

卒業論文

同軸線路を用いたCRLH線路に関する 研究

指導教官 新井 宏之 教授

平成18年3月15日提出

横浜国立大学 工学部 電子情報学科

0244904 林 承彬

要約

電子機器の小形化に伴い、電子部品の一層の小形化が求められている。しかし、無線機器の用いるアンテナは、空間を伝搬する電磁波の波長により大きさが決定されている。波長に対して小さなアンテナは、放射抵抗の減少、リアクタンス成分の増加という二つの大きな問題を抱える。通常は適切な整合回路をアンテナに付加することで、アンテナの整合をとる。しかし、こうしたアンテナの使用帯域は狭くなってしまいう問題点が出てくる。従って、広帯域にわたって小形アンテナの整合を取り、かつ、放射効率の低下をできるだけ抑えた整合線路の設計は研究の課題になっている。

本研究では、近年新たなデバイスとして注目されている左手 (LH) 系素子を着目した。電磁波伝搬する通常の線路は、線路に対して直列の L (インダクタンス) 成分と並列の C (キャパシタンス) 成分が逐次連なっているものである。これに対して、左手 (LH) 系では人工的にこの逆となる構造である直列の C と並列の L を作ることで、周波数特性が通常の右手 (RH) 系に対して逆の特性を実現できるとされている。LH 系は RH 系に対して周波数特性が逆の特性を示すので、小形アンテナの整合回路に応用可能であることが指摘されてきていた。人工的に LH 系を実現するには使用する波長に対して十分小さな構造を用いる必要がある。製作上の観点からプリント基板を用いた積層構造のものが中心として検討されている。しかし、構造が複雑であることから、実際に作成された例は少なく、製作されたものも誘電体基板での損失などの影響から、放射効率を公表しているものがほとんどないのが実情である

そこで、本研究では、損失が十分小さくできる同軸線路内に LH 系を構成することを提案する。同軸線路の内導体にギャップを設けて C 成分をつくり、内導体と外導体の間をポストで繋げて L を構成した。単位を縦列接続することで、LH 系線路を実現した。また、提案した LH 系線路の単位セルのパラメータを変化させ、解析ソフト HFSS を用いてシミュレーションを行い、その動作特性を確認した。本研究で提案した左手 (LH) 系線路は、0Hz から、1GHz の間、LH 系性質である β のマイナス特性も確認できた。この構造では、単位セルの長さと同軸線路の内導体半径が β に大きく影響するとわかった。また、単位セル長が 5 mm のとき、 $\beta/k_0 = -2$ に対応する周波数 $f = 1.18$ と一番良い結果が得られた。

目次

第1章	序論	1
第2章	右手/左手線路について	5
2.1	右手系線路	5
2.1.1	平面波伝搬の様子	5
2.1.2	マクスウェル方程式	6
2.1.3	分布定数線路	9
2.2	Sパラメータ	16
2.3	左手系線路	17
2.4	右手左手系複合線路	20
第3章	同軸線路を用いたCRLH線路	26
3.1	CRLH線路の構造	26
3.1.1	同軸線路の構造	26
3.1.2	提案するCRLH線路の構造	28
3.2	HFSSシミュレータについて	29
3.3	構造パラメータの検討	30
3.3.1	β の求め式	30
3.3.2	単位セル長さの検討	33
3.3.3	同軸線路の内径の検討	34
3.3.4	同軸線路のギャップ長の検討	35
3.3.5	同軸線路のポストの距離の検討	35
第4章	結論	37
	謝辞	38
	参考文献	39

第 1 章

序論

近年，移動通信は驚くべきスピードで発展している．その中，電磁波は情報伝送における情報の重要な担い手になる．近い将来，超高度情報化社会迎えるにあたり，その重要性はますます高くなることが予想される．ところが，情報の担い手である電磁波とその媒質である物質との関係は，今においては完全に確立されており，ある意味での飽和を迎えているといえる．超高度情報化社会の実現へ向けて，我々にはこの飽和を打開する必要がある，そのためには電磁波と物質の相互作用に対しての，より本質的な部分でのパラダイムシフトが必要となる．

そもそも，電磁波に対する物質の応答は，電場に対する応答を表す誘電率 (ϵ) と磁場に対する応答を表わす透磁率 (μ) によって決定される， $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ で定義される屈折率 (n) が実数となる物質中では電磁波は伝搬し，反対に n が虚数となるような物質中では電磁波は伝搬しない．我々の身の回りに存在する伝搬性の物質は ϵ と μ が共に正である．

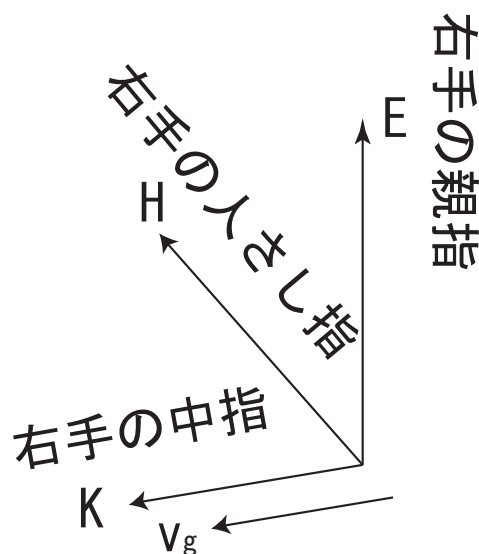


図 1.1: 右手系物質中を電磁波が伝搬する際の様子

その中に電磁波が伝搬する際に，図 1.1 示すように，右手の親指が電場 (E) の向き，人

さし指が磁場 (H) の向きとすると，中指の方向が波数ベクトル (k) の方向になる．このことから，このような物質は右手系物質 (Right-Handed Materials: RHMs) と呼ばれる．右手系物質には，波数ベクトル (k) の方向が群速度 (V_g) の方向と一致する．これに対し，左手系物質には，図 1.2 に示すように，左手の親指が電場 (E) の向き，人さし指が磁場 (H) の向きとした際に，中指が波数ベクトル (k) の方向になる，波数ベクトル (k) の方向と群速度 (V_g) の方向が逆になる．

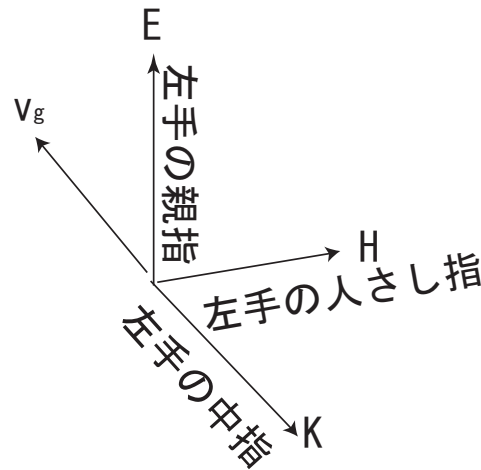


図 1.2: 左手系物質中を電磁波が伝搬する際の様子

こういう特性を持つ物質は，近年メタマテリアルとして注目されている．メタマテリアル (metamaterials) とは人工的に作られた特異な性質を持つ物質で，主に左手系物質を表現するときに使われている．

電磁波伝搬する通常の線路は，図 1.3 に示すように，線路に対して直列の L (インダクタンス) 成分と並列の C (キャパシタンス) 成分が逐次連なっているものである．

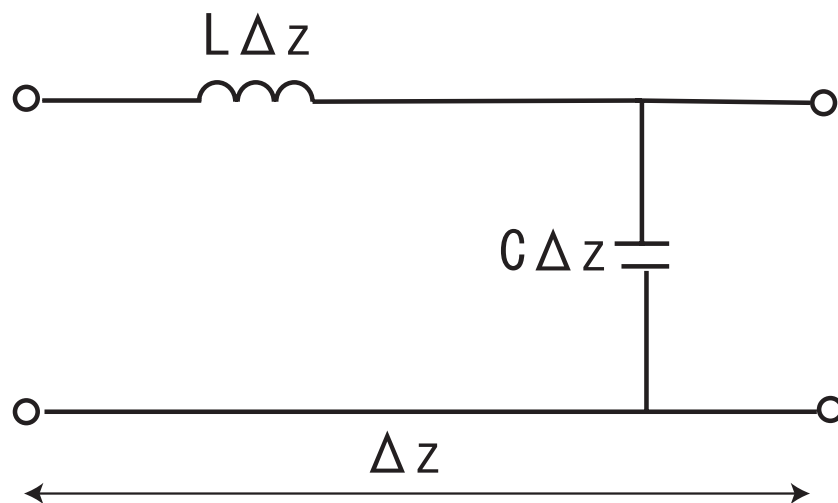


図 1.3: 右手線路の等価回路

これに対して，左手 (LH) 系では人工的にこの逆となる構造 (図 1.4 に示す) である直列の C と並列の L を作ることで，周波数特性が通常の右手 (RH) 系に対して逆の特性を実

現できるとされている．LH系はRH系に対して周波数特性が逆の特性を示すので，広角度にわたる指向性スキャンが可能な漏れ波構造のアンテナや，小形アンテナの整合回路に応用可能であることが指摘されてきていた．

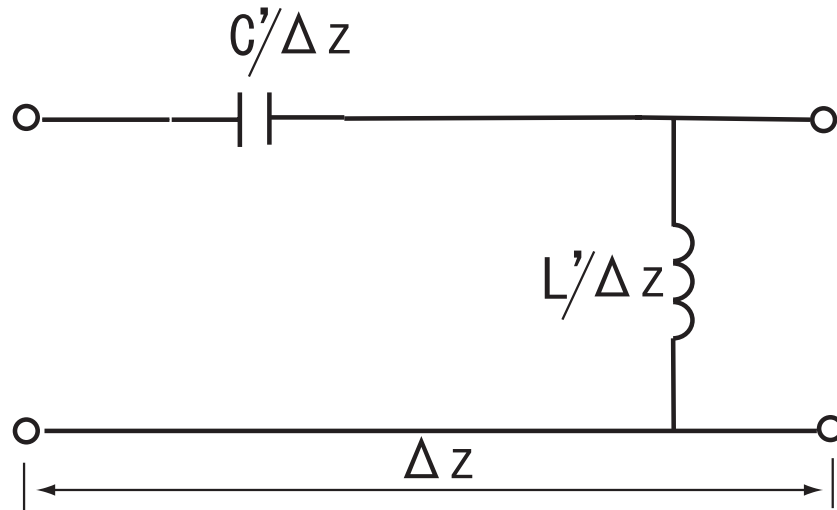


図 1.4: 左手線路の等価回路

一方，電子機器の小形化に伴い，電子部品の一層の小形化が求められている．しかし，無線機器の用いるアンテナは，空間を伝搬する電磁波の波長により大きさが決定されているので，小形化すると，アンテナ特性の狭帯域化，低放射効率化を伴い，アンテナ性能を維持したまま小形化することが困難であるとされてきている．

波長に対して小さなアンテナは，(1) 放射抵抗の減少，(2) リアクタンス成分の増加という二つの大きな問題を抱える．通常は適切な整合回路をアンテナに付加することで，アンテナの整合をとる．しかし，通常の整合回路で整合を取ったアンテナの使用帯域は狭くなってしまいう問題点が出てくる．従って，広帯域に小形アンテナの整合をとり，かつ，放射効率の低下をできるだけ抑えた整合回路の設計が課題となっている．

本研究では，近年新たなデバイスとして注目されている左手 (LH) 系素子を着目した．人工的に LH 系を実現するには使用する波長に対して十分小さな構造を用いる必要がある．製作上の観点からプリント基板を用いた積層構造のものが中心として検討されている．しかし，構造が複雑であることから，実際に作成された例は少なく，製作されたものも誘電体基板での損失などの影響から放射効率を公表しているものがほとんどないのが実情である LH 系が小形アンテナに適用できるかどうかを確認するためには，プリント基板で構成される LH 系ではなく，まず，損失が十分小さくできる全金属かつ閉構造のものを検討する必要がある．そこで，本研究では，LH 系を同軸線路内に構成する LH 系線路構造を提案する．図 1.5 に示すように，同軸線路の内導体に単位長当たりギャップをもつけ，内導体と外導体の間をポストをつなげ，それを単位セルとして，縦列接続

することより，LH系線路を実現した．

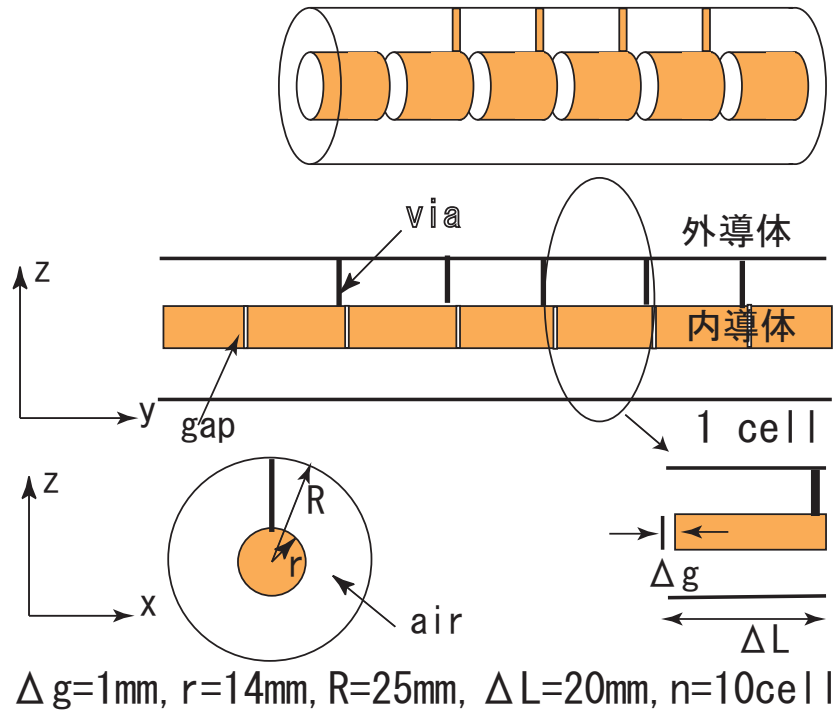


図 1.5: 提案する LH 系線路モデル

また，提案した LH 系線路の単位セルのパラメータを変化させ，解析ソフト HFSS を用いてシミュレーションを行い，その動作特性を確認する．

本論文の構成を簡単に示す．第 2 章では，通常の手線路理論から説明し，左手線路理論を述べる．第 3 章では，検討結果を述べる．第 4 章は，結論である．

第 2 章

右手/左手線路について

本章では，通常の右手系 (RH:Right-handed) 線路理論から解説し，左手系 (LH:Left-handed) 線路を説明する．最後に右手/左手系複合線路について述べる．

