

空間回路網法による 1 次元音場の定式化

藤 島 豊*

Formulation of 1-Dimensional Sound Field by Spatial Network Method

Yutaka FUJISHIMA

要 旨

空間回路網法は波動場を 1 次元線路を用いて等価路表示し、それに Bergern 法および回路解析手法を適用して定式化された時間応答解析手法である。ここでは音場問題に適用すべく、その基本として 1 次元音場を空間回路網法によって定式化することを提案する。

Synopsis

Spatial Network Method is time response Analysis that applied Bergeron's Method and circuit analysis.

This paper propose formulation of 1-dimensional Sound field by Spatial Network Method.

ま え が き

近年、建築音響、電気音響変換器などにおける音場予測技術はその重要性を増してきている⁽¹⁾⁽²⁾。そのための手段としては縮尺模型実験、あるいはコンピュータシミュレーション技術が必要不可欠となってきた。このうち縮尺模型実験は複雑な技術とこれを実施するための相当な時間、費用を必要としている。一方コンピュータシミュレーションはこの模型実験に伴う時間、経費、実験技術などの問題解決のための有効な手段といえる。コンピュータシミュレーションによる音場の波動場としての取り扱いが複雑であるが、ここ数年のスーパーコンピュータの出現により数値実験としてのシミュレーション技術の重要性、有効性は増大してきている。しかし従来から研究されている数値解析手法は境界条件など高度な数学的处理が要求され解析できる範囲は限られており、複雑な音場問題の時間応答解析は種々の問題点を残している。本報告は電磁界問題などにおいて研究されている定常状態と時間過渡応答の双方について解析できる空間回路網法を音場問題に適用する方

法を提案する。

2. 空間回路網法による定式化

2.1 音場の分布定数回路表現⁽³⁾

図 1 のように媒質の中に直角座標系をとり、空間内の任意の点 (x, y, z) を中心にした微小直方体を考える。 x, y, z 軸に平行な辺の長さをそれぞれ $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ また媒質の密度を ρ 、速度を $\dot{v}$ 、さらに x, y, z 方向の成分を u, v, w とする。 x, y, z 点の媒質の圧力を P とすれば、各軸方向について質量と加速度との積が力に等しいとおいた運動方程式は次式 (2-1) で表わすことができる。

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{\partial u}{\partial t} &= - \frac{\partial P}{\partial x} \\ \rho \frac{\partial v}{\partial t} &= - \frac{\partial P}{\partial y} \\ \rho \frac{\partial w}{\partial t} &= - \frac{\partial P}{\partial z} \end{aligned} \right\} \rho \frac{\partial \dot{v}}{\partial t} = - \nabla P \quad (2-1)$$

媒質が気体の場合は、圧の変化は断熱変化であることから

$$\delta P = \frac{P_0 \gamma}{\rho_0} \delta \rho \quad (2-2)$$

となる。ここで音のないときの静止圧を P_0 、密度

* 助教授 電気工学科

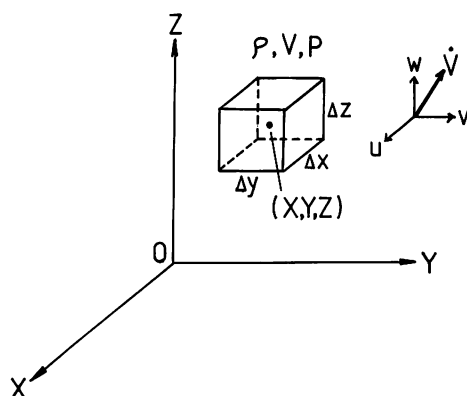


図1 媒質中の直角座標系と微小直方体

を ρ_0 とする。連続の方程式が図1の微小直方体について成り立つので

$$-\left\{\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z}\right\} = \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

$$-\nabla \cdot (\rho \vec{v}) = \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (2-3)$$

が得られ、以上のそれぞれの式の関係から波動方程式を得る。

速度ベクトルがあるスカラー量すなわち速度ポテンシャル ϕ の傾度に等しくなるように ϕ を導入し

$$\left. \begin{aligned} u &= -\frac{\partial \phi}{\partial x} \\ v &= -\frac{\partial \phi}{\partial y} \\ w &= -\frac{\partial \phi}{\partial z} \end{aligned} \right\} \vec{v} = -\nabla \phi \quad (2-4)$$

