストリップ111がx方向に形成され、裏面に細長い矩形の裏面金属ストリップ112が表面金属ストリップ111に重なるように形成されている。この平板型人工媒質100にx方向に偏波した平面波を入射させたとき誘電体基板110における両面に形成された表面金属ストリップ111と裏面金属ストリップ112との間に磁束が鎖交して周回する電流が流れ、磁性体粒子として働くようになる。特に、表面金属ストリップ111と裏面金属ストリップ112の共振周波数以上では等価透磁率が負を呈するようになる。また、電界Eに対しては分極が起こり誘電体粒子として働くようになる。特に、ある周波数ではx方向に並んだ粒子間で共振が起こり、この周波数以下で大きな正の等価誘電率を呈する。これらの二つの共振周波数の間ではシングルネガティブ領域ができるようになり、入射波は減衰するようになる。表面金属ストリップ111と裏面金属ストリップ112の寸法や位置を選び二つの共振周波数を調整することである範囲の阻止周波数帯域を得ることができる。例えば、単位セル101において、誘電体基板110の比誘電率  $r$  を10.2とした際に、単位セル101の横幅  $a$  を15.2 mm, 高さ  $b$  を12.7 mm, 厚さ  $c$  を1.6 mmとし、表面金属ストリップ111と裏面金属ストリップ112との長さ  $h$  を12.1 mm, 幅  $w$  を0.6 mmの寸法とすると、約4.5 GHz ~ 約5.5 GHzの阻止周波数帯域を得ることができる。

10

20

## 【0006】

また、図64(a)に示す左手系媒質200が提案されている。この左手系媒質200は、多数の単位セル201を縦横に周期的に並べて配置することにより、平板状に構成されている。単位セル201は、図64(b)の一部拡大図に示すようにx-y平面に置かれた誘電体基板210の表面に細長い矩形の表面金属ストリップ211がx方向に形成され、裏面に細長い矩形の裏面金属ストリップ212が表面金属ストリップ211に重なるように形成されている。なお、裏面金属ストリップ212はx方向に1/2単位セルだけずらして形成されている。この左手系媒質200にx方向に偏波された平面波を入射させると、鎖交する磁界により誘電体基板210の表面金属ストリップ211と裏面金属ストリップ212との間に逆方向に電流が流れ磁性体粒子として働くようになる。特に、表面金属ストリップ211と裏面金属ストリップ212の共振周波数以上では等価透磁率が負を呈する周波数帯域が生じるようになる。また、電界Eにより表面金属ストリップ211と裏面金属ストリップ212上で分極が起こり、誘電体粒子としても働くようになる。特に、表面金属ストリップ211と裏面金属ストリップ212の共振周波数以上では等価誘電率が負を呈する周波数帯域が生じるようになる。図63(a)に示す平板型人工媒質100では、表面金属ストリップ111と裏面金属ストリップ112とが完全に重なった構造とされていることから、磁性を示す共振の周波数よりも誘電性を示す共振の周波数の方が高くなる。これに対して、図64(a)に示す左手系媒質200では、表面金属ストリップ211と裏面金属ストリップ212との重なりが短く、磁性の共振周波数が上がるようになる。また、表面金属ストリップ211と裏面金属ストリップ212では、上下方向に配置された金属ストリップ間の容量だけでなく、誘電体基板210を介して対面する金属ストリップとの間の容量が増えるため、誘電性の共振周波数が下がるようになる。これによって、誘電性の共振周波数よりも磁性の共振周波数が高くなり、誘電率が負となる帯域内で磁性の共振が起こるようになる。このため、誘電率および透磁率が共に負となる所定範囲の周波数領域が得られるようになる。

30

40

## 【0007】

図64(a)に示す左手系媒質200において、誘電体基板210の比誘電率  $r$  を2.17, 誘電損  $\tan \delta$  を0.00085とした際に、単位セル201の横幅  $a$  を12.8 mm, 高さ  $b$  を21.5 mm, 厚さ  $c$  を3.175 mmとし、表面金属ストリップ21

50

1と裏面金属ストリップ212との長さhを21mm, 間隔gを0.5mm, 幅wを3mmの寸法とすると、約5.1GHz~約5.5GHzの通過周波数帯域を得ることができる。また、高さbを24mm、間隔gを3mmに変更すると約6.0GHz~約6.7GHzの通過周波数帯域を得ることができる。

【先行技術文献】

【非特許文献】

【0008】

【非特許文献1】2011年電子情報通信学会総合大会 エレクトロニクス講演論文集1 C-2-76 大山陽平外3名著 「向かい合った金属パターンで構成される平板型人工媒質のTM波に対する阻止特性」

10

【非特許文献2】2012年電子情報通信学会総合大会 エレクトロニクス講演論文集1 C-2-84 吉田武礼外3名著 「表裏面の金属ストリップを互い違いに配置した左手系媒質」

【発明の概要】

【発明が解決しようとする課題】

【0009】

従来の左手系媒質200はシート型のメタマテリアルであり、その適用周波数は数GHzのマイクロ波帯である。このシート型メタマテリアルの適用周波数をテラヘルツ波帯(0.1~10THz)とするには、原理的には適用周波数に対応してスケールダウンすれば良い。例えば、適用周波数を0.4THzとする場合は、上記した各寸法を約1/60とする規格化を行うことになる。しかしながら、誘電体基板の厚さが実用の範囲の厚さよりきわめて薄くなってしまい、実現することが困難になるという問題点があった。

20

本発明は、従来は実現されていなかった誘電体基板の厚さを実用の範囲の厚さとすることができるシート型メタマテリアルを提供することを目的としている。

【課題を解決するための手段】

【0010】

上記目的を達成するために、請求項1にかかる発明は、所定長さlの細長い矩形の単位ストリップが、間隔gを空けて長軸方向に並べられて配列された第1金属ストリップが、誘電体基板の一面に所定間隔で互いにほぼ平行に複数本配設されている第1金属ストリップ群と、前記第1金属ストリップと同じ構成の第2金属ストリップが、前記誘電体基板の他面に、前記第1金属ストリップに重なりと共に前記単位ストリップの約1/2の長さだけずらせて複数本配設されている第2金属ストリップ群とを備え、前記誘電体基板の厚さhが約50 $\mu$ m、前記単位ストリップの長さlが設計周波数帯域においてほぼ共振する長さ、前記第1金属ストリップ間の間隔pが約210 $\mu$ mとされて、テラヘルツ波帯の周波数において、負の誘電率および負の透磁率を呈することを最も主要な特徴としている。

30

また、請求項2にかかる発明は、請求項1にかかる発明において、前記単位ストリップが間隔gが約10 $\mu$ m~約100 $\mu$ m、前記単位ストリップの長さlが約90 $\mu$ m~約360 $\mu$ m、前記単位ストリップの幅wが約32 $\mu$ mとされて、約0.3THz~約0.9THzにおいて、負の誘電率および負の透磁率を呈することを主要な特徴としている。

【発明の効果】

40

【0011】

請求項1, 2にかかる発明によれば、従来は実現されていなかった誘電体基板の厚さを実用の範囲の厚さとすることができるシート型メタマテリアルを提供することができる。

【図面の簡単な説明】

【0012】

【図1】本発明の実施例のシート型メタマテリアルの構成を示す平面図、一部の構成を拡大して示す平面図である。

【図2】本発明の実施例のシート型メタマテリアルの構成を示す斜視図である。

【図3】本発明の実施例のシート型メタマテリアルの単位セルの構成を示す斜視図である。

50

【図4】本発明の実施例のシート型メタ材料の単位セルの構成を示す側面図、寸法  
の一例を示す図表である。

【図5】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおける、間隔  $g$  と長さ  $l$  の  
パラメータに対する第1の周波数における屈折率の等高線図である。

【図6】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおける、間隔  $g$  と長さ  $l$  の  
パラメータに対する第1の周波数における透過電力の等高線図である。

【図7】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $80\ \mu\text{m}$   
、長さ  $l$  を  $500\ \mu\text{m}$  とした時の屈折率の周波数特性を示す図である。

【図8】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $80\ \mu\text{m}$   
、長さ  $l$  を  $500\ \mu\text{m}$  とした時のインピーダンスの周波数特性を示す図である。

【図9】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $80\ \mu\text{m}$   
、長さ  $l$  を  $500\ \mu\text{m}$  とした時の比誘電率の周波数特性を示す図である。

【図10】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $80\ \mu\text{m}$   
、長さ  $l$  を  $500\ \mu\text{m}$  とした時の比透磁率の周波数特性を示す図である。

【図11】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $80\ \mu\text{m}$   
、長さ  $l$  を  $500\ \mu\text{m}$  とした時の透過電力の周波数特性を示す図である。

【図12】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $80\ \mu\text{m}$   
、長さ  $l$  を  $500\ \mu\text{m}$  とした時の反射電力の周波数特性を示す図である。

【図13】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおける、間隔  $g$  と長さ  $l$   
のパラメータに対する第2の周波数における屈折率の等高線図である。

【図14】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおける、間隔  $g$  と長さ  $l$   
のパラメータに対する第2の周波数における透過電力の等高線図である。

【図15】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $100\ \mu\text{m}$   
、長さ  $l$  を  $360\ \mu\text{m}$  とした時の屈折率の周波数特性を示す図である。

【図16】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $100\ \mu\text{m}$   
、長さ  $l$  を  $360\ \mu\text{m}$  とした時のインピーダンスの周波数特性を示す図である。

【図17】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $100\ \mu\text{m}$   
、長さ  $l$  を  $360\ \mu\text{m}$  とした時の比誘電率の周波数特性を示す図である。

【図18】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $100\ \mu\text{m}$   
、長さ  $l$  を  $360\ \mu\text{m}$  とした時の比透磁率の周波数特性を示す図である。

【図19】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $100\ \mu\text{m}$   
、長さ  $l$  を  $360\ \mu\text{m}$  とした時の透過電力の周波数特性を示す図である。

【図20】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $100\ \mu\text{m}$   
、長さ  $l$  を  $360\ \mu\text{m}$  とした時の反射電力の周波数特性を示す図である。

【図21】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおける、間隔  $g$  と長さ  $l$   
のパラメータに対する第3の周波数における屈折率の等高線図である。

【図22】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおける、間隔  $g$  と長さ  $l$   
のパラメータに対する第3の周波数における透過電力の等高線図である。

【図23】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $70\ \mu\text{m}$   
、長さ  $l$  を  $260\ \mu\text{m}$  とした時の屈折率の周波数特性を示す図である。

【図24】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $70\ \mu\text{m}$   
、長さ  $l$  を  $260\ \mu\text{m}$  とした時のインピーダンスの周波数特性を示す図である。

【図25】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $70\ \mu\text{m}$   
、長さ  $l$  を  $260\ \mu\text{m}$  とした時の比誘電率の周波数特性を示す図である。

【図26】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $70\ \mu\text{m}$   
、長さ  $l$  を  $260\ \mu\text{m}$  とした時の比透磁率の周波数特性を示す図である。

【図27】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $70\ \mu\text{m}$   
、長さ  $l$  を  $260\ \mu\text{m}$  とした時の透過電力の周波数特性を示す図である。

【図28】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $70\ \mu\text{m}$   
、長さ  $l$  を  $260\ \mu\text{m}$  とした時の反射電力の周波数特性を示す図である。

10

20

30

40

50

【図29】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおける、間隔  $g$  と長さ  $l$  のパラメータに対する第4の周波数における屈折率の等高線図である。

【図30】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおける、間隔  $g$  と長さ  $l$  のパラメータに対する第4の周波数における透過電力の等高線図である。

【図31】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $80\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $210\ \mu\text{m}$  とした時の屈折率の周波数特性を示す図である。

【図32】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $80\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $210\ \mu\text{m}$  とした時のインピーダンスの周波数特性を示す図である。

【図33】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $80\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $210\ \mu\text{m}$  とした時の比誘電率の周波数特性を示す図である。

【図34】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $80\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $210\ \mu\text{m}$  とした時の比透磁率の周波数特性を示す図である。

【図35】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $80\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $210\ \mu\text{m}$  とした時の透過電力の周波数特性を示す図である。

【図36】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $80\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $210\ \mu\text{m}$  とした時の反射電力の周波数特性を示す図である。

【図37】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおける、間隔  $g$  と長さ  $l$  のパラメータに対する第5の周波数における屈折率の等高線図である。

【図38】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおける、間隔  $g$  と長さ  $l$  のパラメータに対する第5の周波数における透過電力の等高線図である。

【図39】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $90\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $180\ \mu\text{m}$  とした時の屈折率の周波数特性を示す図である。

【図40】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $90\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $180\ \mu\text{m}$  とした時のインピーダンスの周波数特性を示す図である。

【図41】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $90\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $180\ \mu\text{m}$  とした時の比誘電率の周波数特性を示す図である。

【図42】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $90\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $180\ \mu\text{m}$  とした時の比透磁率の周波数特性を示す図である。

【図43】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $90\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $180\ \mu\text{m}$  とした時の透過電力の周波数特性を示す図である。

【図44】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $90\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $180\ \mu\text{m}$  とした時の反射電力の周波数特性を示す図である。

【図45】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおける、間隔  $g$  と長さ  $l$  のパラメータに対する第6の周波数における屈折率の等高線図である。

【図46】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおける、間隔  $g$  と長さ  $l$  のパラメータに対する第6の周波数における透過電力の等高線図である。

【図47】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $40\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $140\ \mu\text{m}$  とした時の屈折率の周波数特性を示す図である。

【図48】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $40\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $140\ \mu\text{m}$  とした時のインピーダンスの周波数特性を示す図である。

【図49】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $40\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $140\ \mu\text{m}$  とした時の比誘電率の周波数特性を示す図である。

【図50】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $40\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $140\ \mu\text{m}$  とした時の比透磁率の周波数特性を示す図である。

【図51】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $40\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $140\ \mu\text{m}$  とした時の透過電力の周波数特性を示す図である。

【図52】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $40\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $140\ \mu\text{m}$  とした時の反射電力の周波数特性を示す図である。

【図53】本発明にかかるシート型メタ材料の単位セルにおける、間隔  $g$  と長さ  $l$  のパラメータに対する第7の周波数における屈折率の等高線図である。

10

20

30

40

50

【図54】本発明にかかるシート型メタマテリアルの単位セルにおける、間隔  $g$  と長さ  $l$  のパラメータに対する第7の周波数における透過電力の等高線図である。

【図55】本発明にかかるシート型メタマテリアルの単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $10\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $90\ \mu\text{m}$  とした時の屈折率の周波数特性を示す図である。

【図56】本発明にかかるシート型メタマテリアルの単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $10\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $90\ \mu\text{m}$  とした時のインピーダンスの周波数特性を示す図である。

【図57】本発明にかかるシート型メタマテリアルの単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $10\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $90\ \mu\text{m}$  とした時の比誘電率の周波数特性を示す図である。

【図58】本発明にかかるシート型メタマテリアルの単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $10\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $90\ \mu\text{m}$  とした時の比透磁率の周波数特性を示す図である。

【図59】本発明にかかるシート型メタマテリアルの単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $10\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $90\ \mu\text{m}$  とした時の透過電力の周波数特性を示す図である。

