



室蘭工業大学

学術資源アーカイブ

Muroran Institute of Technology Academic Resources Archive



初期値問題定式化での時間領域境界要素法と4次元時 空領域分割法を用いた航跡場解析

メタデータ	言語: Japanese 出版者: 電子情報通信学会 公開日: 2016-01-14 キーワード: Microwave, Time Domain, Boundary Element Method, Particle Accelerator, Wake Fields, Domain Decomposition Method, Finite Difference Time Domain (FDTD) Method, 549 作成者: 川口, 秀樹, WEILAND, Thomas メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10258/3838

初期値問題定式化での時間領域境界要素法と4次元 時空領域分割法を用いた航跡場解析

その他（別言語等） のタイトル	Initial Value Problem Formulation TDBEM with 4-D Domain Decomposition Method and Application to Wake Fields Analysis
著者	川口 秀樹, WEILAND Thomas
雑誌名	電子情報通信学会技術研究報告. EMT, 電磁界理論
巻	115
号	279(EMT2015 49-84)
ページ	191-196
発行年	2015-10
URL	http://hdl.handle.net/10258/3838

初期値問題定式化での時間領域境界要素法と 4次元時空領域分割法を用いた航跡場解析

川口 秀樹[†] Thomas Weiland[‡]

[†] 室蘭工業大学 しくみ情報系領域 〒050-8585 室蘭市水元町 27-1

[‡] Technische Universitaet Darmstadt, Institut für Theorie Elektromagnetischer Felder Schloßgartenstr.8, 64289 Darmstadt

E-mail: [†] kawa@mmm.muroran-it.ac.jp

あらまし 曲線軌道の電子ビームが生じる粒子加速器内の過渡電磁場（航跡場）の解析方法として、これまで、時間領域境界要素法の開発を行ってきた。時間領域境界要素法には、従来からマイクロ波の過渡解析で広く利用されている FDTD 法や FIT に比べて、莫大なメモリと計算時間を要するという問題があった。これを解決すべく、初期値がゼロでない場合に時間領域境界要素法の定式化を拡張し、これを4次元時空での領域分割法と組合せ、大幅なメモリの削減を図った。また、これを典型的な応用例である粒子加速器のバンチコンプレッサーセクションでの航跡場解析に適用し、従来のスキームや FDTD 法との比較を行ったので報告する。

キーワード マイクロ波, 時間領域, 境界要素法, 粒子加速器, 航跡場, 領域分割法, FDTD 法

Initial Value Problem Formulation TDBEM with 4-D Domain Decomposition Method and Application to Wake Fields Analysis

Hideki KAWAGUCHI[†] Thomas WEILAND[‡]

[†] Muroran Institute of Technology 27-1 Mizumoto-cho, Muroran, 050-8585 Japan

[‡] Technische Universitaet Darmstadt, Institut für Theorie Elektromagnetischer Felder Schloßgartenstr.8, 64289 Darmstadt

E-mail: [†] kawa@mmm.muroran-it.ac.jp

Abstract The Time Domain Boundary Element Method (TDBEM) has its advantages in the analysis of transient electromagnetic fields (wake fields) induced by a charged particle beam with curved trajectory in a particle accelerator. On the other hand, the TDBEM has disadvantages of huge required memory and computation time compared with those of the Finite Difference Time Domain (FDTD) method or the Finite Integration Technique (FIT). This paper presents 4-D domain decomposition method for the TDBEM based on an initial value problem formulation and application to a full model simulation of the bunch compressor section of the high-energy particle accelerators, in which the charged particle beam takes curved trajectory and the trajectory is sensitively affected by the wake fields.

Keywords Microwave, Time Domain, Boundary Element Method, Particle Accelerator, Wake Fields, Domain Decomposition Method, Finite Difference Time Domain (FDTD) Method

1. はじめに

時間領域境界要素法 (TDBEM) は、マイクロ波、電磁波の振舞いを時間領域でシミュレーションする方法 [1]-[4] の一つであり、時間領域差分 (FDTD) 法とは異なり境界のみを離散数値モデル化するという特徴のため、開放領域問題、粒子ビームとの結合解析など、FDTD 法では取扱いが困難なケースに適用できるという利点がある一方、莫大な所要メモリと計算時間を要するという問題点があり、現在、必ずしも、広くマイクロ波シミュレーションに用いられてはいない。しかしながら、粒子加速器内において (相対論的速度で運動す

る荷電粒子のかたまりである) 電子バンチが生じる過渡電磁場 (航跡場という) の解析に際しては、従来から広く用いられてきた FDTD 法は、光の速度で直線運動をするケース、とりわけ、加速管が2次元軸対称な構造の場合に限定され、曲線運動となるようなケースには適用が困難であり、適用領域の広い航跡場解析スキームとしては、この時間領域境界要素法が唯一の方法となっている。