なる式を導出することにより、速度速度ポテンシャル ϕ を求められれば u, v, w は求められる。式(2-4)を式(2-1)に代入し、 $\rho \approx \rho_0$ として $\partial P / \partial x$ 等は $\partial \delta P / \partial x$ に等しいと考え、両辺をそれぞれ x, y, z について積分することにより

$$\delta P = \rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (2-5)$$

が得られ、瞬時音圧 δP も ϕ から求めることができる。よって次式 d'Alembert の波動方程式が得られる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}$$

すなわち

$$\nabla^2 \phi = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (2-6)$$

ただし $c = \sqrt{P_0 \gamma / \rho_0}$ とする。

さて、媒質を図2に示す1次元空間を考えた分布定数回路で置き換えてみる。すなわち単位長さ当りの値を L, C, R, G 微小距離を dx とし、 P_1 での電圧、電流を v, i とすると P_2 での値は

$$v - \left(v + \frac{\partial v}{\partial x} dx\right) = (R dx) i + (L dx) \frac{\partial i}{\partial t} \quad (2-7a)$$

$$i - \left(i + \frac{\partial i}{\partial x} dx\right) = (G dx) v + (C dx) \frac{\partial v}{\partial t} \quad (2-2b)$$

となり

$$-\frac{\partial v}{\partial x} = Ri + L \frac{\partial i}{\partial t} \quad (2-8a)$$

$$-\frac{\partial i}{\partial x} = Gv + C \frac{\partial v}{\partial t} \quad (2-8b)$$

から式(2-8a)を x で微分すると

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{\partial v}{\partial x}\right) = \frac{\partial}{\partial x} (Ri) + \frac{\partial}{\partial x} \left(L \frac{\partial i}{\partial t}\right)$$

$$= R \frac{\partial i}{\partial x} + L \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial i}{\partial x}\right)$$

を得る。この式を式(2-8b)に代入して

$$-\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = -R(Gv + C \frac{\partial v}{\partial t})$$

$$-L \frac{\partial}{\partial t} (Gv + C \frac{\partial v}{\partial t})$$

よって

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = RGv + (RC + LG) \frac{\partial v}{\partial t} + LC \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}$$

したがって次式(2-9a), (2-9b)を得ることができる。

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + \frac{RC + LG}{LC} \cdot \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{RG}{LC} \cdot v$$

$$= \frac{1}{LC} \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \quad (2-9a)$$

$$\frac{\partial^2 i}{\partial t^2} + \frac{RC + LG}{LC} \cdot \frac{\partial i}{\partial t} + \frac{RG}{LC} \cdot i$$

$$= \frac{1}{LC} \cdot \frac{\partial^2 i}{\partial x^2} \quad (2-9b)$$

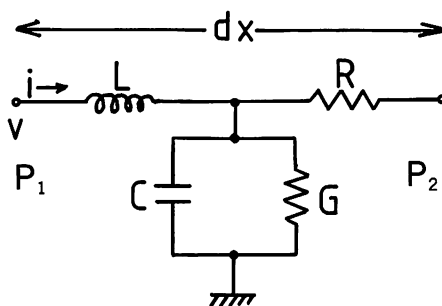


図2 分布定数回路

ここで無損失線路を仮定すると

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \frac{1}{LC} \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} = \frac{1}{LC} \cdot \frac{\partial^2 i}{\partial x^2} \quad (2-10)$$

となり、分布定数回路での1次元波動方程式表現を得る。よって音の波動方程式における波速 c を分布回路定数 LC に対応させることにより d'Alembert の波動方程式 (2-6) と分布定数回路で表現された1次元波動場との対応が可能となる。すなわち

$$c^2 = \frac{1}{LC}, \quad c = \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad (2-11)$$

2.2 1次元音場の Bergeron 表示⁽⁴⁾

空間回路網法の基礎をなしている Bergeron 法は1次元分布定数線路の波動伝搬解析手法である。すなわち音場を1次元線路で表わし、その対応する回路変定数によって表わされる等価回路網の伝搬特性を Bergeron 法によって直接定式化し、回路の節点方程式を導き、それを解くことにより時空間特性を求める。よって計算は簡単な加減算の逐次計算となりコンピュータシミュレーションに適した解析手法である。