【図60】本発明にかかるシート型メタマテリアルの単位セルにおいて、間隔  $g$  を  $10\ \mu\text{m}$ 、長さ  $l$  を  $90\ \mu\text{m}$  とした時の反射電力の周波数特性を示す図である。

【図61】本発明にかかるシート型メタマテリアルの単位セルにおけるFOMの周波数特性を示す図である。

【図62】本発明にかかるシート型メタマテリアルの単位セルにおける屈折率の実部と虚部の周波数特性を示す図である。

【図63】従来の平板型人工媒質の構成を示す斜視図、一部を拡大して示す斜視図である。

【図64】従来の左手系媒質の構成を示す斜視図、一部を拡大して示す斜視図である。

【発明を実施するための形態】

【0013】

本発明の実施例のシート型メタマテリアル1の構成を示す平面図を図1(a)に、その一部の構成を拡大して示す平面図を図1(b)に、本発明の実施例のシート型メタマテリアル1の構成を示す斜視図を図2に、本発明の実施例のシート型メタマテリアル1の1周期分の構成である単位セルの詳細を示す斜視図を図3に、その側面図を図4(a)に、その寸法の一列を図4(b)に示す。

これらの図に示す本発明の実施例にかかるシート型メタマテリアル1はテラヘルツ波帯において動作する。このシート型メタマテリアル1は、図1(a)(b)および図2に示すように  $x-y$  平面に置かれた矩形の誘電体基板10の表面に細長い矩形の表面金属ストリップ11が互いに平行に  $y$  方向に多数本形成され、裏面に細長い矩形の裏面金属ストリップ12が表面金属ストリップ11にそれぞれ重なるように多数本形成されている。この場合、裏面金属ストリップ12は、表面金属ストリップ11に対して長軸方向 ( $y$  方向) に、約  $1/2$  だけずらして形成されている。

【0014】

表面金属ストリップ11は、細長い矩形形状の長さ  $l$  の単位ストリップ11aを間隔  $g$  を空けて、その中心軸上に多数本並べて配設されて形成されている。この表面金属ストリップ11を互いにほぼ平行になるように、誘電体基板10の表面に複数本形成することにより第1金属ストリップ群が構成されている。裏面金属ストリップ12は、表面金属ストリップ11と同様の構成とされ、細長い矩形形状の長さ  $l$  の単位ストリップ12aを間隔  $g$  を空けて、その中心軸上に多数本並べて配設されて形成されている。この裏面金属ストリップ12を互いにほぼ平行になると共に、それぞれが表面金属ストリップ11に対して長さ  $l$  の約  $1/2$  だけずれて重なるように、誘電体基板10の裏面に複数本形成することにより第2金属ストリップ群が構成されている。誘電体基板10は、例えばシクロオレフィンポリマーフィルムとされ、その比誘電率は約2.34、 $\tan$  は約0.0016の低損失とされる。誘電体基板10は、他の低損失の誘電体フィルムとしても良い。

【0015】

上記した構成の本発明にかかるシート型メタマテリアル1は、図1(a)、図2に示す単位セルAを縦横に多数配列した構造と等価となる。そこで、単位セルAの構成を図3、

10

20

30

40

50

4 ( a ) に示す。これらの図に示すように単位セル A は、幅が  $p$  で長さ  $l$  より間隔  $g$  だけ長い長さに単位化された厚さ  $h$  の矩形の誘電体基板 10 を有し、誘電体基板 10 の表面に、約  $l/2$  の長さに分割した 2 つの単位ストリップ 11 a が間隔  $g$  を空けて形成された表面金属ストリップ 11 と、単位ストリップ 11 a に対して長さ  $l$  の約  $1/2$  だけずれて重なるように形成された、長さ  $l$  の単位ストリップ 12 a からなる裏面金属ストリップ 12 とを備えている。単位ストリップ 11 a , 12 a は、誘電体基板 10 上に厚さ  $t$  で形成した金属膜を、エッチング加工すること等により形成されている。

【0016】

この単位セル A を  $x - y$  平面に配置して、 $y$  方向に表面金属ストリップ 11 と裏面金属ストリップ 12 とを配設し、その周囲を図 3 に示すように周期境界壁 15 で囲み、 $y$  方向に偏波されたテラヘルツ波帯の入射波  $I_n$  を入射させる。入射波  $I_n$  は、その電界成分  $E$  が  $y$  方向となり、その磁界成分  $H$  が  $x$  方向となつて、進行方向  $k$  は  $z$  方向となる。すると、鎖交する磁界により誘電体基板 10 の表面金属ストリップ 11 と裏面金属ストリップ 12 との間に逆方向に電流が流れ磁性体粒子として働くようになる。特に、表面金属ストリップ 11 と裏面金属ストリップ 12 の長さ  $l$  に基づく共振周波数以上では等価透磁率が負を呈する周波数帯域が生じるようになる。また、 $y$  方向の電界  $E$  により表面金属ストリップ 11 と裏面金属ストリップ 12 上で分極が起こり、誘電体粒子としても働くようになる。特に、表面金属ストリップ 11 と裏面金属ストリップ 12 の長さ  $l$  に基づく共振周波数以上では等価誘電率が負を呈する周波数帯域が生じるようになる。この場合、図 3 に示す単位セル A では、表面金属ストリップ 11 と裏面金属ストリップ 12 とが長さ  $l$  の約  $1/2$  だけずらされて重なりが短くされていることから、磁性の共振周波数が高くなる。また、表面金属ストリップ 11 と裏面金属ストリップ 12 では、上下方向に配置された単位ストリップ 11 a , 12 a 間の容量だけでなく、誘電体基板 10 を介して互いに対面する単位ストリップ 11 a , 12 a との間の容量が増えるため、誘電性の共振周波数が下がるようになる。これによって、誘電性の共振周波数よりも磁性の共振周波数が高くなり、誘電率が負となる帯域内で磁性の共振が起こるようになる。このため、本発明のシート型メタマテリアル 1 においては、誘電率および透磁率が共に負となる所定範囲の周波数領域が得られるようになる。単位ストリップ 11 a , 12 a を形成する金属材料としては、金、銀、銅、アルミニウム等を用いることができる。

【0017】

単位セル A の寸法の一例を図 4 ( a ) に示す。この場合、フレキシブルなシクロオレフィンポリマーフィルムとされた誘電体基板 10 の屈折率  $n_{cop}$  は、 $0.5 THz$  において約  $1.53 + j0.0012$  となっている。単位セル A において、単位ストリップ 11 a , 12 a の幅  $w$  は約  $32 \mu m$ 、単位セル A における誘電体基板 10 の幅  $p$  は約  $210 \mu m$ 、誘電体基板 10 の厚さ  $h$  は約  $50 \mu m$ 、単位ストリップ 11 a , 12 a の厚さ  $t$  は約  $0.5 \mu m$  とすることができる。なお、本発明にかかるシート型メタマテリアル 1 においては、単位セル A の各部の寸法を調整することにより、誘電体基板 10 の厚さ  $h$  を約  $50 \mu m$  という、実用の範囲の厚さとすることができるようになった。

【0018】

本発明にかかるシート型メタマテリアル 1 において、上記寸法とした単位セル A の屈折率および関連するパラメータの解析結果を図 5 ないし図 60 に示す。なお、解析においては単位ストリップ 11 a , 12 a は完全導体で構成されているものとしている。

図 5 は、単位セル A において、単位ストリップ 11 a , 12 a の間隔 (Gap)  $g$  を  $40 \mu m \sim 140 \mu m$  とし、周波数  $f$  を  $0.3 THz$  とした際の単位ストリップ 11 a , 12 a の長さ  $l$  (Length of cut wire) が  $460 \mu m \sim 560 \mu m$  の範囲における屈折率  $n$  の実部  $Re(n)$  の等高線図である。図 5 を参照すると、上記の全範囲において負の屈折率  $n$  が得られており、 $g$  が約  $80 \mu m$  で  $l$  が約  $500 \mu m$  の  $x$  マークにおける屈折率の実部  $Re(n)$  として約  $-8.22$  が得られていることがわかる。

図 6 は、単位セル A において、単位ストリップ 11 a , 12 a の間隔  $g$  と長さ  $l$  を図 5 と同範囲とし、周波数  $f$  を  $0.3 THz$  とした際の透過電力  $T_p$  の等高線図である。図 6

10

20

30

40

50



を参照すると、傾きが約 $45^\circ$ の中央部の範囲において良好な透過電力特性が得られており、 $g$ が約 $80\mu\text{m}$ で $l$ が約 $500\mu\text{m}$ の $x$ マークにおける透過電力 $T_p$ として約 $98.9\%$ の良好な値が得られていることがわかる。

【0019】

図7は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約 $80\mu\text{m}$ で $l$ が約 $500\mu\text{m}$ とした際の、 $0.1\text{THz} \sim 0.4\text{THz}$ の周波数帯域における屈折率 $n$ の周波数特性である。図7を参照すると、屈折率 $n$ の実部 $\text{Re}(n)$ は $0.1\text{THz}$ において約 $+5.1$ とされ周波数の上昇に伴い増加して約 $0.225\text{THz}$ の時に最大(約 $+1.3$ )となるが、約 $0.26\text{THz}$ で反転して約 $-1.2$ の負となる。そして、周波数の上昇に伴い0に向かって変化していき約 $0.36\text{THz}$ においてほぼ0となる。実部 $\text{Re}(n)$ は、 $0.3\text{THz}$ において約 $-8.68$ を呈するようになる。また、屈折率 $n$ の虚部 $\text{Im}(n)$ は $0.24\text{THz}$ まではほぼ0であり、周波数が上昇するに伴い増加して約 $0.26\text{THz}$ において最大(約 $+5$ )となるが、その後は下降して約 $0.3\text{THz}$ においてほぼ0となる。このように、単位セルAは $0.26\text{THz} \sim 0.36\text{THz}$ において負の屈折率 $n$ となること  
10

【0020】

図8は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約 $80\mu\text{m}$ で $l$ が約 $500\mu\text{m}$ とした際の、 $0.1\text{THz} \sim 0.4\text{THz}$ の周波数帯域における相対インピーダンス(Relative Impedance) $Z_r$ の周波数特性である。図8を参照すると、相対インピーダンス $Z_r$ の実部 $\text{Re}(Z_r)$ は $0.1\text{THz}$ において約 $+0.1$ とされ周波数の上昇に伴い緩やかに下降して約 $0.225\text{THz}$ の時に0となり、約 $0.3\text{THz}$ で急激に上昇して約 $+8$ となる。そして、周波数の上昇に伴い0に向かって急峻に変化していき約 $0.36\text{THz}$ においてほぼ0となる。実部 $\text{Re}(Z_r)$ は、 $0.3\text{THz}$ において約 $+1.42$ を呈するようになる。また、相対インピーダンス $Z_r$ の虚部 $\text{Im}(Z_r)$ は $0.225\text{THz}$ まではほぼ0であり、周波数が上昇するに伴い負の方向に増加して約 $0.3\text{THz}$ において急激に負方向に増大して最大(約 $-4$ )となるが、その後は急激に変化してほぼ0となる。このように、単位セルAは $g$ を約 $80\mu\text{m}$ 、 $l$ を約 $500\mu\text{m}$ とすると、約 $0.3\text{THz}$ において共振特性を示すことがわかる。  
20

【0021】

図9は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約 $80\mu\text{m}$ で $l$ が約 $500\mu\text{m}$ とした際の、 $0.1\text{THz} \sim 0.4\text{THz}$ の周波数帯域における相対比誘電率(Relative Permittivity) $\epsilon_r$ の周波数特性である。図9参照すると、相対比誘電率 $\epsilon_r$ の実部 $\text{Re}(\epsilon_r)$ は $0.1\text{THz}$ において約 $+3.0$ とされ周波数の上昇に伴い急速に上昇していくが、約 $0.22\text{THz}$ の時に負に反転して負の最大ピーク(約 $-5.0$ )となり、その後は0に向かって急激に変化して約 $0.3\text{THz}$ でほぼ0となる。そして、周波数の上昇に伴い負方向に大きくなる小さなピークを示し、その後は0に向かって緩やかに変化していく。実部 $\text{Re}(\epsilon_r)$ は、 $0.3\text{THz}$ において約 $-6.12$ を呈するようになる。また、相対比誘電率 $\epsilon_r$ の虚部 $\text{Im}(\epsilon_r)$ は $0.22\text{THz}$ まではほぼ0であり、 $0.22\text{THz}$ において正方向に急上昇するが、約 $0.26\text{THz}$ において急激に負に反転して負の最大ピーク(約 $-6.0$ )となるが、その後は急激に変化して約 $0.3\text{THz}$ においてほぼ0となる。  
30  
40

【0022】

図10は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約 $80\mu\text{m}$ で $l$ が約 $500\mu\text{m}$ とした際の、 $0.1\text{THz} \sim 0.4\text{THz}$ の周波数帯域における相対比透磁率(Relative permeability) $\mu_r$ の周波数特性である。図10を参照すると、相対比透磁率 $\mu_r$ の実部 $\text{Re}(\mu_r)$ は $0.1\text{THz}$ において約 $+1$ とされて約 $0.22\text{THz}$ の時に0になるが、その後やや上昇し約 $0.3\text{THz}$ において負に反転して負のピーク(約 $-1.5$ )となる。そして、周波数の上昇に伴い急激に0に向かい、約 $0.35\text{THz}$ で0になる。実部 $\text{Re}(\mu_r)$ は、 $0.3\text{THz}$ において約 $-1.2.3$ を呈するようになる。また、相対比透磁率 $\mu_r$ の虚部 $\text{Im}(\mu_r)$ は $0.22\text{THz}$ まではほぼ0であり、 $0.22\text{THz}$ において正方向  
50

向に急上昇するが、約  $0.26 \text{ THz}$  において急激に負に反転して負の最大ピーク（約  $-60$ ）となるが、その後は急激に変化して約  $0.3 \text{ THz}$  においてほぼ  $0$  となる。

【0023】

図11は、単位ストリップ11a, 12aのgが約  $80 \mu\text{m}$  でlが約  $500 \mu\text{m}$  とした際の、 $0.1 \text{ THz} \sim 0.4 \text{ THz}$  の周波数帯域における透過電力  $T_p$  の周波数特性である。図11を参照すると、透過電力  $T_p$  は  $0.1 \text{ THz}$  において約  $30\%$  とされ、周波数の上昇に伴い低下していき約  $0.25 \text{ THz}$  において最小の約  $2\%$  まで低下する。その後、周波数が上昇すると増加していき約  $0.275 \text{ THz}$  から急激に増大して約  $0.3 \text{ THz}$  において最大のピーク（約  $98\%$ ）となる。その後周波数の上昇に伴い急激に低下していき約  $0.33 \text{ THz}$  において約  $18\%$  まで低下するが、その後は緩やかに上昇する。透過電力  $T_p$  は、 $0.3 \text{ THz}$  において約  $97.4\%$  を呈するようになる。

10

このように、相対比誘電率  $\epsilon_r$  と相対比透磁率  $\mu_r$  は約  $0.3 \text{ THz}$  近辺において共に負を呈することから、本発明にかかるシート型メタ材料1はテラヘルツ波帯において負の屈折率  $n$  を呈すると共に、透過電力特性が良好になることが分かる。

