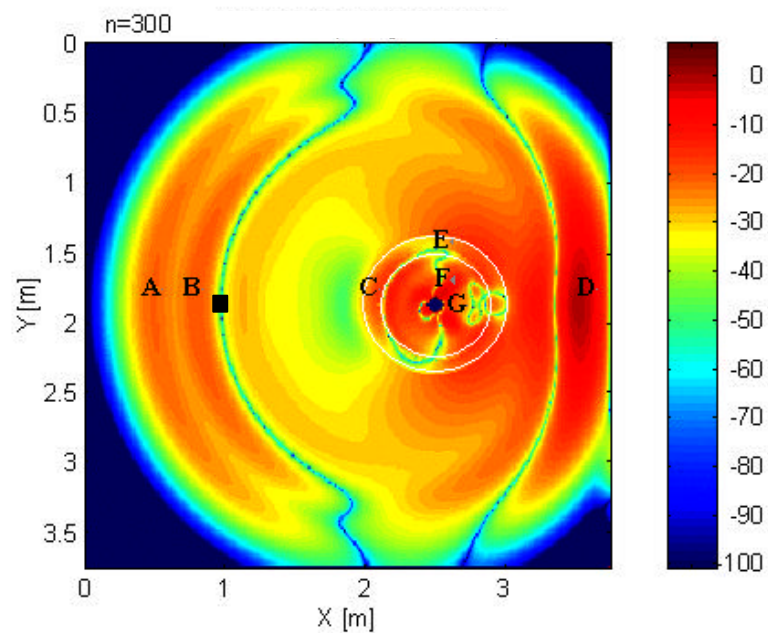


Tutorial Riset Unggulan Terpadu (RUT) VI
PENGEMBANGAN SISTEM RADAR BAWAH TANAH PULSA CHIRP

**ANALISA HANTARAN GELOMBANG LISTRIKMAGNET
DENGAN MENGGUNAKAN
METODA FINITE DIFFERENCE TIME DOMAIN (FDTD)**



Peneliti Utama
Ir. Josaphat Tetuko Sri Sumantyo, M.Eng (BPPT)

UCAPAN TERIMA KASIH DARI PENULIS

Kami sangat berterimakasih sekali bila ada mahasiswa, peneliti, peminat bidang numerical analysis dan lain-lain yang berminat dalam bidang hantaran gelombang listrik dan lain-lain yang hendak menggunakan buku ini. Kami berharap dengan selesainya penulisan buku ini, seluruh isinya dapat diterapkan dalam pemecahan persoalan hantaran gelombang. Pada akhirnya kami berharap seluruh penelitian dengan menggunakan cara pikir yang dituangkan dalam buku ini dapat diterapkan secara nyata dalam kehidupan sehari-hari.

Buku ini masih banyak kekurangannya, karena keterbatasan kemampuan penulis. Kami berharap agar pemakai buku ini memberikan masukan demi perbaikan buku ini. Saran dan pendapat membangun silakan hubungi penulis ke alamat penulis:

Josaphat Tetuko Sri Sumantyo
Jl. Ligar Raya 52B, Bukit Ligar, Bandung 40191 INDONESIA
Phone/fax : +62(0)22 250 8059
Email: tetuko@ceres.cr.chiba-u.ac.jp, tetuko@ieee.org

Akhir kata, penulis sangat berterimakasih kepada Prof. Toru UNO yang memperkenalkan dan membimbing pemakaian metoda ini dalam penelitian penulis.

Silakan sebar ilmu ini ke rekan-rekan yang berminat pada metoda ini.

‘Sebar ilmu seluas mungkin, agar tumbuh segar dan membesar’

1 Juli 1998

Penulis.

* Sampul : pantulan medan listrik dari batang pohon Rasamala (*Altingia exelsa*)

DAFTAR ISI

BAB 1 PENDAHULUAN

BAB 2 TEORI DASAR DAN PENURUNAN RUMUS

2.1 Algorithm Yee

2.1.1 Teori Dasar

2.1.2 Penurunan Rumus dan Contoh Program

2.1.2.1 Metoda TM-FDTD 2 Dimensi

2.1.2.2 Metoda TE-FDTD 2 Dimensi

2.1.2.3 Metoda FDTD 3 Dimensi

2.2 Kondisi Batas Serap

2.2.1 Pendahuluan

2.2.2 Mur Boundary [11]

2.2.3 Stabilized Higdon Boundary [12]

2.2.4 Stabilized Liao Boundary [14]

2.2.5 Metoda Koefisien Matrik

2.2.6 Contoh Numerik

2.2.7 Berenger PML Boundary [18]

2.3 Hal-hal yang perlu diperhatikan dalam Program

2.3.1 Cell Size

2.3.2 Step Waktu

2.3.3 Sumberdaya Komputer

2.3.4 Pemakaian Sifat Kesimetrisan

2.3.5 Contoh Kesalahan yang Mudah Terjadi

BAB 3 ANALISA HAMBURAN MEDAN ELEKTROMAGNET

3.1 Scattered Field FDTD

3.2 Analisa Metoda FDTD Masalah Hamburan 2 Dimensi

3.2.1 Pemberian Sumber Gelombang Masuk

3.2.2 Contoh Program Metoda TM_FDTD dan Contoh Analisa

3.2.3 Contoh Program Metoda TE_FDTD dan Contoh Analisa

3.3 Metoda Penghitungan Far Field

3.3.1 Far Field 3 Dimensi [58]

3.3.2 2D Far Field [59]

3.4 Cross Section

BAB 4 ANALISA ANTENA

4.1 Pemodelan Badan Antena

4.2 Penentuan Lokasi Pencatuan

4.2.1 Pencatuan Gap

4.2.2 Pencatuan Kabel Co-axial [64]

4.2.3 Pencatuan Kabel Microstrip

4.3 Metoda Subcell [76]

4.4 Metoda Penghitungan Karakteristik Antena

4.4.1 Impedance

4.4.2 Pattern Antena

4.4.3 Gain

4.5 Contoh Analisa Antena

4.5.1 Antena Dipole

4.5.2 Antena Monopole di Atas Box

4.5.3 Antena F Terbalik di Atas Box

4.6 Pemakaian Elemen Konstanta Kumpul

4.6.1 Hambatan

4.6.2 Kondensator

4.6.3 Koil

4.6.4 Dioda

BAB 5 APLIKASI LAINNYA

5.1 Metoda FDTD Conformal Cell

5.2 Metoda Impedance Permukaan

5.3 Frequency Dependent FDTD Method

5.4 Medium Inhomogeneous

BAB 6 PENUTUP

DAFTAR PUSTAKA

BAB 1 PENDAHULUAN

Selain *moment method* dan *Finite Element method* untuk analisa hantaran gelombang elektromagnet (*Computational Electromagnetics*) digunakan pula ***Finite Difference Time Domain*** (FDTD), dimana metoda ini sekarang banyak diterapkan sebagai metoda analisa yang utama¹. Salah satu alasan pemilihan metoda ini adalah mudah untuk menganalisa permasalahan yang didasarkan pada persamaan integral yang sangat sulit dilakukan bila dipecahkan dengan *moment method* dan lain-lain. Selain itu untuk menggunakan metoda ini tidak memerlukan dasar-dasar pengetahuan yang mendalam. Yang mendukung berkembangnya metoda ini adalah maju pesatnya teknologi komputer. Sekarang banyak sekali *workstation* yang mempunyai kemampuan sama dengan *supercomputer* beberapa tahun yang lalu dan mudah ditemukan di tiap laboratorium. Sekarangpun komputer bukanlah barang yang aneh lagi, dapat dikatakan “satu orang satu komputer”, ditambah lagi *personal computer*pun mempunyai fungsi yang sama dengan *workstation*.

Setelah Yee [1] pada tahun 1966 memperkenalkan metoda FDTD untuk menganalisa medan elektromagnet dan mulai berkembang bersamaan dengan meningkatnya teknologi komputer². Metoda ini sekarang banyak sekali diterapkan tidak hanya pada Soal Hamburan Medan Elektromagnet saja, tetapi diterapkan pula untuk menganalisa persoalan sulit seperti antena, sirkuit datar dan lain-lain. Kecenderungan ini maju pesat dalam 10 tahunan ini, tiap tahun hampir 100 eksemplar lebih paper telah dipublikasikan [2]. Lalu diterbitkan pula mengenai FDTD [3][4][139], lalu metoda ini banyak muncul di buku-buku *Numerical Analysis* dan *Electromagnetics Field Analysis* [5][6]. Selain itu dapat pula diperoleh informasi mengenai FDTD dalam 3 dimensi melalui *anonymous ftp* [7]³, selain itu ada pula perusahaan yang khusus menjual *software* FDTD yang berupa *tool* dasar analisa medan elektromagnet yang tidak dipakai untuk bahan penelitian⁴.

Buku ini bertujuan membuat program metoda FDTD untuk menganalisa medan elektromagnet dan antena. Dimana diterangkan mulai dari awal pembuatan program, lalu contoh menganalisa antena, dan beberapa nasehat bagi para pembuat program FDTD, ditambah lagi beberapa program yang sekiranya dapat dipakai sebagai contoh.

Susunan buku ini adalah sebagai berikut⁵:

Bab 2, bersamaan dengan penurunan rumus metoda FDTD menurut algorithm Yee, juga diterangkan contoh programnya. Sebagai *boundary condition* ditunjukkan beberapa metoda, juga diterangkan metoda PML (*Perfectly Matched Layer*) ciptaan Berenger, lalu hal-hal yang perlu diperhatikan pada saat membuatnya. Di sini diterangkan betul-betul dari dasar, jadi bagi pembaca yang sudah profesional dalam bidang FDTD dapat melewatinya. Penurunan rumus dilakukan menggunakan sel-sel kotak.

¹ Homepage dari *The Applied Computational Electromagnetics Society* adalah <http://www.emclab.umn.edu/aces>. Di dalamnya disediakan *Web Server* yang memperkenalkan berbagai macam perangkat lunak analisa medan elektromagnet, selain informasi mengenai ACES sendiri. Dari dalamnya dapat diperoleh sebagian informasi secara gratis. Selain itu dapat juga diperoleh laporan-laporan mengenai karakteristik tiap metoda analisa *electromagnetics analysis*. Informasi mengenai proyek pengembangan metoda FDTD dapat dirujuk dari homepage universitas Inggris Brunel <http://www.brunel.ac.uk>.

² Idennya sendiri bukanlah hal baru.

³ <ftp.emclab.umn.edu/pub/aces/psufdtd> atau <ftp://131.151.8.246/pub/aces/psufdtd>

⁴ Homepagenya adalah <http://www.remcominc.com> yang di dalamnya berisikan informasi karakteristik program (XFDTD), harga dan cara mendapatkannya. Sedangkan data grafik contoh analisa diberikan dalam bentuk file JPEG.

⁵ Dalam buku ini telah dilakukan perbaikan pada cara tulis Berenger PML Boundary, terutama pada cara penulisan medan listrik yang disesuaikan pada contoh program, tetapi sebenarnya hal ini bukan merupakan hal yang mendasar.

Bab 3, Bersamaan dengan keterangan nyata analisa soal hamburan medan elektromagnet juga ditunjukkan program contoh. Lalu diterangkan metoda penghitungan *far field* dan luas bidang hambur (*cross-section*).

Bab 4, diperkenalkan beberapa metoda untuk analisa antenna. Di sini diterangkan dengan detail aplikasi analisa antenna menggunakan metoda FDTD karena pemakaian sumber listrik pada antenna sangat penting. Lalu menggunakan metoda yang diterangkan di bab 2 dan 3 untuk *impedance antenna*, kearahannya, *gain* dan lain-lain, juga ditunjukkan contoh analisa beberapa antenna.