さて、具体的な Bergeron 表示方法を得るために1次元線路を有限長の線路で離散化することを考える。各離散点すなわち接続点ごとの電圧値を初期条件のもとで時間軸上で解析する手法であるところの Bergeron 法は次に示す無損失線路の基本式から以下のように導くことができる。

線路の電圧、電流の全微分式は次式で与えられる。

$$\frac{d}{dt} v(x, t) = \frac{\partial v}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{\partial v}{\partial t} \quad (2-12a)$$

$$\frac{d}{dt} i(x, t) = \frac{\partial i}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{\partial i}{\partial t} \quad (2-12b)$$

この式に1次元線路の伝送方程式

$$-\frac{\partial v}{\partial x} = L \frac{\partial i}{\partial t}, \quad -\frac{\partial i}{\partial x} = C \frac{\partial v}{\partial t}$$

を代入してまとめると次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (v \pm \sqrt{\frac{L}{C}} i) &= \left(\frac{\partial v}{\partial x} \pm \sqrt{\frac{L}{C}} \frac{\partial i}{\partial t} \right) \\ &\times \left(\frac{dx}{dt} \mp \frac{1}{\sqrt{LC}} \right) \end{aligned} \quad (2-13)$$

ここで複号は同順であり、特性インピーダンス Z_0 波動の伝搬速度 c はそれぞれ線路の単位長さ当

りのインダクタンス L 、容量 C を用いて

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad c = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (2-14)$$

で与えられる。式 (2-13) の右辺の2番目の括弧の中は

$$\frac{dx}{dt} = \pm \frac{1}{\sqrt{LC}} = \pm c$$

より伝搬速度と同じ移動座標系では零となり、式 (2-13) は

$$\frac{d}{dt} (v \pm Z_0 i) = 0 \quad (2-15)$$

となり、ここで正符号は進行波に、負符号は後退波に対応し、正負を電流の方向の正負に対応させると、式 (2-15) は、 $v + Z_0 i$ なる量が移動座標系すなわち特性線路上で保存されることを示している。上式を有限長線路 Δd に対応した伝搬時間 Δt の間で積分すると

$$\Delta t = \frac{\Delta d}{\sqrt{LC}} \quad (2-16)$$

として $[v \pm Z_0 i] = 0$ となり進行波に対しては

$$v(\Delta d, t) + Z_0 i(\Delta d, t) = v(0, t - \Delta t)$$

$$+ Z_0 i(0, t - \Delta t) \quad (2-17a)$$

が与えられ、後退波に関しては

$$v(0, t) - Z_0 i(0, t) = v(\Delta d, t - \Delta t)$$

$$- Z_0 i(\Delta d, t - \Delta t) \quad (2-17b)$$

が成立する。この両式は1次元線路の Bergeron 表示式となる。またこれ等の式は有限長線路の両端の電圧、電流が特性線路上では代数方程式で互いに関連づけられていることを示している。さらに式 (2-15)、(2-16) の波動の特性は1次元線路に対する d'Alembert の解を

$$v + Z_0 i = 2f(x - ct) \quad (2-18a)$$

$$v - Z_0 i = 2g(x + ct) \quad (2-18b)$$

と表わしたときの進行波関数 f 、後退波関数 g が伝搬速度 c の移動座標系で保存されることに対応させることができる。この進行波、後退波双方の線群のうち、各時刻で対応する線群上の関係式を両端での電圧、電流で表示した1対の差分式が式 (2-17a)、(2-17b) である。