このような観点から、我々のグループでは、これまで、航跡場解析を主なターゲットとして、時間領域境界要素法を実用利用すべく、現実的な計算サイズ、かつ、十分な長時間計算ができるよう同スキームのシミ

ュレーションコードの開発を行ってきた^{[5],[6]}。とりわけ、最近提案した時間領域境界要素法の初期値問題定式化により、実用的な3次元シミュレーションの可能性が広がった^{[7],[8]}。本稿では、このような時間領域境界要素法の最大のアドバンテージである曲線軌道に対する航跡場解析を次世代粒子加速器のパンチコンプレッサーセクションに適用し、FDTD法との精度比較を行うとともに、パンチコンプレッサーのフルモデルの航跡場シミュレーションを行ったので報告する。

2. 時間領域境界要素法と航跡場解析応用

一般に、マイクロ波に対する時間領域境界要素法は、周波数領域解析同様、EFIE型とMFIE型の両方で定式化可能であるが^{[1]-[4]}、系が軸対称性を有し、かつ、境界が完全導体のみからなる場合、未知量は表面電流の軸方向成分のみとなり、簡単化された(1)の磁場 $\mathbf{B}(t, \mathbf{x})$ に関するMFIE型の積分方程式を用いて解析することができる^[4]。

$$\mathbf{B}(t, \mathbf{x}) = \mathbf{B}_{ext}(t, \mathbf{x}) + \frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ \left(\frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} + \frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \times (\mathbf{n}' \times \mathbf{B}(t', \mathbf{x}')) \right\} dS' \quad (1)$$

ここに、 $\mathbf{B}_{ext}(t, \mathbf{x})$ は表面電流を誘起する外部磁場、 \mathbf{n} は境界表面の法線ベクトル、また、右辺境界積分中の $\mathbf{n} \times \mathbf{B} = \mathbf{K}$ は表面電流密度ベクトルである。さらに、境界積分記号下の全ての物理量は、 c を光の速度として、 $t' = t - |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|/c$ により定義される遅延時間に依存する。時間領域境界要素法では、この(1)を境界表面上で空間的、時間的に離散化表現して得られる行列方程式をタイムステップごとに解くことにより、時間とともに変動する表面電流密度(あるいは磁場の接線成分)分布を求める^[4]。このとき、(1)の境界積分における物理量が上述のように観測点と境界上の場所との距離で決まる遅延時間 t' によって評価されるという性質に起因して、(1)を離散した行列方程式では、過去の表面電流の値を用いて現在の値が計算されるため、その行列を格納するために莫大なメモリが必要となる。たとえば、数値モデルの1次元方向の分割数のオーダーを n (すなわち、境界表面上のメッシュ数

N は n^2)とすると、(1)を離散化した場合の行列格納に必要なメモリは、単純に行うと $n^5 \times 8$ バイトのオーダー、行列の圧縮格納等を行った場合でも $n^4 \times M \times 8$ バイトのオーダー(但し、 M は行列の1行当りの非ゼロ要素数で概ね数10程度の値)となる。

3. 初期値問題定式化

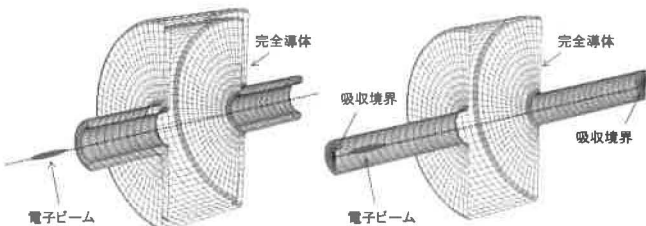
上記(1)をベースとした従来の時間領域境界要素法には、とりわけ、粒子加速器航跡場を解析ターゲットとした場合、次の本質的な問題があった。

- ・時間領域のEFIE, MFIEでは、境界値の初期値がゼロという前提があるため、電子ビームは $t=0$ では加速管外部に位置する必要があるため、加速管をトラスなトポロジーの肉薄2重構造の有限長モデルで表現し、かつ、開放領域問題として定式化した上で、電子ビームの初期位置を表面電流が生じない程度に十分前方に設定して計算する必要があった。(図1(a))
- ・上記事情に関連し、内部共振現象に起因するとみられる数値不安定、計算精度の劣化が生じていた。
- ・さらに、図1(a)の数値モデルの構造に伴い、電子ビームが加速管に達するまでのタイムステップ分、および、加速管数値モデルの2重構造の外側のメッシュ分の計算時間とメモリが(無駄に)余分に必要となっていた。

これらの問題点を解決するため、図1(b)のような加速管の内部領域タイプの数値モデルにて解析すべく、(1)を拡張し、MFIE型のみならずEFIE型両方からなる(2)、(3)の初期値問題定式化を行った。