Bab 5, diterangkan dengan mudah tema-tema yang dipakai untuk memecahkan persoalan yang sulit akhir-akhir ini.

Bab 6, daftar pustaka mengenai metoda FDTD dan informasi-informasi di internet.

Simbol medan elektromagnet disesuaikan dengan metoda penyimbolan umum misalnya untuk $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ dan lain-lain. Lalu pembicaraan mengenai *frequency domain* menggunakan koefisien waktu $e^{j\omega t}$.

BAB 2

TEORI DASAR DAN PENURUNAN RUMUS

2.1 Algorithm Yee

Dalam sub-bab ini dibahas penurunan rumus metoda FDTD dalam koordinat Cartesien menurut *algorithm Yee*. Dalam penurunan rumus ini digunakan variabel-variabel yang umum dipakai. Serta menurut kebutuhannya ditunjukkan pula contoh programnya.

2.1.1 Teori Dasar

Metoda FDTD seperti ditunjukkan pada gambar 2.1, pertama-tama ditentukan wilayah analisa yang membungkus sumber gelombang, benda hambur. Lalu wilayah analisa ini dicacah menjadi banyak sel (*cell*) kecil. Setelah itu ditentukan persamaan turunan Maxwell^{1,2,3}

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -s E + \nabla \times H \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\nabla \times E \quad (2.2)$$

atau persamaan integral Maxwell^{1,2,3}

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_s B \cdot n dS = - \oint_C E \cdot ds \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_s D \cdot n dS = - \int_s s E \cdot n dS + \oint_C H \cdot ds \quad (2.3)$$

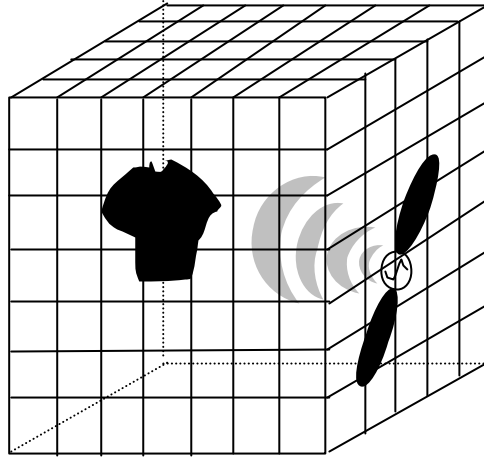
Dasar dari penurunan rumus ini adalah *algorithm Yee*. Seperti pada *Finite Element method*, maka pada metoda FDTD pada dasarnya merupakan metoda analisa wilayah tertutup, oleh karena itu untuk diaplikasikan pada persoalan wilayah terbuka agar tidak timbul pantulan gelombang pada dinding wilayah analisa, maka perlu dipasang batas serap (*absorbing boundary*) secara khayal. Keterangan rinci mengenai metoda ini dijelaskan pada sub-bab berikut.

Algorithm Yee terdiri dari tiga step. Di bawah ini diturunkan rumus metoda FDTD menurut masing-masing step tersebut :

¹ Cara tulis seperti ini sangat efektif untuk metoda FDTD

² $\nabla \cdot D = 0$, $\nabla \cdot B = 0$ tidak perlu dihitung, ini otomatis memenuhi persamaan pada metoda FDTD

³ Mengenai sumber arus dan sumber magnet akan diterangkan di bab 3.



Gambar 2.1 Wilayah Analisa

Step 1) Penurunan seluruh unsur medan elektromagnet menurut waktu dan ruang.

Di sini digunakan *difference*⁴ tengah pertama⁵. Unsur yang mempunyai medan elektromagnet, misalnya menurunkan tengah dari F adalah

$$\frac{\partial F}{\partial x} \approx \frac{F(x + \frac{\Delta x}{2}, y, z, t) - F(x - \frac{\Delta x}{2}, y, z, t)}{\Delta x} \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} \approx \frac{F(x, y, z, t + \frac{\Delta t}{2}) - F(x, y, z, t - \frac{\Delta t}{2})}{\Delta t} \quad (2.6)$$

Karena metoda FDTD seperti yang ditunjukkan pada gambar 2.1 dimana wilayah analisa dicacah menjadi sel-sel kecil dan waktupun diubah secara diskrit, maka titik (x, y, z) digambarkan menjadi

⁴ Selisih *difference* depan dan belakang adalah order Δx , sedangkan order akurasi *difference* tengah adalah $(\Delta x)^2$. Untuk lebih detailnya silakan *reference* buku *numerical analysis*.

⁵ Penurunan rumus menggunakan rumus *difference* berpangkat tinggi dapat juga dilakukan [4],[194] ~ [196]. Walaupun akurasinya naik, tetapi programnya makin rumit, khususnya pada saat memakai gelombang biasanya mudah tidak stabil. Ini tidak hanya pada FDTD saja, tetapi pada metoda *numeric analysis* persamaan turunanpun sering terjadi. Untuk lebih jelasnya silakan *reference* buku khusus mengenai metoda *numeric analysis*.

$$(x, y, z, t) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) \quad (2.7)$$

$\Delta x, \Delta y, \Delta z$ merupakan panjang sel, disebut *cell size*.

Cara penyimbolan dalam FDTD $\Delta x, \Delta y, \Delta z$, dan Δt dapat diabaikan dan ditulis menjadi

$$F(x, y, z, t) = F^n(i, j, k) \quad (2.8)$$

Jadi (i, j, k) menunjukkan koordinat titik sel. Dengan menggunakan rumus (2.8) maka persamaan (2.5), (2.6) menjadi

$$\frac{\partial F}{\partial x} \approx \frac{F^n(i + \frac{1}{2}, j, k) - F^n(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} \approx \frac{F^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k) - F^{n-\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta t} \quad (2.10)$$

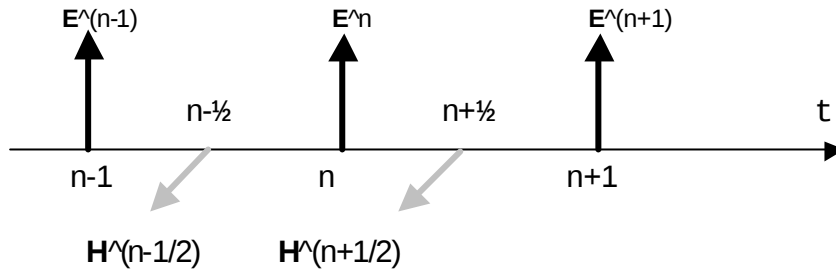
Step 2) Menurut waktunya, medan listrik dan medan magnet diletakkan bergantian seperti ditunjukkan pada gambar 2.2

Grid interval waktu medan listrik $t = \dots, (n-1)\Delta t, n\Delta t, (n+1)\Delta t, \dots$ dan grid interval waktu medan magnet adalah $t = \dots, (n-\frac{1}{2})\Delta t, (n+\frac{1}{2})\Delta t, \dots$. Pada perhitungan menggunakan medan listrik E^n pada $t = (n-1)\Delta t$ dan medan magnet $H^{n-\frac{1}{2}}$ pada $t = (n-\frac{1}{2})\Delta t$ untuk menghitung $E^{n+\frac{1}{2}}$, lalu menggunakan $H^{n+\frac{1}{2}}$ dan $E^{n+\frac{1}{2}}$ untuk menghitung H^{n+1} . Demikianlah cara menghitung medan listrik dan medan magnet secara bergantian.

Dengan mengubah rumus (2.1) dan (2.2) menggunakan medan listrik dan medan magnet, maka akan diperoleh persamaan

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -\frac{s}{e} \mathbf{E} + \frac{1}{e} \nabla \times \mathbf{H} \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{m} \nabla \times \mathbf{E} \quad (2.12)$$



Gambar 2.2 Peletakan Waktu Medan Elektromagnet

Karena turunan waktu pada medan listrik bagian kiri persamaan mempunyai grid interval waktu dimana medan listrik berada adalah $t = \dots, (n-1)\Delta t, n\Delta t, (n+1)\Delta t, \dots$, maka perlu ditetapkan bahwa $t = (n-1/2)\Delta t$ ⁶. Dengan cara yang sama waktu turunan terhadap medan magnet, karena grid interval waktu dimana medan magnet berada adalah $t = \dots, (n-1/2)\Delta t, (n+1/2)\Delta t, \dots$, maka perlu ditetapkan bahwa $t = n\Delta t$. Dengan menggunakan cara penyimbolan pada step 1) maka akan diperoleh

$$\left. \frac{\partial E}{\partial t} \right|_{t=(n-\frac{1}{2})\Delta t} = \frac{E^n - E^{n-1}}{\Delta t} \quad (2.13)$$

$$\left. \frac{\partial H}{\partial t} \right|_{t=n\Delta t} = \frac{H^{n+\frac{1}{2}} - H^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} \quad (2.14)$$

Lalu mensubstitusikan persamaan (2.13), (2.14) ke persamaan (2.11), (2.12) maka akan diperoleh

$$\frac{E^n - E^{n-1}}{\Delta t} = -\frac{s}{e} E^{n-\frac{1}{2}} + \frac{1}{e} \nabla \times H^{n-\frac{1}{2}} \quad (2.15)$$

$$\frac{H^n - H^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} = -\frac{1}{m} \nabla \times E^n \quad (2.16)$$

Tetapi untuk mengubah medan listrik bagian kanan persamaan (2.15) menjadi nilai pada $t = (n-1/2)\Delta t$, dengan cara yang sama tidak dapat dilakukan penurunan rumus menggunakan metoda FDTD. Metoda untuk menghindari permasalahan ini perlu dilakukan pengubahan nilai $sE^{(n-1/2)}$ dengan cara seperti di bawah ini :

⁶ Dalam pustaka [4] dan lain-lain, penurunan di waktu $t = (n+1/2)\Delta t$ diperoleh cara penulisan untuk $E^{(n+1)}$, di sini dipakai medan listrik sebagai sumber gelombang masuk dan syarat batas pada soal analisa elektromagnet dan antena. Dalam buku ini medan listrik diturunkan pada waktu $t = (n-1/2)\Delta t$ dan ditunjukkan cara penulisan E^n . Tetapi sebenarnya semua ini adalah sama saja, diharap bagi pada pembaca jangan sampai salah dalam penerapannya.

$$sE^{n-\frac{1}{2}} \Rightarrow \begin{cases} sE^{n-1} & (2.17a) \\ s \frac{E^{n-1} + E^n}{2} & (2.17b) \\ sE^n & (2.17c) \end{cases}$$

Persamaan (2.17a) adalah cara penggantian pada *grid* interval waktu setengah step di depan, kelemahannya berupa konvergensi yang lambat dan sering divergen, sehingga jarang dipakai. Persamaan (2.17b) merupakan penggantian menggunakan nilai rata-rata, hasilnya yang paling bagus, tetapi apabila memenuhi syarat yang diterangkan pada sub-bab 2.3, maka akan mempunyai nilai akurasi yang sama dengan (2.17c)⁷.