2.1 右手系線路

2.1.1 平面波伝搬の様子

電波は電界と磁界の相互作用により伝搬していくが，その様子は伝送線路の構造や周波数によって違ってくる．その様子をイメージすることは，やや難しいことである．簡単のため，もとも基本的な電波伝搬である平面波を取り上げる．一般に平面波とは，波の進行方向に垂直な面内に電磁界が振動し，その面内では位相および振幅が一様，すなわち振動のタイミングも大きさも揃っている波のことを指す．図 2.1 に，正弦振動の平面波が一方向に伝搬する場合（進行波）の電磁界分布を示す．伝搬方向を z 方向にとると，電界と磁界は $x-y$ 面内に存在し，それらは互いに直交する．図 2.1 では，電界の振動方向を x 方向，磁界を y 方向にとり，それぞれの成分を E_x および H_y とする． E_x と H_y の向きは，単に直交するだけでなく，図中に示す様に右ねじの法則にも従う．すなわち， E_x から H_y の向きに右ねじを回すと，その進む方向が波の進行方向に一致する，という法則が任意の点で成り立つ．

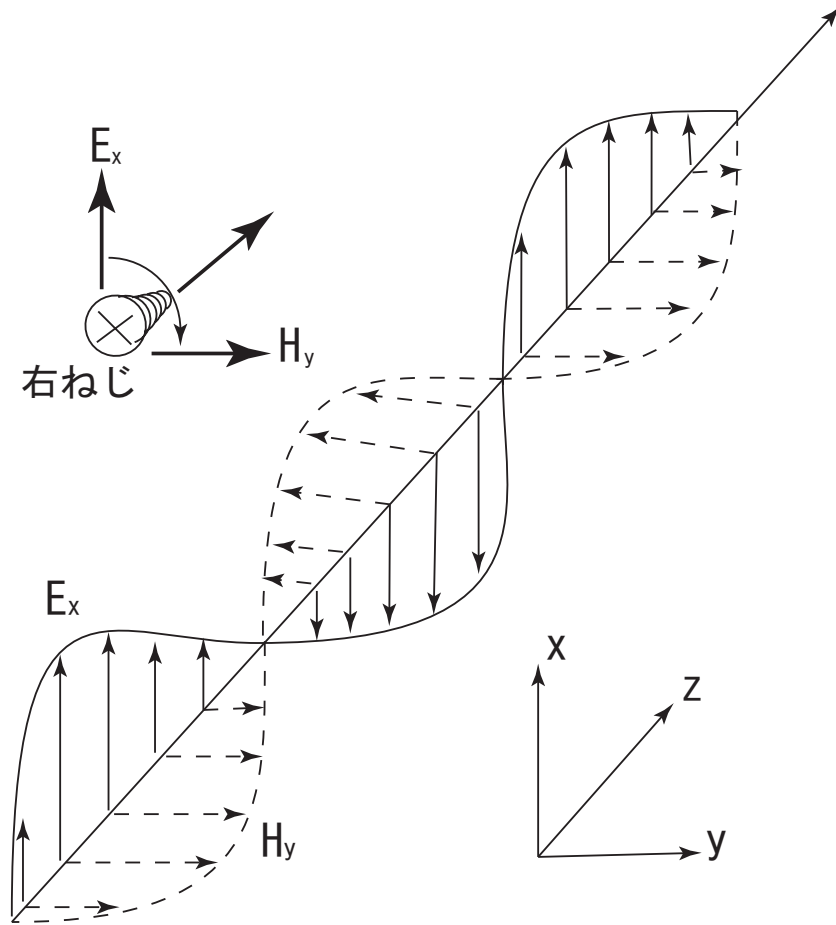


図 2.1: 平面波伝搬の様子

2.1.2 マクスウェル方程式

マクスウェル方程式は、「磁界が時間的に変化すると、それを妨げる様に周りに電磁界が生じる」というファラデーの誘導起電力の法則と、「電流の存在や電界の時間的な変化により、その周りに磁界が発生する。」というアンペール・マクスウェルの法則を、それぞれ数学的に記述したものであり、各種伝送線路内の電磁界を計算する際の基本になる。

均質等方性の媒質中を、正弦的に振動して伝搬する電磁界に対するマクスウェル方程式、

$$\nabla \times E = -j\omega\mu H \quad (2.1)$$

$$\nabla \times H = J + j\omega\epsilon E \quad (2.2)$$

と書ける。式の中の $j\omega$ は、時間微分 $\partial/\partial t$ の結果である。また、 μ 、 ϵ と J はそれぞれ、透磁率、誘電率と電流密度である。

つぎに、マクスウェルの方程式を用いて簡単な平面波伝搬について考察する。 $E = iE_x$ 、

$H = jH_y, \partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$ であることを注意すると，式(2.1)は，

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -j\omega\mu H_y \quad (2.3)$$

となる．すなわち，磁界 H_y が時間的に変化すると，その増加分/減少分に比例して，電界 E_x は z 方向と共に減少/増加すると理解できる．これを満足する一例として進行波の場合を図 2.2 図 2.3 に示す．

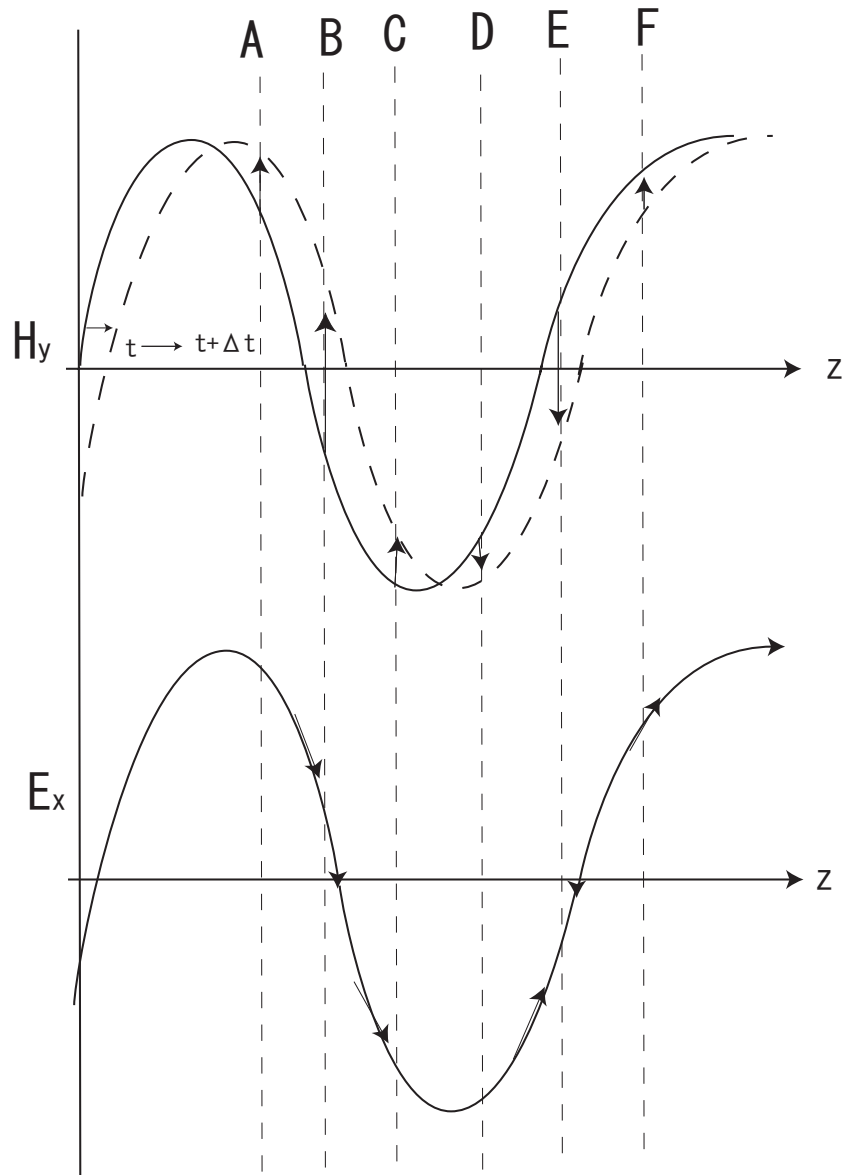


図 2.2: H_y の時間変化と E_x の空間分布

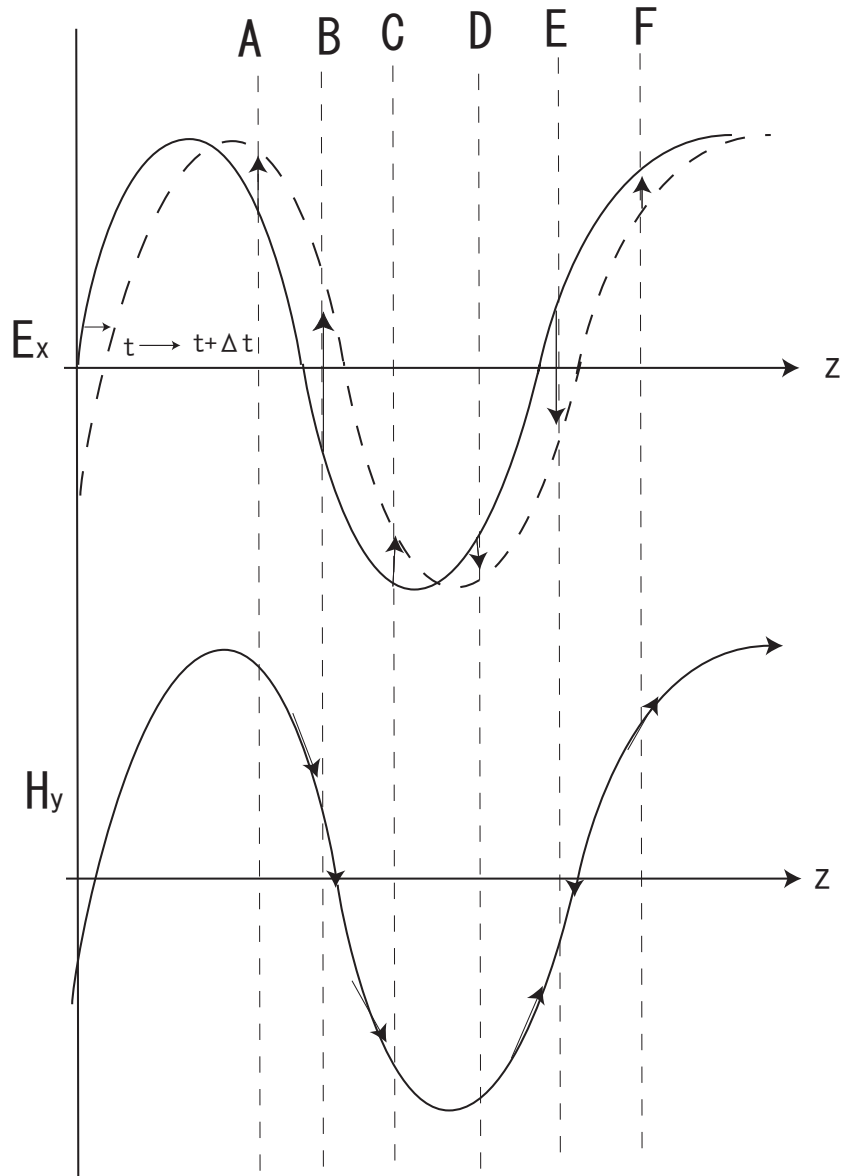


図 2.3: E_x の時間変化と H_y の空間分布

初期条件として E_x と H_y は同相であるとする．今，時刻 t において，図 2.2 上の実線で示されるような H_y の空間分布があったとする．これが，時刻 $t + \Delta t$ において，破線のように $+z$ 方向に進むとき，位置 A, B, C においては H_y は増加し，位置 D, E, F においては減少する．式 (2.3) によれば，その H_y の増加/減少分が， E_x の空間分布における $+z$ 方向の減少/増加分に相当するので， E_x は同図下の実線の様になる．要するに，図 2.2 下の実線で示される様に E_x が分布するとき，式 (2.3) を満足する様に H_y が z 方向に伝搬する．

式 (1.2) についても $J=0$ とおけば，式 (2.3) と同じ形になり，次式となる．

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = -j\omega\epsilon E_x \quad (2.4)$$

E_x と H_y が同相という初期条件下で，図 2.3 の状態，すなわち， H_y が z 方向に周期的に変化する分布をもち，同時に E_x が z 方向に伝搬する場合，式 (2.4) を満足する従って，電界の空間分布の変化により磁界が進み，同時に磁界の空間分布の変化により電界が進むと理解できる。

2.1.3 分布定数線路

分布定数線路の基礎方程式

電子部品の抵抗やインダクタやキャパシタで構成される集中定数回路では，それらの素子が空間の 1 点に集中し，かつ大きさがゼロであり，電圧と電流は時間のみの関数として解析している．これに対し，素子の大きさが信号の波長と比較して無視できない場合，すなわち空間的な大きさを考慮することが必要な電気回路を分布定数回路という。