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(t, \mathbf{x}) = & \mathbf{B}_{ext}(t, \mathbf{x}) + \frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ \frac{\dot{\mathbf{E}}(t', \mathbf{x}') \times \mathbf{n}'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \right\} dS' \\ & + \frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ \left(\frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} + \frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \times (\mathbf{n}' \times \mathbf{B}(t', \mathbf{x}')) \right\} dS' \quad (2) \\ & + \frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ - \left(\frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} + \frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) (\mathbf{n}' \times \mathbf{B}(t', \mathbf{x}')) \right\} dS' \\ & + \frac{1}{4\pi} \int_{V_0} \left\{ \left(\dot{\mathbf{B}}(t', \mathbf{x}') + \frac{\partial \mathbf{B}(t', \mathbf{x}')}{\partial t'} \right) \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c} + \mathbf{B}(t', \mathbf{x}') \right\} dV', \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(t, \mathbf{x}) = & \mathbf{E}_{ext}(t, \mathbf{x}) + \frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ \frac{\mathbf{n}' \times \dot{\mathbf{B}}(t', \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \right\} dS' \\ & + \frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ - \left(\frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} + \frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) (\mathbf{E}(t', \mathbf{x}') \cdot \mathbf{n}') \right\} dS' \quad (3) \\ & + \frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ - \left(\frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} + \frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \times (\mathbf{E}(t', \mathbf{x}') \times \mathbf{n}') \right\} dS' \\ & + \frac{1}{4\pi} \int_{V_0} \left\{ \left(\dot{\mathbf{E}}(t', \mathbf{x}') + \frac{\partial \mathbf{E}(t', \mathbf{x}')}{\partial t'} \right) \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c} + \mathbf{E}(t', \mathbf{x}') \right\} dV', \end{aligned}$$



(a) 開放領域モデル (b) 内部領域モデル

図1 粒子加速器のTDBEM数値モデル

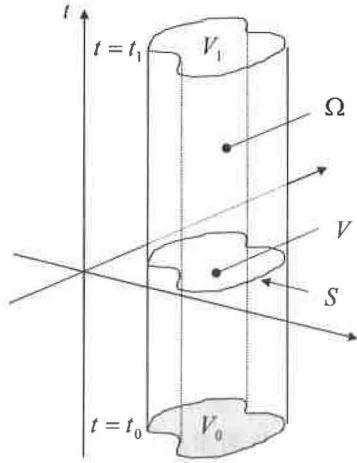


図2 4次元時空領域

すなわち、 $t=0$ の時点ですでに表面電流の初期値が存在する影響(図2の底 V_0 上の積分)を記述する(2), (3)の右辺第5項, 加速管上流側と下流側の(吸収境界条件が適用される)真空断面での電場の接線成分と磁場の法線成分の寄与を記述する(2)の右辺2, 3項, (3)の右辺第3項が含まれた定式化となっている。このとき、とりわけ、図1とは異なり軸対称性を有しない3次元系に適用する場合は、未知量は、境界表面上の表面電流ベクトルの2つの成分(あるいは、磁場の2つの接線成分 B_s, B_t)と表面電荷密度(あるいは、電

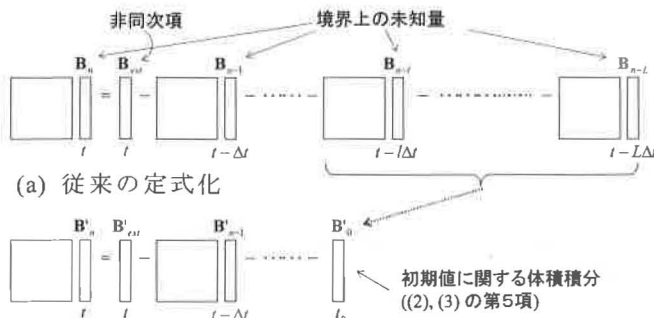
$$\begin{matrix} \text{航跡場を誘起} \\ \text{する外場} \\ \begin{matrix} G_{BBs}^0 & G_{BBt}^0 \\ G_{BBrs}^0 & G_{BBrt}^0 \end{matrix} \begin{matrix} B_s^k \\ B_t^k \end{matrix} = \begin{matrix} B_{exts}^k \\ B_{extt}^k \end{matrix} - \sum_{l=1}^k \begin{matrix} G_{BBs}^l & G_{BBt}^l \\ G_{BBrs}^l & G_{BBrt}^l \end{matrix} \begin{matrix} B_s^{k-l} \\ B_t^{k-l} \end{matrix} \\ \text{現在時刻での} \\ \text{未知量} \qquad \qquad \qquad \text{過去の時刻} \\ \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \text{での未知量} \end{matrix}$$