【0024】

また、図12は、単位ストリップ11a, 12aのgが約  $80 \mu\text{m}$  でlが約  $500 \mu\text{m}$  とした際の、 $0.1 \text{ THz} \sim 0.4 \text{ THz}$  の周波数帯域における反射電力  $R_p$  の周波数特性である。図12を参照すると、反射電力  $R_p$  は  $0.1 \text{ THz}$  において約  $70\%$  とされ、周波数の上昇に伴い増加していき約  $0.25 \text{ THz}$  において最大の約  $98\%$  まで上昇する。その後、周波数が上昇すると低下していき約  $0.275 \text{ THz}$  から急激に減少して約  $0.3 \text{ THz}$  において最小のピーク（約  $1.54\%$ ）となる。その後周波数の上昇に伴い急激に上昇していき約  $0.33 \text{ THz}$  において約  $82\%$  まで増加するが、その後は緩やかに下降する。反射電力  $R_p$  は、 $0.3 \text{ THz}$  において約  $1.54\%$  を呈するようになる。このように、反射電力  $R_p$  は透過電力  $T_p$  のほぼ逆特性となる。

20

【0025】

図13は、単位セルAにおいて、単位ストリップ11a, 12aの間隔 (Gap)  $g$  を  $30 \mu\text{m} \sim 130 \mu\text{m}$  とし、周波数  $f$  を  $0.4 \text{ THz}$  とした際の単位ストリップ11a, 12aの長さ  $l$  (Length of cut wire) が  $310 \mu\text{m} \sim 410 \mu\text{m}$  の範囲における屈折率  $n$  の実部  $\text{Re}(n)$  の等高線図である。図13を参照すると、上記の全範囲において負の屈折率  $n$  が得られており、 $g$  が約  $100 \mu\text{m}$  で  $l$  が約  $360 \mu\text{m}$  の  $\times$  マークにおける屈折率の実部  $\text{Re}(n)$  として約  $-5.43$  が得られていることがわかる。

30

図14は、単位セルAにおいて、単位ストリップ11a, 12aの間隔  $g$  と長さ  $l$  を図13と同範囲とし、周波数  $f$  を  $0.4 \text{ THz}$  とした際の透過電力  $T_p$  の等高線図である。図14を参照すると、傾きが約  $35^\circ$  の中央部の範囲において良好な透過電力特性が得られており、 $g$  が約  $100 \mu\text{m}$  で  $l$  が約  $360 \mu\text{m}$  の  $\times$  マークにおける透過電力  $T_p$  として約  $99.3\%$  の良好な値が得られていることがわかる。

【0026】

図15は、単位ストリップ11a, 12aのgが約  $100 \mu\text{m}$  でlが約  $360 \mu\text{m}$  とした際の、 $0.2 \text{ THz} \sim 0.5 \text{ THz}$  の周波数帯域における屈折率  $n$  の周波数特性である。図15を参照すると、屈折率  $n$  の実部  $\text{Re}(n)$  は  $0.2 \text{ THz}$  において約  $+4.8$  とされ周波数の上昇に伴い増加して約  $0.3 \text{ THz}$  の時に最大（約  $+10$ ）となるが、約  $0.35 \text{ THz}$  で反転して約  $-8$  の負となる。そして、周波数の上昇に伴い  $0$  に向かって変化していき約  $0.47 \text{ THz}$  においてほぼ  $0$  となる。実部  $\text{Re}(n)$  は、 $0.4 \text{ THz}$  において約  $-5.81$  を呈するようになる。また、屈折率  $n$  の虚部  $\text{Im}(n)$  は  $0.3 \text{ THz}$  まではほぼ  $0$  であり、周波数が上昇するに伴い増加して約  $0.35 \text{ THz}$  において最大（約  $+4$ ）となるが、その後は下降して約  $0.4 \text{ THz}$  においてほぼ  $0$  となる。このように、単位セルAは  $0.35 \text{ THz} \sim 0.47 \text{ THz}$  において負の屈折率  $n$  となることがわかる。

40

【0027】

図16は、単位ストリップ11a, 12aのgが約  $100 \mu\text{m}$  でlが約  $360 \mu\text{m}$  とし

50

た際の、 $0.2 \text{ THz} \sim 0.5 \text{ THz}$ の周波数帯域における相対インピーダンス (Relative Impedance)  $Z_r$ の周波数特性である。図16を参照すると、相対インピーダンス  $Z_r$ の実部  $\text{Re}(Z_r)$ は $0.2 \text{ THz}$ において約 $+0.1$ とされ周波数の上昇に伴い緩やかに下降して約 $0.3 \text{ THz}$ の時にほぼ $0$ となり、約 $0.4 \text{ THz}$ で急激に上昇して約 $+4.5$ となる。そして、周波数の上昇に伴い $0$ に向かって急峻に変化していき約 $0.47 \text{ THz}$ においてほぼ $0$ となる。実部  $\text{Re}(Z_r)$ は、 $0.4 \text{ THz}$ において約 $+1.22$ を呈するようになる。また、相対インピーダンス  $Z_r$ の虚部  $\text{Im}(Z_r)$ は $0.3 \text{ THz}$ まではほぼ $0$ であり、周波数が上昇するに伴い負の方向に増加して約 $0.4 \text{ THz}$ において急激に負方向に増大して最大(約 $-2.5$ )となるが、その後は急激に変化してほぼ $0$ となる。このように、単位セルAは $g$ を約 $100 \mu\text{m}$ 、 $l$ を約 $360 \mu\text{m}$ とすると、約 $0.4 \text{ THz}$ において共振特性を示すことがわかる。

#### 【0028】

図17は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約 $100 \mu\text{m}$ で $l$ が約 $360 \mu\text{m}$ とした際の、 $0.2 \text{ THz} \sim 0.5 \text{ THz}$ の周波数帯域における相対比誘電率 (Relative Permittivity)  $\epsilon_r$ の周波数特性である。図17を参照すると、相対比誘電率  $\epsilon_r$ の実部  $\text{Re}(\epsilon_r)$ は $0.2 \text{ THz}$ において約 $+2.2$ とされ周波数の上昇に伴い急速に上昇していくが、約 $0.3 \text{ THz}$ の時に負に反転して負の最大ピーク(約 $-2.8$ )となり、その後は $0$ に向かって変化して約 $0.39 \text{ THz}$ でほぼ $0$ となる。そして、周波数の上昇に伴い負方向に変化して小さなピークを示し、その後は $0$ に向かって緩やかに変化していく。実部  $\text{Re}(\epsilon_r)$ は、 $0.4 \text{ THz}$ において約 $-4.77$ を呈するようになる。また、相対比誘電率  $\epsilon_r$ の虚部  $\text{Im}(\epsilon_r)$ は $0.3 \text{ THz}$ まではほぼ $0$ であり、 $0.3 \text{ THz}$ において正方向に急上昇して $+4.0$ を超えるが、約 $0.36 \text{ THz}$ において急激に負に反転して負の最大ピーク(約 $-2.5$ )となる。その後は急激に変化して約 $0.4 \text{ THz}$ においてほぼ $0$ となり、以降はほぼ $0$ が維持される。

#### 【0029】

図18は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約 $100 \mu\text{m}$ で $l$ が約 $360 \mu\text{m}$ とした際の、 $0.2 \text{ THz} \sim 0.5 \text{ THz}$ の周波数帯域における相対比透磁率 (Relative permeability)  $\mu_r$ の周波数特性である。図18を参照すると、相対比透磁率  $\mu_r$ の実部  $\text{Re}(\mu_r)$ は $0.2 \text{ THz}$ において約 $+1$ とされて約 $0.3 \text{ THz}$ の時にほぼ $0$ になるが、その後やや上昇し約 $0.4 \text{ THz}$ において負に反転して負のピーク(約 $-2.0$ )となる。そして、周波数の上昇に伴い急激に $0$ に向かい、約 $0.45 \text{ THz}$ でほぼ $0$ になる。実部  $\text{Re}(\mu_r)$ は、 $0.4 \text{ THz}$ において約 $-7.07$ を呈するようになる。また、相対比透磁率  $\mu_r$ の虚部  $\text{Im}(\mu_r)$ は $0.3 \text{ THz}$ まではほぼ $0$ であり、 $0.3 \text{ THz}$ を超えると緩やかに負方向に変化するが、約 $0.36 \text{ THz}$ において正方向に反転し、約 $0.4 \text{ THz}$ において急上昇して約 $+1.9$ となるが、約 $0.4 \text{ THz}$ を超えると急激に負に反転してほぼ $0$ となり、その後はほぼ $0$ が維持される。

#### 【0030】

図19は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約 $100 \mu\text{m}$ で $l$ が約 $360 \mu\text{m}$ とした際の、 $0.2 \text{ THz} \sim 0.5 \text{ THz}$ の周波数帯域における透過電力  $T_p$ の周波数特性である。図19を参照すると、透過電力  $T_p$ は $0.2 \text{ THz}$ において約 $2.2\%$ とされ、周波数の上昇に伴い低下していき約 $0.36 \text{ THz}$ において最小の約 $2\%$ まで低下する。その後、周波数が上昇すると急激に増加していき約 $0.4 \text{ THz}$ において最大のピーク(約 $97.8\%$ )となる。その後周波数の上昇に伴い急激に低下していき約 $0.45 \text{ THz}$ において約 $40\%$ まで低下するが、その後は緩やかに上昇する。透過電力  $T_p$ は、 $0.4 \text{ THz}$ において約 $97.8\%$ を呈するようになる。

このように、相対比誘電率  $\epsilon_r$ と相対比透磁率  $\mu_r$ は約 $0.4 \text{ THz}$ 近辺において共に負を呈することから、本発明にかかるシート型メタ材料1はテラヘルツ波帯において負の屈折率  $n$ を呈すると共に、透過電力特性が良好になることが分かる。

#### 【0031】

また、図20は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約 $100 \mu\text{m}$ で $l$ が約 $360 \mu$

mとした際の、 $0.2\text{ THz} \sim 0.5\text{ THz}$ の周波数帯域における反射電力 $R_p$ の周波数特性である。図20を参照すると、反射電力 $R_p$ は $0.2\text{ THz}$ において約78%とされ、周波数の上昇に伴い増加していき約 $0.36\text{ THz}$ において最大の約98%まで上昇する。その後、周波数が上昇すると急激に減少して約 $0.4\text{ THz}$ において最小のピーク(約1.44%)となる。その後周波数の上昇に伴い急激に上昇していき約 $0.45\text{ THz}$ において約60%まで増加するが、その後は緩やかに下降する。反射電力 $R_p$ は、 $0.4\text{ THz}$ において約1.44%を呈するようになる。このように、反射電力 $R_p$ は透過電力 $T_p$ のほぼ逆特性となる。

#### 【0032】

図21は、単位セルAにおいて、単位ストリップ11a, 12aの間隔(Gap)  $g$ を $50\ \mu\text{m} \sim 150\ \mu\text{m}$ とし、周波数 $f$ を $0.5\text{ THz}$ とした際の単位ストリップ11a, 12aの長さ $l$ (Length of cut wire)が $250\ \mu\text{m} \sim 350\ \mu\text{m}$ の範囲における屈折率 $n$ の実部 $Re(n)$ の等高線図である。図21を参照すると、上記のほぼ全範囲において負の屈折率 $n$ が得られており、 $g$ が約 $70\ \mu\text{m}$ で $l$ が約 $260\ \mu\text{m}$ の $\times$ マークにおける屈折率の実部 $Re(n)$ として約-4.13が得られていることがわかる。

図22は、単位セルAにおいて、単位ストリップ11a, 12aの間隔 $g$ と長さ $l$ を図21と同範囲とし、周波数 $f$ を $0.5\text{ THz}$ とした際の透過電力 $T_p$ の等高線図である。図21を参照すると、傾きが約 $25^\circ$ の中央部の範囲において良好な透過電力特性が得られており、 $g$ が約 $70\ \mu\text{m}$ で $l$ が約 $260\ \mu\text{m}$ の $\times$ マークにおける透過電力 $T_p$ として約98.8%の良好な値が得られていることがわかる。

#### 【0033】

図23は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約 $70\ \mu\text{m}$ で $l$ が約 $260\ \mu\text{m}$ とした際の、 $0.3\text{ THz} \sim 0.6\text{ THz}$ の周波数帯域における屈折率 $n$ の周波数特性である。図23を参照すると、屈折率 $n$ の実部 $Re(n)$ は $0.3\text{ THz}$ において約+3.5とされ周波数の上昇に伴い増加して約 $0.4\text{ THz}$ の時に最大(約+7.5)となるが、約 $0.44\text{ THz}$ で反転して約-7の負となる。そして、周波数の上昇に伴い0に向かって変化していき約 $0.58\text{ THz}$ においてほぼ0となる。実部 $Re(n)$ は、 $0.5\text{ THz}$ において約-4.20を呈するようになる。また、屈折率 $n$ の虚部 $Im(n)$ は $0.4\text{ THz}$ まではほぼ0であり、周波数が上昇するに伴い増加して約 $0.45\text{ THz}$ において最大(約+2.5)となるが、その後は下降して約 $0.49\text{ THz}$ においてほぼ0となる。このように、単位セルAは $0.44\text{ THz} \sim 0.58\text{ THz}$ において負の屈折率 $n$ となることがわかる。

#### 【0034】

図24は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約 $70\ \mu\text{m}$ で $l$ が約 $260\ \mu\text{m}$ とした際の、 $0.3\text{ THz} \sim 0.6\text{ THz}$ の周波数帯域における相対インピーダンス(Relative Impedance)  $Z_r$ の周波数特性である。図24を参照すると、相対インピーダンス $Z_r$ の実部 $Re(Z_r)$ は $0.3\text{ THz}$ において約+0.2とされ周波数の上昇に伴い緩やかに下降して約 $0.4\text{ THz}$ の時にほぼ0となり、約 $0.49\text{ THz}$ で急激に上昇して約+6.5となる。そして、周波数の上昇に伴い0に向かって急峻に変化していき約 $0.58\text{ THz}$ においてほぼ0となる。実部 $Re(Z_r)$ は、 $0.5\text{ THz}$ において約+0.939を呈するようになる。また、相対インピーダンス $Z_r$ の虚部 $Im(Z_r)$ は $0.4\text{ THz}$ まではほぼ0であり、周波数が上昇するに伴い負の方向に増加して約 $0.49\text{ THz}$ において急激に負方向に増大して最大(約-3)となるが、その後は急激に変化してほぼ0となる。このように、単位セルAは $g$ を約 $70\ \mu\text{m}$ 、 $l$ を約 $260\ \mu\text{m}$ とすると、約 $0.49\text{ THz}$ において共振特性を示すことがわかる。

#### 【0035】

図25は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約 $70\ \mu\text{m}$ で $l$ が約 $260\ \mu\text{m}$ とした際の、 $0.3\text{ THz} \sim 0.6\text{ THz}$ の周波数帯域における相対比誘電率(Relative Permittivity)  $\epsilon_r$ の周波数特性である。図25を参照すると、相対比誘電率 $\epsilon_r$ の実部 $Re(\epsilon_r)$ は $0.3\text{ THz}$ において約+1.5とされ周波数の上昇に伴い急速に上昇していく