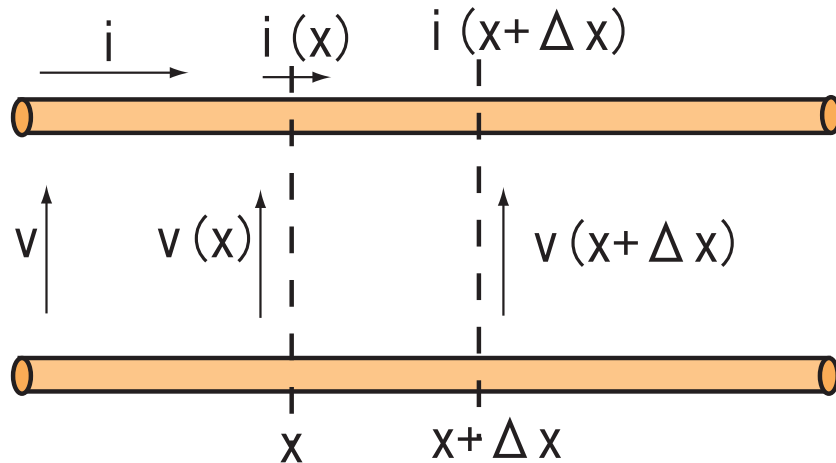


図 2.4: 分布定数線路

図 2.4 に示すような x 方向に均一に分布した伝送線路を考え，単位長当りの直列インダクタンス，直列抵抗，並列容量，並列コンダクタンスをそれぞれ L [H/m]， R [ω]， C [F/m]， G [s/m] とする．これらの回路定数は伝送線路の一次定数と呼ばれる．この伝送線路の微小空間 Δz に対する等価回路を図 2.5 に示す．

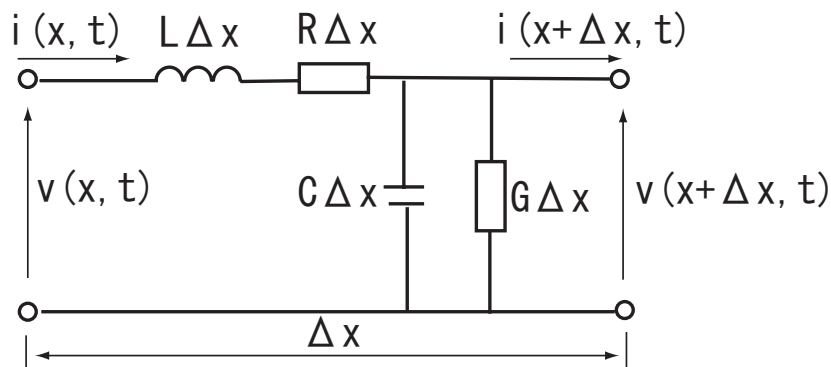


図 2.5: 微小空間の等価回路

ここに $v[V], i[A]$ はそれぞれ伝送線路上の電圧，電流であり， $t[s]$ は時間である．ここでは，一次定数が均一に分布した均一伝送線路を考えいるので， L, R, C, G は定数である．

図 2.5 の等価回路にキルヒホッフの法則を適用すると，

$$\begin{aligned} v(x, t) &= L \frac{\partial i(x, t)}{\partial t} \Delta x + Ri(x, t) \Delta x + v(x + \Delta x, t) \\ i(x, t) &= C \frac{\partial v(x, t)}{\partial t} \Delta x + Gv(x, t) \Delta x + i(x + \Delta x, t) \end{aligned} \quad (2.5)$$

が得られる．式 (2.5) の右辺の $v(x + \Delta x, t), i(x + \Delta x, t)$ が，微小な Δx にかんして

$$\begin{aligned} v(x + \Delta x, t) &= v(x, t) + \frac{\partial v(x, t)}{\partial x} \Delta x \\ i(x + \Delta x, t) &= i(x, t) + \frac{\partial i(x, t)}{\partial x} \Delta x \end{aligned} \quad (2.6)$$

と書けることに注意し，位置 x , 時刻 t における電圧 $v(x, t)$, 電流 $i(x, t)$ をそれぞれ v, i と略記すると，式 (2.5) は

$$\begin{aligned} -\frac{\partial v}{\partial x} &= L \frac{\partial i}{\partial t} + Ri \\ -\frac{\partial i}{\partial x} &= C \frac{\partial v}{\partial t} + Gv \end{aligned} \quad (2.7)$$

となる．これは電信方程式，あるいは伝送線路方程式と呼ばれる．いま，電圧，電流を $v = V \exp(j\omega t), i = I \exp(j\omega t)$ とおき ($|V|, |I|$ は波高値), これらを式 (2.7) に代入して，すべての項に共通に含まれる $\exp(j\omega t)$ を省略すると

$$\begin{aligned} -\frac{dV}{dx} &= (R + j\omega L)I = ZI \\ -\frac{dI}{dx} &= (G + j\omega C)V = YV \end{aligned} \quad (2.8)$$

のような周波数領域における伝送線路方程式が導かれる．ここに $Z[\Omega/m], Y[S/m]$ はそれぞれ単位長当りの分布直列インピーダンス，分布並列アドミタンスとよばれ

$$\begin{aligned} Z &= R + j\omega L \\ Y &= G + j\omega C \end{aligned} \quad (2.9)$$

で与えられる．式 (2.8) は，式 (2.7) 中の時間微分 $\partial/\partial t$ を $j\omega$ に置き換えた形になったおり，それだけ計算は簡単になが，実際の電圧，電流は V, I ではなく， $V \exp(j\omega t), I \exp(j\omega t)$ の実部である．式 (2.8) の伝送線路方程式から電流 I , あるいは電圧 V を消去すると

$$\begin{aligned} \frac{d^2 V}{dx^2} - ZYV &= 0 \\ \frac{d^2 I}{dx^2} - ZYI &= 0 \end{aligned} \quad (2.10)$$

が得られる．これはヘルムホルツ方程式とよばれ，この解は

$$V = Ae^{-\sqrt{ZY}x} + Be^{\sqrt{ZY}x} \quad (2.11)$$

$$I = Ce^{-\sqrt{ZY}x} + De^{\sqrt{ZY}x} \quad (2.12)$$

となる． A, B, C, D は，積分定数である．積分定数が4つもあるので，次の方法によって， C, D を A, B で表わして積分定数を減らす．まず式(2.11)を微分すると，

$$\frac{dV}{dx} = -A\sqrt{ZY}e^{-\sqrt{ZY}x} + B\sqrt{ZY}e^{\sqrt{ZY}x} \quad (2.13)$$

となる．次に式(2.12)に $-Z$ を掛けると，

$$-ZI = -ZCe^{-\sqrt{ZY}x} - ZDe^{\sqrt{ZY}x} \quad (2.14)$$

となるから，式(2.8)の関係から，式(2.13)と式(2.14)のそれぞれの右辺の係数を比較すると，

$$\begin{aligned} A\sqrt{ZY} &= ZC \\ B\sqrt{ZY} &= -ZD \end{aligned} \quad (2.15)$$

従って，

$$\begin{aligned} C &= \frac{A\sqrt{ZY}}{Z} = A\sqrt{\frac{Y}{Z}} \\ D &= -\frac{B\sqrt{ZY}}{Z} = -B\sqrt{\frac{Y}{Z}} \end{aligned} \quad (2.16)$$

となる．よって，式(2.11)と式(2.12)は，

$$\begin{aligned} V &= Ae^{-\sqrt{ZY}x} + Be^{\sqrt{ZY}x} \\ I &= \sqrt{\frac{Y}{Z}} (Ae^{-\sqrt{ZY}x} - Be^{\sqrt{ZY}x}) \end{aligned} \quad (2.17)$$

と表わせるが， Z と Y と \sqrt{xx} で表わすと式が複雑である．そこで，

$$\sqrt{ZY} = \gamma \quad (2.18)$$

とおき， $\sqrt{\frac{Y}{Z}}$ はアドミタンスを表わしているから，逆数をとって，

$$\sqrt{\frac{Z}{Y}} = Z_0 \quad (2.19)$$

とおくと，式(2.17)は次のように簡潔に表わせる．

$$\begin{aligned} V &= Ae^{-\gamma x} + Be^{\gamma x} \\ I &= \frac{1}{Z_0} (Ae^{-\gamma x} - Be^{\gamma x}) \end{aligned} \quad (2.20)$$

減衰定数・位相定数・伝搬定数

γ は複素数であるから， $\alpha + j\beta$ と表わせる．すると式 (2.18) より，

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} = \sqrt{ZY} \quad (2.21)$$

である．これから，

$$\begin{aligned} \alpha &= \sqrt{\frac{1}{2} \left\{ (RG - \omega^2 LC) + \sqrt{(R^2 + \omega^2 L^2)(G^2 + \omega^2 C^2)} \right\}} \quad [Np/m] \\ \beta &= \sqrt{\frac{1}{2} \left\{ -(RG - \omega^2 LC) + \sqrt{(R^2 + \omega^2 L^2)(G^2 + \omega^2 C^2)} \right\}} \quad [rad/m] \end{aligned} \quad (2.22)$$

となる．式 (2.20) の電圧方程式の第 1 項を α, β で書き表すと

$$V = Ae^{-\alpha x} e^{-j\beta x} \quad (2.23)$$

となる． A は $x = 0$ のときの送電端の入射波電圧を表す，振幅とも言える． $e^{-\alpha x}$ は x の増加につれて電圧が指数関数的に減衰することを表すから， α を減衰定数と呼ぶ． α は $x = 1$ すなわち，単位距離当たり，電圧 (電流，電力) が α [Np] 減衰することを意味する．また， $e^{-j\beta x}$ は x の増加につれて位相が遅れることを表すから， β を位相定数と呼ぶ． β は単位距離当たり，位相が β [rad] 回転することを意味する． γ は電圧や電流の伝搬する様子を表すことになるから， γ を伝搬定数と呼ぶ．また， β の周波数特性の概略を図 2.6 に示す．

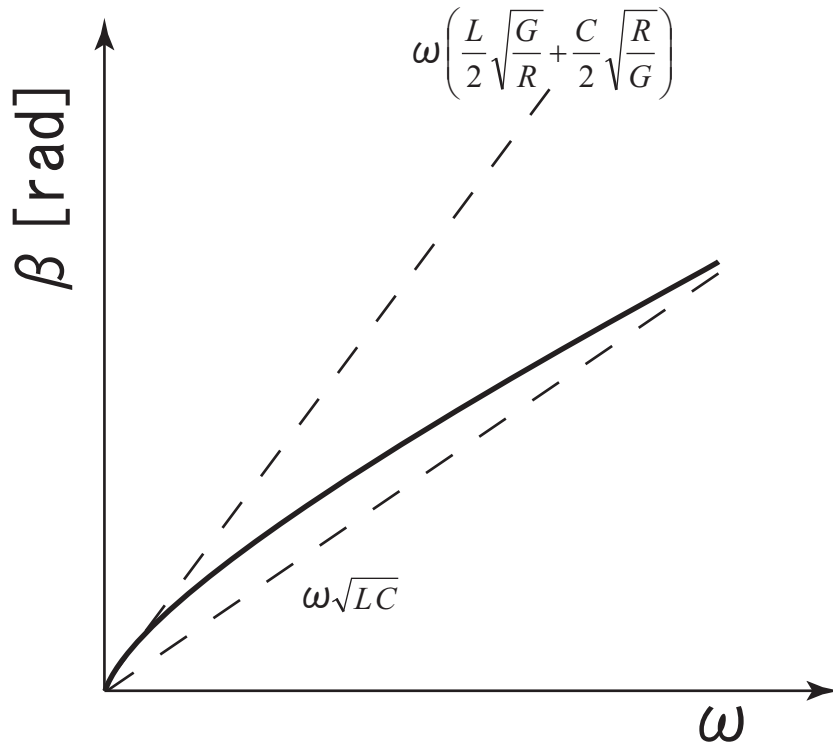


図 2.6: 位相定数 β の特性

位相速度・群速度

正弦波の信号が印加されたとき，線路に沿う電圧と電流は式 (2.20) と式 (2.21) から次の式で表される．

$$\begin{aligned}
 v &= Ae^{j\omega t - \alpha x} + Be^{j\omega t + \gamma x} \\
 &= Ae^{-\alpha x + j(\omega t - \beta x)} + Be^{\alpha x + j(\omega t + \beta x)} \\
 i &= \frac{1}{Z_0}(Ae^{j\omega t - \gamma x} - Be^{j\omega t + \gamma x}) \\
 &= \frac{1}{Z_0}(Ae^{-\alpha x + j(\omega t - \beta x)} - Be^{\alpha x + j(\omega t + \beta x)})
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

ここでは，この第1項だけを取り上げる．いま時間 t_1 での電圧 v と電流 i の瞬時値を図 2.7 に示す．この時間から dt だけ経過したとき，点 P での電圧が dx だけ進み点 Q に進んだと仮定する．

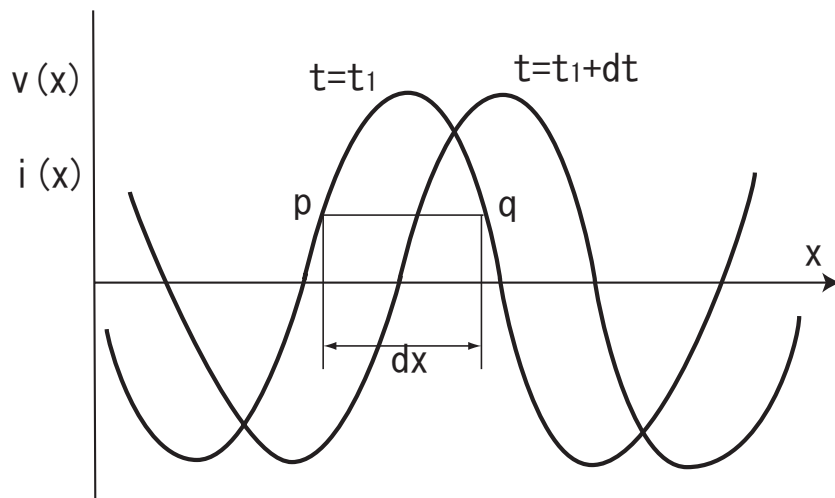


図 2.7: 電圧と電流の伝搬

ここで $e^{j(\omega t - \beta x)}$ の実部は $\cos(\omega t - \beta x)$ であるから，点 p での電圧 v_p と点 q での電圧 v_q は

$$\begin{aligned}
 v_p &= v(x, t) = \cos(\omega t - \beta x) \\
 v_q &= v(x + dx, t + dt) = \cos\{\omega(t + dt) - \beta(x + dx)\}
 \end{aligned}$$