(a) 従来の定式化

$$\begin{matrix} \text{航跡場を誘起} \\ \text{する外場} \\ \begin{matrix} G_{BBs}^0 & G_{BBt}^0 & \mathbf{0} \\ G_{BBrs}^0 & G_{BBrt}^0 & \mathbf{0} \\ G_{EBns}^0 & G_{EBnt}^0 & G_{EBn}^0 \end{matrix} \begin{matrix} B_s^k \\ B_t^k \\ E_n^k \end{matrix} = \begin{matrix} B_{exts}^k \\ B_{extt}^k \\ E_{extn}^k \end{matrix} - \sum_{l=1}^k \begin{matrix} G_{BBs}^l & G_{BBt}^l & \mathbf{0} \\ G_{BBrs}^l & G_{BBrt}^l & \mathbf{0} \\ G_{EBns}^l & G_{EBnt}^l & G_{EBn}^l \end{matrix} \begin{matrix} B_s^{k-l} \\ B_t^{k-l} \\ E_n^{k-l} \end{matrix} + \begin{matrix} B_{ABC}^k \\ B_{ABC}^k \\ E_{ABC}^k \end{matrix} \\ \text{現在時刻での} \\ \text{未知量} \qquad \qquad \qquad \text{過去の時刻} \\ \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \text{での未知量} \qquad \qquad \qquad \text{初期値の} \\ \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \text{影響の積分} \end{matrix}$$

(b) 初期値問題定式化

図3 TDBEM の行列方程式の構造



(b) 初期値問題定式化

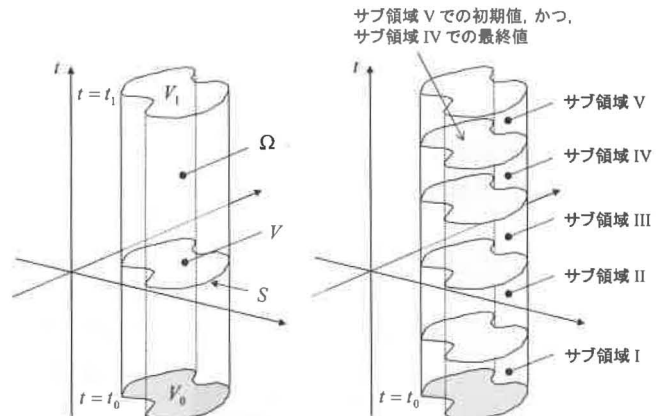
図4 従来の定式化と初期値問題定式化の対応

場の法線成分 E_n) の3つが求めるべき未知量となる。

従来の時間領域境界要素法の定式化(1)に比して、初期値問題定式化(2), (3)は、未知量も増えかなり複雑化しており、実際、プログラムコードも非常に複雑かつ数倍の長さになる。図3(a)には3次元系の場合の従来の定式化での行列方程式の概観を、図3(b)には初期値問題定式化の場合を示す。未知量が増えた分、かつ、初期値体積積分項が追加された分、実際、全体の行列構造が複雑かつ大規模になっていることがわかる。しかしながら、その一方で、図1(b)の数値モデルの採用に伴い、上述の内部共振現象が起因と考えられる数値不安定性、精度劣化の問題は回避できることがわかっている[7],[8]。

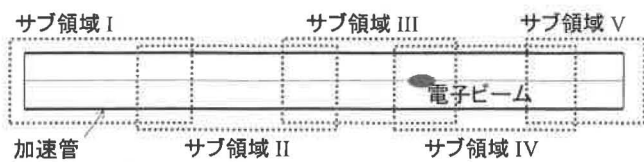
4. 4次元時空での領域分割法

上述のようなマイクロ波の時間発展計算の数値安定化に加え、初期値問題定式化のもう一つの重要な利点として、4次元時空での領域分割法への適用がある。図4に、ゼロ初期値を前提とした従来の定式化(1)と、非ゼロ初期値の場合の定式化(2)との単純化した関係を示す。すなわち、(2)の右辺第5項は、それ以前の境界積分を全て一つの体積積分に集約したものとみなすことができる。したがって、(2), (3)は、その右辺第5項により、ある時刻での領域中の電磁場が既知であれば、それ以前の境界値を用いなくても、以後のマイクロ波の過渡現象が計算できることを意味しており、例えば、図5(a)のような4次元時空の時間軸方向に長い領域のマイクロ波現象は、その領域を図5(b)のように小さなサブ領域に分割して、前段のサブ領域の最終値を、次段のサブ領域の初期値とみなして(2), (3)を繰り返し用いることにより計算できることになる。とりわけ、粒子加速器航跡場の現象では、電子ビームの前方には場が存在しないため、本来、電子ビームより下流の領域の計算が不要であったことを考慮すると、4次元時空領域分割法において、図6(a)