が、約  $0.4 \text{ THz}$  の時に負に反転して負の最大ピーク（約  $-1.2$ ）となり、その後は  $0$  に向かって変化して約  $0.49 \text{ THz}$  でほぼ  $0$  となる。そして、周波数の上昇に伴い負方向に変化して小さなピークを示し、その後は  $0$  に向かって緩やかに変化していく。実部  $\text{Re}(\epsilon_r)$  は、 $0.5 \text{ THz}$  において約  $-4.48$  を呈するようになる。また、相対比誘電率  $\epsilon_r$  の虚部  $\text{Im}(\epsilon_r)$  は  $0.4 \text{ THz}$  まではほぼ  $0$  であり、 $0.4 \text{ THz}$  において正方向に急上昇して  $+4.0$  を超えるが、約  $0.48 \text{ THz}$  において急激に負に反転して負の最大ピーク（約  $-2.2$ ）となる。その後は急激に変化して約  $0.49 \text{ THz}$  においてほぼ  $0$  となり、以降はほぼ  $0$  が維持される。

【0036】

図26は、単位ストリップ11a, 12aのgが約  $70 \mu\text{m}$  でlが約  $260 \mu\text{m}$  とした際の、 $0.3 \text{ THz} \sim 0.6 \text{ THz}$  の周波数帯域における相対比透磁率 (Relative permeability)  $\mu_r$  の周波数特性である。図26を参照すると、相対比透磁率  $\mu_r$  の実部  $\text{Re}(\mu_r)$  は  $0.3 \text{ THz}$  において約  $+1$  とされて約  $0.4 \text{ THz}$  の時にほぼ  $0$  になるが、その後やや上昇し約  $0.49 \text{ THz}$  において負に反転して負のピーク（約  $-2.0$ ）となる。そして、周波数の上昇に伴い急激に  $0$  に向かい、約  $0.58 \text{ THz}$  でほぼ  $0$  になる。実部  $\text{Re}(\mu_r)$  は、 $0.5 \text{ THz}$  において約  $-3.95$  を呈するようになる。また、相対比透磁率  $\mu_r$  の虚部  $\text{Im}(\mu_r)$  は  $0.4 \text{ THz}$  まではほぼ  $0$  であり、 $0.4 \text{ THz}$  を超えると緩やかに負方向に変化するが、約  $0.44 \text{ THz}$  において正方向に反転し、約  $0.49 \text{ THz}$  において急上昇して約  $+1.8$  となるが、約  $0.49 \text{ THz}$  を超えると急激に負に反転してほぼ  $0$  となり、その後はほぼ  $0$  が維持される。

【0037】

図27は、単位ストリップ11a, 12aのgが約  $70 \mu\text{m}$  でlが約  $260 \mu\text{m}$  とした際の、 $0.3 \text{ THz} \sim 0.6 \text{ THz}$  の周波数帯域における透過電力  $T_p$  の周波数特性である。図27を参照すると、透過電力  $T_p$  は  $0.3 \text{ THz}$  において約  $23\%$  とされ、周波数の上昇に伴い低下していき約  $0.43 \text{ THz}$  において最小の約  $11\%$  まで低下する。その後、周波数が上昇すると急激に増加していき約  $0.5 \text{ THz}$  において最大のピーク（約  $99.2\%$ ）となる。その後周波数の上昇に伴い急激に低下していき約  $0.55 \text{ THz}$  において約  $52\%$  まで低下するが、その後は緩やかに上昇する。透過電力  $T_p$  は、 $0.5 \text{ THz}$  において約  $99.2\%$  を呈するようになる。

このように、相対比誘電率  $\epsilon_r$  と相対比透磁率  $\mu_r$  は約  $0.49 \text{ THz}$  近辺において共に負を呈することから、本発明にかかるシート型メタマテリアル1はテラヘルツ波帯において負の屈折率  $n$  を呈すると共に、透過電力特性が良好になることが分かる。

【0038】

また、図28は、単位ストリップ11a, 12aのgが約  $70 \mu\text{m}$  でlが約  $260 \mu\text{m}$  とした際の、 $0.3 \text{ THz} \sim 0.6 \text{ THz}$  の周波数帯域における反射電力  $R_p$  の周波数特性である。図28を参照すると、反射電力  $R_p$  は  $0.3 \text{ THz}$  において約  $77\%$  とされ、周波数の上昇に伴い増加していき約  $0.43 \text{ THz}$  において最大の約  $89\%$  まで上昇する。その後、周波数が上昇すると急激に減少して約  $0.5 \text{ THz}$  において最小のピーク（約  $0.251\%$ ）となる。その後周波数の上昇に伴い急激に上昇していき約  $0.55 \text{ THz}$  において約  $48\%$  まで増加するが、その後は緩やかに下降する。反射電力  $R_p$  は、 $0.5 \text{ THz}$  において約  $0.251\%$  を呈するようになる。このように、反射電力  $R_p$  は透過電力  $T_p$  のほぼ逆特性となる。

【0039】

図29は、単位セルAにおいて、単位ストリップ11a, 12aの間隔 (Gap)  $g$  を  $10 \mu\text{m} \sim 110 \mu\text{m}$  とし、周波数  $f$  を  $0.6 \text{ THz}$  とした際の単位ストリップ11a, 12aの長さ  $l$  (Length of cut wire) が  $170 \mu\text{m} \sim 270 \mu\text{m}$  の範囲における屈折率  $n$  の実部  $\text{Re}(n)$  の等高線図である。図29を参照すると、長さ  $l$  が約  $250 \mu\text{m}$  以下のほぼ全範囲において負の屈折率  $n$  が得られており、 $g$  が約  $80 \mu\text{m}$  で  $l$  が約  $210 \mu\text{m}$  の  $\times$  マークにおける屈折率の実部  $\text{Re}(n)$  として約  $-2.88$  が得られていることがわかる。

10

20

30

40

50

図30は、単位セルAにおいて、単位ストリップ11a, 12aの間隔 $g$ と長さ $l$ を図29と同範囲とし、周波数 $f$ を $0.6\text{ THz}$ とした際の透過電力 $T_p$ の等高線図である。図30を参照すると、傾きが約 $30^\circ$ の中央部の範囲において良好な透過電力特性が得られており、 $g$ が約 $80\ \mu\text{m}$ で $l$ が約 $210\ \mu\text{m}$ の $\times$ マークにおける透過電力 $T_p$ として約 $99.6\%$ の良好な値が得られていることがわかる。

【0040】

図31は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約 $80\ \mu\text{m}$ で $l$ が約 $210\ \mu\text{m}$ とした際の、 $0.4\text{ THz} \sim 0.7\text{ THz}$ の周波数帯域における屈折率 $n$ の周波数特性である。図31を参照すると、屈折率 $n$ の実部 $\text{Re}(n)$ は $0.4\text{ THz}$ において約 $+3.5$ とされ周波数の上昇に伴い増加して約 $0.48\text{ THz}$ の時に最大(約 $+6$ )となるが、約 $0.54\text{ THz}$ で反転して約 $-5$ の負となる。そして、周波数の上昇に伴い0に向かって変化していき約 $0.68\text{ THz}$ においてほぼ0となる。実部 $\text{Re}(n)$ は、 $0.6\text{ THz}$ において約 $-2.93$ を呈するようになる。また、屈折率 $n$ の虚部 $\text{Im}(n)$ は $0.48\text{ THz}$ まではほぼ0であり、周波数が上昇するに伴い増加して約 $0.54\text{ THz}$ において最大(約 $+2.5$ )となるが、その後は下降して約 $0.59\text{ THz}$ においてほぼ0となる。このように、単位セルAは $0.54\text{ THz} \sim 0.68\text{ THz}$ において負の屈折率 $n$ となることがわかる。

10

【0041】

図32は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約 $80\ \mu\text{m}$ で $l$ が約 $210\ \mu\text{m}$ とした際の、 $0.4\text{ THz} \sim 0.7\text{ THz}$ の周波数帯域における相対インピーダンス(Relative Impedance)  $Z_r$ の周波数特性である。図32を参照すると、相対インピーダンス $Z_r$ の実部 $\text{Re}(Z_r)$ は $0.4\text{ THz}$ において約 $+0.2$ とされ周波数の上昇に伴い緩やかに下降して約 $0.48\text{ THz}$ の時にほぼ0となり、約 $0.59\text{ THz}$ で急激に上昇して約 $+4.2$ となる。そして、周波数の上昇に伴い0に向かって急峻に変化していき約 $0.68\text{ THz}$ においてほぼ0となる。実部 $\text{Re}(Z_r)$ は、 $0.6\text{ THz}$ において約 $+1.04$ を呈するようになる。また、相対インピーダンス $Z_r$ の虚部 $\text{Im}(Z_r)$ は $0.48\text{ THz}$ まではほぼ0であり、周波数が上昇するに伴い負の方向に増加して約 $0.59\text{ THz}$ において急激に負方向に増大して最大(約 $-5$ )となるが、その後は急激に変化してほぼ0となる。このように、単位セルAは $g$ を約 $80\ \mu\text{m}$ 、 $l$ を約 $210\ \mu\text{m}$ とすると、約 $0.59\text{ THz}$ において共振特性を示すことがわかる。

20

30

【0042】

図33は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約 $80\ \mu\text{m}$ で $l$ が約 $210\ \mu\text{m}$ とした際の、 $0.4\text{ THz} \sim 0.7\text{ THz}$ の周波数帯域における相対比誘電率(Relative Permittivity)  $\epsilon_r$ の周波数特性である。図33を参照すると、相対比誘電率 $\epsilon_r$ の実部 $\text{Re}(\epsilon_r)$ は $0.4\text{ THz}$ において約 $+1.2$ とされ周波数の上昇に伴い急速に上昇していくが、約 $0.48\text{ THz}$ の時に負に反転して負の最大ピーク(約 $-1.0$ )となり、その後は0に向かって変化して約 $0.59\text{ THz}$ でほぼ0となる。そして、周波数の上昇に伴い負方向に変化して小さなピークを示し、その後は0に向かって緩やかに変化していく。実部 $\text{Re}(\epsilon_r)$ は、 $0.6\text{ THz}$ において約 $-2.81$ を呈するようになる。また、相対比誘電率 $\epsilon_r$ の虚部 $\text{Im}(\epsilon_r)$ は $0.48\text{ THz}$ まではほぼ0であり、 $0.48\text{ THz}$ において正方向に急上昇して $+4.0$ を超えるが、約 $0.54\text{ THz}$ において急激に負に反転して負の最大ピーク(約 $-1.2$ )となる。その後は急激に変化して約 $0.59\text{ THz}$ においてほぼ0となり、以降はほぼ0が維持される。

40

【0043】

図34は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約 $80\ \mu\text{m}$ で $l$ が約 $210\ \mu\text{m}$ とした際の、 $0.4\text{ THz} \sim 0.7\text{ THz}$ の周波数帯域における相対比透磁率(Relative permeability)  $\mu_r$ の周波数特性である。図34を参照すると、相対比透磁率 $\mu_r$ の実部 $\text{Re}(\mu_r)$ は $0.4\text{ THz}$ において約 $+1$ とされて約 $0.48\text{ THz}$ の時にほぼ0になるが、その後やや上昇し約 $0.59\text{ THz}$ において負に反転して負のピーク(約 $-2.0$ )となる。そして、周波数の上昇に伴い急激に0に向かい、約 $0.68\text{ THz}$ でほぼ0になる。実

50

部  $Re(\mu_r)$  は、 $0.6\text{ THz}$  において約  $-3.06$  を呈するようになる。また、相対比透磁率  $\mu$  の虚部  $Im(\mu_r)$  は  $0.48\text{ THz}$  まではほぼ  $0$  であり、 $0.48\text{ THz}$  を超えると緩やかに負方向に変化するが、約  $0.53\text{ THz}$  において正方向に反転し、約  $0.59\text{ THz}$  において急上昇して約  $+2.0$  となるが、約  $0.59\text{ THz}$  を超えると急激に負に反転してほぼ  $0$  となり、その後はほぼ  $0$  が維持される。

【0044】

図35は、単位ストリップ11a, 12aのgが約 $80\ \mu\text{m}$ でlが約 $210\ \mu\text{m}$ とした際の、 $0.4\text{ THz} \sim 0.7\text{ THz}$ の周波数帯域における透過電力 $T_p$ の周波数特性である。図35を参照すると、透過電力 $T_p$ は $0.4\text{ THz}$ において約 $29\%$ とされ、周波数の上昇に伴い低下していき約 $0.52\text{ THz}$ において最小の約 $13\%$ まで低下する。その後、周波数が上昇すると急激に増加していき約 $0.6\text{ THz}$ において最大のピーク(約 $99.4\%$ )となる。その後周波数の上昇に伴い急激に低下していき約 $0.64\text{ THz}$ において約 $86\%$ まで低下するが、その後は緩やかに上昇する。透過電力 $T_p$ は、 $0.6\text{ THz}$ において約 $99.4\%$ を呈するようになる。

10

このように、相対比誘電率  $\epsilon_r$  と相対比透磁率  $\mu_r$  は約  $0.59\text{ THz}$  近辺において共に負を呈することから、本発明にかかるシート型メタ材料1はテラヘルツ波帯において負の屈折率  $n$  を呈すると共に、透過電力特性が良好になることが分かる。

【0045】

また、図36は、単位ストリップ11a, 12aのgが約 $80\ \mu\text{m}$ でlが約 $210\ \mu\text{m}$ とした際の、 $0.4\text{ THz} \sim 0.7\text{ THz}$ の周波数帯域における反射電力 $R_p$ の周波数特性である。図36を参照すると、反射電力 $R_p$ は $0.4\text{ THz}$ において約 $71\%$ とされ、周波数の上昇に伴い増加していき約 $0.52\text{ THz}$ において最大の約 $87\%$ まで上昇する。その後、周波数が上昇すると急激に減少して約 $0.6\text{ THz}$ において最小のピーク(約 $0.161\%$ )となる。その後周波数の上昇に伴い急激に上昇していき約 $0.64\text{ THz}$ において約 $14\%$ まで増加するが、その後は緩やかに下降する。反射電力 $R_p$ は、 $0.6\text{ THz}$ において約 $0.161\%$ を呈するようになる。このように、反射電力 $R_p$ は透過電力 $T_p$ のほぼ逆特性となる。

20

【0046】

図37は、単位セルAにおいて、単位ストリップ11a, 12aの間隔(Gap)gを $10\ \mu\text{m} \sim 110\ \mu\text{m}$ とし、周波数fを $0.7\text{ THz}$ とした際の単位ストリップ11a, 12aの長さl(Length of cut wire)が $120\ \mu\text{m} \sim 220\ \mu\text{m}$ の範囲における屈折率nの実部 $Re(n)$ の等高線図である。図37を参照すると、長さlが約 $200\ \mu\text{m}$ 以下のほぼ全範囲において負の屈折率nが得られており、gが約 $90\ \mu\text{m}$ でlが約 $180\ \mu\text{m}$ のxマークにおける屈折率の実部 $Re(n)$ として約 $-1.21$ が得られていることがわかる。