であり，これが等しいためには $\omega t - \beta x = \omega(t + dt) - \beta(x + dx)$ が成り立つ必要がある．このときの電圧と電流の伝搬速度 v_0 は次の式 (2.24) で表される．

$$v_0 = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{\beta} \tag{2.25}$$

この v_0 を伝搬速度，または同じ位相の点が伝わる速さという意味で位相速度と呼ぶ。

次に群速度について説明する．振動数がわずかに異なる波が重なると、振幅が時間的にも空間的にも周期的に変化する。この現象を「うなり」という。最初に周波数の接近した二つの正弦波からなるうなりの伝搬について考える。

いま角周波数 ω と、これと微小角周波数 $\Delta\omega$ だけ離れた角周波数 $\omega + \Delta\omega$ の、二つの正弦波が、 x の正方向に伝搬しているものとする．角周波数 ω における線路の位相定数を β 、角周波数 $\omega + \Delta\omega$ における線路の位相定数を $\beta + \Delta\beta$ とする．簡単のため振幅は等しいものとし、二つの波を

$$\begin{aligned} v_1 &= \cos(\omega t - \beta x) \\ v_2 &= \cos\{(\omega + \Delta\omega)t - (\beta + \Delta\beta)x\} \end{aligned} \quad (2.26)$$

とおき、この二つの波を合成すると

$$\begin{aligned} v &= v_1 + v_2 \\ &= 2\cos\frac{1}{2}\{(\Delta\omega)t - (\Delta\beta)x\}\cos\left\{\left(\omega + \frac{\Delta\omega}{2}\right)t - \left(\beta + \frac{\Delta\beta}{2}\right)x\right\} \end{aligned} \quad (2.27)$$

となる。

式 (2.27) は、図 2.8 に示すような、包絡線が角周波数 $\Delta\omega/2$ で変化する角周波数 $\omega + (\Delta\omega/2)$ のうなりを表している。

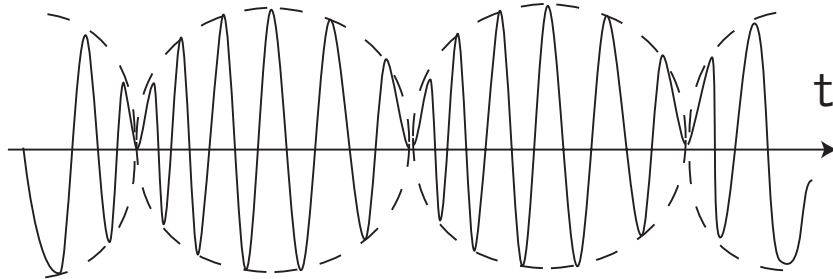


図 2.8: うなりの波形

式 (2.27) からこの包絡線は伝搬速度

$$v_g = \Delta\omega / \Delta\beta \quad (2.28)$$

で伝搬することがわかる．式 (2.28) の極限をとった

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} \quad (2.29)$$

を群速度という。

この場合、伝搬波に相当する角周波数 $\omega + (\Delta\omega/2)$ の波は、その周波数に対応する位相速度

$$v_p = \frac{\omega + (\Delta\omega/2)}{\beta + (\Delta\beta/e)} \approx \frac{\omega}{\beta} \quad (2.30)$$

で伝搬する。

無損失線路

伝送線路が無損失の場合， $R=0, G=0$ となる．図 2.5 は下の図に直せる．

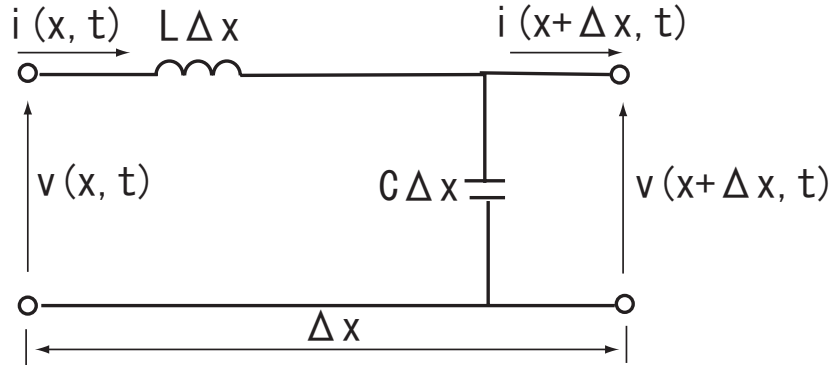


図 2.9: 無損失線路の微小空間の等価回路

このとき，伝送線路方程式，式 (2.7) は下の式に書ける

$$\begin{aligned} -\frac{\partial v}{\partial x} &= L \frac{\partial i}{\partial t} \\ -\frac{\partial i}{\partial x} &= C \frac{\partial v}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.31)$$

式 (2.31) から電流 i ，あるいは電圧 v を消去すると

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - LC \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= 0 \\ \frac{\partial^2 i}{\partial z^2} - LC \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} &= 0 \end{aligned} \quad (2.32)$$

が得られる．これらは波動方程式と呼ばれる．

また，このとき，減衰定数 α ，位相定数 β ，位相速度 $v_p = \omega/\beta$ は，

$$\alpha = 0 \quad (2.33)$$

$$\beta = \omega \sqrt{LC} \quad (2.34)$$

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (2.35)$$

となる．また，無損失伝送線路での， β の周波数特性の概略を図 2.10 に示す．

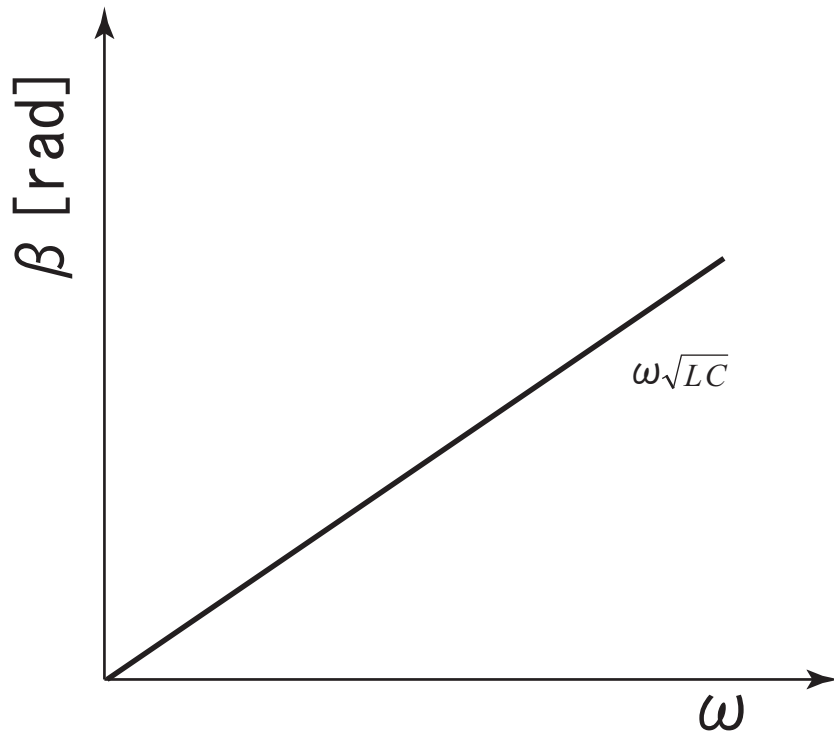


図 2.10: 無損失伝送線路での位相定数 β の特性

2.2 Sパラメータ

一般の低周波回路では，回路の特性を現すために， Z (インピーダンス) パラメータ， Y (アドミッタンス) パラメータ， h (ハイブリッド) パラメータなどが用いられているが，これらは，電圧と電流で回路の特性を測定し評価するものである．高周波では，低周波のように電圧や電流を測定することが困難であるため，電圧や電流に変わる別な量で測定し評価する必要がある．高周波領域でも安定して正確に測定できる量は電力であるので，電力を用いた関係が利用されている．回路の入力電力と，回路の出力電力を関係つけると，回路網をブラック・ボックスとして取り扱うことができ，この関係は S (散乱) パラメータを用いて表現される．

図 2.10 に示されるように， S 行列とは， a_n と b_n の関係を定義したもので， a_1 を入力入射電圧， b_1 を入力反射電圧， a_2 を出力電圧， b_2 を出力反射電圧として次式で示される．

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (2.36)$$

ここで， S 行列の各パラメータは，

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} \quad \text{ただし } a_2 = 0$$

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} \text{ ただし } a_2 = 0$$

$$S_{12} = \frac{b_1}{a_2} \text{ ただし } a_1 = 0$$

$$S_{22} = \frac{b_2}{a_2} \text{ ただし } a_1 = 0$$

で表わされる。

S_{11} はポート 2 を Z_0 で終端して、ポート 1 に波を入力したときに反射して戻ってくる割合、つまり反射係数を表わす。

S_{21} はポート 2 を Z_0 で終端して、ポート 1 に波を入力したときにポート 2 に伝達される割合、つまり順方向の伝達係数を表わす。

S_{12} は S_{21} の逆で、逆方向の伝達係数を表わす。 S_{22} はポート 2 の反射係数を表わす。

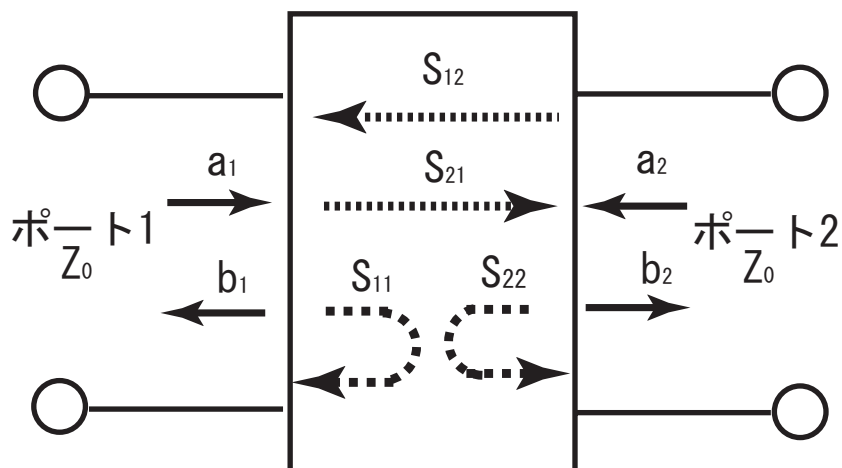


図 2.11: 2ポート回路

2.3 左手系線路

左手物質は伝送線路理論により提案されたものである。左手系線路の微小空間の等価回路は、図 2.12 に示されている。

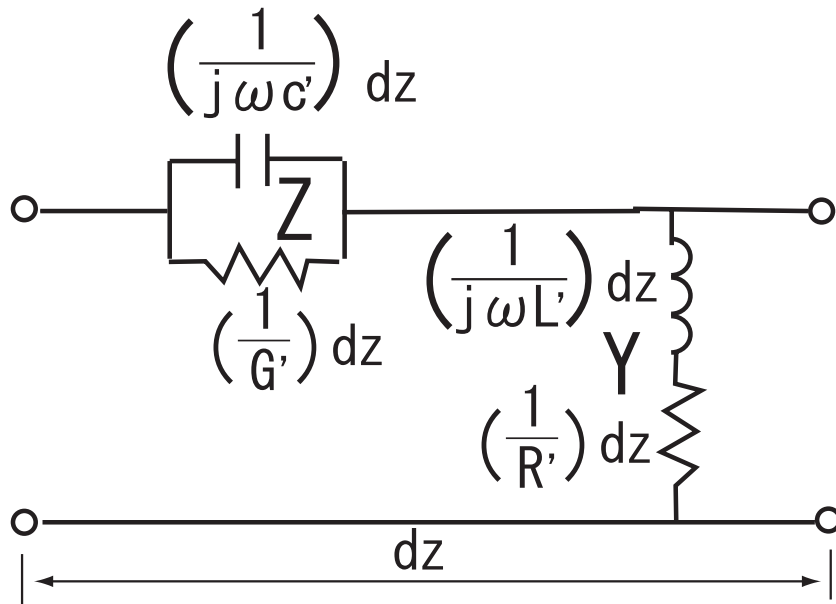


図 2.12: 左手系線路の微小空間の等価回路

この左手系の等価回路は，従来の右手系等価回路中のインダクタンス/キャパシタンスの位置を交換して，得られるものである．右手系線路は低域通過特性を持つことに対し，左手系線路は高域通過特性を持つ．この等価回路の単位長当たりの直列インピーダンス Z' ，と並列アドミタンス Y' はそれぞれ，以下の式で表している．

$$Z' = \frac{Z}{dz} = \frac{1}{(G' + j\omega C')} \quad (2.37)$$

$$Y' = \frac{Y}{dz} = \frac{1}{(R' + j\omega L')} \quad (2.38)$$

従って，伝送線路理論より，伝搬定数 γ は下の式からなる

$$\begin{aligned} \gamma(\omega) &= \alpha(\omega) + j\beta(\omega) = \sqrt{Z'Y'} \\ &= \sqrt{(G' + j\omega C')^{-1}(R' + j\omega L')^{-1}} \end{aligned} \quad (2.39)$$

上の式 (2.39) より，減衰定数 α ，位相定数 β はそれぞれ，下の式になる．

$$\alpha(\omega) = \frac{\sqrt{\frac{1}{2}[\sqrt{(R'G' - \omega^2 L'C')^2 + \omega^2(L'G' + R'C')^2} + (R'G' - \omega^2 L'C')]}{\sqrt{(R'G' - \omega^2 L'C')^2 + \omega^2(L'G' + R'C')^2}} \quad (2.40)$$

$$\beta(\omega) = -\frac{\sqrt{\frac{1}{2}[\sqrt{(R'G' - \omega^2 L'C')^2 + \omega^2(L'G' + R'C')^2} - (R'G' - \omega^2 L'C')]}{\sqrt{(R'G' - \omega^2 L'C')^2 + \omega^2(L'G' + R'C')^2}} \quad (2.41)$$