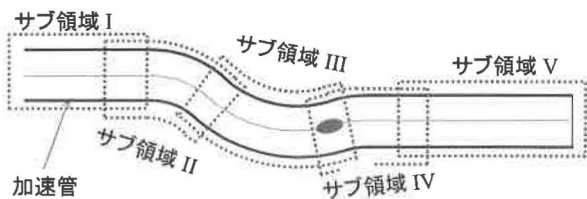


(a) 全領域が一体化 (b) サブ領域への分割

図5 時間軸方向に細長い4次元時空領域



(a) 直線軌道モデル



(b) 曲線軌道モデル

図6 粒子加速器の領域分割モデル

のように電子ビームとともに動くサブ領域を設定することにより、全ての時間ステップで全領域を計算する方法に比べ、格段に計算量およびメモリを削減できることがわかる。これと類似の航跡場のメモリ及び計算量削減方法は、すでに、FITにおいてMoving window技術として知られており^{[9],[10]}、また、散乱場表示定式化の時間領域境界要素法においても導入されその有効性が確認されている^[11]。しかしながら、これらはいずれも、原則、そのサブ領域、Moving windowは電子ビームを含んで光速度で直線移動する必要があるため、電子ビームの運動も直線運動であるという前提があったが、本稿で説明した4次元時空の領域分割法^[12]では、このような制約はなく、より広く、例えば図6(b)のような曲線軌道に沿ったサブ領域の設定も可能となる。

5. 航跡場の数値解析例

上記で説明した初期値問題定式化 時間領域境界要素法の4次元時空領域分割法の典型的な適用例として、ここでは、リニアークライダー、X線FELなどの次世代粒子加速器の一部分に使用されている電子ビームを進行方向に圧縮する装置、バンチコンプレッサーにおける航跡場解析を示す。バンチコンプレッサーでは、そこを通過する電子バンチ内に適切なエネルギー分布（前方部分のエネルギーが高く、後方部分のエネルギーが低い分布）があると、電子バンチを4つの偏向磁場セクションによりシケイン軌道運動させた場合、磁場中では個々の電子はそのエネルギーに依存して異なる

経路長となることから、電子バンチは進行方向に効率的に圧縮される。(図7参照) この電子バンチ圧縮動作原理に必要な電子バンチ内でのエネルギー分布の度合いはわずかに1.0%程度であり、逆にいうと、ほんのわずかな外部的な擾乱によりエネルギー分布が乱されても、図7のような有効な電子バンチ圧縮が行えないことになる。このため、バンチコンプレッサーの開発に際しては、その装置設計段階から、航跡場の影響などを数値シミュレーション等により精度よく把握しておく必要がある。

図8には、それぞれ、図7のバンチコンプレッサーの最初の磁場区間の時間領域境界要素法数値モデル(上)とFDTD法グリッドモデル(下)を示す。とりわけ、FDTD法では、曲線に沿ってなめらかなグリッドとなるよう曲線区間は円柱座標系としている。また、図9(a),(b)には、それぞれ、電子バンチが通過する際に加速管壁に誘起される表面電流の進行方向成分と回転方向成分(実際には、これらに対応する磁場の回転方向成分、進行方向成分をプロット)の時間発展を初期値問題定式化時間領域境界要素法でシミュレーションした計算例を、また、図10(a),(b)には、同じ現象を、図8(下)のグリッド空間を用いてFDTD法により計算した例を示す。電子バンチの半値幅は1.5cm、加速管断面半径は1cm、曲線軌道の曲率半径は1.6mとした。このとき、図9(b)、図10(b)は、それぞれ、(a)に比してその縦軸が1/100のスケールのプロットになっている。すなわち、電子バンチからの電気力線を終端する表面電荷とそれに起因する表面電流の主な成分である進行方向成分(a)に比べ、軌道が曲がっていることにより生じる回転方向成分(b)は非常に小さな信号であり、とりわけ、直線運動部ではゼロとなっている。一方で、(a)の表面電流成分はその分布の対称性から電子ビームの運動にはほぼ影響しないものの、(b)は信号は小さいものの電子の動力学には影響を与える可能性があり、装置設計に際しては深刻に考慮を要する成分となる。図9、10から容易にわかるように、進行方向成分(a)の計算には大きな差異はないものの、動力学で重要となる回転方向成分(b)の計算では、FDTD法は非常に精度が悪いことがわかる。このとき、FDTD法において、グリッドサイズを半分にした場合、さらに、グリッド離散