以上の関係式は、1次元線路を図3で表わした場合に $x = 0$ の入力端、及び $x = \Delta d$ の出力端を

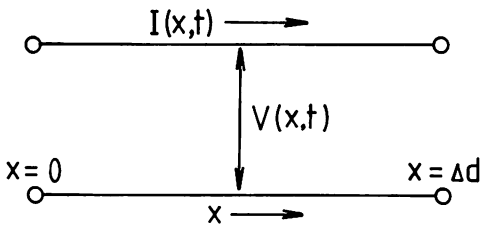


図3 1次元線路

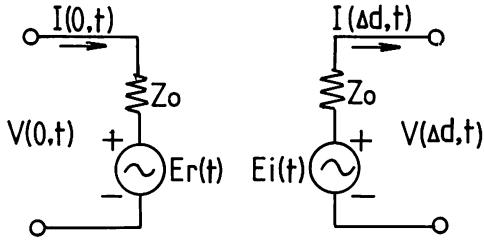


図4 1次元線路の Bergeron 等価回路

それぞれ独立した回路として表示することを可能としその結果を図4に Bergeron 等価回路として示す。すなわち式(2-17b)の右辺を次式の $E_r(t)$ で代表させることにより式(2-17b)を等価回路表現すると $x=0$ すなわち入力端での等価回路を得ることができる。

$$E_r(t) = v(\Delta d, t - \Delta t) - Z_0 i(\Delta d, t - \Delta t) \quad (2-19)$$

この電圧源 $E_r(t)$ は図4の1次元線路の $x=0$ の入力端における時刻 t で観測される1離散時間前、すなわち $(t - \Delta t)$ の後退波の影響を与える。同様に $E_i(t)$ は $x=d$ の出力端における進行波の影響を表わし

$$E_i(t) = v(0, t - \Delta t) + Z_0 i(0, t - \Delta t) \quad (2-20)$$

で与えられることとなる。いずれも線路の伝搬時間 Δt 前の他端の電圧、電流で決まる値をもつ等価制御電源といえる。以上述べたように進行波と後退波の考慮により解析対象内の電圧、電流特性はその系の離散点数の2倍の次数の線形代数方程式を時間軸上で逐次計算することで求められていくこととなる。

1次元音場を1次元統路で表現し、その等価回路表示ができたことにより、音場としての媒質条件に対応する等価回路網の変定数を表1のように

とることにより空間回路網法を音場に適用させることが可能となる。変定数に対応した等価回路の各素子について説明を加えると、抵抗 R やコンダクタンス G は各時刻での電圧降下をそれぞれ $v_R(t)$, $v_G(t)$, 電流を $i_R(t)$, $i_G(t)$ とすると

$$v_R(t) = R \cdot i_R(t), \quad i_G(t) = G \cdot v_G(t) \quad (2-21)$$

として表わすことができ、またインダクタンス素子 L , リアクタンス素子 C については次に述べるように電圧、電流の特性式を台形近似することで定式化でき、線路特性の Bergeron 表示式と対応づけて一体の回路方程式を構成することができる。

表1 1次元音場と等価回路の対応

等 価 回 路		音 場	
電 圧	V	音 圧	P
電 流	I	粒 子 速 度	u
インダクタンス	L	媒 質 密 度	ρ
容 量	C	体積弾性率の逆数	$1/\kappa$
特性インピーダンス	Z	特性インピーダンス	ρc

2.3 インダクタンス素子, 容量素子の台形近似式

(a) インダクタンス素子

図5に示されたインダクタンスについては次式が成り立つ。

$$v_L(t) = v(0, t) - v(\Delta d, t) = L \frac{di_L(t)}{dt} \quad (2-22)$$

上式を1離散時間前の時刻 $(t - \Delta t)$ から現在の時刻 t まで積分すると

$$i_L(t) = i_L(t - \Delta t) + \frac{1}{L} \int_{t-\Delta t}^t \{v_L(t)\} dt \quad (2-23)$$