また，左手系線路が無損失の場合， $(G' = R' = 0)$ ，図 2.12 は図 2.13 になる．

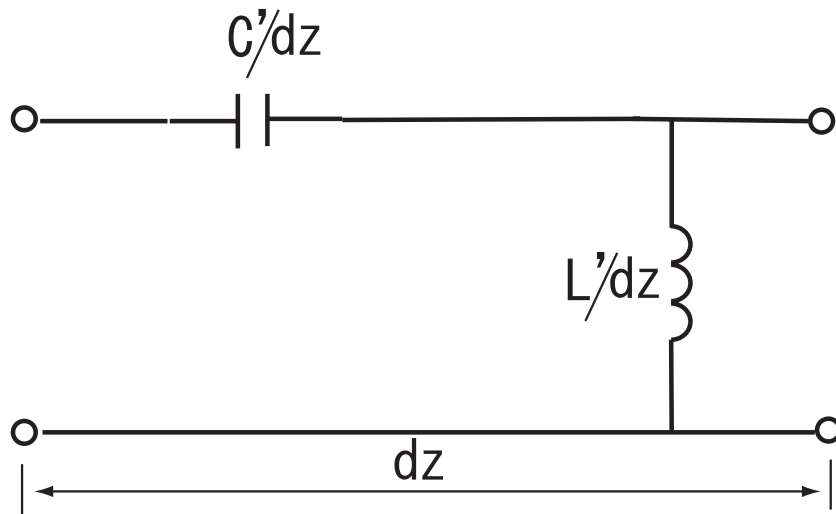


図 2.13: 無損失左手系線路の微小空間の等価回路

このとき，線路の損失定数 $\alpha = 0$ で，位相定数 β は下の式で表している．

$$\beta(\omega) = -\frac{1}{\omega\sqrt{L'C'}} \quad (2.42)$$

β の周波数特性の概略を図 2.14 に示している．

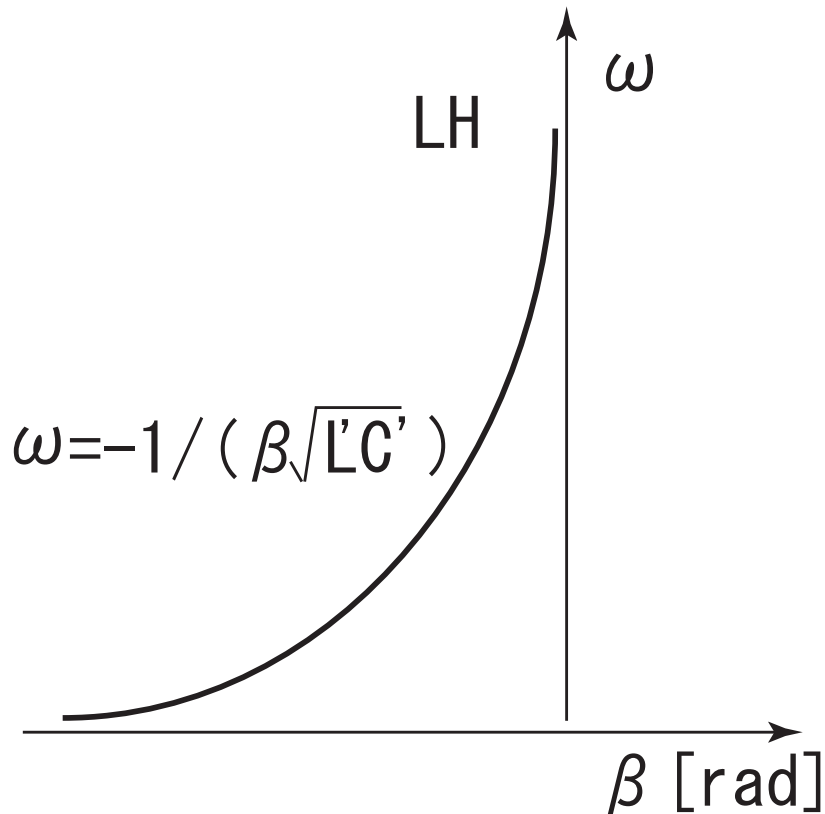


図 2.14: 無損失左手系線路の β 特性

また，位相速度と群速度は，それぞれ，下の式で表している．

$$v_p = -\omega^2\sqrt{L'C'} \quad , \quad v_g = +\omega^2\sqrt{L'C'} \quad (2.43)$$

2.4 右手左手系複合線路

現実的には純粋な左手系線路は存在しない．なぜなら，もし，たとえ線路中の直列のキャパシタンスと並列のインダクタンスをしか加えなくても，線路中に寄生する直列のインダクタンスと並列のキャパシタンスは作用し，周波数が高くなるにつれて，それらの影響が大きくなる．従って，右手系線路と左手系線路を組み合わせると，得られた右手左手系複合線路 (CRLH-TL) は最も一般的なメタ物質 (Metamaterials) 構造を表わします．その等価回路図は図 2.15 の (c) に示している．また，図 2.15 の (a),(b) はそれぞれ，右手系線路，左手系線路の等価図である．

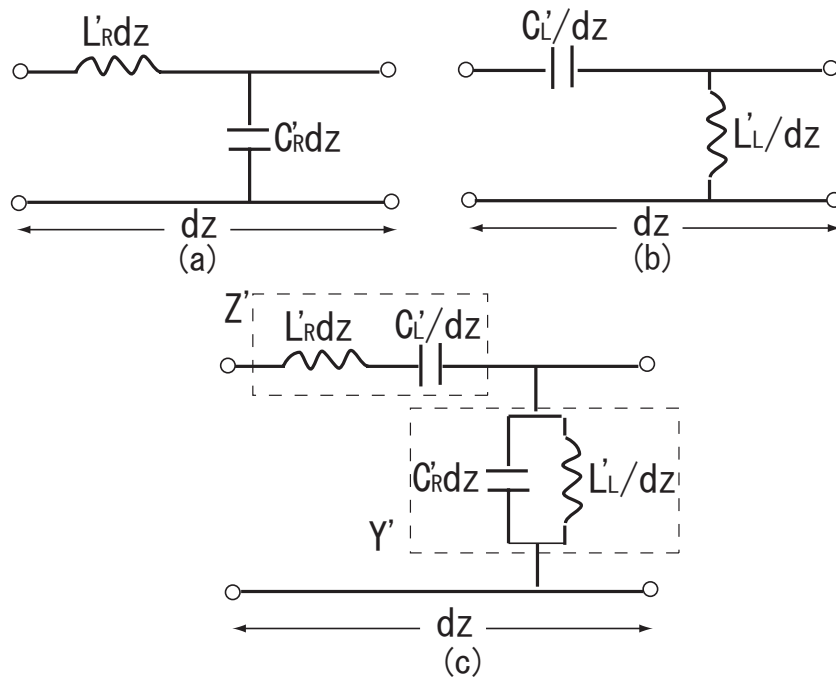


図 2.15: 各線路の等価回路.(a) 右手系線路 . (b) 左手系線路 . (c) 右左手系複合線路

図 2.15 の (c) に示すように，CRLH-TL は単位セル長当たりインピーダンス $Z'(\Omega/m)$ ，と単位セル長当たりアドミタンス $Y'(S/m)$ に構成されている．また，インピーダンス $Z'(\Omega/m)$ は右手系線路の単位セル長当たりインダクタンス L'_R と左手系線路の単位セル長当たりキャパシタンス C'_L を直列連結して得られたものである．アドミタンス $Y'(S/m)$ は右手系線路の単位セル当たりキャパシタンス C'_R と左手系線路の単位セル長当たりインダクタンス L'_L を並列連結して得られたものである．

この線路の伝搬定数 γ は， $\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{Z'Y'}$ となる，したがって，伝送線路理論より，この線路のインピーダンス Z' とアドミタンス Y' は下の式で表している．

$$\begin{aligned} Z'(\omega) &= j\left(\omega L'_R - \frac{1}{\omega C'_L}\right) \\ Y'(\omega) &= j\left(\omega C'_R - \frac{1}{\omega L'_L}\right) \end{aligned} \quad (2.44)$$

もし、この複合線路中の左手系線路部分のイミッタンスがゼロであれば、すなわち、 $Z'_L = -j/(\omega C'_L) = 0$ 、(あるいは、 $C'_L = \infty$)、 $Y'_L = -j/(\omega L'_L) = 0$ 、(あるいは、 $L'_L = \infty$)であるなら、この複合線路は右手線路になり、その部分のイミッタンスはそれぞれ $Z'_R = j\omega L'_R$ 、 $Y'_R = j\omega C'_R$ 、となる、その等価図は図 2.15 の (a) である。同じように、この複合線路中の右手系線路部分のイミッタンスがゼロであれば、すなわち $L'_R = 0$ 、 $C'_R = 0$ 、この複合線路は左手系線路になる。

従って、極限条件を考えると、右左手系複合線路の特性を予測できる。周波数が低いとき ($\omega \rightarrow 0$)、 $Z'_R \rightarrow 0$ 、 $Y'_R \rightarrow 0$ 、CRLH-TL は左手系線路の特性を持つ ($L'_R = C'_R = 0$)。同じように、高周域 ($\omega \rightarrow \infty$) では、 $Z'_L \rightarrow 0$ 、 $Y'_L \rightarrow 0$ 、CRLH-TL は右手系線路の特性を持つ ($Z'_L = C'_L = 0$)。全周波数帯域では、CRLH-TL の特性は、この線路に組み合わせした右手/左手系線路の特性に決定される。

CRLH-TL の特性を正確に把握するため、図 2.15(c) に、一般化された回路方程式を用いて解くと、次式のようになる ..

$$\begin{aligned}\frac{dV}{dz} &= -Z'I = -j\omega\left(L'_R - \frac{1}{\omega^2 C'_L}\right)I \\ \frac{dI}{dz} &= -Y'V = -j\omega\left(C'_R - \frac{1}{\omega^2 L'_L}\right)V\end{aligned}\quad (2.45)$$

上式 (2.45) の中の V と I は、それぞれ、この線路の長さに依存する ($V = V(z)$ 、 $I = I(z)$) 電圧、電流である。式 (2.45) を解くと、下の V と I に関する方程式は下のようになる。

$$\begin{aligned}\frac{d^2V}{dz^2} - \gamma^2 &= 0 \\ \frac{d^2I}{dz^2} - \gamma^2 &= 0\end{aligned}\quad (2.46)$$

$\gamma(1/m)$ は伝搬定数で、 Z' と Y' で表すと、下の式になる。

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{Z'Y'}\quad (2.47)$$

$+z$ と $-z$ 方向に伝搬する波はそれぞれ、係数 $e^{-\gamma z}$ と係数 $e^{+\gamma z}$ を対応する。そうすると、式 (2.46) 電圧と電流の解はそれぞれ式 (2.47) 式 (2.48) で表している。

$$V(z) = V_0^+ e^{-\gamma z} + V_0^- e^{+\gamma z}\quad (2.48)$$

$$\begin{aligned}I(z) &= I_0^+ e^{-\gamma z} + I_0^- e^{+\gamma z} \\ &= \frac{\gamma}{Z'}(V_0^+ e^{-\gamma z} - V_0^- e^{+\gamma z})\end{aligned}\quad (2.49)$$

この線路の特性インピータンスは $Z_c = V_0^+/I_0^+ = -V_0^-/I_0^-$ である。また、式 (2.47) と式 (2.49) より、 Z_c は下の式になる。

$$Z_c = R_c + jX_c = \frac{Z'}{\gamma} = \sqrt{\frac{Z'}{Y'}} = Z_c(\omega)\quad (2.50)$$

説明を簡単にするために，次のように変数を導入する．

$$\omega_{R'} = \frac{1}{\sqrt{L_R' C_R'}} \quad (2.51)$$

$$\omega_{L'} = \frac{1}{\sqrt{L_L' C_L'}} \quad (2.52)$$

$$k = L_R' C_L' + L_L' C_R' \quad (2.53)$$

また，直列 (series) 共振角周波数と並列 (shunt) 共振角周波数は，それぞれ

$$\omega_{se} = \frac{1}{\sqrt{L_R' C_L'}} \quad (2.54)$$

$$\omega_{sh} = \frac{1}{\sqrt{L_L' C_R'}} \quad (2.55)$$

である．式 (2.44) を式 (2.47) に代入し，式 (2.51), 式 (2.52), 式 (2.53) を使うと，伝送定数が下の式で表せる．

$$\gamma = \alpha + j\beta = js(\omega) \sqrt{\left(\frac{\omega}{\omega_{R'}}\right)^2 + \left(\frac{\omega_{L'}}{\omega}\right)^2 - k\omega_{L'}^2} \quad (2.56)$$

ただし， $s(\omega)$ は，下の式に定義されている．

$$s(\omega) = \begin{cases} -1 & \text{if } \omega < \min(\omega_{se}, \omega_{sh}) \quad LH \text{ range} \\ +1 & \text{if } \omega > \min(\omega_{se}, \omega_{sh}) \quad RH \text{ range} \end{cases} \quad (2.57)$$

式 2.56 のマイナス符号を注目すべきである．無損失の CRLH-TL にしても，その伝送定数 γ は必ず純虚数 ($\gamma = j\beta$, パスバンド) ではなく，ある帯域では，実数になる場合 ($\gamma = \alpha$, ストップバンド) もある．