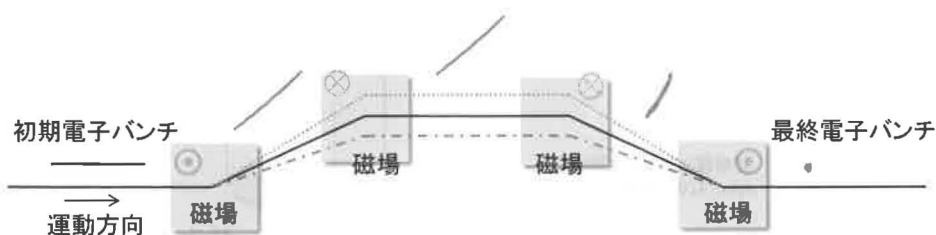


図7 高エネルギー粒子加速器のバンチコンプレッサーセクションと電子バンチ圧縮動作

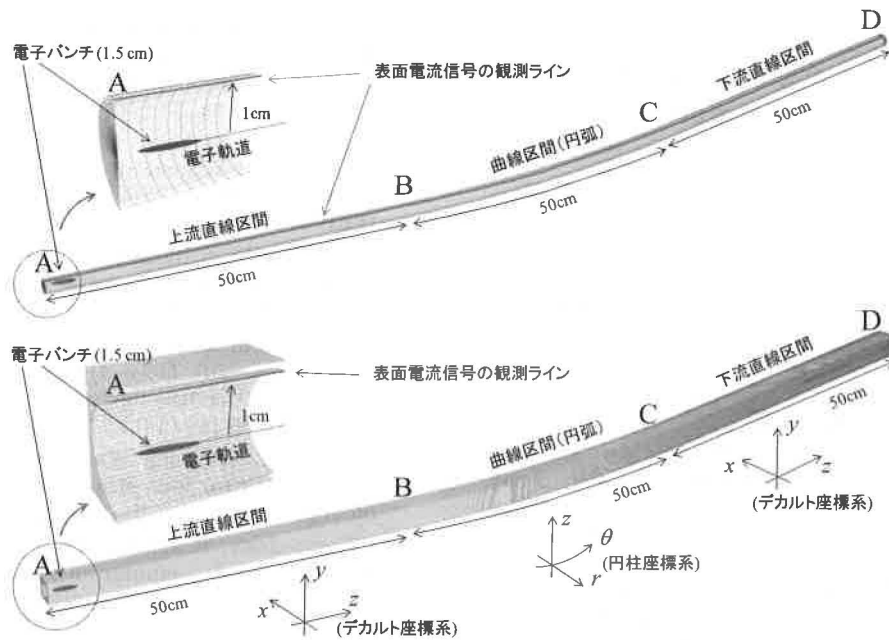
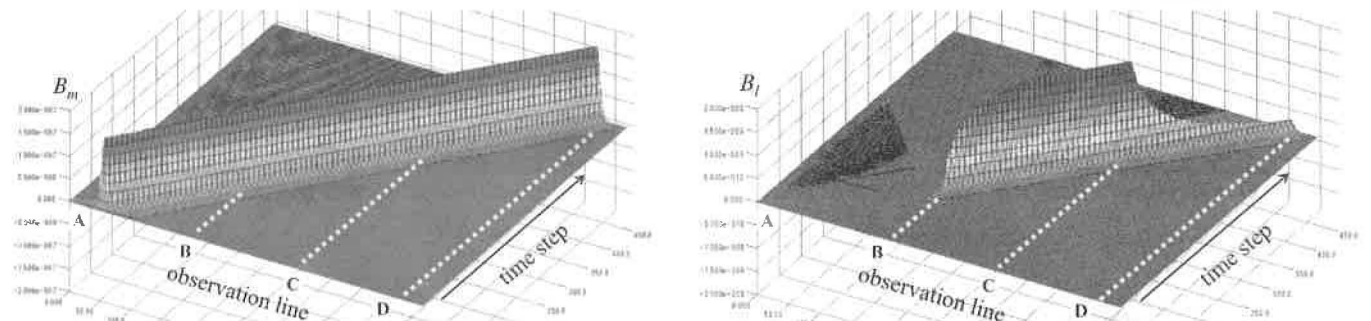


図8 バンチコンプレッサー第1磁場区間のTDBEM境界表面モデル(上)とFDTD法グリッドモデル(下)

化が目立たないよう断面を横長長方形近似した場合の計算を行ったものの、いずれも、図10(b)に比して、ほとんど改善がみられなかった。したがって、これらの信号の精度の悪さは、グリッド離散化の粗さによるものではなく、FDTD法そのものに起因しているものと考えられる。

最後にもう一つ、本稿で説明した4次元領域分割法を、図7のバンチコンプレッサーフルモデルの4サブ領域分割の数値モデル(図11)に適用して行った航跡場解析例を図12に示す。サブ領域結合部にて若