Pada saat menggunakan persamaan (2.17b) [4], persamaan (2.15) akan menjadi

$$\frac{E^n - E^{n-1}}{\Delta t} = -\frac{s}{e} \frac{E^{n-1} + E^n}{2} + \frac{1}{e} \nabla \times H^{n-\frac{1}{2}} \quad (2.18)$$

oleh karena itu E^n menjadi⁸

$$E^n = \frac{2e - s\Delta t}{2e + s\Delta t} E^{n-1} + \frac{2\Delta t}{2e + s\Delta t} \nabla \times H^{n-\frac{1}{2}} \quad (2.19)$$

pada saat menggunakan persamaan (2.17c) [3], dengan menggunakan

$$\frac{E^n - E^{n-1}}{\Delta t} = -\frac{s}{e} \nabla \times H^{n-\frac{1}{2}} \quad (2.20)$$

maka akan diperoleh

$$E^n = \frac{e}{e + s\Delta t} E^{n-1} + \frac{\Delta t}{e + s\Delta t} \nabla \times H^{n-\frac{1}{2}} \quad (2.21)$$

koefisien sebelah kanan persamaan (2.19) dan (2.21) adalah berlainan. Paper yang menggunakan persamaan (2.19) ada juga, lalu ada pula yang menggunakan (2.21). Dalam buku ini dengan menggunakan alasan seperti di bawah ini, maka digunakan persamaan (2.21).

Dalam medium yang berkonduktifitas s sangat tinggi, medan elektromagnet akan meluruh secara eksponensial sesuai dengan bertambahnya waktu, lalu pada dinding sempurna (*perfectly medium*) yang mempunyai nilai limit tersebut harus bernilai 0. Tetapi pada (2.19), $s\Delta t / e \gg 1$ oleh karena itu akan diperoleh

$$E^n \approx -E^{n-1}$$

⁷ Berdasarkan informasi dari Prof. R. Luebbers Pennsylvania State University. Dimana perlu diteliti kembali pada saat diterapkan untuk medium khusus misalnya medium linier, medium yang berdispersi frekuensi tinggi dan lain-lain.

⁸ Dalam pustaka [4] ditunjukkan menggunakan $E^{(n+1)}$.

Selain $E^0=0$, hanya bergetar saja seiring dengan pertambahan waktu dan tidak konvergen ke 0⁹. Terhadap hal ini persamaan (2.21) menjadi

$$E^n \approx \frac{e}{s\Delta t} E^{n-1} + \frac{1}{s} \nabla \times H^{n-\frac{1}{2}} \rightarrow 0$$

Dimana berkonvergen terhadap waktu menuju nilai 0. Inilah alasan menggunakan persamaan (2.21). Ditambah lagi, pada saat tidak ada peluruhan kedua persamaan tersebut mempunyai nilai hasil hitungan yang sama.

Disamping itu, medan magnet akan menjadi

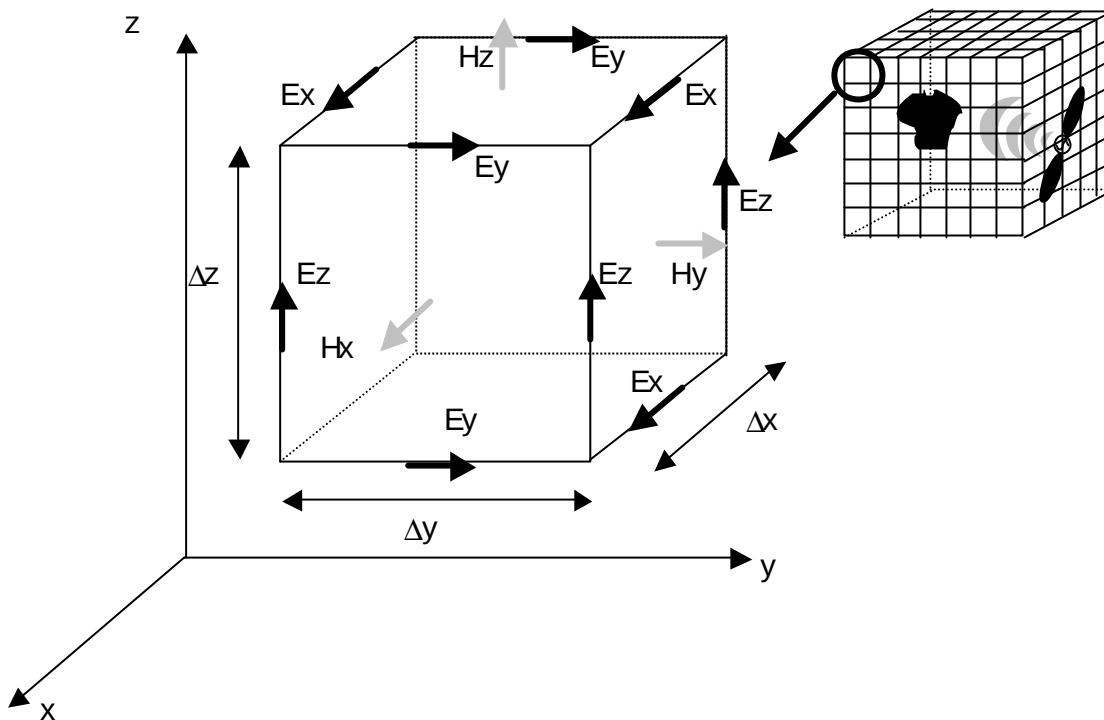
$$H^{n+\frac{1}{2}} = H^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{m} \nabla \times E^n \quad (2.22)$$

yang diturunkan dari persamaan (2.16).

Step 3) Seperti ditunjukkan pada gambar 2.3, disekeliling medan listrik diletakkan medan magnet, sedangkan disekeliling medan magnet diletakkan medan listrik. Medan listrik diturunkan dari hukum Ampere (2.1) atau (2.3), sedangkan medan magnet diturunkan dari hukum Faraday (2.2) atau (2.4).

Pada dasarnya medan listrik diletakkan pada tiap pojok sel, sedangkan medan magnet diletakkan pada pusat permukaan secara tegak lurus. Disamping itu ada pula paper yang menggunakan cara dimana peletakan medan magnet dan medan listrik saling berkebalikan dengan yang dipakai dalam buku ini.

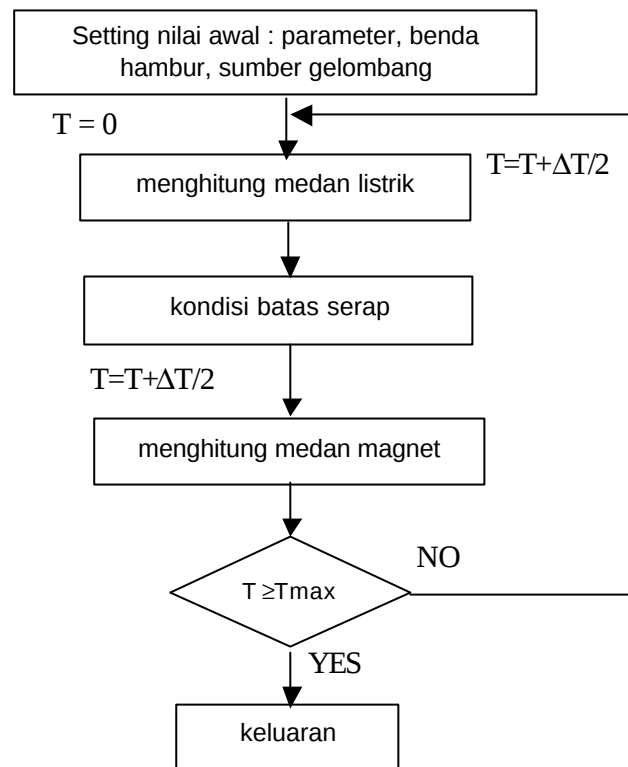
⁹ Pada umumnya pemikiran mengenai persoalan seperti ini sangat sedikit. Tetapi ini tidak cocok untuk memecahkan soal hantaran gelombang datar yang memenuhi syarat dalam medium peluruhan atau medium dispersi dalam seluruh ruang analisa.



Gambar 2.3 Cara peletakan satuan sel FDTD dan medan elektromagnet

Flowchart algorithm step 2) dan step 3) ditunjukkan pada gambar 2.4. Dimana, kondisi batas yang akan diterangkan pada sub-bab berikut juga sudah masuk di dalamnya. Sedangkan contoh program FORTRAN yang dipakai di sini ditunjukkan pada gambar 2.5. Pada umumnya kondisi batas serap dipakai untuk menghitung medan listrik, menurut jenisnya ada yang dihitung sebelum menghitung medan listrik, atau sesudahnya (baca juga sub-bab berikut). Dimana, seperti telah diterangkan pada sub-bab 2.2.7, pada PMLnya Berenger medan listrik dan medan magnet kedua-duanya dipakai sebagai kondisi batas serap.

Dalam sub-routine E-field, diinputkan $E^{(n-1)}$ dan $H^{(n-\frac{1}{2})}$, lalu output berupa E^n . Dalam Absorbing-Boundary-Condition, dari $E^{(n-1)}$, E^n , ... dalam wilayah analisa dihitung E^n pada batas. Pada H-field dihitung $H^{(n+\frac{1}{2})}$ menggunakan E^n dan $H^{(n-\frac{1}{2})}$.



Gambar 2.4 Flowchart Penghitungan Metoda FDTD

```

CALL setup
time = 0

DO N = 1, Ntimestep
  CALL E-field
  CALL Kondisi-Batas-Serap
  time = time + Δt/2
  CALL H-field
  time = time + Δt/2
ENDDO

CALL output
  
```

Gambar 2.5 Contoh Program

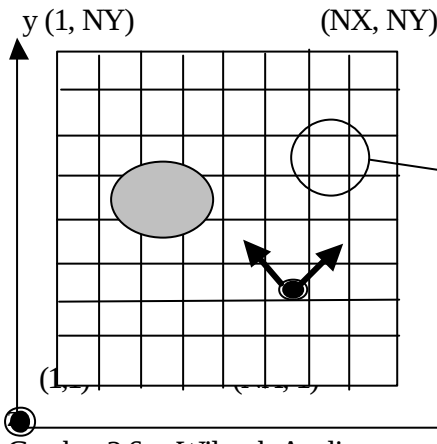
2.1.2 Penurunan Rumus dan Contoh Program

2.1.2.1 Metoda TM-FDTD 2 Dimensi

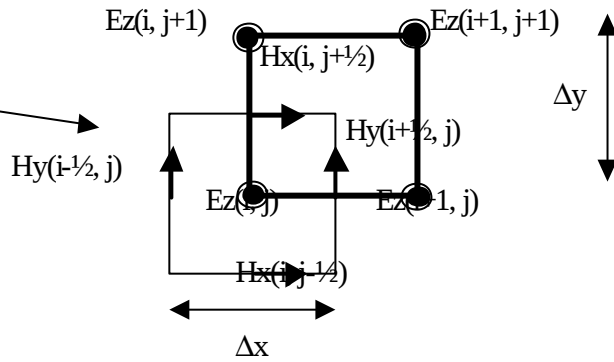
Medan listrik mempunyai unsur hanya pada sumbu z, sedangkan medan magnet mempunyai unsur di sumbu x dan y, ini disebut *TM mode*¹⁰. Di sini akan diturunkan rumus metoda FDTD menurut *algorithm* Yee. Pertama-tama dilakukan pencacahan wilayah analisa menjadi beberapa sel kecil berjumlah $(NX-1) \times (NY-1)$, seperti ditunjukkan pada gambar 2.6 (a). Lalu seperti pada gambar 2.6 (b) diletakkan medan listrik dan magnet ke masing-masing sel tersebut. Pada titik (i, j) diletakkan medan listrik.