30

図38は、単位セルAにおいて、単位ストリップ11a, 12aの間隔gと長さlを図37と同範囲とし、周波数fを $0.7\text{ THz}$ とした際の透過電力 $T_p$ の等高線図である。図38を参照すると、傾きが約 $40^\circ$ の中央部の範囲において良好な透過電力特性が得られており、gが約 $90\ \mu\text{m}$ でlが約 $180\ \mu\text{m}$ のxマークにおける透過電力 $T_p$ として約 $99.7\%$ の良好な値が得られていることがわかる。

40

【0047】

図39は、単位ストリップ11a, 12aのgが約 $90\ \mu\text{m}$ でlが約 $180\ \mu\text{m}$ とした際の、 $0.5\text{ THz} \sim 0.8\text{ THz}$ の周波数帯域における屈折率nの周波数特性である。図39を参照すると、屈折率nの実部 $Re(n)$ は $0.5\text{ THz}$ において約 $+3.6$ とされ周波数の上昇に伴い増加して約 $0.55\text{ THz}$ の時に最大(約 $+5$ )となるが、約 $0.61\text{ THz}$ で反転して約 $-5$ の負となる。そして、周波数の上昇に伴い0に向かって変化していき約 $0.75\text{ THz}$ においてほぼ0となり、その後は緩やかに正方向に増加していく。実部 $Re(n)$ は、 $0.7\text{ THz}$ において約 $-1.24$ を呈するようになる。また、屈折率nの虚部 $Im(n)$ は $0.55\text{ THz}$ まではほぼ0であり、周波数が上昇するに伴い増加して約 $0.62\text{ THz}$ において最大(約 $+2.3$ )となるが、その後は下降して約

50

0.66 THzにおいてほぼ0となる。このように、単位セルAは0.61 THz～約0.75 THzにおいて負の屈折率 $n$ となることがわかる。

【0048】

図40は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約90  $\mu\text{m}$ で $l$ が約180  $\mu\text{m}$ とした際の、0.5 THz～0.8 THzの周波数帯域における相対インピーダンス(Relative Impedance)  $Z_r$ の周波数特性である。図40を参照すると、相対インピーダンス $Z_r$ の実部 $\text{Re}(Z_r)$ は0.5 THzにおいて約+0.2とされ周波数の上昇に伴い緩やかに下降して約0.55 THzの時にほぼ0となり、約0.66 THzで急激に上昇して約+6.0となる。そして、周波数の上昇に伴い0に向かって急峻に変化していくが約0.75 THzにおいて再びピークになる。約0.75 THzを超えると急激に低下してほぼ0となり、その後は緩やかに上昇する。実部 $\text{Re}(Z_r)$ は、0.7 THzにおいて約+1.05を呈するようになる。また、相対インピーダンス $Z_r$ の虚部 $\text{Im}(Z_r)$ は0.55 THzまではほぼ0であり、周波数が上昇するに伴い負の方向に増加して約0.66 THzにおいて急激に負方向に増大して最大(約-8)となるが、その後は急激に変化してほぼ0となる。このように、単位セルAは $g$ を約90  $\mu\text{m}$ 、 $l$ を約180  $\mu\text{m}$ とすると、約0.66 THzにおいて共振特性を示すことがわかる。

10

【0049】

図41は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約90  $\mu\text{m}$ で $l$ が約180  $\mu\text{m}$ とした際の、0.5 THz～0.8 THzの周波数帯域における相対比誘電率(Relative Permittivity)  $\epsilon_r$ の周波数特性である。図41を参照すると、相対比誘電率 $\epsilon_r$ の実部 $\text{Re}(\epsilon_r)$ は0.5 THzにおいて約+1.3とされ周波数の上昇に伴い急速に上昇していくが、約0.55 THzの時に負に反転して負の最大ピーク(約-7)となり、その後は0に向かって変化して約0.66 THzでほぼ0となる。そして、周波数の上昇に伴い負方向に変化して小さなピークを示し、その後は0に向かって緩やかに変化していく。実部 $\text{Re}(\epsilon_r)$ は、0.7 THzにおいて約-1.18を呈するようになる。また、相対比誘電率 $\epsilon_r$ の虚部 $\text{Im}(\epsilon_r)$ は0.55 THzまではほぼ0であり、0.55 THzにおいて正方向に急上昇して+4.0を超えるが、約0.61 THzにおいて急激に負に反転して負の最大ピーク(約-8)となる。その後は急激に変化して約0.66 THzにおいてほぼ0となり、以降はほぼ0が維持される。

20

【0050】

図42は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約90  $\mu\text{m}$ で $l$ が約180  $\mu\text{m}$ とした際の、0.5 THz～0.8 THzの周波数帯域における相対比透磁率(Relative permeability)  $\mu_r$ の周波数特性である。図42を参照すると、相対比透磁率 $\mu_r$ の実部 $\text{Re}(\mu_r)$ は0.5 THzにおいて約+1とされて約0.55 THzの時にほぼ0になるが、その後やや上昇し約0.66 THzにおいて負に反転して負のピーク(約-2.0)となる。そして、周波数の上昇に伴い急激に0に向かい、約0.75 THzでほぼ0になる。実部 $\text{Re}(\mu_r)$ は、0.7 THzにおいて約-1.30を呈するようになる。また、相対比透磁率 $\mu_r$ の虚部 $\text{Im}(\mu_r)$ は0.55 THzまではほぼ0であり、0.55 THzを超えると緩やかに負方向に変化するが、約0.61 THzにおいて正方向に反転し、約0.66 THzにおいて急上昇して約+2.0となるが、約0.66 THzを超えると急激に負に反転してほぼ0となり、その後はほぼ0が維持される。

30

40

【0051】

図43は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約90  $\mu\text{m}$ で $l$ が約180  $\mu\text{m}$ とした際の、0.5 THz～0.8 THzの周波数帯域における透過電力 $T_p$ の周波数特性である。図43を参照すると、透過電力 $T_p$ は0.5 THzにおいて約29%とされ、周波数の上昇に伴い低下していき約0.62 THzにおいて最小の約13%まで低下する。その後、周波数が上昇すると急激に増加していき約0.7 THzにおいて最大のピーク(約99.6%)となる。その後周波数の上昇に伴い緩やかに低下する。透過電力 $T_p$ は、0.7 THzにおいて約99.6%を呈するようになる。

このように、相対比誘電率 $\epsilon_r$ と相対比透磁率 $\mu_r$ は約0.66 THz近辺において共

50



に負を呈することから、本発明にかかるシート型メタマテリアル 1 はテラヘルツ波帯において負の屈折率  $n$  を呈すると共に、透過電力特性が良好になることが分かる。

【0052】

また、図 4 4 は、単位ストリップ 1 1 a , 1 2 a の  $g$  が約  $90 \mu\text{m}$  で  $l$  が約  $180 \mu\text{m}$  とした際の、 $0.5 \text{ THz} \sim 0.8 \text{ THz}$  の周波数帯域における反射電力  $R_p$  の周波数特性である。図 4 4 を参照すると、反射電力  $R_p$  は  $0.5 \text{ THz}$  において約  $71\%$  とされ、周波数の上昇に伴い増加していき約  $0.62 \text{ THz}$  において最大の約  $87\%$  まで上昇する。その後、周波数が上昇すると急激に減少して約  $0.7 \text{ THz}$  において最小のピーク（約  $0.131\%$ ）となる。その後周波数の上昇に伴い緩やかに上昇する。反射電力  $R_p$  は、 $0.7 \text{ THz}$  において約  $0.131\%$  を呈するようになる。このように、反射電力  $R_p$  は透過電力  $T_p$  のほぼ逆特性となる。

10

【0053】

図 4 5 は、単位セル A において、単位ストリップ 1 1 a , 1 2 a の間隔 (Gap)  $g$  を  $10 \mu\text{m} \sim 110 \mu\text{m}$  とし、周波数  $f$  を  $0.8 \text{ THz}$  とした際の単位ストリップ 1 1 a , 1 2 a の長さ  $l$  (Length of cut wire) が  $100 \mu\text{m} \sim 200 \mu\text{m}$  の範囲における屈折率  $n$  の実部  $\text{Re}(n)$  の等高線図である。図 4 5 を参照すると、長さ  $l$  が約  $160 \mu\text{m}$  以下のほぼ全範囲において負の屈折率  $n$  が得られており、 $g$  が約  $40 \mu\text{m}$  で  $l$  が約  $140 \mu\text{m}$  の  $\times$  マークにおける屈折率の実部  $\text{Re}(n)$  として約  $-0.977$  が得られていることがわかる。

図 4 6 は、単位セル A において、単位ストリップ 1 1 a , 1 2 a の間隔  $g$  と長さ  $l$  を図 4 5 と同範囲とし、周波数  $f$  を  $0.8 \text{ THz}$  とした際の透過電力  $T_p$  の等高線図である。図 4 6 を参照すると、傾きが約  $30^\circ$  の中央部の範囲において良好な透過電力特性が得られており、 $g$  が約  $40 \mu\text{m}$  で  $l$  が約  $140 \mu\text{m}$  の  $\times$  マークにおける透過電力  $T_p$  として約  $99.7\%$  の良好な値が得られていることがわかる。

20

【0054】

図 4 7 は、単位ストリップ 1 1 a , 1 2 a の  $g$  が約  $40 \mu\text{m}$  で  $l$  が約  $140 \mu\text{m}$  とした際の、 $0.6 \text{ THz} \sim 0.9 \text{ THz}$  の周波数帯域における屈折率  $n$  の周波数特性である。図 4 7 を参照すると、屈折率  $n$  の実部  $\text{Re}(n)$  は  $0.6 \text{ THz}$  において約  $+3.1$  とされ周波数の上昇に伴い増加して約  $0.67 \text{ THz}$  の時に最大（約  $+4.5$ ）となるが、約  $0.71 \text{ THz}$  で反転して約  $-4$  の負となる。そして、周波数の上昇に伴い 0 に向かって変化していき約  $0.83 \text{ THz}$  においてほぼ 0 となり、その後は緩やかに正方向に増加していく。実部  $\text{Re}(n)$  は、 $0.8 \text{ THz}$  において約  $-0.972$  を呈するようになる。また、屈折率  $n$  の虚部  $\text{Im}(n)$  は  $0.62 \text{ THz}$  まではほぼ 0 であり、周波数が上昇するに伴い増加して約  $0.7 \text{ THz}$  において最大（約  $+1.5$ ）となるが、その後は下降して約  $0.73 \text{ THz}$  においてほぼ 0 となる。このように、単位セル A は  $0.71 \text{ THz} \sim 0.83 \text{ THz}$  において負の屈折率  $n$  となることがわかる。

30

【0055】

図 4 8 は、単位ストリップ 1 1 a , 1 2 a の  $g$  が約  $40 \mu\text{m}$  で  $l$  が約  $140 \mu\text{m}$  とした際の、 $0.6 \text{ THz} \sim 0.9 \text{ THz}$  の周波数帯域における相対インピーダンス (Relative Impedance)  $Z_r$  の周波数特性である。図 4 8 を参照すると、相対インピーダンス  $Z_r$  の実部  $\text{Re}(Z_r)$  は  $0.6 \text{ THz}$  において約  $+0.2$  とされ周波数の上昇に伴い緩やかに下降して約  $0.67 \text{ THz}$  の時にほぼ 0 となり、約  $0.73 \text{ THz}$  で急激に上昇して約  $+8.0$  となる。そして、周波数の上昇に伴い 0 に向かって急峻に変化していくが約  $0.83 \text{ THz}$  において再びピークになる。約  $0.83 \text{ THz}$  を超えると急激に低下してほぼ 0 となり、その後は緩やかに上昇する。実部  $\text{Re}(Z_r)$  は、 $0.7 \text{ THz}$  において約  $+1.05$  を呈するようになる。また、相対インピーダンス  $Z_r$  の虚部  $\text{Im}(Z_r)$  は  $0.62 \text{ THz}$  まではほぼ 0 であり、周波数が上昇するに伴い負の方向に増加して約  $0.73 \text{ THz}$  において急激に負方向に増大して最大（約  $-4.5$ ）となるが、その後は急激に変化してほぼ 0 となる。このように、単位セル A は  $g$  を約  $40 \mu\text{m}$ 、 $l$  を約  $140 \mu\text{m}$  とすると、約  $0.73 \text{ THz}$  において共振特性を示すことがわかる。

40

50

## 【0056】

図49は、単位ストリップ11a, 12aのgが約40 $\mu\text{m}$ でlが約140 $\mu\text{m}$ とした際の、0.6THz~0.9THzの周波数帯域における相対比誘電率(Relative Permittivity)  $\epsilon_r$ の周波数特性である。図49を参照すると、相対比誘電率  $\epsilon_r$ の実部  $\text{Re}(\epsilon_r)$ は0.6THzにおいて約+9とされ周波数の上昇に伴い急速に上昇していくが、約0.62THzの時に負に反転して負の最大ピーク(約-3)となり、その後は0に向かって変化して約0.73THzでほぼ0となる。そして、周波数の上昇に伴い負方向に変化して小さなピークを示し、その後は0を超えて正方向に向かって緩やかに変化していく。実部  $\text{Re}(\epsilon_r)$ は、0.8THzにおいて約-0.990を呈するようになる。また、相対比誘電率  $\epsilon_r$ の虚部  $\text{Im}(\epsilon_r)$ は0.62THzまではほぼ0であり、0.62THzにおいて正方向に急上昇して+2.0を超えるが、約0.71THzにおいて急激に負に反転して負の最大ピーク(約-6)となる。その後は急激に変化して約0.73THzにおいてほぼ0となり、以降はほぼ0が維持される。

10

## 【0057】

図50は、単位ストリップ11a, 12aのgが約40 $\mu\text{m}$ でlが約140 $\mu\text{m}$ とした際の、0.6THz~0.9THzの周波数帯域における相対比透磁率(Relative permeability)  $\mu_r$ の周波数特性である。図50を参照すると、相対比透磁率  $\mu_r$ の実部  $\text{Re}(\mu_r)$ は0.6THzにおいて約+1とされて約0.62THzの時にほぼ0になるが、その後やや上昇し約0.73THzにおいて負に反転して負のピーク(約-2.0)となる。そして、周波数の上昇に伴い急激に0に向かい、約0.86THzでほぼ0になる。実部  $\text{Re}(\mu_r)$ は、0.8THzにおいて約-0.954を呈するようになる。また、相対比透磁率  $\mu_r$ の虚部  $\text{Im}(\mu_r)$ は0.62THzまではほぼ0であり、0.62THzを超えると緩やかに負方向に変化するが、約0.71THzにおいて正方向に反転し、約0.73THzにおいて急上昇して約+2.0となるが、約0.73THzを超えると急激に負に反転してほぼ0となり、その後はほぼ0が維持される。

20

## 【0058】

図51は、単位ストリップ11a, 12aのgが約40 $\mu\text{m}$ でlが約140 $\mu\text{m}$ とした際の、0.6THz~0.9THzの周波数帯域における透過電力  $T_p$ の周波数特性である。図51を参照すると、透過電力  $T_p$ は0.6THzにおいて約42%とされ、周波数が上昇してもほぼ維持され約0.62THzを超えると急激に増加していき約0.8THzにおいて最大のピーク(約99.7%)となる。その後周波数の上昇に伴い緩やかに低下する。透過電力  $T_p$ は、0.8THzにおいて約99.7%を呈するようになる。