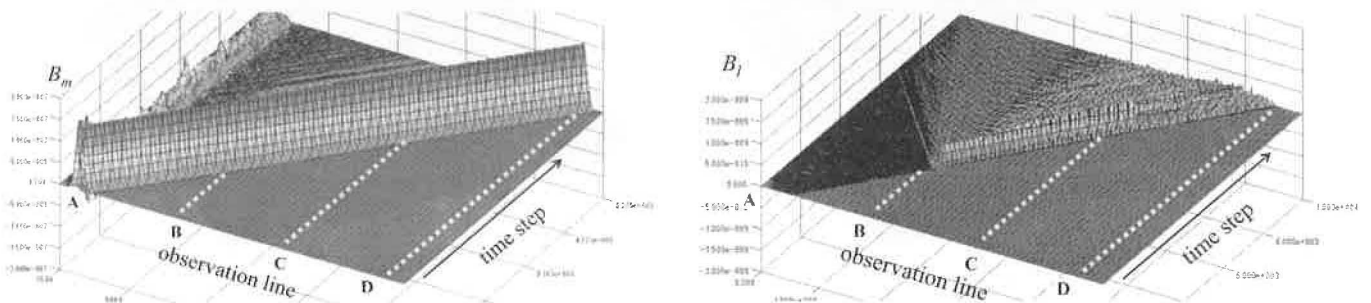
干渉乱が生じているものの、とりわけ、電子ビームに影響を与える領域での計算は安定に行われていることがわかる。数値モデルが大きすぎ、領域分割法を用いない場合との比較はできないが、半分のモデル^[12]で行った比較から見積ると、領域分割法を用いた図12の計算は、スーパーコンピュータのシングルノードで、70GBメモリ、37時間の計算規模であったのに対し、領域分割を用いない場合は、32ノードMPI並列計算で、約700GBメモリ(22GB×32)、約1,000時間の規模の計算を要することになる。



(a) 磁場回転方向成分

(b) 磁場進行方向成分

図9 観測ライン上の磁場の接線成分(表面電流密度)の時間発展シミュレーション(時間領域境界要素法)



(a) 磁場回転方向成分

(b) 磁場進行方向成分

図10 観測ライン上の磁場の接線成分(表面電流密度)の時間発展(FDTD法)

6. まとめ

曲線軌道の電子ビームの場合の航跡場解析方法として開発してきた時間領域境界要素法をより実用利用に近づけるべく提案した初期値問題定式化時間領域境界要素法ベースの4次元時空間領域分割法について、FDTD法との精度比較を行うとともに、スーパーコンピュータを用いて、バンチコンプレッサーフルモデルの航跡場解析への適用を行った。今後は、航跡場の動力学への影響の定量的評価を行っていく予定である。

文献

- [1] E.K.Miller, A.J.Poggio, G.J.Burke, An Integro-Differential Equation Technique for the Time Domain Analysis of Thin Wire Structures I.The Numerical Method, J. Comp. Phys., vol.12, pp.44-48,1973.
- [2] S.M.Rao, D.R.Wilton, Transient scattering by conducting surfaces of arbitrary shape, IEEE Trans Antennas Propag., AP-39 (1991), pp.56-61.
- [3] D.Poljak and E.K.Miller, C.Y.Tham, Time Domain Energy Measures for Thin-Wire Antennas and Scatterers, IEEE Antennas and Propag. Magazine, Vol.44, No.1, pp.87-95, February 2002.
- [4] H. Kawaguchi, Stable time domain boundary integral equation method for axisymmetric coupled charge-electromagnetic field problems, IEEE Trans Magn., Vol.38 (2 (Part 1)) (2002), pp.749-52.
- [5] K. Fujita, H. Kawaguchi, I. Zagorodnov and T. Weiland, Time Domain Wake Field Computation with Boundary Element Method, IEEE Trans. Nuclear Science, 53 [2] (2006), pp.431-439.
- [6] K.Maeda, H.Shibata, H.Kawaguchi and S.Itasaka, MPI Parallel Scheme of 3D Time Domain Boundary Element Method with CRS Matrix Compression, IEEE Tran. Magn., Vol.50, Issue 2 (2014), 7013104.
- [7] H.Kawaguchi, S.Itasaka and T.Weiland, Initial Value Problem Formulation of 3D Time Domain Boundary Element Method, IEEE Tran. Magn. (2014), 7014604.
- [8] H.Kawaguchi and T.Weiland, Initial Value Problem Formulation of Time Domain Boundary Element Method for Electromagnetic Microwave Simulations, EABE, Vol.36 [6] (2012), pp.968-978.
- [9] K. Bane, T. Weiland, "Wake force computation in the time domain for long structures," Proc.12th Int. Conf. on High Energy Accel., Chicago, IL, 1983, p.314.
- [10] I.Zagorodnov, R.Schuhmann and T.Weiland, "Long-time numerical computation of electromagnetic fields in the vicinity of a relativistic source," J. Comput. Phys., vol. 191, pp. 525-541, 2003.
- [11] K.Fujita, H.Kawaguchi, R.Hampel, W.F.O.Müller, T.Weiland and S.Tomioka, Time Domain Boundary Element Analysis of Wake Fields in Long Accelerator Structures, IEEE Trans. Nuclear Science, Vol.55, No.5 (2008), pp.2584-2591.
- [12] H.Kawaguchi, S.Itasaka, T.Weiland, 4D Space-Time Domain Decomposition Simulation of Particle Accelerator Wake Field Based on 3D Time Domain BEM, IEEE Tran. Magn., Vol.51[3] (2015), 7201604.