Karena medan listrik hanya mempunyai unsur sumbu z saja, maka persamaan (2.21) menjadi

$$E_z^n = \frac{e}{e + s \Delta t} E_z^{n-1} + \frac{\Delta t}{e + s \Delta t} \left\{ \frac{\partial H_y^{n-\frac{1}{2}}}{\partial x} - \frac{\partial H_x^{n-\frac{1}{2}}}{\partial y} \right\} \quad (2.23)$$



Gambar 2.6.a Wilayah Analisa



Gambar 2.6.b Peletakan Medan Elektromagnet di atas satuan sel

Seperti ditunjukkan pada gambar 2.6 (b), E_z diletakkan pada (i, j) , oleh karena itu penurunan bagian kanan persamaan (2.23) perlu dilakukan pula pada titik (i, j) . Dengan *reference* gambar 2.6 (b) maka akan diperoleh persamaan-persamaan berikut.

$$\left. \frac{\partial H_y^{n-\frac{1}{2}}}{\partial x} \right|_{(i,j)} = \frac{1}{\Delta x} \left\{ H_y^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j) \right\} \quad (2.24a)$$

dengan mensubstitusikan persamaan (2.24 a, b) ke persamaan (2.23), maka akan diperoleh persamaan

$$E_z^n(i, j) = \frac{e(i, j)}{e(i, j) + s(i, j) \Delta t} E_z^{n-1}(i, j) \quad (2.25)$$

$$+ \frac{\Delta t}{e(i, j) + s(i, j) \Delta t} \left[\frac{1}{\Delta x} \left\{ H_y^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j) \right\} - \frac{1}{\Delta y} \left\{ H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}) \right\} \right]$$

¹⁰ Mode ini disebut juga TE. Pendefinisian mode dalam buku ini berdasarkan pustaka [3] dan [4].

dimana, cara penulisan yang betul elemen kedua bagian kanan adalah

$$+ \frac{\Delta t}{e(i, j) + s(i, j)\Delta t} \left[\frac{1}{\Delta x} \left\{ H_y^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j) \right\} - \frac{1}{\Delta y} \left\{ H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}) \right\} \right]$$

Dengan merference pustaka [4] maka dapat ditulis seperti pada persamaan (2.25). Di bawah ini dilakukan hal yang sama juga.

Selanjutnya unsur sumbu x dan y dari medan magnet adalah H_x dan H_y , berdasarkan persamaan (2.22) maka akan diperoleh persamaan

$$H_x^{n+\frac{1}{2}} = H_x^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{m} \frac{\partial E_z^n}{\partial y} \quad (2.26 a)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}} = H_y^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{m} \frac{\partial E_z^n}{\partial x} \quad (2.26 b)$$

Letak H_x dan H_y adalah titik yang paling dekat dengan (i, j) dalam sel, oleh karena itu masing-masing medan magnet adalah $H_x(i, j + \frac{1}{2})$ dan $H_y(i + \frac{1}{2}, j)$, lalu penurunan medan listrik di bagian kanan persamaan (2.26 a, b) adalah

$$\left. \frac{\partial E_z^n}{\partial y} \right|_{(i, j + \frac{1}{2})} = \frac{1}{\Delta y} \{ E_z^n(i, j + 1) - E_z^n(i, j) \} \quad (2.27 a)$$

$$\left. \frac{\partial E_z^n}{\partial x} \right|_{(i + \frac{1}{2}, j)} = \frac{1}{\Delta x} \{ E_z^n(i + 1, j) - E_z^n(i, j) \} \quad (2.27 b)$$

Dengan mensubstitusikan persamaan (2.27 a, b) ke (2.26 a, b) maka medan magnet akan menjadi persamaan seperti di bawah ini.

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - \frac{\Delta t}{m(i, j + \frac{1}{2})\Delta y} \{ E_z^n(i, j + 1) - E_z^n(i, j) \} \quad (2.28 a)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) + \frac{\Delta t}{m(i + \frac{1}{2}, j)\Delta x} \{ E_z^n(i + 1, j) - E_z^n(i, j) \} \quad (2.28 b)$$

Pada program yang sebenarnya persamaan (2.25) dan (2.28 a, b) ditulis sebagai matriks berikut

$$\left. \begin{aligned} E_z(i, j) &\Rightarrow EZ(I, J) \\ H_x(i, j + \frac{1}{2}) &\Rightarrow HX(I, J) \\ H_y(i + \frac{1}{2}, j) &\Rightarrow HY(I, J) \end{aligned} \right\} \quad (2.29)$$

Contoh program yang menggunakan matrik (2.29) untuk menghitung medan elektromagnet (2.25) dan (2.28 a, b) ditunjukkan seperti di bawah ini. Dalam program ini untuk menghitung medan elektromagnet sekarang (*present*) digunakan medan elektromagnet sebelum (*past*) nya. Dimana kalimat deklarasi tidak dicantumkan di sini. Lalu EC(I,J), ECRLX(I,J), dan lain-lain merupakan koefisien bagi persamaan (2.25), (2.28 a, b). Berdasarkan pemakaian variabel yang lain dapat didefinisikan keefisiensannya, tetapi mengenai hal ini akan dibawah pada bab-bab berikutnya menggunakan contoh-contoh program.

Dalam program ini perbedaan jumlah perulangan kalimat DO disebabkan oleh medan elektromagnet di sekitar kondisi batas diletakkan seperti pada gambar 2.8. Untuk kondisi batas tidak menggunakan *algorithm* Yee, seperti diterangkan pada sub-bab 2.2 diperlukan cara penurunan khusus untuk ini. Dalam buku ini seperti persamaan (2.29) dan gambar 2.8, matrik dalam program di sini untuk medan elektromagnet ditulis menggunakan huruf besar seperti EZ(I, J), sedangkan cara penulisan Ez(i, j), dan huruf kecil digunakan untuk menunjukkan nilai di atas koordinat. Lalu sel seperti pada gambar 2.8 disebut Yee sel terhadap satuan sel pada gambar 2.6 b.

Untuk memanggil subprogram pada gambar 2.7 a atau CALL E-field pada gambar 2.5 menggunakan CALL EZFLD. Lalu untuk memanggil gambar 2.7 b, c sebagai pengganti CALL H-field digunakan dengan memasukkan dua kalimat ini saja, yaitu CALL HXFLD dan CALL HYFLD.

```

SUBROUTINE EZFLD
.....
DO J = 2, NY-1
  DO I = 2, NX-1
    EZ(I, J) = EC(I, J)*EZ(I, J)
    &          + ECRLX(I, J)*(HY(I, J) - HY(I-1, J))
    &          - ECRLY(I, J)*(HX(I, J) - HX(I, J-1))
  ENDDO
ENDDO
.....

```

Gambar 2.7.a Contoh Program Penghitungan Ez (Persamaan 2.25)

```

SUBROUTINE HXFLD
.....
DO J = 2, NY-1
  DO I = 2, NX-1
    HX(I, J) = HX(I, J)
    &      - HCRLY(I, J)*(EZ(I, J+1) - EZ(I, J))
  ENDDO
ENDDO
.....

```

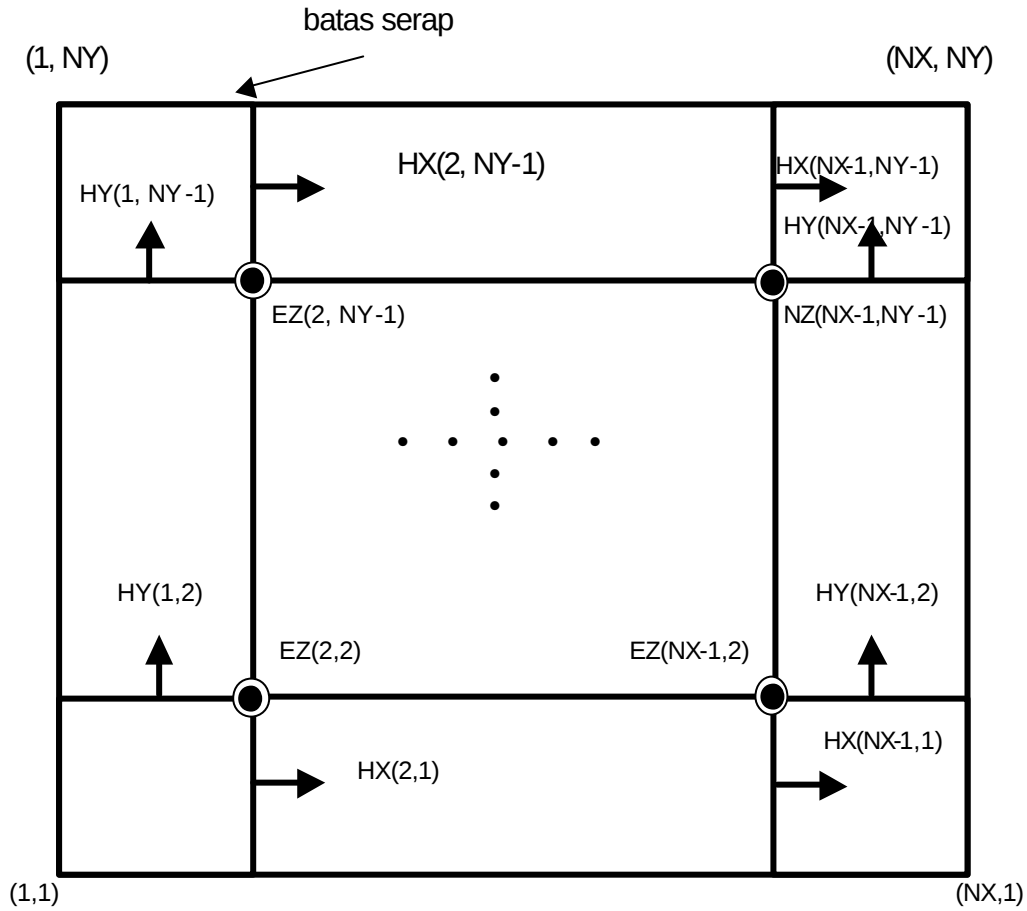
Gambar 2.7.b Contoh Program Penghitungan Hx (Persamaan 2.28 a)

```

SUBROUTINE HYFLD
.....
DO J = 2, NY-1
  DO I = 2, NX-1
    HY(I, J) = HY(I, J)
    &      - HCRLX(I, J)*(EZ(I+1, J) - EZ(I, J))
  ENDDO
ENDDO
.....

```

Gambar 2.7.c Contoh Program Penghitungan Hy (Persamaan 2.28 b)



Gambar 2.8 Peletakan Medan Elektromagnet di Dekat Kondisi Batas Serap

2.1.2.2 Metoda TE-FDTD 2 Dimensi

Medan magnet merupakan unsur pada sumbu z saja, sedangkan medan listrik mempunyai unsur pada sumbu x dan y, ini disebut *TE mode*. Untuk penurunan rumus di sini banyak yang sama dengan penurunan pada *TM mode*, tetapi bagi para pemula akan lebih mudah mengerti apabila mempelajarinya mulai dari *TE mode*.