となり、ここで右辺の右側の式を台形近似計算すると図6を参考にして

$$S_1 = v_L(t - \Delta t) \cdot \Delta t$$

$$S_2 = \frac{1}{2} \{v_L(t) - v_L(t - \Delta t)\} \Delta t$$

よって

$$S_1 + S_2 = v_L(t - \Delta t) \cdot \Delta t$$

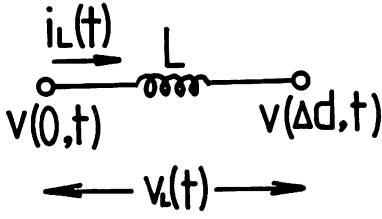


図5 インダクタンス素子

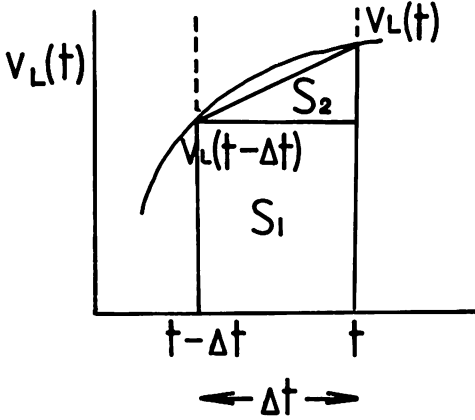


図6 台形近似

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{2} \{ v_L(t) - v_L(t - \Delta t) \} \Delta t \\
 & = \frac{1}{2} \{ 2 v_L(t - \Delta t) + v_L(t) \\
 & \quad - v_L(t - \Delta t) \} \Delta t \\
 & = \frac{\Delta t}{2} \{ v_L(t) + v_L(t - \Delta t) \}
 \end{aligned} \tag{2-24}$$

を得る。したがって

$$\begin{aligned}
 i_L(t) &= i_L(t - \Delta t) + \frac{\Delta t}{2L} \{ v_L(t) \\
 & \quad + v_L(t - \Delta t) \}
 \end{aligned} \tag{2-25}$$

ここで

$$R_L = 2L / \Delta t \tag{2-26}$$

とおくと

$$\begin{aligned}
 i_L(t) &= i_L(t - \Delta t) + \frac{1}{R_L} \{ v_L(t) \\
 & \quad - v_L(t - \Delta t) \}
 \end{aligned}$$

となる。よって

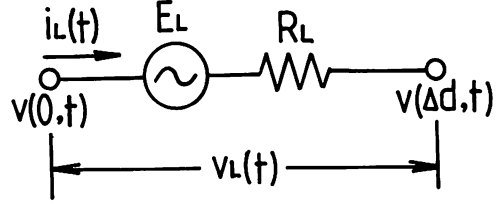


図7 インダクタンス素子の Bergeron 表示

$$\begin{aligned}
 R_L \cdot i_L(t) &= R_L \cdot i_L(t - \Delta t) + v_L(t) \\
 & \quad + v_L(t - \Delta t)
 \end{aligned} \tag{2-27}$$

すなわち、図5の等価回路として図7を考えたとき

$$E_L(t) + R_L \cdot i_L(t) = v_L(t) \tag{2-28}$$

なる関係式が得られることから、式(2-27)、(2-28)を比較して

$$\begin{aligned}
 E_L(t) &= -R_L \cdot i_L(t - \Delta t) - v_L(t - \Delta t)
 \end{aligned} \tag{2-29}$$

なる等価制御電源 $E_L(t)$ が導かれる。この $E_L(t)$ は1離散時間前の電圧 $v_L(t - \Delta t)$ 、及び電流 $i_L(t - \Delta t)$ の値で決定され、 R_L は式(2-26)で示された値をもつ等価抵抗といえる。

(b) 容量素子

図8に示された容量については次式が成り立つ。

$$\begin{aligned}
 v(t) &= v(0, t) - v(\Delta d, t) = \frac{1}{C} \int i_C(t) dt
 \end{aligned} \tag{2-30}$$

インダクタンスの場合と同様の考え方から

$$\begin{aligned}
 v(t) &= v(t - \Delta t) + \frac{1}{C} \int_{t-\Delta t}^t \{ i_C(t) \} dt
 \end{aligned} \tag{2-31}$$

なる関係式を得る。ここでも同様に台形近似する

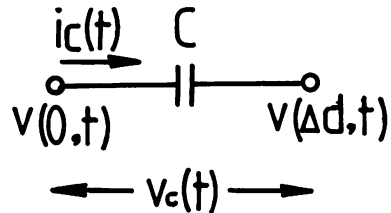


図8 容量素子

ことにより結果として

$$v_c(t) = v_c(t - \Delta t) + \frac{\Delta t}{2C} \{ i_c(t) + i_c(t - \Delta t) \} \quad (2-32)$$