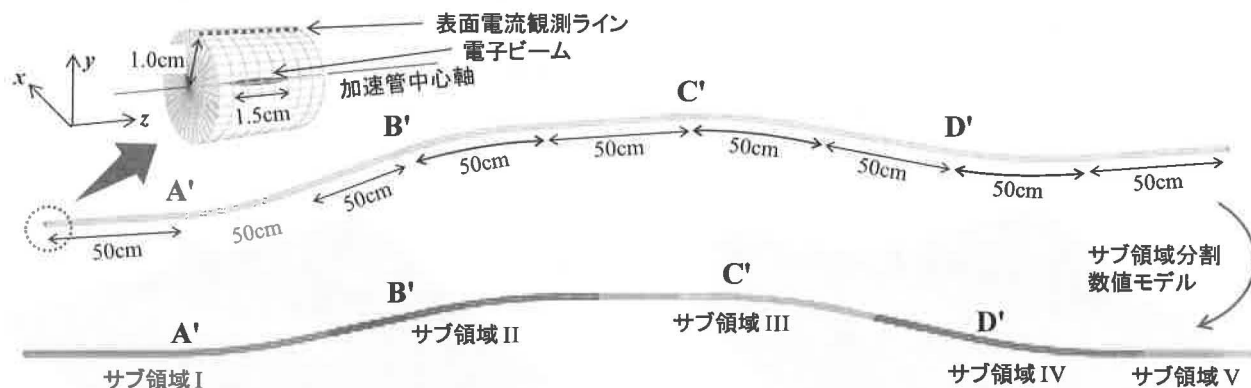


図1 1 バンチコンプレッサーフルモデル (上) とそのサブ領域分割 (下)

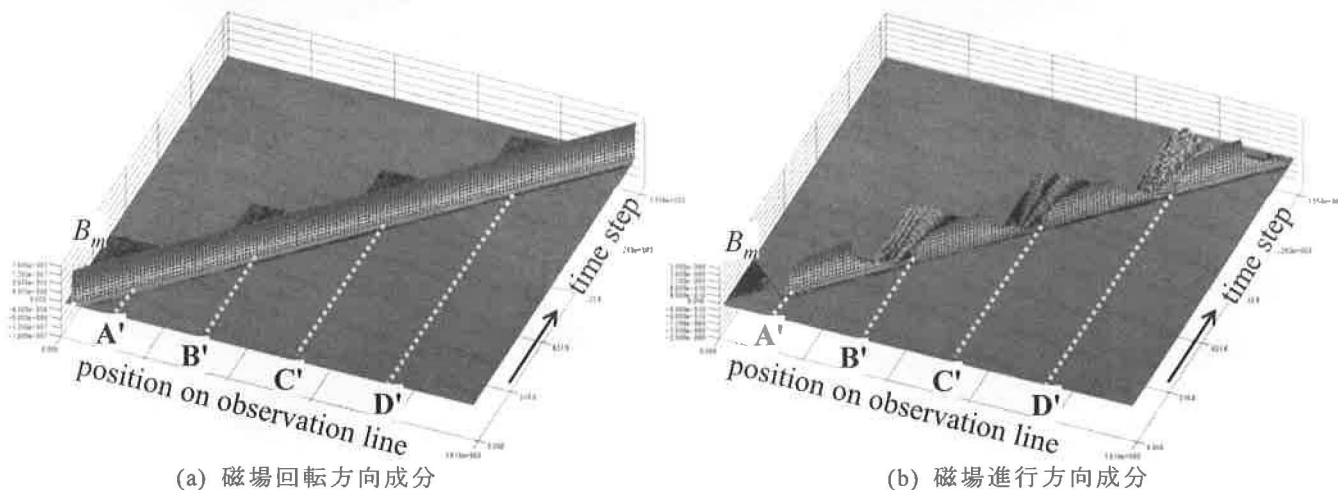


図1 2 観測ライン上の磁場の接線成分 (表面電流密度) の時間発展 (時間領域境界要素法)