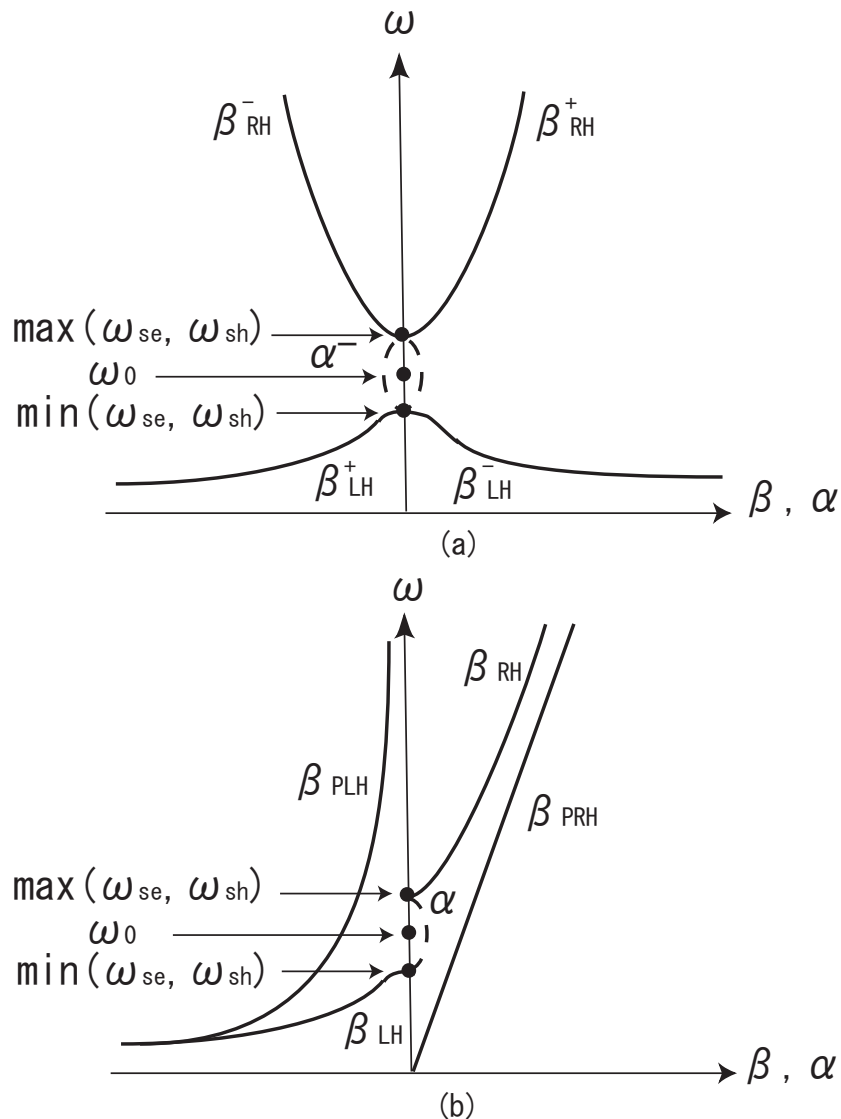


図 2.16: 式 (2.57) による CRLH-TL の分散/減衰線図, "RH", "LH" はそれぞれ右手系, 左手系周波数枝を指す. (a) はエネルギーが $+z$ と $-z$ の方向に伝搬する場合, (b) はエネルギーが $+z$ 方向に伝搬する場合, CRLH, PLH, PRH の比較

式 (2.57) により, CRLH の分散/減衰関係は図 2.16 になる, 図 2.16 の (a) は, エネルギーが $+z$ と $-z$ の方向に伝搬する場合, CRLH の分散/減衰の曲線を表したものである. 図 2.16 の (b) はエネルギーが $+z$ 方向に伝搬する場合, CRLH, PLH, PRH の分散/減衰の曲線の比較を表したものである. また, 図 2.16 の (b) は, CRLH 分散曲線が低周波数帯域と高周波数帯域では, それぞれ, どのように, LH 分散曲線と RH 分散曲線に接近する様子も表している. 図 2.16 では CRLH のギャップも存在する. このギャップは違う直列/並列共振角周波数 (ω_{se}, ω_{sh}) によるものである. ギャップが存在するとき, この CRLH を unbalanced という.

また，最大減衰角周波数 (the maximum attenuation) ω_0 は，伝搬定数 (式 (2.56)) の導関数であると定義されている．

$$\frac{d\gamma}{d\omega} = js(\omega) \frac{\omega/\omega'_R{}^2 - \omega'_L{}^2/\omega^3}{\sqrt{(\omega/\omega'_R)^2 + (\omega'_L/\omega)^2 - k\omega'_L{}^2}} = 0 \quad (2.58)$$

従って，

$$\omega_0 = \sqrt{\omega'_R\omega'_L} = \frac{1}{\sqrt[4]{L'_R C'_R L'_L C'_L}} \quad (2.59)$$

式 (2.44), 式 (2.47), 式 (2.54), 式 (2.55) を利用すると，CRLH の特性インピーダンス Z_c は，下の式で表せる．

$$Z_c = Z_L \sqrt{\frac{(\omega/\omega_{se})^2 - 1}{(\omega/\omega_{sh})^2 - 1}} \quad (2.60)$$

Z_L は PLH の特性インピーダンスで，下の式に表している

$$Z_L = \sqrt{\frac{L'_L}{C'_L}} \quad (2.61)$$

次に，PRH の特性インピーダンス Z_R について述べる． Z_R は下の式に示す．

$$Z_R = \sqrt{\frac{L'_R}{C'_R}} \quad (2.62)$$

式 (2.60) を見ると，特性インピーダンス Z_c は， $\omega = \omega_{se}$ と $\omega = \omega_{sh}$ のとき，それぞれ，ゼロと無限大である．式で表すと

$$\begin{aligned} Z_c(\omega = \omega_{se}) &= 0 \\ Z_c(\omega = \omega_{sh}) &= \infty \end{aligned} \quad (2.63)$$

になる．CRLH の特性インピーダンスの様子は，図 2.17 に示している．式 (2.16) で表現したように，ギャップのところ ($\min[\omega_{se}, \omega_{sh}]$ と $\max[\omega_{se}, \omega_{sh}]$ の間)，特性インピーダンスは純虚数である．特性インピーダンスが周波数の関数であるため，一般的に，CRLH 線路は限られた帯域でしか整合しない．

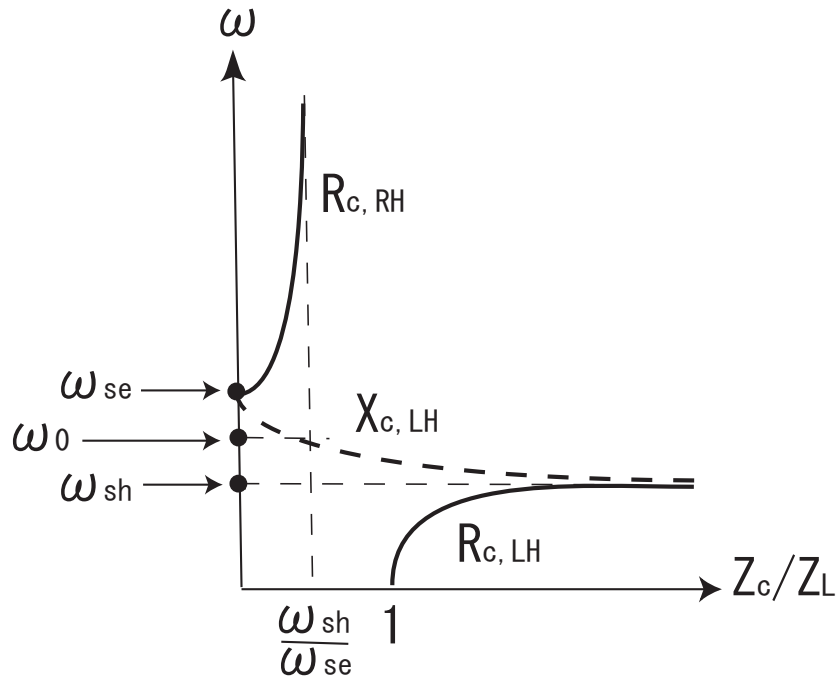


図 2.17: $\omega_{sh} < \omega_{se}$ のときの CRLH 線路のインピーダンス特性

また，パスバンドで定義した波長 λ_g , 位相速度 V_p と群速度 V_g はそれぞれ，以下の式で与えられる．

$$\lambda_g = \frac{2\pi}{|\beta|} = \frac{2\pi}{\sqrt{(\omega/\omega'_R)^2 + (\omega'_L/\omega)^2 - k\omega'_L{}^2}} \quad (2.64)$$

$$V_p = \frac{\omega}{\beta} = s(\omega) \frac{\omega}{\sqrt{(\omega/\omega'_R)^2 + (\omega'_L/\omega)^2 - k\omega'_L{}^2}} \quad (2.65)$$

$$V_g = \left(\frac{d\beta}{d\omega}\right)^{-1} = \frac{|\omega\omega'_R{}^{-2} - \omega^{-3}\omega'_L{}^2|}{\sqrt{(\omega/\omega'_R)^2 + (\omega'_L/\omega)^2 - k\omega'_L{}^2}} \quad (2.66)$$

第 3 章

同軸線路を用いた CRLH 線路

3.1 CRLH 線路の構造

3.1.1 同軸線路の構造

今回が提案する CRLH 線路の構造は同軸線を使ったので，同軸線路について，簡単に説明する．同軸線路は，図 3.1 に示すように，内導体と外導体で構成される．同軸線路の特性インピーダンス Z_c は次の式で与えられている．

$$Z_c = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \quad (3.1)$$

本研究で取り扱っている同軸線路は，無損失線路としているので，式 (3.1) 中の抵抗 R ，コンダクタンス G はゼロである．従って，式 (3.1) は次式に直せる．

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (3.2)$$

このように， Z_c は，単位長当たりのインダクタンス L [H/m] とキャパシタンス C [F/m] で決められている．



図 3.1: 同軸線路のモデル

そこで，図 3.2，3.2 に示すような，内導体の内径が a ，外導体の外径が b である同軸線路において両導体間に空気が満たされている場合の L ， C を求める．

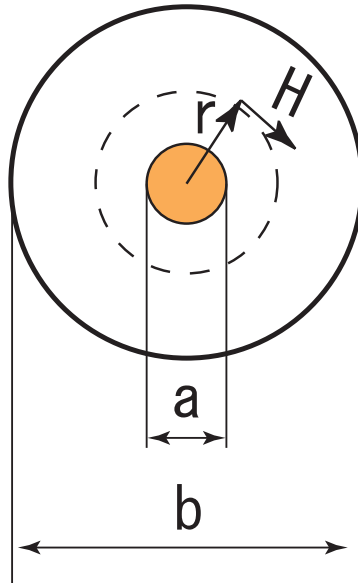


図 3.2: 同軸線路における L の計算

図 3.2 のように、内導体に流れる電流を I とすると、内導体の中心軸から r だけ離れた点における磁界の強さ H は、アンペアの法則から、次のようになる。

$$H = \frac{I}{2\pi r} \quad (3.3)$$

また、この点における磁束密度 B は、

$$B = \mu_0 H = \mu_0 \frac{I}{2\pi r} \quad (3.4)$$

ただし、 μ_0 は透磁率である。そのため、単位線路長当たり、内導体－外導体間に存在する磁束 ϕ は、

$$\phi = \int_{a/2}^{b/2} \frac{\mu_0 I}{2\pi r} dr = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \ln \frac{b}{a} \quad (3.5)$$

となる。したがって、単位長当たりのインダクタンス L は、以下のようになる。

$$L = \frac{\phi}{I} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{b}{a} \quad (3.6)$$

また、キャパシタンス C は、図 3.3 に示すように、内導体の中心軸から r だけ離れた位置の円筒と、微小距離 dr だけ離れた位置の円筒とを対向した極板とし、これらが作る微小容量からもとめる。

線路長 1m とし、微小距離 dr を非常に小さいものとする、対向した極板面積は、近似的に、内側の円筒の側面積にほぼ等しいと考え、2つの円筒における微小容量 dC は、

$$dC = \epsilon_0 \frac{2\pi \cdot 1}{dr} \quad (3.7)$$

となる。(ただし、 $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$)

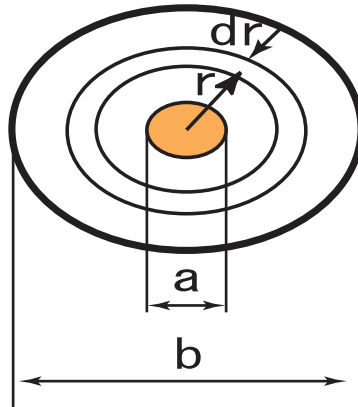


図 3.3: 同軸線路における C の計算

また, dC を変形し, その逆数をとると,

$$\frac{1}{dC} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0 r} dr \quad (3.8)$$

したがって, C は, 下のようになる.

$$\frac{1}{C} = \int_{a/2}^{b/2} \frac{1}{2\pi\epsilon_0 r} dr = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{b}{a} \quad (3.9)$$

3.1.2 提案する CRLH 線路の構造

第 2 章で紹介したように, CRLH 線路の等価回路は, 図 3.3 のように, 直列線分が左手系のキャパシタンス C_L と右手系のインダクタンス L_R を直列に繋ぐ, 縦列線分が右手系のキャパシタンス C_R と右手系のインダクタンス L_L を並列に繋ぐことで, 構成している

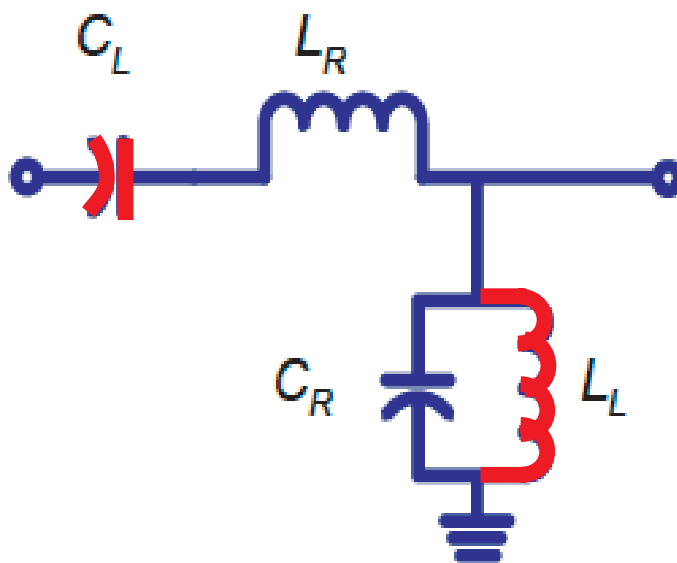


図 3.4: CRLH の等価回路図

今回提案する構造は，この等価回路を基本の発想点とし，提案した．図 3.5 に示すように，同軸内導体に入れたギャップは，図 3.4 の C_L に相当し，ギャップに切断された単位長内導体は図 3.4 の L_R と等価する．同じように，図 3.5 に示す，内導体と外導体を連結する via は，図 3.4 の L_L と等価し，単位長当たり，外導体と内導体を挟む区間は，等価回路图中的 C_R と見なすことができる．