が求まり、ここで

$$R_c = \frac{\Delta t}{2C} \quad (2-33)$$

とおくと

$$v_c(t) = v_c(t - \Delta t) + R_c i_c(t) + R_c i_c(t - \Delta t) \quad (2-34)$$

が得られる。よって図9の等価回路を考えることによって容量素子の場合における等価制御電源 $E_c(t)$ は

$$E_c(t) = R_c \cdot i_c(t - \Delta t) + v_c(t - \Delta t) \quad (2-35)$$

で表わすことができ、等価抵抗は式(2-33)とし表わされることとなる。表2にこれ等をまとめて示す。

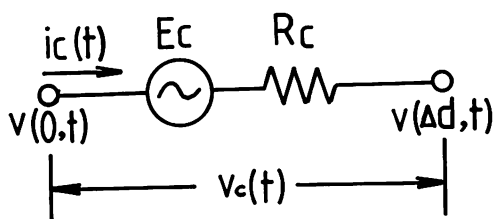


図9 容量素子の Bergeron 表示

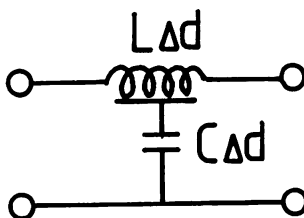


図10 音響管の等価回路

3. 解析例

音響管の定在波比、反射係数を求めることを例にとると、入力波として連続した平面波を仮定することにより1次元音響管モデルの解析が可能となる。1次元音響管モデルの等価回路を図10に示す。よって有限長線路に対する1次元 Bergeron 等価回路は図11として表わすことができる。したがってこの等価回路表示された1次元有限長線路に対する進行波、後退波は次式となる。

$$V(k, t) + Z_0 \cdot I(k, t) = V(k-1, t - \Delta t) + Z_0 \cdot I(k-1, t - \Delta t) \quad (3-1)$$

$$V(k-1, t) - Z_0 \cdot I(k-1, t) = V(k, t - \Delta t) - Z_0 \cdot I(k, t - \Delta t) \quad (3-2)$$

ここでより具体的に図12のように離散座標系を用いて中心節点 (k) において接続されている各線路に対して式(3-1)、(3-2)を適用すると

$$V(k, t) + Z_0 \cdot I_1(k, t) = V(k-1, t - \Delta t)$$

表2 集中定数素子の Bergeron 表示

LUMPED CONSTANT ELEMENT	R	G	L	C
BERGERON'S EXPRESION				
	$R_L = 2L/\Delta t$ $E_L = -V_L(t - \Delta t) - R_L \cdot i_L(t - \Delta t)$	$R_C = \Delta t/2C$ $E_C = V_C(t - \Delta t) + R_C \cdot i_C(t - \Delta t)$		
	$V_R(t) = R \cdot i_R(t)$	$i_G(t) = G \cdot V_G(t)$	$V_L(t) - R_L \cdot i_L(t) = -V_L(t - \Delta t) - R_L \cdot i_L(t - \Delta t)$	$V_C(t) - R_C \cdot i_C(t) = V_C(t - \Delta t) + R_C \cdot i_C(t - \Delta t)$

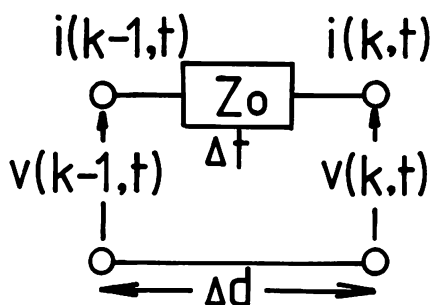


図11 音響管の Bergeron 等価回路

$$+ Z_0 \cdot I_2(k-1, t-\Delta t) \quad (3-3)$$

$$V(k, t) - Z_0 \cdot I_2(k, t) = V(k+1, t-\Delta t)$$

$$- Z_0 \cdot I_1(k+1, t-\Delta t) \quad (3-4)$$

が得られる。同時刻 t について回路の k 節点に対して Kirchhoff の電流連続条件の法則が成り立つことから

$$I_1(k, t) = I_2(k, t) \quad (3-5)$$

である。以上の3つの式より任意の時刻 t における節点 k での電圧値 $V(k, t)$ は次式に示されるように k をとりまく各節点 $(k-1)$, $(k+1)$ での1離散時間前 $(t-\Delta t)$ の値によって求めることができる。

$$\begin{aligned} V(k, t) = & \frac{1}{2} \{ V(k-1, t-\Delta t) \\ & + Z_0 \cdot I_2(k-1, t-\Delta t) \\ & + V(k+1, t-\Delta t) \\ & - Z_0 \cdot I_1(k+1, t-\Delta t) \} \end{aligned} \quad (3-6)$$