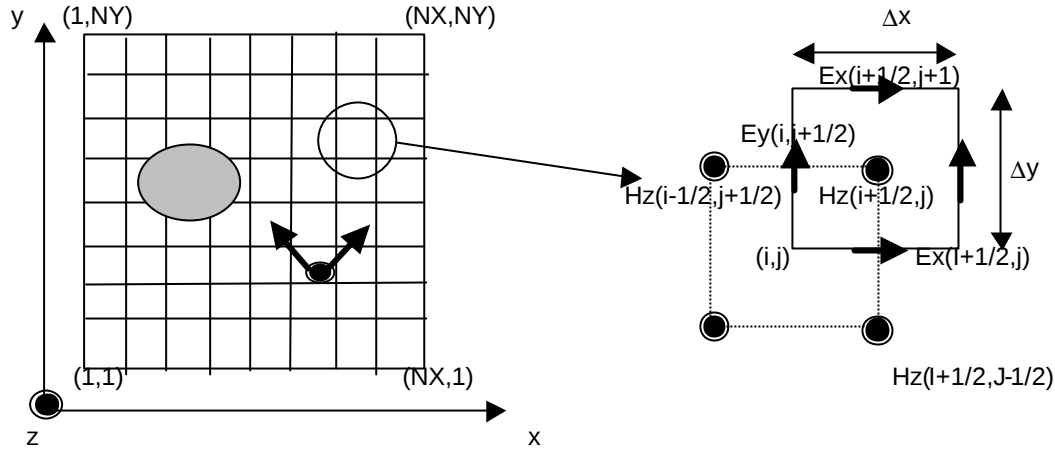
Seperti akan diterangkan pada sub-bab berikut, bahwa kondisi batas serap banyak menggunakan medan listrik, oleh karena itu akan lebih praktis dalam penggunaan apabila peletakan medan elektromagnet dalam satuan sel seperti ditunjukkan pada gambar 2.9. Berbeda dengan *TM mode*, yang perlu diperhatikan di sini adalah medan listrik diletakkan di sekeliling sel dan medan listrik diletakkan pada pusat sel.

Unsur x dan y dari medan listrik menjadi

$$E_x^n = \frac{e}{e + s\Delta t} E_x^{n-1} + \frac{\Delta t}{e + s\Delta t} \frac{\partial H_z^{n-\frac{1}{2}}}{\partial y} \quad (2.30 a)$$

$$E_y^n = \frac{e}{e + s\Delta t} E_y^{n-1} - \frac{\Delta t}{e + s\Delta t} \frac{\partial H_z^{n-\frac{1}{2}}}{\partial x} \quad (2.30 b)$$

berdasarkan persamaan (2.21).



Gambar 2.9 Peletakan Medan Elektromagnet di Atas Satuan Sel untuk TE mode

Karena E_x dan E_y diletakkan pada koordinat $(i + \frac{1}{2}, j)$ dan $(i, j + \frac{1}{2})$, maka dengan merujuk gambar 2.9, maka penurunan medan listrik bagian kanan dari persamaan (2.30 a, b) adalah sebagai berikut

$$\left. \frac{\partial H_z^{n-\frac{1}{2}}}{\partial y} \right|_{(i+\frac{1}{2}, j)} = \frac{1}{\Delta y} \left\{ H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}) \right\} \quad (2.31 a)$$

$$\left. \frac{\partial H_z^{n-\frac{1}{2}}}{\partial x} \right|_{(i, j+\frac{1}{2})} = \frac{1}{\Delta x} \left\{ H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) \right\} \quad (2.31 b)$$

Dengan mensubstitusikan persamaan (2.31 a, b) ke persamaan (2.30 a, b), maka dapat dilakukan penurunan rumus metoda FDTD terhadap medan listrik, yang kemudian akan diperoleh persamaan sebagai berikut.

$$E_x^n(i + \frac{1}{2}, j) = \frac{e(i + \frac{1}{2}, j)}{e(i + \frac{1}{2}, j) + s(i + \frac{1}{2}, j)\Delta t} E_x^{n-1}(i + \frac{1}{2}, j) \quad (2.32 a)$$

$$+ \frac{\Delta t}{e(i + \frac{1}{2}, j) + s(i + \frac{1}{2}, j)\Delta t} \frac{1}{\Delta y} \left\{ H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) \right\}$$

$$E_y^n(i, j + \frac{1}{2}) = \frac{e(i, j + \frac{1}{2})}{e(i, j + \frac{1}{2}) + s(i, j + \frac{1}{2})\Delta t} E_y^{n-1}(i, j + \frac{1}{2}) \quad (2.32 b)$$

$$+ \frac{\Delta t}{e(i, j + \frac{1}{2}) + s(i, j + \frac{1}{2})\Delta t} \frac{1}{\Delta x} \left\{ H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) \right\}$$

sedangkan medan magnet dapat diperoleh dari persamaan (2.22) dan diperoleh

$$H_z^{n+\frac{1}{2}} = H_z^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{m} \left\{ \frac{\partial E_y^n}{\partial x} - \frac{\partial E_x^n}{\partial y} \right\} \quad (2.33)$$

Karena H_z diletakkan pada koordinat $(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2})$, maka penurunan bagian kanan rumus (2.33) dilakukan pada koordinat $(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2})$ juga, dengan merference gambar 2.9, maka akan diperoleh

$$\left. \frac{\partial E_y^n}{\partial x} \right|_{(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2})} = \frac{1}{\Delta x} \{ E_y^n(i+1, j+\frac{1}{2}) - E_y^n(i, j+\frac{1}{2}) \} \quad (2.34 a)$$

$$\left. \frac{\partial E_x^n}{\partial y} \right|_{(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2})} = \frac{1}{\Delta y} \{ E_x^n(i+\frac{1}{2}, j+1) - E_x^n(i+\frac{1}{2}, j) \} \quad (2.34 a)$$

lalu mensubstitusikan persamaan ini ke (2.33), maka persamaan metoda FDTD untuk medan magnet dapat disimpulkan menjadi

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) - \frac{\Delta t}{m(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2})} \left[\frac{1}{\Delta x} \{ E_y^n(i+1, j+\frac{1}{2}) - E_y^n(i, j+\frac{1}{2}) \} - \frac{1}{\Delta y} \{ E_x^n(i+\frac{1}{2}, j+1) - E_x^n(i+\frac{1}{2}, j) \} \right] \quad (2.35)$$

Dalam program, medan elektromagnet di atas masing-masing sel dapat ditunjukkan dalam matrik sebagai berikut.

$$\left. \begin{aligned} E_x(i+\frac{1}{2}, j) &\Rightarrow EX(I, J) \\ E_y(i, j+\frac{1}{2}) &\Rightarrow EY(I, J) \\ H_z(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) &\Rightarrow HZ(I, J) \end{aligned} \right\} \quad (2.36)$$

Penulisan program menggunakan persamaan (2.32 a, b) dan (2.35) ini dapat dilihat pada contoh berikut. Peletakan medan elektromagnet di dekat kondisi batas serap adalah seperti gambar 2.11.

```

SUBROUTINE EXFLD
.....
DO J = 2, NY-1
  DO I = 1, NX-1
    EX(I,J) = ECX(I,J)*EX(I,J)+ECRLY(I,J)*(HZ(I,J)-HZ(I,J-1))
  ENDDO
ENDDO
.....

```

Gambar 2.10.a Contoh program Penghitungan Ex (persamaan 2.32 a)

```

SUBROUTINE EYFLD
.....
DO J = 1, NY-1
  DO I = 2, NX-1
    EY(I,J) = ECY(I,J)*EY(I,J)-ECRLX(I,J)*(HZ(I,J)-HZ(I-1,J))
  ENDDO
ENDDO
.....

```

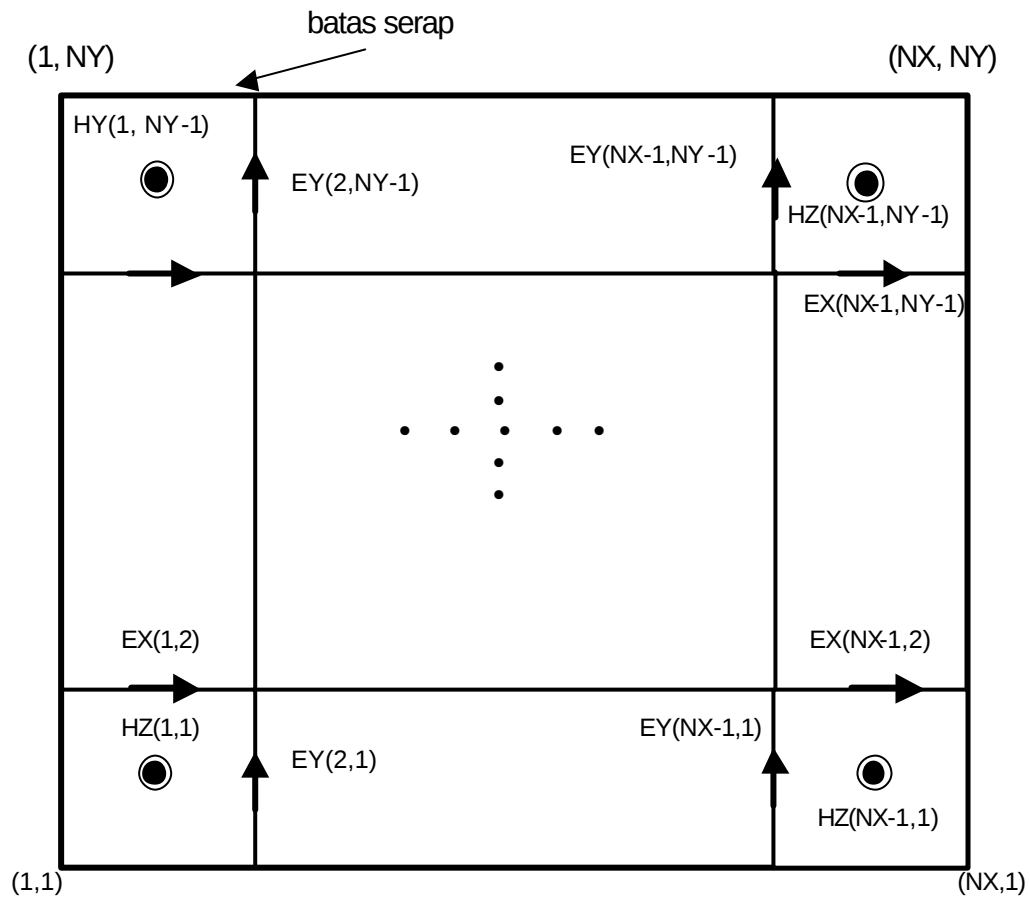
Gambar 2.10.b Contoh program Penghitungan Ey (persamaan 2.32 b)

```

SUBROUTINE HZFLD
.....
DO J = 1, NY-1
  DO I = 1, NX-1
    HZ(I,J) = HZ(I,J)-HCRLX(I,J)*(EY(I+1,J)-EY(I,J))
    &          +HCRLY(I,J)*(EX(I,J+1)-EX(I,J))
  ENDDO
ENDDO
.....