30

このように、相対比誘電率  $\epsilon_r$ と相対比透磁率  $\mu_r$ は約0.73THz近辺において共に負を呈することから、本発明にかかるシート型メタマテリアル1はテラヘルツ波帯において負の屈折率  $n$ を呈すると共に、透過電力特性が良好になることが分かる。

## 【0059】

また、図52は、単位ストリップ11a, 12aのgが約40 $\mu\text{m}$ でlが約140 $\mu\text{m}$ とした際の、0.6THz~0.9THzの周波数帯域における反射電力  $R_p$ の周波数特性である。図52を参照すると、反射電力  $R_p$ は0.6THzにおいて約56%とされ、周波数が上昇してもほぼ維持され約0.62THzを超えると急激に減少して約0.8THzにおいて最小のピーク(約0.018%)となる。その後周波数の上昇に伴い緩やかに上昇する。反射電力  $R_p$ は、0.8THzにおいて約0.018%を呈するようになる。このように、反射電力  $R_p$ は透過電力  $T_p$ のほぼ逆特性となる。

40

## 【0060】

図53は、単位セルAにおいて、単位ストリップ11a, 12aの間隔(Gap)  $g$ を10 $\mu\text{m}$ ~110 $\mu\text{m}$ とし、周波数  $f$ を0.9THzとした際の単位ストリップ11a, 12aの長さ  $l$ (Length of cut wire)が50 $\mu\text{m}$ ~150 $\mu\text{m}$ の範囲における屈折率  $n$ の実部  $\text{Re}(n)$ の等高線図である。図53を参照すると、長さ  $l$ が約110 $\mu\text{m}$ 以下のほぼ全範囲において負の屈折率  $n$ が得られており、 $g$ が約10 $\mu\text{m}$ で  $l$ が約90 $\mu\text{m}$ の  $x$ マークにおける屈折率の実部  $\text{Re}(n)$ として約-1.34が得られていることがわかる

50

。

図54は、単位セルAにおいて、単位ストリップ11a, 12aの間隔 $g$ と長さ $l$ を図53と同範囲とし、周波数 $f$ を $0.9\text{ THz}$ とした際の透過電力 $T_p$ の等高線図である。図54を参照すると、長さ $l$ が $70\ \mu\text{m}$ 以下の範囲や間隔 $g$ が $20\ \mu\text{m}$ 以下の範囲において良好な透過電力特性が得られており、 $g$ が約 $10\ \mu\text{m}$ で $l$ が約 $90\ \mu\text{m}$ の $\times$ マークにおける透過電力 $T_p$ として約 $96.1\%$ の良好な値が得られていることがわかる。

## 【0061】

図55は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約 $10\ \mu\text{m}$ で $l$ が約 $90\ \mu\text{m}$ とした際の、 $0.7\text{ THz} \sim 1.0\text{ THz}$ の周波数帯域における屈折率 $n$ の周波数特性である。図55を参照すると、屈折率 $n$ の実部 $\text{Re}(n)$ は $0.7\text{ THz}$ において約 $+2.5$ とされ周波数の上昇に伴い増加して約 $0.81\text{ THz}$ の時に最大(約 $+3.05$ )となるが、約 $0.8\text{ THz}$ で反転して約 $-3.7$ の負となる。そして、周波数の上昇に伴い0に向かって変化していき約 $0.92\text{ THz}$ においてほぼ0となり、その後はほぼ0が維持される。実部 $\text{Re}(n)$ は、 $0.9\text{ THz}$ において約 $-2.93$ を呈するようになる。また、屈折率 $n$ の虚部 $\text{Im}(n)$ は $0.8\text{ THz}$ まではほぼ0であり、周波数が上昇するに伴いわずかに増加して約 $0.82\text{ THz}$ において最大(約 $+0.5$ )となるが、その後は下降して約 $0.84\text{ THz}$ においてほぼ0となる。このように、単位セルAは $0.8\text{ THz} \sim 0.92\text{ THz}$ において負の屈折率 $n$ となることがわかる。

10

## 【0062】

図56は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約 $10\ \mu\text{m}$ で $l$ が約 $90\ \mu\text{m}$ とした際の、 $0.7\text{ THz} \sim 1.0\text{ THz}$ の周波数帯域における相対インピーダンス(Relative Impedance) $Z_r$ の周波数特性である。図56を参照すると、相対インピーダンス $Z_r$ の実部 $\text{Re}(Z_r)$ は $0.7\text{ THz}$ において約 $+0.2$ とされ周波数の上昇に伴い緩やかに下降して約 $0.8\text{ THz}$ の時にほぼ0となり、約 $0.84\text{ THz}$ で急激に上昇して約 $+4.5$ となる。そして、周波数の上昇に伴い0に向かって急峻に変化していくが約 $0.92\text{ THz}$ において再びピークになる。約 $0.92\text{ THz}$ を超えると急激に低下してほぼ0となり、その後は緩やかに上昇する。実部 $\text{Re}(Z_r)$ は、 $0.7\text{ THz}$ において約 $+1.05$ を呈するようになる。また、相対インピーダンス $Z_r$ の虚部 $\text{Im}(Z_r)$ は $0.8\text{ THz}$ まではほぼ0であり、周波数が上昇するに伴い負の方向に増加して約 $0.84\text{ THz}$ において急激に負方向に増大して最大(約 $-4.5$ )となるが、その後は急激に変化してほぼ0となる。このように、単位セルAは $g$ を約 $10\ \mu\text{m}$ 、 $l$ を約 $90\ \mu\text{m}$ とすると、約 $0.84\text{ THz}$ において共振特性を示すことがわかる。

20

30

## 【0063】

図57は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約 $10\ \mu\text{m}$ で $l$ が約 $90\ \mu\text{m}$ とした際の、 $0.7\text{ THz} \sim 1.0\text{ THz}$ の周波数帯域における相対比誘電率(Relative Permittivity) $\epsilon_r$ の周波数特性である。図57を参照すると、相対比誘電率 $\epsilon_r$ の実部 $\text{Re}(\epsilon_r)$ は $0.7\text{ THz}$ において約 $+5$ とされ周波数の上昇に伴い急速に上昇していくが、約 $0.81\text{ THz}$ の時に負に反転してほぼ0となり、その後負方向に変化していき約 $0.85\text{ THz}$ において負の最大ピーク(約 $-2$ )となり、その後は0に向かって変化して約 $0.92\text{ THz}$ でほぼ0となる。そして、周波数の上昇に伴い正方向に緩やかに変化していく。実部 $\text{Re}(\epsilon_r)$ は、 $0.9\text{ THz}$ において約 $-0.887$ を呈するようになる。また、相対比誘電率 $\epsilon_r$ の虚部 $\text{Im}(\epsilon_r)$ は $0.81\text{ THz}$ まではほぼ0であり、 $0.81\text{ THz}$ において負方向に急降下して $-2.0$ を超える。約 $0.81\text{ THz}$ を超えると急激に0に向かって変化していき、約 $0.83\text{ THz}$ においてほぼ0となり、以降はほぼ0が維持される。

40

## 【0064】

図58は、単位ストリップ11a, 12aの $g$ が約 $10\ \mu\text{m}$ で $l$ が約 $90\ \mu\text{m}$ とした際の、 $0.7\text{ THz} \sim 1.0\text{ THz}$ の周波数帯域における相対比透磁率(Relative permeability) $\mu_r$ の周波数特性である。図58を参照すると、相対比透磁率 $\mu_r$ の実部 $\text{Re}(\mu_r)$ は $0.7\text{ THz}$ において約 $+1$ とされて約 $0.81\text{ THz}$ の時にほぼ0になるが、そ

50

の後やや上昇し約  $0.83 \text{ THz}$  において負に反転して負のピーク (約  $-17$ ) となる。そして、周波数の上昇に伴い急激に  $0$  に向かい、約  $1.0 \text{ THz}$  でほぼ  $0$  になる。実部  $\text{Re}(\mu_r)$  は、 $0.9 \text{ THz}$  において約  $-1.64$  を呈するようになる。また、相対比透磁率  $\mu$  の虚部  $\text{Im}(\mu_r)$  は  $0.81 \text{ THz}$  まではほぼ  $0$  であり、 $0.81 \text{ THz}$  を超えると正方向に急上昇して、約  $0.83 \text{ THz}$  において正のピーク (約  $+20$ ) となる。約  $0.83 \text{ THz}$  を超えると急激に負に減少してほぼ  $0$  となり、その後はほぼ  $0$  が維持される。

#### 【0065】

図59は、単位ストリップ11a, 12aのgが約  $10 \mu\text{m}$  でlが約  $90 \mu\text{m}$  とした際の、 $0.7 \text{ THz} \sim 1.0 \text{ THz}$  の周波数帯域における透過電力  $T_p$  の周波数特性である。図59を参照すると、透過電力  $T_p$  は  $0.7 \text{ THz}$  において約  $64\%$  とされ、周波数が上昇するに伴い緩やかに上昇し、約  $0.87 \text{ THz}$  において最大のピーク (約  $99\%$ ) となる。その後周波数の上昇に伴い急速に低下する。透過電力  $T_p$  は、 $0.9 \text{ THz}$  において約  $92.0\%$  を呈するようになる。

10

このように、相対比誘電率  $\epsilon_r$  と相対比透磁率  $\mu_r$  は約  $0.83 \text{ THz}$  近辺において共に負を呈することから、本発明にかかるシート型メタ材料1はテラヘルツ波帯において負の屈折率  $n$  を呈すると共に、透過電力特性が良好になることが分かる。

#### 【0066】

また、図60は、単位ストリップ11a, 12aのgが約  $10 \mu\text{m}$  でlが約  $90 \mu\text{m}$  とした際の、 $0.7 \text{ THz} \sim 1.0 \text{ THz}$  の周波数帯域における反射電力  $R_p$  の周波数特性である。図60を参照すると、反射電力  $R_p$  は  $0.7 \text{ THz}$  において約  $36\%$  とされ、周波数が上昇するに伴い緩やかに下降し約  $0.83 \text{ THz}$  において最小のピーク (約  $1\%$ ) となる。その後周波数の上昇に伴い急速に上昇する。反射電力  $R_p$  は、 $0.9 \text{ THz}$  において約  $7.6\%$  を呈するようになる。このように、反射電力  $R_p$  は透過電力  $T_p$  のほぼ逆特性となる。

20

#### 【0067】

図61(a)は、本発明にかかるシート型メタ材料1における単位セルAの性能指数であるFOM (Figure of Merit) の周波数特性を示す図である。図61では、 $0.41 \text{ THz} \sim 0.47 \text{ THz}$  の周波数帯域におけるFOMの周波数特性を示しており、約  $0.419 \text{ THz}$  において約  $17.5$  のきわめて良好なFOMが得られていることが分かる。この場合の、単位セルAは図4(b)に示す寸法とされていると共に、設計周波数が  $0.4 \text{ THz}$  とされた時の単位ストリップ11a, 12a (gが約  $100 \mu\text{m}$  でlが約  $360 \mu\text{m}$ ) とされている。現在知られているテラヘルツ波帯のメタ材料が示すFOM値は1ないし11であることから、本発明にかかるシート型メタ材料1のFOM値は、従来のFOM値を凌駕していることが分かる。なお、FOMは図61(b)で示す式で算出される。式において  $\text{Re}(n)$  は屈折率  $n$  の実部、 $\text{Im}(n)$  は屈折率  $n$  の虚部である。

30

#### 【0068】

図62は、 $0.41 \text{ THz} \sim 0.47 \text{ THz}$  の周波数帯域における屈折率  $n$  の実部  $\text{Re}(n)$  と虚部  $\text{Im}(n)$  の周波数特性を示しており、実部  $\text{Re}(n)$  は  $0.41 \text{ THz}$  において約  $-6.8$  とされ、周波数の上昇に伴い  $0$  に向かっていき、 $0.47 \text{ THz}$  においては約  $-0.5$  となる。また、虚部  $\text{Im}(n)$  は  $0.41 \text{ THz}$  において約  $1.4$  とされ、周波数の上昇に伴い急激に  $0$  に向かうが、約  $0.415 \text{ THz}$  を超えると緩やかに上昇するようになり、 $0.47 \text{ THz}$  においては約  $0.6$  となる。図62に示す実部  $\text{Re}(n)$  と虚部  $\text{Im}(n)$  を用いて図61(b)で算出した結果が図61(a)に示されている。

40

#### 【産業上の利用可能性】

#### 【0069】

以上説明した解析では、有限要素法電磁界シミュレータANSYS社HFSS Ver.14.1.1を用いることができる。なお、上記した解析結果に示されているように、単位ストリップの長さ

50

1 は設計周波数帯域においてほぼ共振する長さとされている。

本発明にかかるシート型メタマテリアルにおいては、誘電体基板は低損失であれば良くシクロオレフィンポリマーフィルムに限られるものではない。また、単位ストリップを形成する金属材は、金、銀、銅、アルミニウムに限られるものではないが、抵抗損の少ない金属材が好適とされる。

また、図 6 4 に示す従来のマイクロ波帯の左手系媒質を単純にスケールダウンすると、機械的に強度が十分な厚さの誘電体基板とすることができないが、本発明にかかるシート型メタマテリアルにおける誘電体基板では、機械的に強度が十分な厚さの誘電体基板を採用することができる。