また k 節点に接続されている各線路の電流は

$$I_1(k, t) = \frac{1}{Z_0} \{ V(k-1, t-\Delta t)$$

$$+ Z_0 I_2(k-1, t-\Delta t) - V(k, t) \} \quad (3-7)$$

$$I_2(k, t) = \frac{-1}{Z_0} \{ V(k+1, t-\Delta t)$$

$$- Z_0 I_1(k-1, t-\Delta t) - V(k, t) \} \quad (3-8)$$

として求まる。また任意時刻 t での $(k+1)$ 節点における電圧 $V(k+1, t)$ は、 $V(k, t)$ が求まったことと、電流連続の条件より

$$V(k, t) = Z_0 \cdot I_2(k, t) + V(k+1, t)$$

$$V(k+1, t) = R \cdot I_R(k+1, t)$$

の両式より

$$V(k+1, t) = \frac{R}{Z_0 + R} V(k, t) \quad (3-9)$$

であり $Z_0 = R$ の条件において

$$V(k+1, t) = \frac{1}{2} V(k, t) \quad (3-10)$$

となり回路条件を満足する。この負荷端に接続されている抵抗 R を変化させること（音響管の整合条件を変えることと同様であり、このことは反射条件、吸音条件を変化させることと等価である）により、ある条件での定在波比、反射係数を求められる。ここでは有限長線路の長さを $100 \Delta d$ のモデルとし、入力波の周期を $20 \Delta d$ とした場合の解析結果を示す。図13は解析モデルと等価抵抗 R を $R = 3 Z_0$ (Z_0 は線路の特性インピーダンスで $Z_0 = 415$ としている) すなわち反射係数を0.5としたときの音響管内での定在波を表わしている。また表3は定在波比と反射係数の計算結果を示している。表4も同様の計算結果であるが回路条件

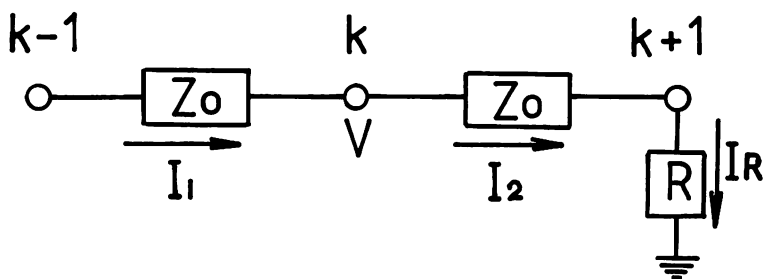


図12 1次元音響管モデルの等価回路(離散座標系)

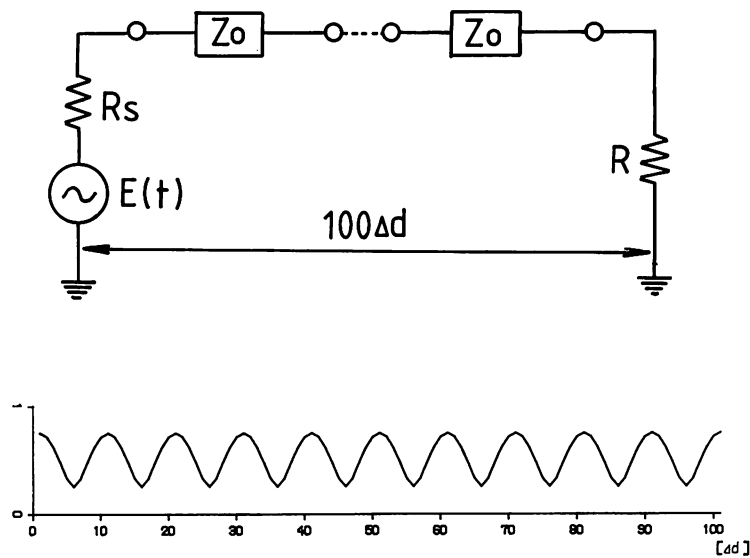


図13 1次元音響管のモデルと定在波 (R=3Z₀)

を特性インピーダンス Z_0 で規格化したことにより計算精度を向上させている。

表3 定在波比と反射係数の計算結果

($Z_0=415$)