```

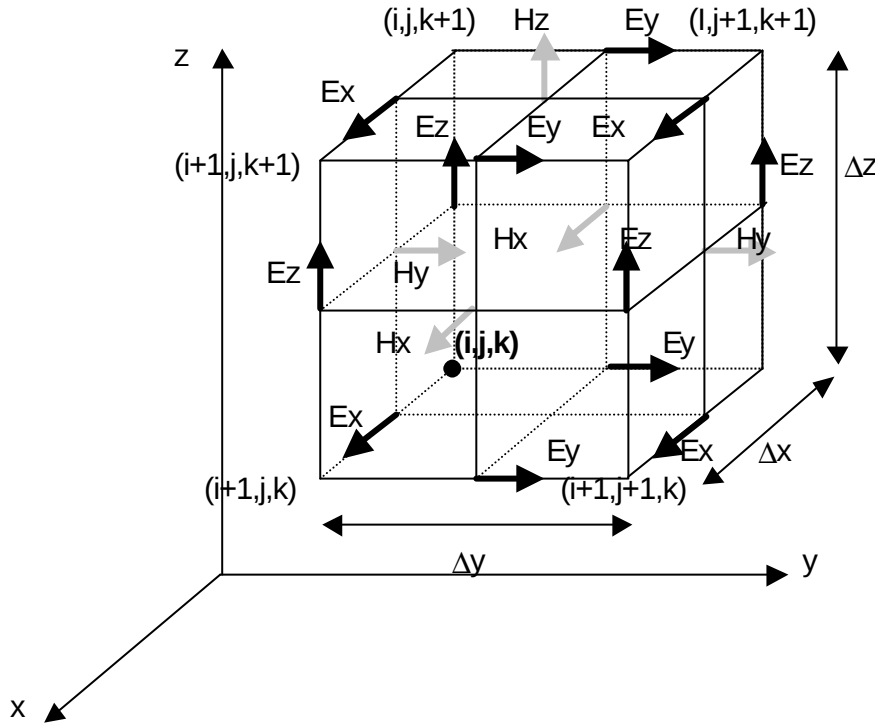
Gambar 2.10.c Contoh program Penghitungan Hz (persamaan 2.35)



Gambar 2.11 Peletakan Medan Elektromagnet di Dekat Kondisi Batas Serap (TE mode 2 dimensi)

2.1.2.3 Metoda FDTD 3 Dimensi

Peletakan medan elektromagnet dalam satuan sel 3 dimensi ditunjukkan pada gambar 2.12. Dimana medan listrik diletakkan di sepanjang garis batas, sedangkan medan magnet diletakkan tegak lurus di tengah-tengah permukaan.



Gambar 2.12 Satuan Sel FDTD 3 Dimensi

Mari kita coba menurunkan rumus menggunakan persamaan (2.21), (2.22) dan *algorithm* Yee yang sudah diterangkan pada sub-bab sebelumnya. Unsur sumbu z dari medan listrik E_z diturunkan dari persamaan (2.21) dan diperoleh persamaan yang sama dengan persamaan (2.23), yaitu

$$E_z^n = \frac{e}{e + s\Delta t} E_z^{n-1} + \frac{\Delta t}{e + s\Delta t} \left\{ \frac{\partial H_y^{n-\frac{1}{2}}}{\partial x} - \frac{\partial H_x^{n-\frac{1}{2}}}{\partial y} \right\} \quad (2.37)$$

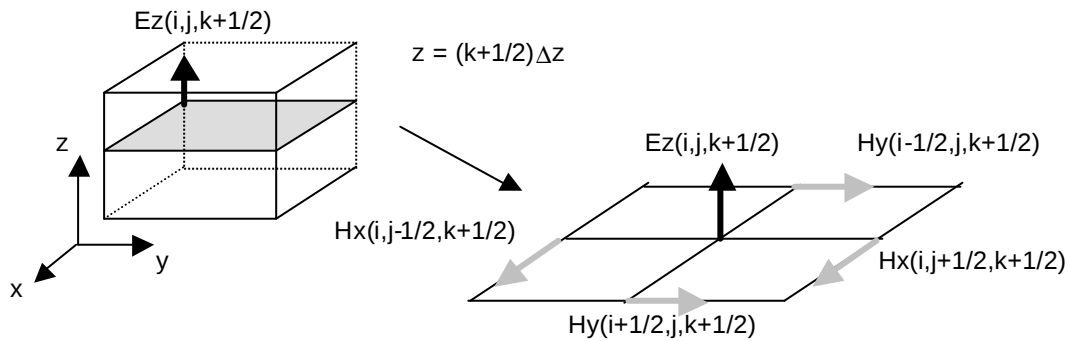
E_z di dalam sel pada gambar 2.12 ada empat tempat, tetapi pada saat penurunan rumus dipilih *grid point* yang paling dekat dengan koordinat (i, j, k) yaitu $E_z(i, j, k+\frac{1}{2})$. Kondisi medan elektromagnet di dekat *grid point* ini ditunjukkan pada gambar 2.13. Melalui gambar di bawah ini, penurunan medan magnet sebelah kanan persamaan (2.37) adalah

$$\left. \frac{\partial H_y^{n-\frac{1}{2}}}{\partial x} \right|_{(i,j,k+\frac{1}{2})} = \frac{1}{\Delta x} \left\{ H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) \right\} \quad (2.38a)$$

$$\left. \frac{\partial H_x^{n-\frac{1}{2}}}{\partial y} \right|_{(i,j,k+\frac{1}{2})} = \frac{1}{\Delta y} \left\{ H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j-\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) \right\} \quad (2.38b)$$

lalu dengan mensubstitusikan persamaan (2.38 a, b) ke persamaan (2.37), maka persamaan metoda FDTD untuk E_z akan menjadi seperti di bawah ini.

$$\begin{aligned} E_z^n(i, j, k+\frac{1}{2}) &= \frac{e(i, j, k+\frac{1}{2})}{e(i, j, k+\frac{1}{2}) + s(i, j, k+\frac{1}{2})\Delta t} E_z^{n-1}(i, j, k+\frac{1}{2}) \\ &+ \frac{e(i, j, k+\frac{1}{2})}{e(i, j, k+\frac{1}{2}) + s(i, j, k+\frac{1}{2})\Delta t} \times \\ &\left[\frac{1}{\Delta x} \left\{ H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) \right\} \right. \\ &\left. - \frac{1}{\Delta y} \left\{ H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j-\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) \right\} \right] \end{aligned} \quad (2.39)$$



Gambar 2.13 Peletakan Medan Elektromagnet di dekat *grid point* $(i, j, k+\frac{1}{2})$.

Selanjutnya, unsur sumbu x medan magnet H_x diturunkan dengan menggunakan persamaan (2.22), maka akan diperoleh

$$H_x^{n+\frac{1}{2}} = H_x^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{m} \left\{ \frac{\partial E_z^n}{\partial y} - \frac{\partial E_y^n}{\partial z} \right\} \quad (2.40)$$

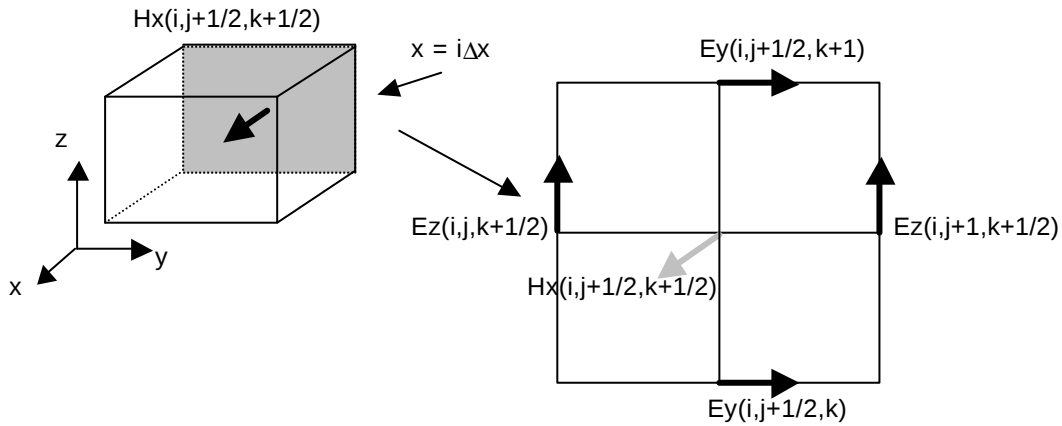
Karena H_x diletakkan di $(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2})$, maka penurunan medan listrik dengan merujuk bagian kanan persamaan (2.40) akan diperoleh

$$\left. \frac{\partial E_z^n}{\partial y} \right|_{(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2})} = \frac{1}{\Delta y} \{E_z^n(i, j+1, k+\frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k+\frac{1}{2})\} \quad (2.41 a)$$

$$\left. \frac{\partial E_y^n}{\partial z} \right|_{(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2})} = \frac{1}{\Delta z} \{E_z^n(i, j+\frac{1}{2}, k+1) - E_z^n(i, j+\frac{1}{2}, k)\} \quad (2.41 b)$$

dengan mensubstitusikan persamaan (2.41 a, b) ke (2.40), maka akan diperoleh persamaan seperti di bawah ini.

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - \frac{\Delta t}{m(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2})} \left[\begin{aligned} &\frac{1}{\Delta y} \{E_z^n(i, j+1, k+\frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k+\frac{1}{2})\} \\ &-\frac{1}{\Delta z} \{E_z^n(i, j+\frac{1}{2}, k+1) - E_z^n(i, j+\frac{1}{2}, k)\} \end{aligned} \right] \quad (2.42)$$



Gambar 2.14 Peletakan Medan Elektromagnet di dekat grid point $(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2})$

Di sini dapat pula diturunkan unsur-unsur sumbu yang lain dengan cara yang sama. Kesimpulan hasil dari penurunan rumus kesemuanya dapat di lihat pada persamaan di bawah ini.

$$\begin{aligned}
E_x^n(i + \tfrac{1}{2}, j, k) &= \frac{e(i + \tfrac{1}{2}, j, k)}{e(i + \tfrac{1}{2}, j, k) + s(i + \tfrac{1}{2}, j, k)\Delta t} E_x^{n-1}(i + \tfrac{1}{2}, j, k) \\
&+ \frac{\Delta t}{e(i + \tfrac{1}{2}, j, k) + s(i + \tfrac{1}{2}, j, k)\Delta t} \times \\
&\left[\frac{1}{\Delta y} \left\{ H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \tfrac{1}{2}, j + \tfrac{1}{2}, k) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \tfrac{1}{2}, j - \tfrac{1}{2}, k) \right\} \right. \\
&\left. - \frac{1}{\Delta z} \left\{ H_y^{n-\frac{1}{2}}(i + \tfrac{1}{2}, j, k + \tfrac{1}{2}) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(i + \tfrac{1}{2}, j, k - \tfrac{1}{2}) \right\} \right]
\end{aligned} \tag{2.43 a}$$

$$\begin{aligned}
E_y^n(i, j + \tfrac{1}{2}, k) &= \frac{e(i, j + \tfrac{1}{2}, k)}{e(i, j + \tfrac{1}{2}, k) + s(i, j + \tfrac{1}{2}, k)\Delta t} E_y^{n-1}(i, j + \tfrac{1}{2}, k) \\
&+ \frac{\Delta t}{e(i, j + \tfrac{1}{2}, k) + s(i, j + \tfrac{1}{2}, k)\Delta t} \times \\
&\left[\frac{1}{\Delta z} \left\{ H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \tfrac{1}{2}, k + \tfrac{1}{2}) - H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \tfrac{1}{2}, k - \tfrac{1}{2}) \right\} \right. \\
&\left. - \frac{1}{\Delta x} \left\{ H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \tfrac{1}{2}, j + \tfrac{1}{2}, k) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i - \tfrac{1}{2}, j + \tfrac{1}{2}, k) \right\} \right]
\end{aligned} \tag{2.43 b}$$

$$\begin{aligned}
E_z^n(i, j, k + \tfrac{1}{2}) &= \frac{e(i, j, k + \tfrac{1}{2})}{e(i, j, k + \tfrac{1}{2}) + s(i, j, k + \tfrac{1}{2})\Delta t} E_z^{n-1}(i, j, k + \tfrac{1}{2}) \\
&+ \frac{\Delta t}{e(i, j, k + \tfrac{1}{2}) + s(i, j, k + \tfrac{1}{2})\Delta t} \times \\
&\left[\frac{1}{\Delta x} \left\{ H_y^{n-\frac{1}{2}}(i + \tfrac{1}{2}, j, k + \tfrac{1}{2}) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(i - \tfrac{1}{2}, j, k + \tfrac{1}{2}) \right\} \right. \\
&\left. - \frac{1}{\Delta y} \left\{ H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \tfrac{1}{2}, k + \tfrac{1}{2}) - H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j - \tfrac{1}{2}, k + \tfrac{1}{2}) \right\} \right]
\end{aligned} \tag{2.43 c}$$