【符号の説明】

10

【0070】

1 シート型メタマテリアル

1 0 誘電体基板

1 1 表面金属ストリップ

1 1 a 単位ストリップ

1 2 裏面金属ストリップ

1 2 a 単位ストリップ

1 5 周期境界壁

A 単位セル

1 0 0 平板型人工媒質

20

1 0 1 単位セル

1 1 0 誘電体基板

1 1 1 表面金属ストリップ

1 1 2 裏面金属ストリップ

2 0 0 左手系媒質

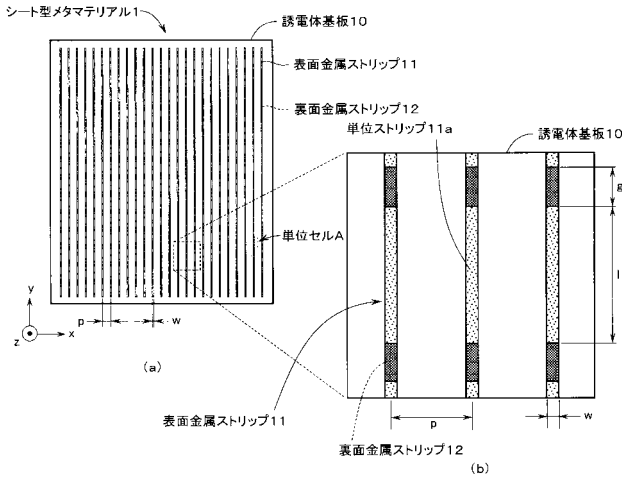
2 0 1 単位セル

2 1 0 誘電体基板

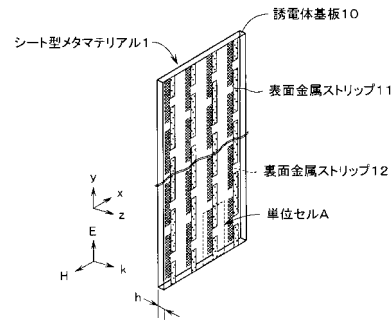
2 1 1 表面金属ストリップ

2 1 2 裏面金属ストリップ

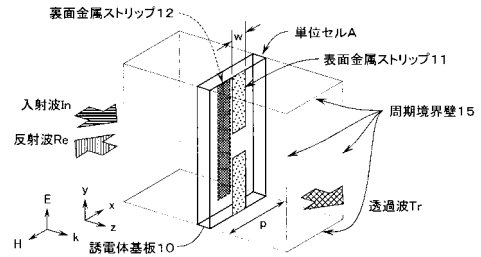
【 図 1 】



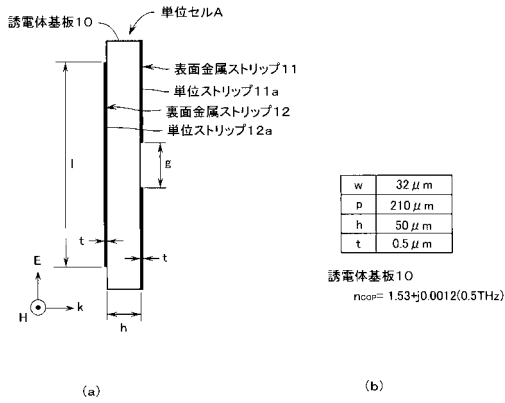
【 図 2 】



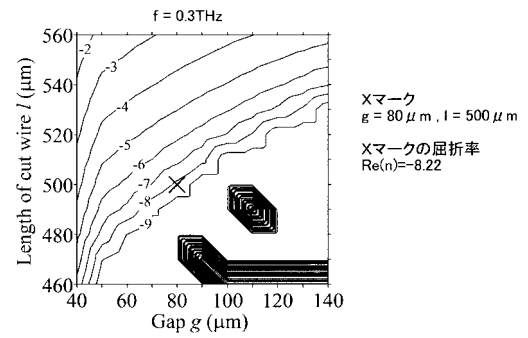
【 図 3 】



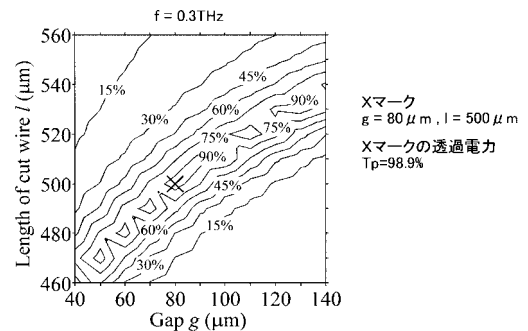
【 図 4 】



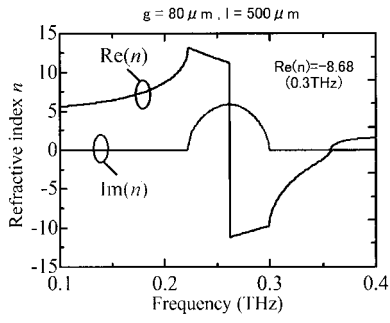
【 図 5 】



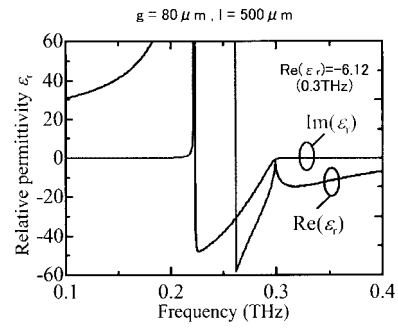
【 図 6 】



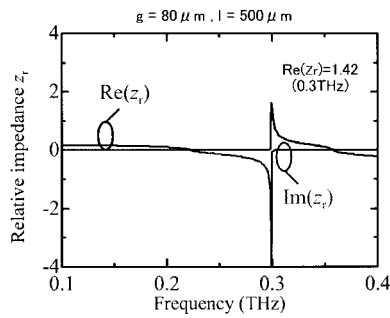
【 図 7 】



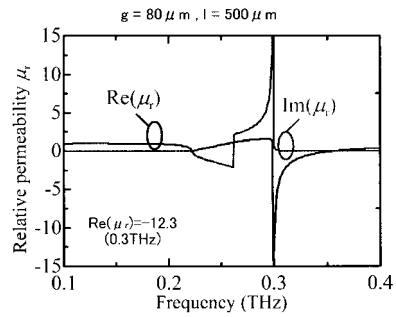
【 図 9 】



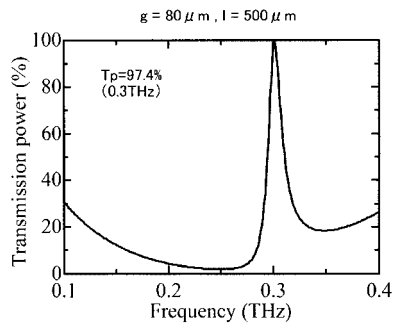
【 図 8 】



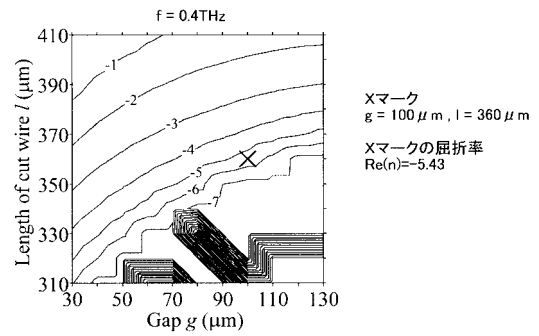
【 図 10 】



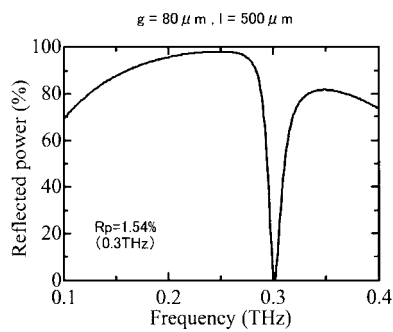
【 図 11 】



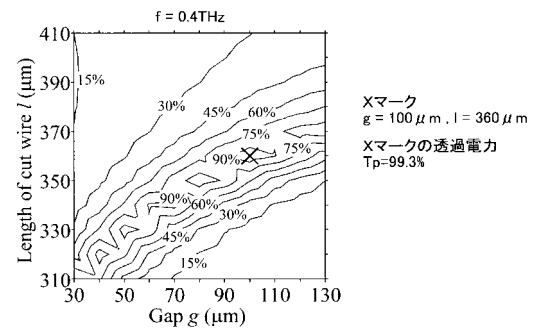
【 図 13 】



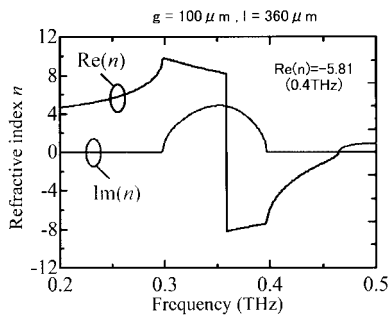
【 図 12 】



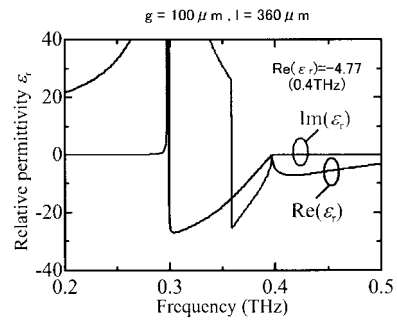
【 図 14 】



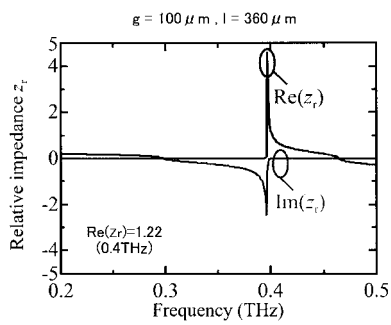
【 図 1 5 】



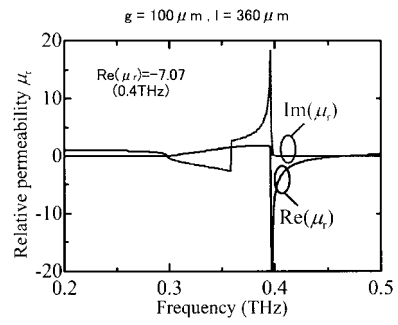
【 図 1 7 】



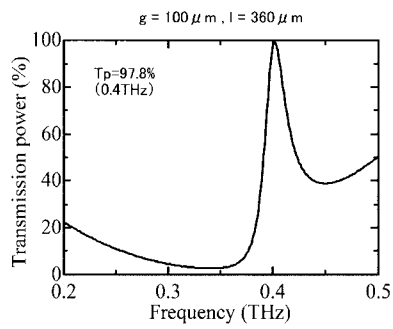
【 図 1 6 】



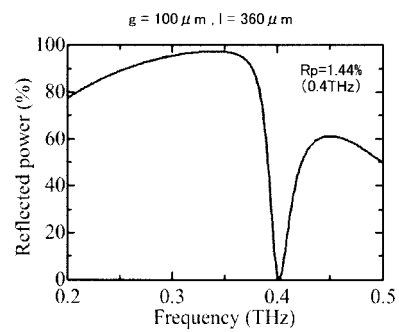
【 図 1 8 】



【 図 1 9 】

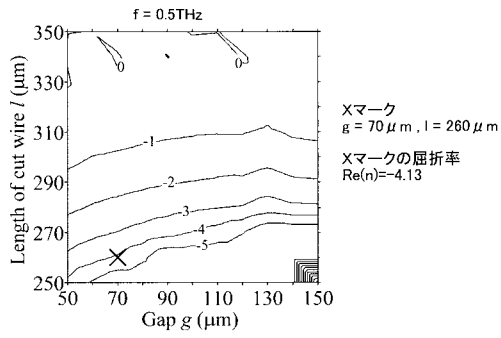


【 図 2 0 】

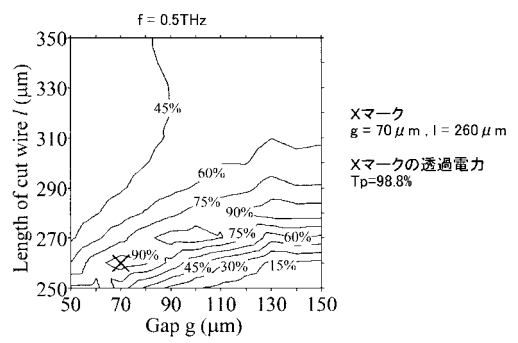




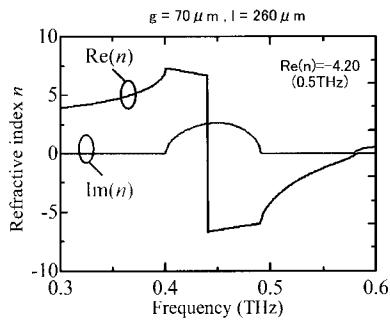
【 図 2 1 】



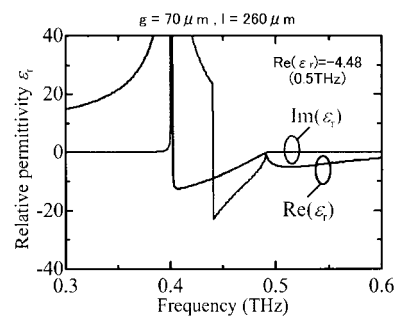
【 図 2 2 】



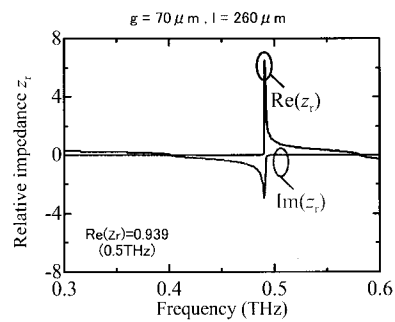
【 図 2 3 】



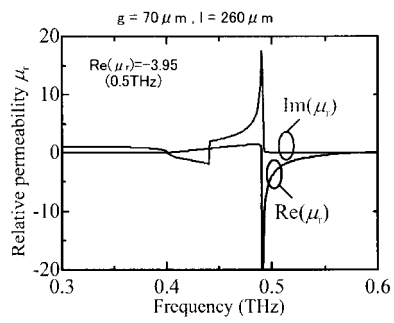
【 図 2 5 】



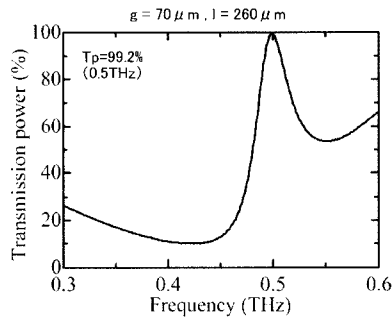
【 図 2 4 】



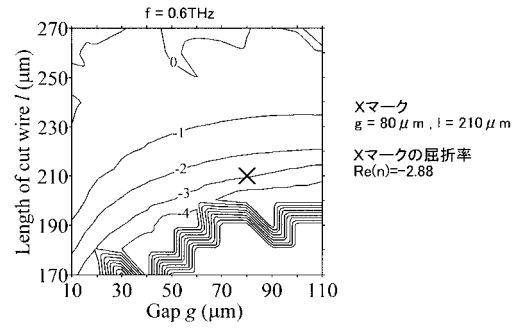
【 図 2 6 】



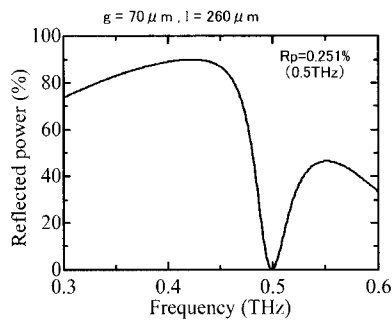
【 図 2 7 】



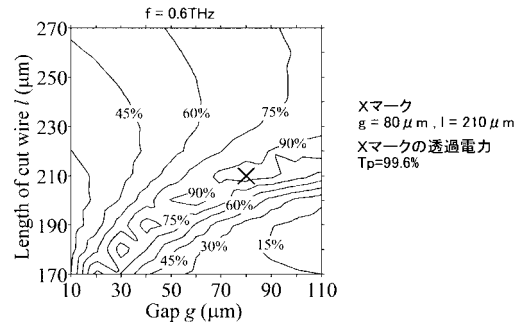