Z_0	R_{L0}	定在波比	反射係数
415.0	415.0	1.00000095	0.00000048
410.0	830.0	2.00000095	0.33333355
415.0	1245.0	3.00000572	0.50000072
415.0	1660.0	4.00000572	0.60000044
415.0	2075.0	4.99999332	0.66666627
415.0	2490.0	6.00001621	0.71428639
415.0	2905.0	6.99999809	0.74999994
415.0	3220.0	7.99997997	0.77777725
415.0	3735.0	8.99999809	0.79999995
415.0	4150.0	9.9999719	0.81818175

表4 定在波比と反射係数の計算結果

(Z_0 で規格化)

Z_0	R_{L0}	定在波比	反射係数
1.0	1.0	1.00000000	0.00000000
1.0	2.0	2.00000000	0.33333331
1.0	3.0	3.00000000	0.50000000
1.0	4.0	4.00000000	0.60000002
1.0	5.0	4.99999905	0.66666663
1.0	6.0	6.00000000	0.71428573
1.0	7.0	6.99999714	0.74999988
1.0	8.0	8.00000095	0.77777779
1.0	9.0	8.99999809	0.79999995
1.0	10.0	10.00000286	0.81818187

Z_0	R_{L0}	定在波数	反射係数
415.0	415.00	1.00000095	0.00000048
415.0	207.50	2.00000191	0.33333373
415.0	138133	3.00000000	0.50000000
415.0	103.75	4.00000000	0.60000002
415.0	83.00	4.99999332	0.66666627
415.0	69.16	5.99999809	0.71428561
415.0	59.28	7.00000191	0.75000006
415.0	51.87	7.9999792	0.77777725
415.0	46.11	9.00000000	0.80000001
415.0	41.50	9.99992561	0.81818056

Z_0	R_{L0}	定在波比	反射係数
1.0	1.000	1.00000000	0.00000000
1.0	0.500	2.00000000	0.33333331
1.0	0.333	3.00000000	0.50000000
1.0	0.253	4.00000000	0.60000002
1.0	0.199	5.00000000	0.66666669
1.0	0.166	6.00000000	0.71428573
1.0	0.142	6.99999714	0.74999988
1.0	0.125	8.00000095	0.77777779
1.0	0.111	8.99999809	0.79999995
1.0	0.100	9.99999619	0.81818175

4. あ と が き

以上、空間回路網法による音場の時間応答解析手法の基本となる1次元音場の定式化を行ない一例として音響管の定在波を時間応答シミュレーションから求められることを示し、定在波比、反射係数も正確に計算できることからこの手法の妥当性が確かめられた。これまで述べてきた1次元音場の定式化は、これを2次元音場、3次元音場に平面格子網、立体格子網として組み合わせて拡張することが可能であり⁽⁶⁾、回路変定数の取り扱いを種々工夫することにより、それぞれの条件に合わせて等価回路表示することができ音場のみならず音響問題全般にわたって幅広く応用できるものである。今後は音響分野において解析が困難な反射、放射、回折などの問題に応用してゆきたい。

最後に本報告をまとめるにあたって第22期電気工学科卒業研究グループの佐々木康悦君、田畑初夫君、名波秀昇君、さらに本論で解析例として示した音響管モデルの計算では荒木和也君の協力を得たことをここに記して謝意を表したい。

参 考 文 献

- (1)例えば 河井康人, 寺井俊夫「室内の過渡音場の計算」建築音響研究会資料 AA 87-09(1987. 2)
- (2)例えば 小谷野進司, 中村徹「マルチウェイスピーカにおける波面測定法と応用」電子情報通信学会技術研究報告 Vol. 90 No. 132 EA 90-23~27 (1990. 7)
- (3)西巻正郎「改版電気音響振動学」コロナ (1974. 4)
- (4)吉田則信, 深井一郎「電磁界の節点方程式による過渡解析」電子通信学会論文誌 Vol. J63-B, No. 9 pp. 876~883 (1980. 9)
- (5)高木彰, 吉田則信, 深井一郎「駆動系および受音系を含む音場の統一的時間応答解析」信学論(A) J 68-A, 7, pp. 688-695 (1975. 7)

(平成2年11月9日受理)