$$\begin{aligned}
H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \tfrac{1}{2}, k + \tfrac{1}{2}) &= H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \tfrac{1}{2}, k + \tfrac{1}{2}) \\
&- \frac{\Delta t}{m(i, j + \tfrac{1}{2}, k + \tfrac{1}{2})} \left[\frac{1}{\Delta x} \left\{ E_z^n(i, j + 1, k + \tfrac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k + \tfrac{1}{2}) \right\} \right. \\
&\left. - \frac{1}{\Delta z} \left\{ E_y^n(i, j + \tfrac{1}{2}, k + 1) - E_y^n(i, j + \tfrac{1}{2}, k) \right\} \right]
\end{aligned} \tag{2.44 a}$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - \frac{\Delta t}{m(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2})} \left[\frac{1}{\Delta z} \{E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k+1) - E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k)\} - \frac{1}{\Delta x} \{E_z^n(i+1, j, k+\frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k+\frac{1}{2})\} \right] \quad (2.44 b)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - \frac{\Delta t}{m(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k)} \left[\frac{1}{\Delta x} \{E_y^n(i+1, j+\frac{1}{2}, k) - E_y^n(i, j+\frac{1}{2}, k)\} - \frac{1}{\Delta y} \{E_x^n(i+\frac{1}{2}, j+1, k) - E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k)\} \right] \quad (2.44 c)$$

Dalam program sesungguhnya medan elektromagnet menjadi seperti di bawah ini, dimana ada 6 matrik pengganti.

$$\left. \begin{aligned} E_x(i+\frac{1}{2}, j, k) &\Rightarrow EX(I, J, K) \\ E_y(i, j+\frac{1}{2}, k) &\Rightarrow EY(I, J, K) \\ E_z(i, j, k+\frac{1}{2}) &\Rightarrow EZ(I, J, K) \end{aligned} \right\} \quad (2.45 a)$$

$$\left. \begin{aligned} H_x(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) &\Rightarrow H(I, J, K) \\ H_y(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) &\Rightarrow H(I, J, K) \\ H_z(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) &\Rightarrow H(I, J, K) \end{aligned} \right\} \quad (2.45 b)$$

Di bawah ini diperlihatkan subprogram untuk menghitung persamaan (2.43 a,b,c) dan (2.44 a,b,c) dengan menggunakan matrik di atas. Sedangkan koefisien untuk konstanta medium di bagian kanan persamaan (2.43 a) ~ (2.44 c) didefinisikan dengan deret IDONE, ..., IDSIX. Deret ini merupakan variabel untuk menentukan medium di tempat dimana medan listrik dan magnet berada dalam sel. Pada bab selanjutnya diterangkan dengan mudah, tetapi untuk lebih jelasnya silakan merujuk pustaka [3].

```
SUBROUTINE EXFLD
.....
DO K = 2, NZ-1
  DO J = 2, NY-1
    DO I = 1, NX-1
      EX(I,J,K) = EC(IDONE(I,J,K))*EC(I,J,K)
&                +ECRLY(IDONE(I,J,K))*(HZ(I,J,K)-HZ(I,J-1,K))
&                -ECRLZ(IDONE(I,J,K))*(HY(I,J,K)-HY(I,J,K-1))
    ENDDO
  ENDDO
ENDDO
.....
```

Gambar 2.15.a Contoh Program Ex (persamaan 2.43 a)

```

SUBROUTINE EYFLD
.....
DO K = 2, NZ-1
  DO J = 1, NY-1
    DO I = 2, NX-1
      EY(I,J,K) = EC(IDTWO(I,J,K))*EC(I,J,K)
&      +ECRLZ(IDTWO(I,J,K))*(HX(I,J,K)-HX(I,J,K-1))
&      -ECRLX(IDTWO(I,J,K))*(HZ(I,J,K)-HZ(I-1,J,K))
    ENDDO
  ENDDO
ENDDO
.....

```

Gambar 2.15.b Contoh Program Ey (persamaan 2.43 b)

```

SUBROUTINE EZFLD
.....
DO K = 1, NZ-1
  DO J = 2, NY-1
    DO I = 2, NX-1
      EZ(I,J,K) = EC(IDTHRE(I,J,K))*EC(I,J,K)
&      +ECRLX(IDTHRE(I,J,K))*(HY(I,J,K)-HY(I-1,J,K))
&      -ECRLY(IDTHRE(I,J,K))*(HX(I,J,K)-HX(I,J-1,K))
    ENDDO
  ENDDO
ENDDO
.....

```

Gambar 2.15.c Contoh Program Ez (persamaan 2.43 c)

```

SUBROUTINE HXFLD
.....
DO K = 1, NZ-1
  DO J = 1, NY-1
    DO I = 2, NX-1
      HX(I,J,K) = HX(I,J,K)
&      -HCRLY(IDFOUR(I,J,K))*(EZ(I,J+1,K)-EZ(I,J,K))
&      +HCRLZ(IDFOUR(I,J,K))*(EY(I,J,K+1)-EY(I,J,K))
    ENDDO
  ENDDO
ENDDO
.....

```

Gambar 2.16.a Contoh Program Hx (persamaan 2.44 a)

```

SUBROUTINE HYFLD
.....
DO K = 1, NZ-1
  DO J = 2, NY-1
    DO I = 1, NX-1
      HY(I,J,K) = HY(I,J,K)
&      -HCRLZ(IDFIVE(I,J,K))*(EX(I,J,K+1)-EX(I,J,K))
&      +HCRLX(IDFIVE(I,J,K))*(EZ(I+1,J,K)-EZ(I,J,K))
    ENDDO
  ENDDO
ENDDO
.....

```

Gambar 2.16.b Contoh Program Hy (persamaan 2.44 b)

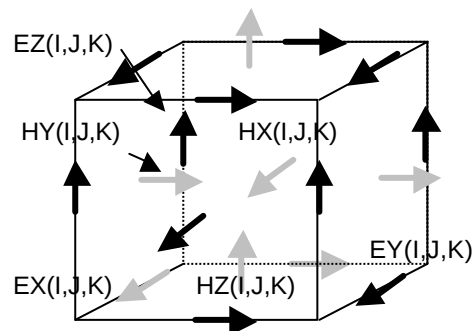
```

SUBROUTINE HZFLD
.....
DO K = 2, NZ-1
  DO J = 1, NY-1
    DO I = 1, NX-1
      HZ(I,J,K) = HZ(I,J,K)
&      -HCRLX(IDSIX(I,J,K))*(EY(I+1,J,K)-EY(I,J,K))
&      +HCRLY(IDSIX(I,J,K))*(EX(I,J+1,K)-EX(I,J,K))
    ENDDO
  ENDDO
ENDDO
.....

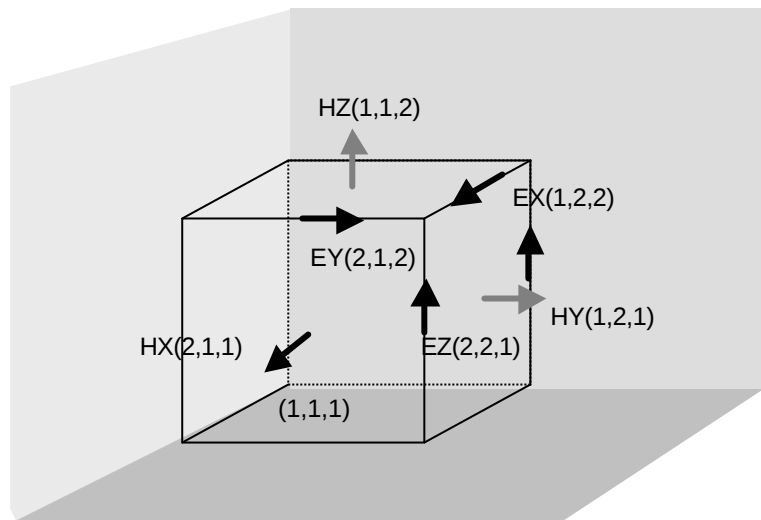
```

Gambar 2.16.c Contoh Program Hz (persamaan 2.44 c)

Dengan menggunakan persamaan (2.45 a, b) untuk gambar 2.12 mengenai sel Yee, atau menggambarkan matrik dalam program, akan diperoleh gambar 2.17 a. Sedangkan peletakan medan elektromagnet di dekat kondisi batas serap $I = 1, J = 1, K = 1$ ditunjukkan pada gambar 2.17 b.



Gambar 2.17.a Sel Yee 3 Dimensi

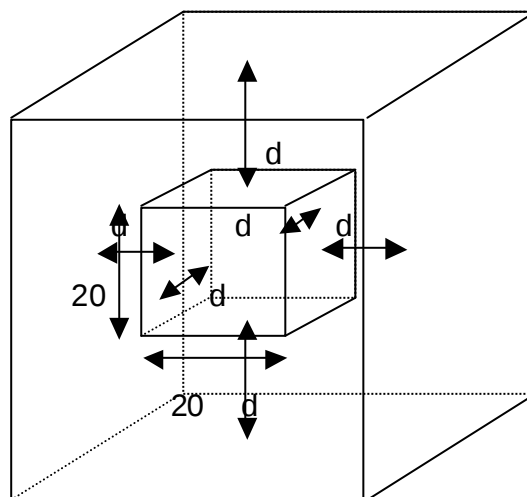


Gambar 2.17 b Peletakan Medan Elektromagnet di dekat Kondisi Batas Serap

2.2 Kondisi Batas Serap

2.2.1 Pendahuluan

Pada saat mengaplikasikan metoda FDTD untuk memecahkan persoalan wilayah terbuka, misalnya analisa hamburan atau analisa antenna, wilayah analisa ini perlu dibatasi menggunakan wilayah batas khayal. Apabila wilayah batas khayal (kondisi batas serap) ini tidak sempurna, maka akan menyebabkan pantulan gelombang ke wilayah analisa yang dapat mempengaruhi nilai analisa di dalamnya. Sampai sekarang ini kondisi batas serap yang telah diusulkan pada umumnya hanya berlaku untuk gelombang datar (*plane wave*) yang masuk secara tegak lurus ke kondisi batas serap. Oleh karena itu secara teori, wilayah kondisi batas akan lebih baik bila diletakkan sangat jauh dari benda hambur atau antenna. Tetapi cara ini menyebabkan bertambahnya memori dan waktu hitung.



Gambar 2.18 Jarak dan jumlah sel sampai batas serap

Misalnya pada gambar 2.18, dimana kita ingin menyelesaikan persoalan hamburan menggunakan wilayah analisa yang berukuran 20 X 20 X 20 sel. Untuk mendapatkan keakurasian yang tinggi maka

jarak yang diperlukan sampai kondisi batas adalah 10 sel, jadi jumlah sel keseluruhan dalam wilayah analisa adalah

$$(20 + 2 \times 10)^3 = 40^3 = 64.000 \text{ sel}$$

Misalnya membutuhkan $d = 30$ sel, maka keseluruhan wilayah analisa adalah

$$(20 + 2 \times 30)^3 = 80^3 = 64.000 \text{ sel}$$

jadi membutuhkan 8 kali jumlah sel.