【 図 2 9 】



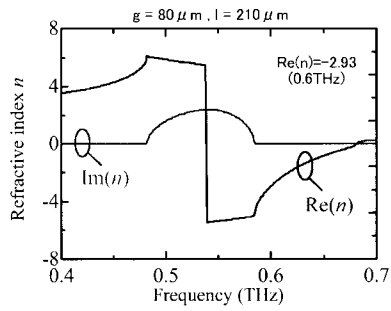
【 図 2 8 】



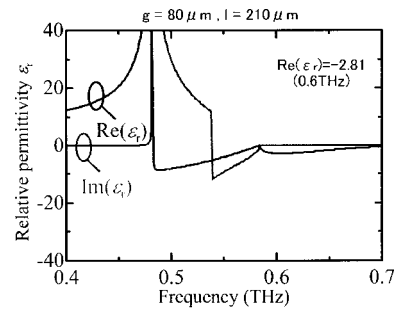
【 図 3 0 】



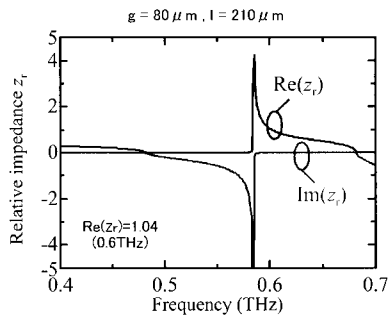
【 図 3 1 】



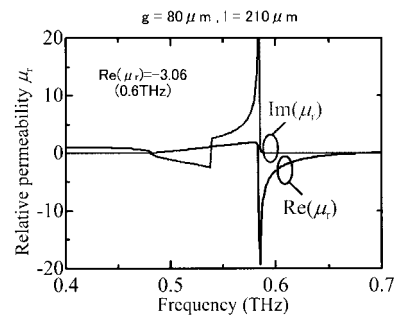
【 図 3 3 】



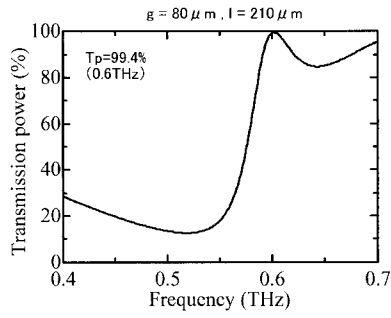
【 図 3 2 】



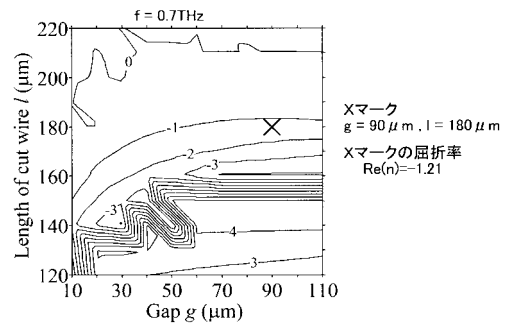
【 図 3 4 】



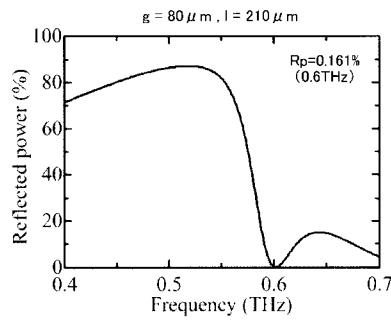
【 図 3 5 】



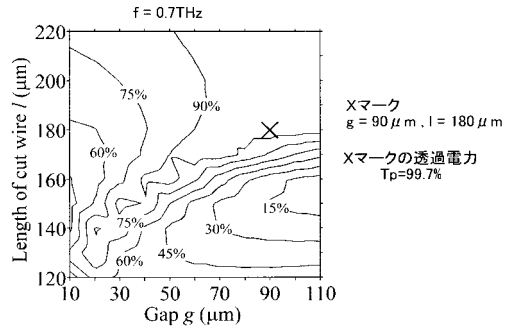
【 図 3 7 】



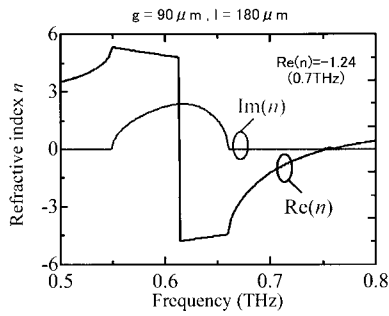
【 図 3 6 】



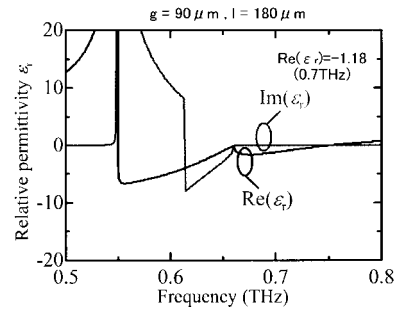
【 図 3 8 】



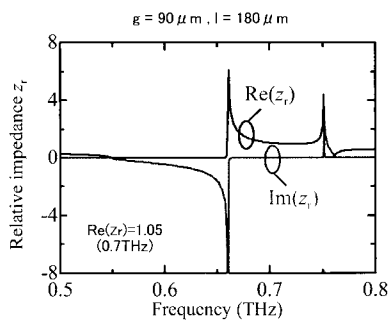
【 図 3 9 】



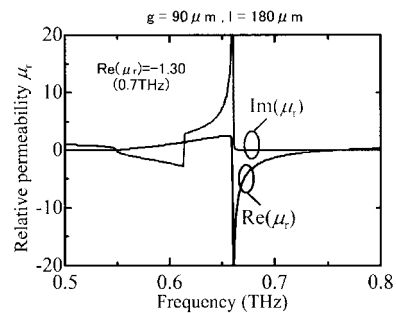
【 図 4 1 】



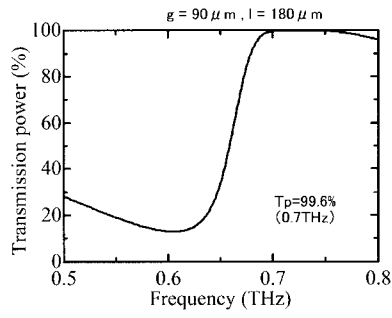
【 図 4 0 】



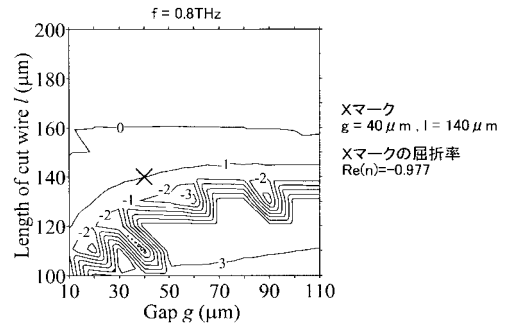
【 図 4 2 】



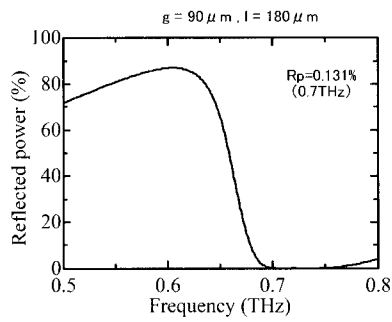
【 図 4 3 】



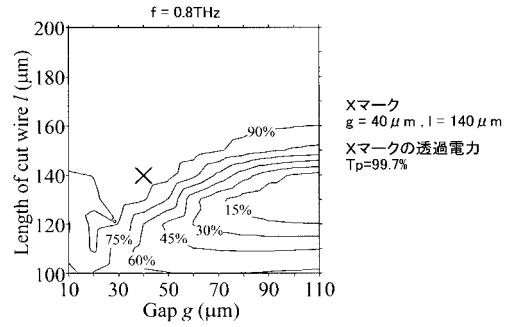
【 図 4 5 】



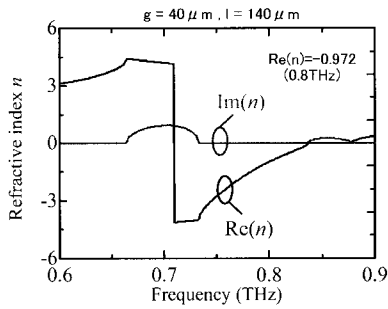
【 図 4 4 】



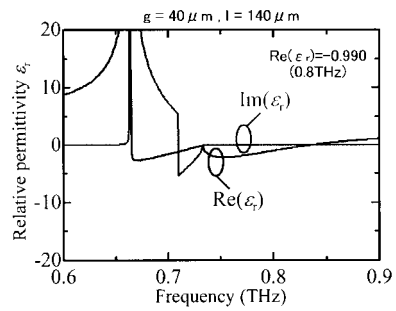
【 図 4 6 】



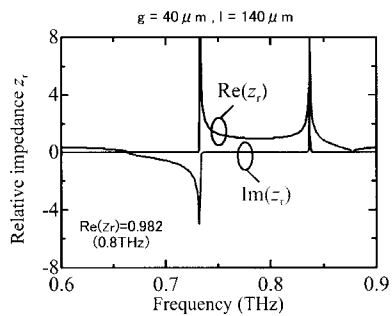
【 図 4 7 】



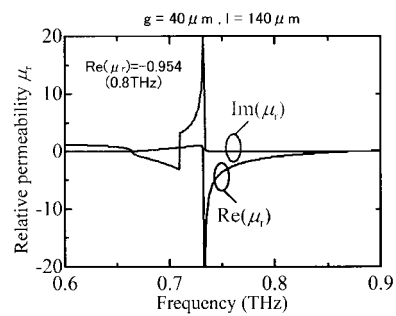
【 図 4 9 】



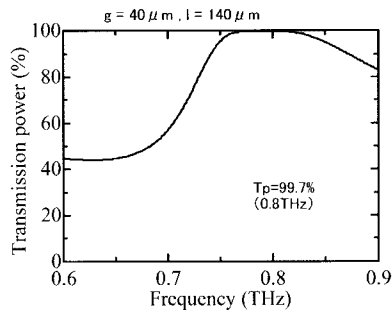
【 図 4 8 】



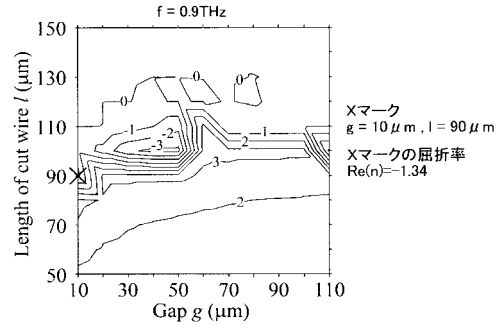
【 図 5 0 】



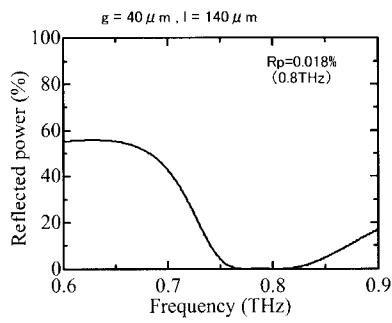
【 図 5 1 】



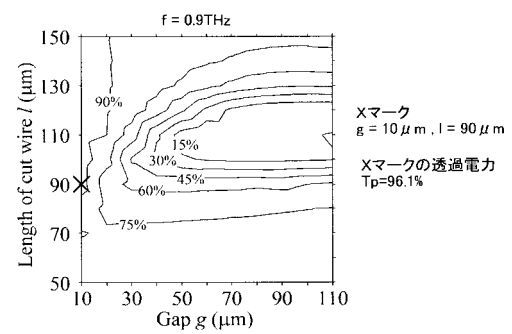
【 図 5 3 】



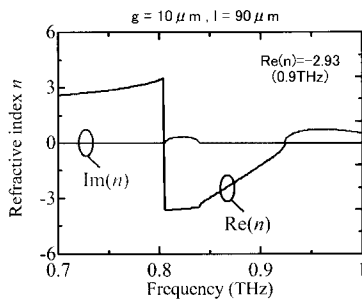
【 図 5 2 】



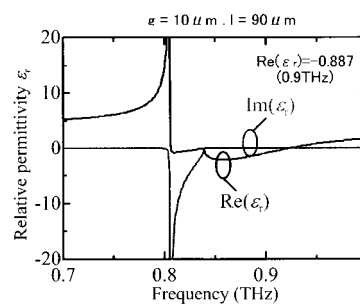
【 図 5 4 】



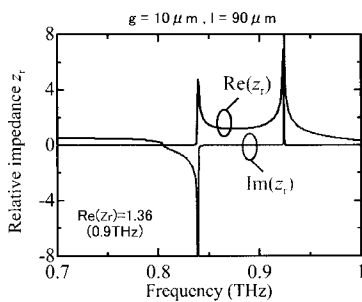
【 図 5 5 】



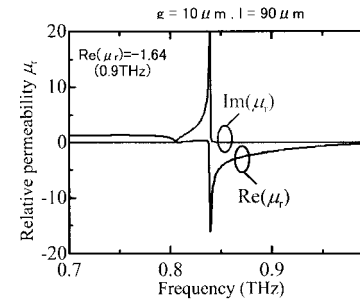
【 図 5 7 】



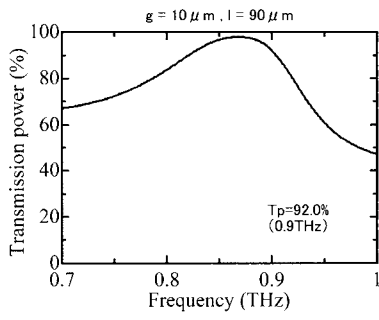
【 図 5 6 】



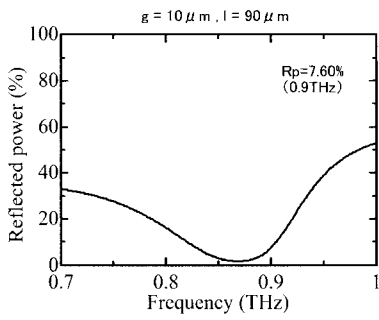
【 図 5 8 】



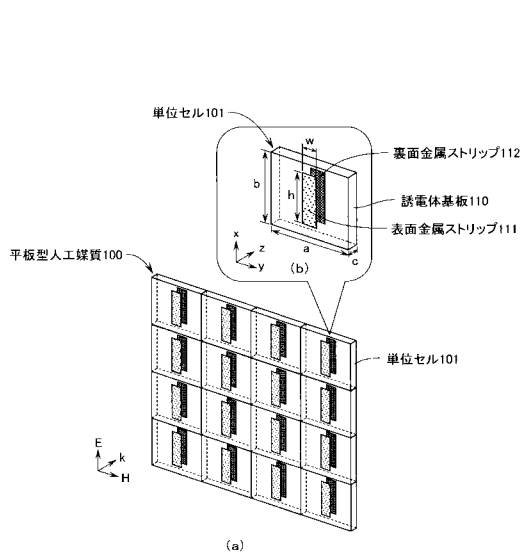
【 図 5 9 】



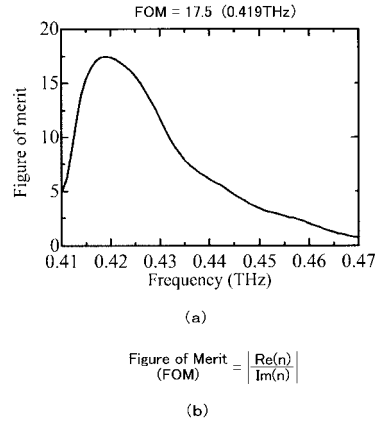
【 図 6 0 】



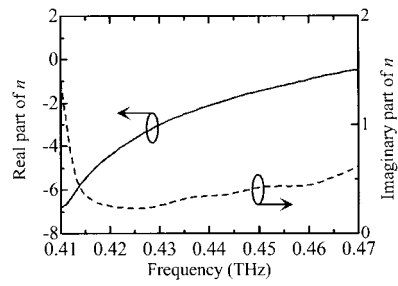
【 図 6 3 】



【 図 6 1 】



【 図 6 2 】



【 図 6 4 】