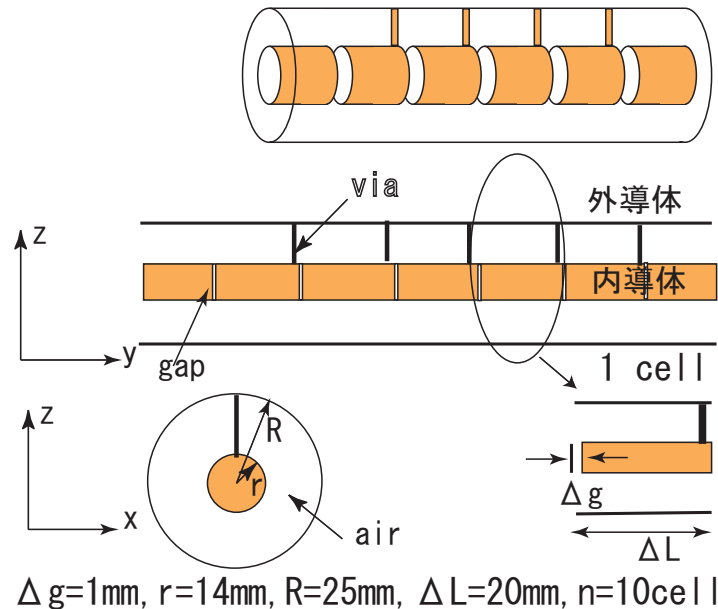


図 3.5: 提案する CRLH 線路の構造図

3.2 HFSS シミュレータについて

本研究では，提案する構造を検証するため，解析シミュレータとして ansoft 社の HFS(3次元高周波数電磁界シミュレータ) を用いて解析を行った．

HFSS は基本定理として有限要素法を用いる．有限要素法では，重み付き残差法や変分原理に基づいて微分方程式の問題が解析対象領域に関するもとの問題と等価な積分方程式に変換される．この操作によって対象としている微分方程式の次数を一つ下げることができ，計算負荷を減らすことができる．そして積分範囲を要素と称する三角形や四面体の部分小領域に分割し，要素ごとの積分をすることにより有限要素方程式が得られる．有限要素法の利点は，分割に用いられる要素は，大きさ，向きなどを自由に選べることであり，従って複雑な形状をした領域を分割し，解析することが容易にできる．また，微分方程式の境界条件には，微分方程式が対象としている物理量が直接規定される条件だけではなく，別の物理量で規定される条件も取りいれることが可能である．このような境界条件は，微分方程式の問題を重み付き残差方程式や変分方程式の問題に引き換えるときに自然境界条件として取り込まれ，対応する有限要素方程式が誘導される．このように，有限要素法は解析対象の形状や境界条件の取り扱いに優れている．

HFSSではこのような原理を用いてマクスウェル電磁界方程式シミュレーションにより厳密に解く為、高周波デバイスの動作特性を高精度に求めることができ、アンソフト社独自のALPS高速度周波数スイープ法により、一点の周波数解析結果だけで、周波数特性を一度に求めることができる。これにより、指定した周波数帯に対する伝送特性を連続的に捉えることができ、周波数を変え複数の解析を繰り返す従来の手法に比べ、Q値の高い急峻な周波数特性の変化も見逃すことなく、高速かつ効率良く結果を求めることができる。解析結果は、まず解析モデルのモデルの形状を3次元CADインターフェースで作成し、次に材料物性値および入出力ポートを設定し、最後に各解析パラメータを設定することにより求められる。

3.3 構造パラメータの検討

3.3.1 β の求め式

本研究では、検討するCRLH線路の各パラメータを変化させ、HFSSを用いてそのモデルを解析し、その位相定数 β の変化特性の考察を行う。 β は下の式で与えられる。

$$\beta = -\varphi^{unwrapped}(S_{21}, N)/l + \xi \quad (3.10)$$

$\varphi^{unwrapped}(S_{21}, N)$ は位相接続法により得られ、検討線路の連続した位相分布値である。 l は検討線路の物理的な長さである。 ξ は位相接続法により得られた連続した位相分布値と実際の位相分布値の補正值である。この補正值を求めるためには、まず、 f_0 を求めなければならない。周波数 f_0 の点では、 $\beta = 0$ である。よって

$$\beta = 0 = -\varphi^{unwrapped}(S_{21}, N)_{f_0}/l + \xi \quad (3.11)$$

が得られる。したがって、

$$\xi = \varphi^{unwrapped}(S_{21}, N)_{f_0}/l \quad (3.12)$$

となる。 $\varphi^{unwrapped}(S_{21}, N)_f$ の値はHFSSにより得られるので、周波数 f_0 の値は β を求める場合に重要となる。

ここで、10セルの全線路長 $l=180\text{mm}$ で、単位セル長 $\Delta L=15\text{mm}$ 、導体内径 $r=14\text{mm}$ 、外径 $R=25\text{mm}$ のモデルの解析結果を用いて説明する。

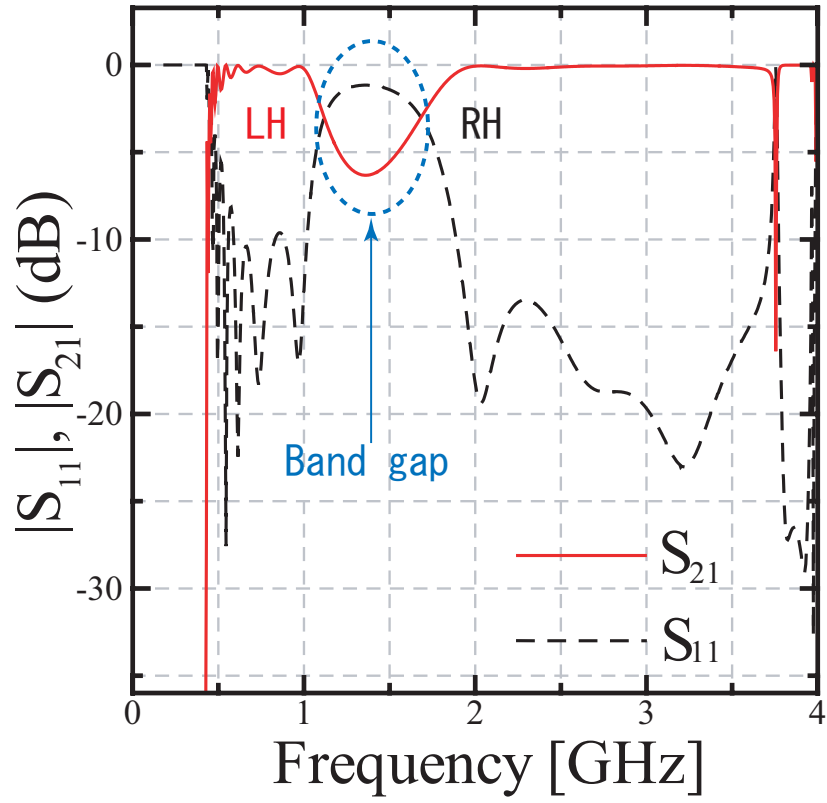


図 3.6: s パラメータ

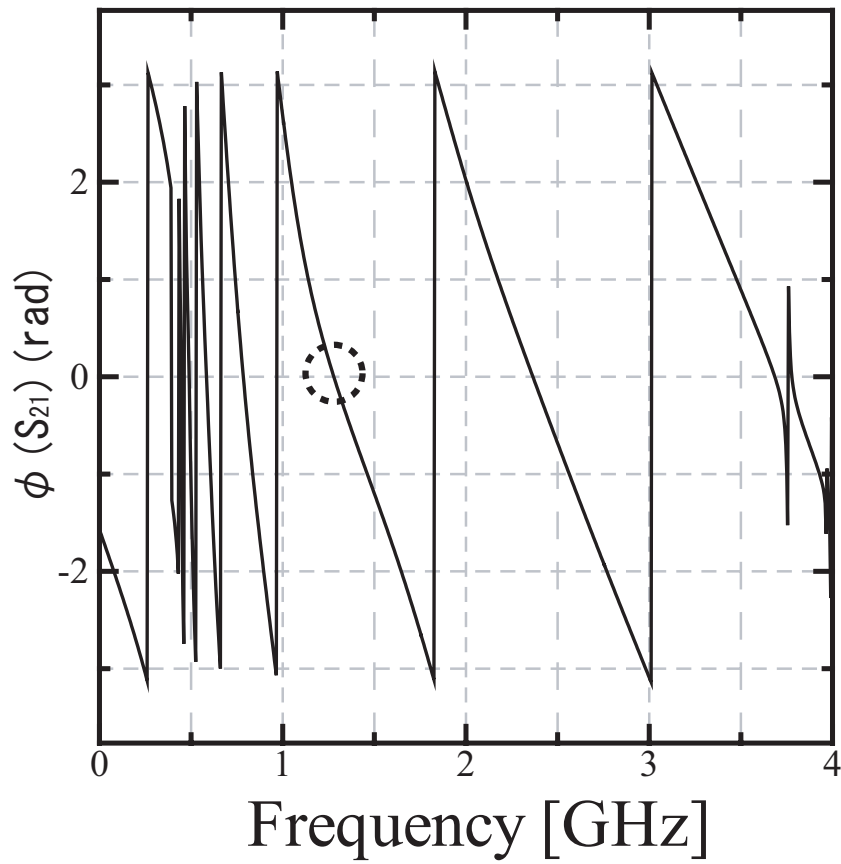


図 3.7: S_{21} の位相

図 3.6 は S パラメータを表すグラフである．図 3.6 に示すように， S_{21} が一番落ちているところは，バンドギャップである．バンドギャップの左側の周波数帯域は，左手系帯域であり，右側は右手系帯域である． $\beta = 0$ の帯域は，右手系帯域と左手系帯域の間にあり， f_0 もこのバンドギャップ 1.1GHz から 1.7GHz の間に存在する．S パラメータの図より， f_0 の存在する範囲は 1.1GHz から 1.7GHz とわかる．そして， f_0 具体的な値は，図 3.7 より得られる．図 3.7 は， S_{21} が周波数に対し， $-\pi$ から π の間に繰り返し位相を表したものである．図 3.6 で求めた帯域に， $\phi(S_{21})$ がゼロとなる周波数は， f_0 の値である．

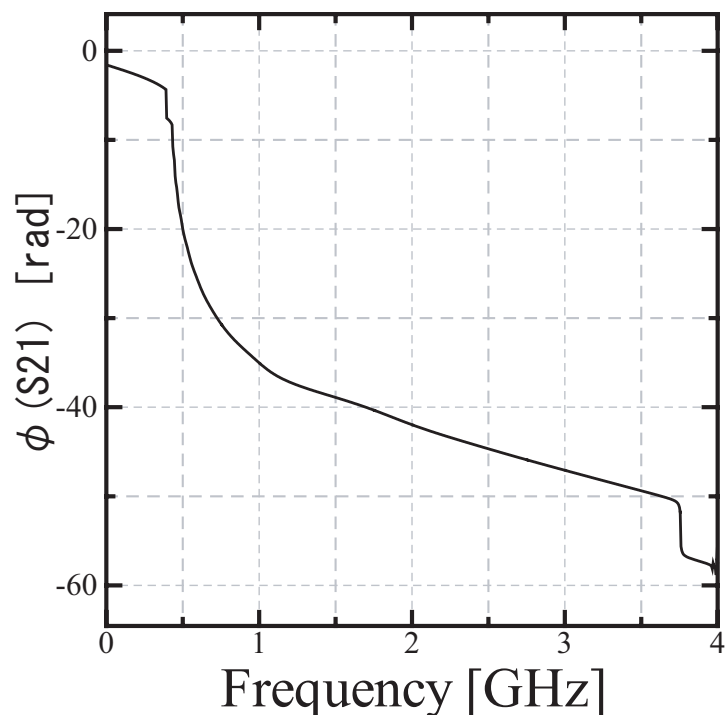


図 3.8: 接続した S_{21} の位相

また，図 3.8 に周波数 f_0 の値と対応する $\phi(S_{21})$ の値が得られ．式 (3.12) より， ξ を計算する．求めた ξ を式 (3.10) に代入し，図 3.8 のデータより， β の値を求める．その値を図 3.9 に示す．

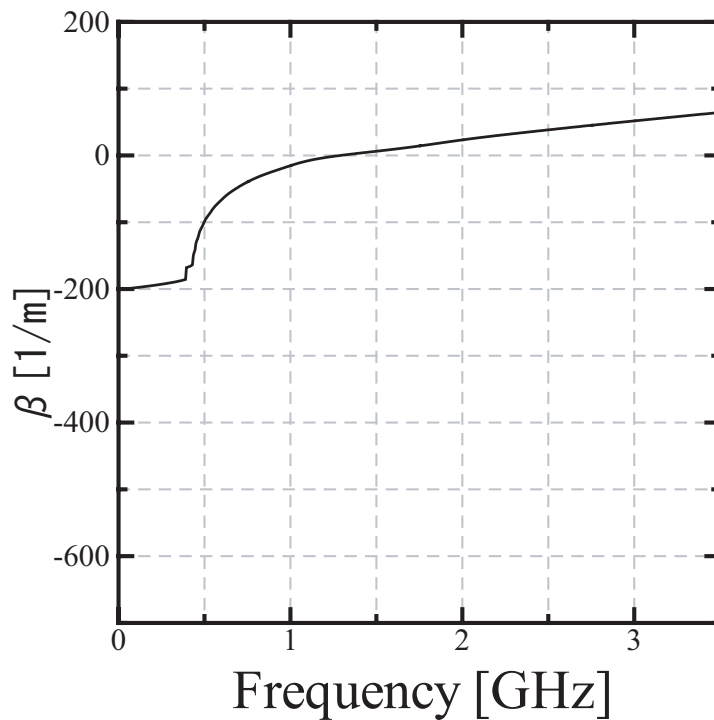


図 3.9: 単位セル 15mm の線路の β 値

3.3.2 単位セル長さの検討

図 3.10 に示すように、 n を 10 セルで、内径 r を 14mm、外径 R を 25mm、ギャップの長さ Δg を 1mm とする線路構造の単位セル長 ΔL を 5mm から 30mm まで、5mm ずつ増やし、それぞれを解析した。それらの周波数と β の関係を表す結果を図 3.11 に示す。図 3.11 より、単位セル長 ΔL を 5mm から 30mm まで、増やしていくと、 $\beta/k_0 = -2$ に対応する周波数は、1.18GHz から、0.58GHz に変動する。単位セル長が大きくなるにつれ、 β の値も大きくなるとわかる。

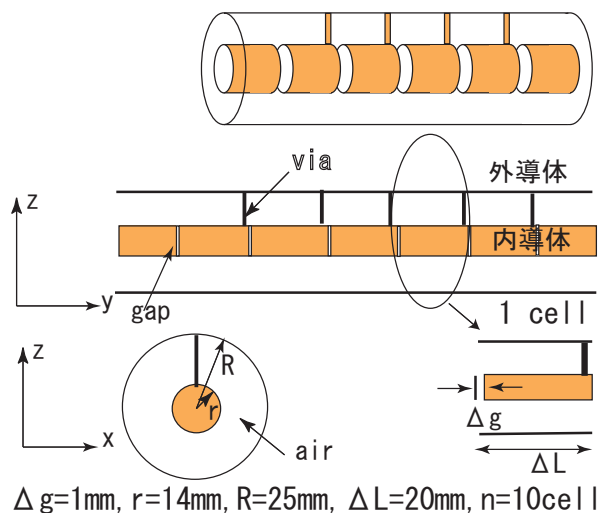


図 3.10: 検討構造図

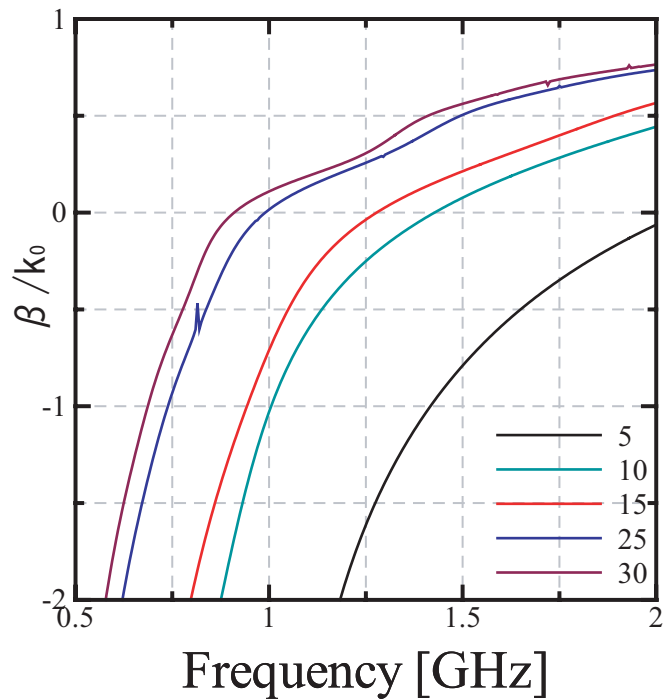


図 3.11: β の値が単位セル長に関する検討

3.3.3 同軸線路の内径の検討

図3.10に示すように, n を 10 セルで, 外径 R を 25mm, 単位セル長 ΔL を 20mm, ギャップ長 Δg を 1mm とし, 内径 r を 6mm, 8mm, 10mm, 16mm, 20mm とし, それぞれについて, 解析を行った. その解析結果は図 3.12 に示す.

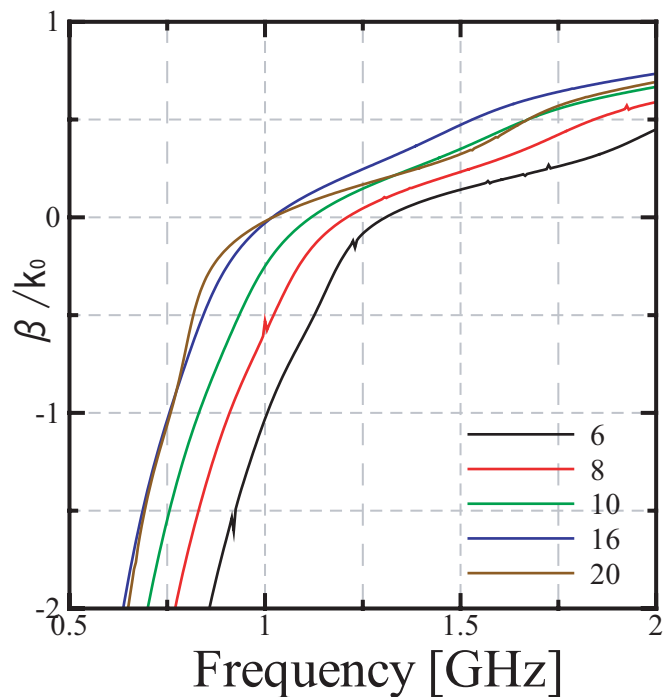


図 3.12: β の値が内径に関する検討

図 3.12 に示すように、内径 r が 6mm から 20mm に変化すると、 $\beta/k_0 = -2$ に対応する変化帯域幅は 0.2GHz になる。

3.3.4 同軸線路のギャップ長の検討

提案する構造のギャップ長と β の関係を検討するため、図 3.10 に示す構造のギャップ長を 0.6mm から 1.0mm まで、0.1mm ずつを増やし、それぞれについて解析した。その結果を、図 3.13 に示す。

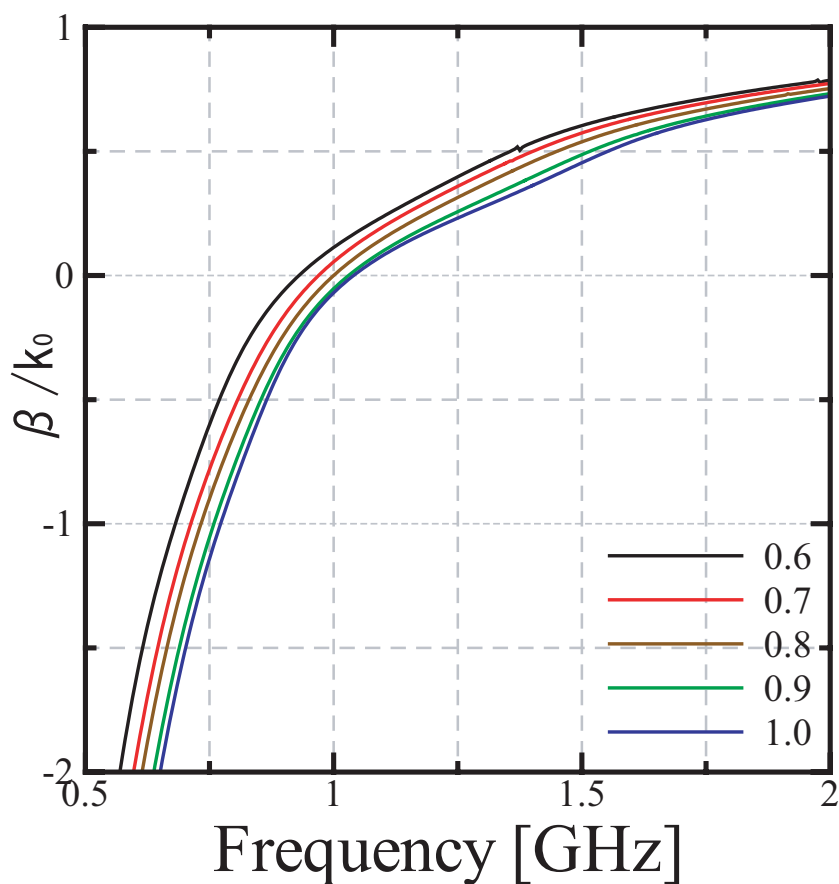


図 3.13: β の値がギャップに関する検討

図 3.13 により、ギャップ広さの大きくなると、 β の値が小さくなる。ギャップ長が 0.6mm から 1mm の間変化するとき、 $\beta/k_0 = -2$ に対応する変化帯域幅は 0.08GHz である。

3.3.5 同軸線路のポストの距離の検討

図 3.10 の 1 セルの平面図を用いて説明する。図 3.14 のように、

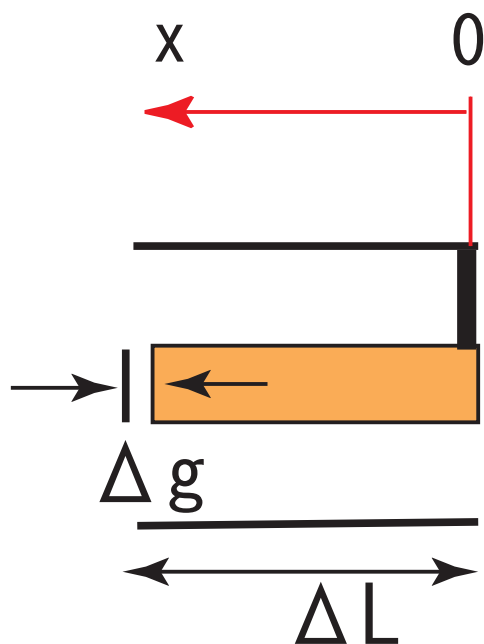


図 3.14: ポストの距離の変化

単位セルの右端位置を 0 点とし，そこからポストの位置を左に移動させていく．ポストが違い点で対応する β の値の変化を検討した．その結果は図 3.15 に示す．

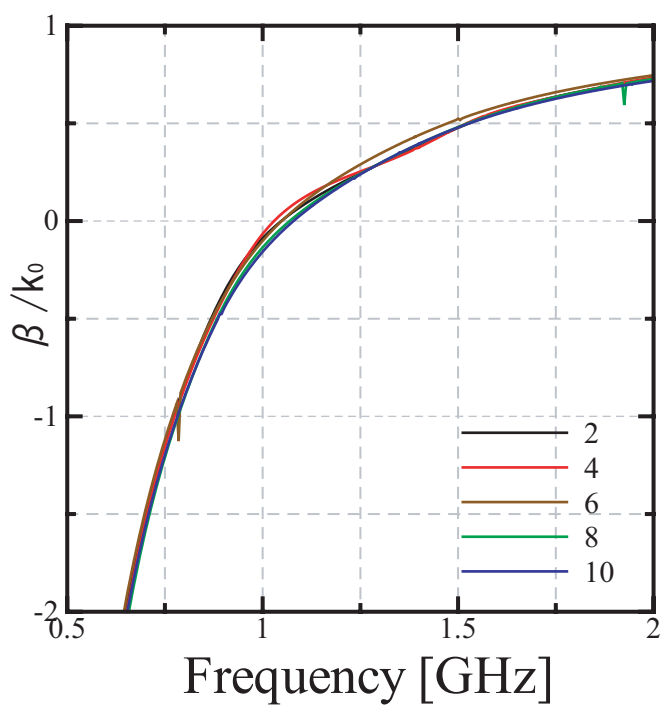


図 3.15: β の値がポストの距離に関する検討

図 3.15 より，0Hz から 2GHz までは， β の値はほぼ同じである．

第 4 章

結論

本論文では、広帯域にわたり小形アンテナを整合する、同軸線路を用いた左手系線路の構造を提案した。また、提案する構造を HFSS を用いて解析し、それが左手系性質を持つことを確認した。また、今後利用する様々なリアクタンス周波数特性に対応するため、構造のパラメータを変化させ、それらの位相定数の周波数特性について検討した。

今回提案した同軸内部で構成する CRLH 線路は、 β のマイナス特性も確認できた。10 セルで、内径 14mm、外径 25mm、ギャップ 1mm の線路の単位セル長を 5mm から 30mm までに 5mm ずつ増やしていくと、 $\beta/k_0 = -2$ に対応する周波数は、1.18GHz から 0.58GHz に変動する。単位セル長を長くすると、 β の値も大きくなることがわかった。また、10 セルで、外径 25mm、単位セル長 20mm、ギャップの広さ 1mm とし、内径 r を大きくすると β 値が大きくなることがわかった。内径が 6mm から 20mm までに変化したとき、 $\beta/k_0 = -2$ に対応する変化帯域幅は 0.2GHz になりさらに、ほかのパラメータを一定し、ギャップ広さが 0.6mm から 1mm の間変化するとき、 $\beta/k_0 = -2$ に対応する変化帯域幅は 0.08GHz である。最後に、単位セルにポストの位置が β に与える影響を検討した。ポストの位置は β の周波数特性に影響を与えないとわかった。

以上の結果を比較すると、同じ構造で β の周波数特性に対する影響は、単位セルの長さが大きいことがわかった。また、ポストの位置の影響は小さいことがわかった。

謝辞

本研究を進めるにあたり，熱心に御指導下さった新井宏之教授に深く感謝致します．
また，研究生活全般に渡ってご指導くださった D3 の広田明道先輩に深く感謝致します．
最後に，新井研究室の諸先輩方に深く感謝致します．

参考文献

- [1] 古神, 小林, "初学者のためのマイクロ波工学入門 II", MWE2005.
- [2] 佐藤次男, "はじめての伝送回路", 日刊工業新聞社, 2003.
- [3] 小柴正則, "波動解析基礎", コロナ社, 2002.
- [4] 丸林元, "通信伝送工学", コロナ社, 昭和 56 年 .
- [5] 橋本修, "高周波領域における材料定数測定法", 森北出版株式会社, 2003.
- [6] Christophe Caloz, Tatsuo Itoh, "Electromagnetic Metamaterials Transmission Line Theory and Microwave Applications", WILEY-INTERSCIENCE, 2005