Dalam kondisi batas ini tidak dapat menggunakan algorithm Yee, oleh karena itu diperlukan cara khusus untuk menurunkan rumusnya. Sampai sekarang ini banyak sekali kondisi batas serap yang diusulkan oleh banyak peneliti, sebagai contohnya ditunjukkan pada tabel 1. D_{abc} adalah singkatan dari Differential-Based Absorbing Boundary Condition, dimana cara ini diturunkan dari pendekatan persamaan turunan (differential) sehingga tidak timbul pantulan gelombang di kondisi batas serap [8] ~ [15]. Lalu M_{abc} adalah singkatan dari Material-based Absorbing Boundary Condition, dimana metoda ini lahir dari pemikiran penggunaan medium khayal dalam kondisi batas serap, lalu gelombang yang masuk ke medium ini sedikit demi sedikit diluruhkan [16] ~ [26].

Termasuk tabel 1, masih banyak sekali kondisi batas serap yang diusulkan [27] ~ [38], selain itu ada juga beberapa paper yang berisi perbandingan antara kondisi batas serap yang ada [39] ~ [45], tetapi metoda yang mudah dan dapat dipakai di segala kondisi belumlah ditemukan sampai sekarang ini. Di antara kondisi batas serap yang diusulkan ini yang mempunyai keakurasian yang tertinggi adalah metoda PML (*Perfectly Matched Layer*) usulan dari Berenger. Metoda ini selain dapat diterapkan dalam FDTD, dapat juga dipakai pada metoda *Finite Element*.

Dalam buku ini akan diperkenalkan metoda Mur, dimana metoda ini sangat populer, lalu metoda Higdon dan Liao dimana penurunan rumus metoda ini sangat mudah dan keakurasiannya lebih tinggi bila dibandingkan dengan metoda Mur. Selain itu juga diperkenalkan metoda PML usulan dari Berenger yang sekarang ini juga tidak kalah terkenalnya.

Tabel 1 Pengklasifikasian Kondisi Batas Serap yang banyak dipakai

Tipe	Penemu	Kelebihan / Kelemahan	Keterangan
D_abc	Merewether [8]		Sekarang tidak dipakai
	Engquist & Madja [9]	Akurasinya sama dengan Mur	Bentuk skalar dari Mur
	Lindman [10]	Dapat diperluas untuk <i>evanescent wave</i>	Kondisi untuk gelombang masuk miring
	Mur [11]	akurasinya stabil di tengah	Sangat populer
	Higdon [12,13]	akurasinya lebih baik dari Mur dan mudah	■ Sering dipakai ■ Perlu kestabilan tersendiri
M_abc	Liao [5,14]	akurasinya sama dengan Higdon dan lebih mudah dari Higdon	■ Jarang dipakai bila dibandingkan dengan Higdon ■ Perlu kestabilan tersendiri
	Rappaport [16,17]		ABC tipe medium serap gelombang
	Berenger [18]	■ akurasinya yang terbaik di masa sekarang ini ■ sedikit rumit ■ Banyak membutuhkan memori	
Lain-lain	Ziolkowski [28]	sangat rumit	
	Olivier [29]	sangat rumit	
	Mei and Fang [32]	■ perbaikan ABC lainnya ■ unstabil ■ sangat rumit	Superabsorption

2.2.2 Mur Boundary [11]

Untuk mempermudah penurunan rumus, pertama-tama kita pikirkan persoalan 1 dimensi. Metoda ini betul-betul sama dengan ABC (Absorbing Boundary Condition) dari Engquist-Majda. Seperti ditunjukkan pada gambar 2.19, dimana gelombang datar masuk secara tegak lurus dari arah positif sumbu x ke kondisi batas.

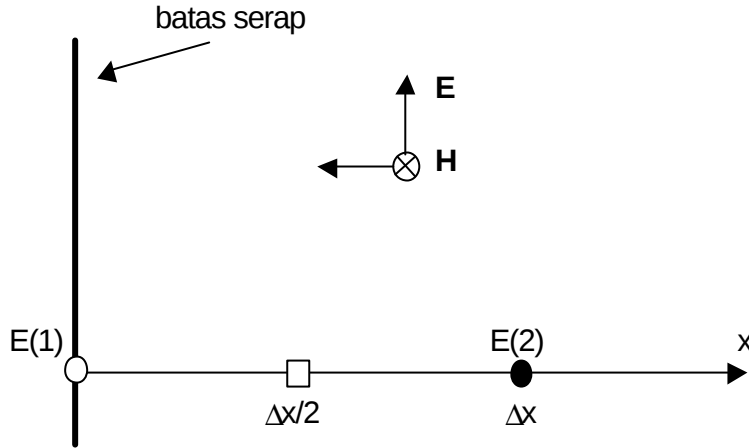
Pada saat itu gelombang masuk yang menuju arah negatif x ditunjukkan sebagai

$$E = E(x + vt) \quad (2.46)$$

Dimana persamaan turunan di bawah ini terpenuhi.

$$\frac{\partial E}{\partial x} - \frac{1}{v} \frac{\partial E}{\partial t} = 0 \quad (2.47)$$

dimana, v adalah kecepatan hantaran.



Gambar 2.19 Gelombang Datar yang masuk ke Kondisi Batas Serap

Apabila di kondisi batas $x = 0$ tidak ditemukan pantulan gelombang sama sekali, maka medan listrik akan tetap mempertahankan dalam bentuk persamaan (2.46)¹¹. Untuk menurunkan rumus metoda FDTD, maka perlu dilakukan *pendeferencean* persamaan (2.47). Pertama-tama menggunakan algorithm Yee dilakukan *pendeferencean* terhadap waktu, sehingga akan diperoleh

$$\left. \frac{\partial E}{\partial t} \right|_{t=(n-\frac{1}{2})\Delta t} = \frac{E^n - E^{n-1}}{\Delta t} = v \frac{\partial E^{n-\frac{1}{2}}}{\partial x} \quad (2.48)$$

Turunan terhadap sebelah kanan x , karena berdasarkan gambar 2.19 bahwa medan listrik terletak di $x = 0, \Delta x$, maka turunan tersebut dilakukan pada

$$\frac{E^n \left(x = \frac{\Delta x}{2} \right) - E^{n-1} \left(x = \frac{\Delta x}{2} \right)}{\Delta t} = v \frac{E^{n-\frac{1}{2}}(2) - E^{n-\frac{1}{2}}(1)}{\Delta x} \quad (2.49)$$

Karena $E^n(x = \Delta x/2)$ dan $E^{n+1/2}$ tidak dapat ditentukan letaknya dalam metoda FDTD, maka nilai masing-masingnya adalah rata-rata dari nilai sesudah dan sebelumnya, atau dapat ditunjukkan sebagai persamaan

¹¹ Gelombang pantul atau gelombang yang terhantar ke arah x positif adalah 0. Jadi perlu diperhatikan bahwa syaratnya bukanlah yang ini. Persamaan (2.47) merupakan bentuk yang paling mudah dari *one-way wave equation*.

$$\left. \begin{aligned} E^n \left(x = \frac{\Delta x}{2} \right) &= \frac{E^n(1) + E^n(2)}{2} \\ E^{n-\frac{1}{2}}(1) &= \frac{E^n(1) + E^{n-1}(1)}{2} \end{aligned} \right\} \quad (2.50)$$

dari sini dapat diperoleh nilai $E^n(1)$, sehingga kondisi batas serap pertama Mur di $I = 1$ dapat diperoleh.

$$E^n(1) = E^{n-1}(2) + \frac{v\Delta t - \Delta x}{v\Delta t + \Delta x} \{E^n(2) - E^{n-1}(1)\} \quad (2.51)$$

syarat untuk titik di posisi $I = NX$ ini pada persamaan (2.51), angka dalam kurung diganti dengan $1 \rightarrow NX, 2 \rightarrow NX-1$.

$$E^n(NX) = E^{n-1}(NX-1) + \frac{v\Delta t - \Delta x}{v\Delta t + \Delta x} \{E^n(NX-1) - E^{n-1}(NX)\} \quad (2.52)$$

Karena persamaan (2.51) dan (2.52) hanya menggunakan nilai pada titik yang tegak lurus terhadap kondisi batas serap, dimana cara ini dapat diperluas ke 3 dimensi, kondisi batas serap di $I = 1$ menjadi

$$E^n(1, J, K) = E^{n-1}(2, J, K) + \frac{v\Delta t - \Delta x}{v\Delta t + \Delta x} \{E^n(2, J, K) - E^{n-1}(1, J, K)\} \quad (2.53)$$

Untuk $I = NX$ dapat dilakukan hal yang sama. Ini disebut Kondisi Batas Serap pertama Mur. Persamaan (2.53) menggunakan unsur medan listrik E_y dan E_z yang sejajar dengan kondisi batas serap. Untuk 2 dimensi, misalnya untuk TE *mode* pada sub-bab 2.1.2.2, E_y pada kondisi batas serap $I = 1$ dan $I = NX$ dan E_x pada kondisi batas serap $J = 1$ dan $J = NY$ menggunakan persamaan (2.51) dan (2.52). Walaupun tidak dapat dipakai pada 4 titik $(1, 1)$, $(1, NX)$, $(NY, 1)$, (NX, NY) , dalam penghitungan metoda FDTD apabila tidak menggunakan keempat titik inipun tidak akan menimbulkan pengaruh yang berarti.

Tetapi persamaan (2.51) dan (2.52) ini merupakan cara yang efektif hanya untuk persoalan 1 dimensi saja atau gelombang datar yang masuk tegak lurus. Mur menurunkan *one-way wave equation* 2 dimensi untuk gelombang masuk yang miring. Hasil perhitungan untuk 3 dimensi adalah

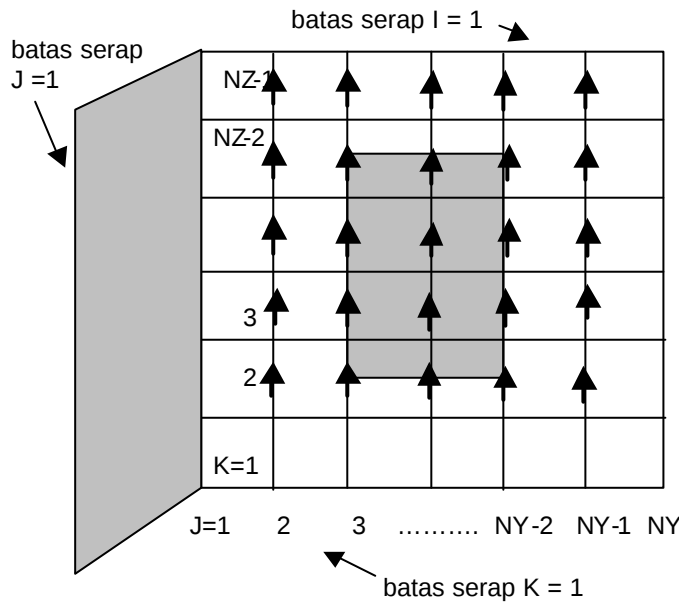
$$\frac{\partial^2 E}{\partial x \partial t} - \frac{1}{v} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{v}{2} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \right) = 0 \quad (2.54)$$

Persamaan (2.54) ini dipakai untuk kondisi batas serap yang tegak lurus terhadap sumbu x . Misalnya dipakai untuk $x = x_{min}$ ($I = 1$), maka dengan melakukan penghitungan yang sama dengan 1 dimensi maka akan diperoleh persamaan

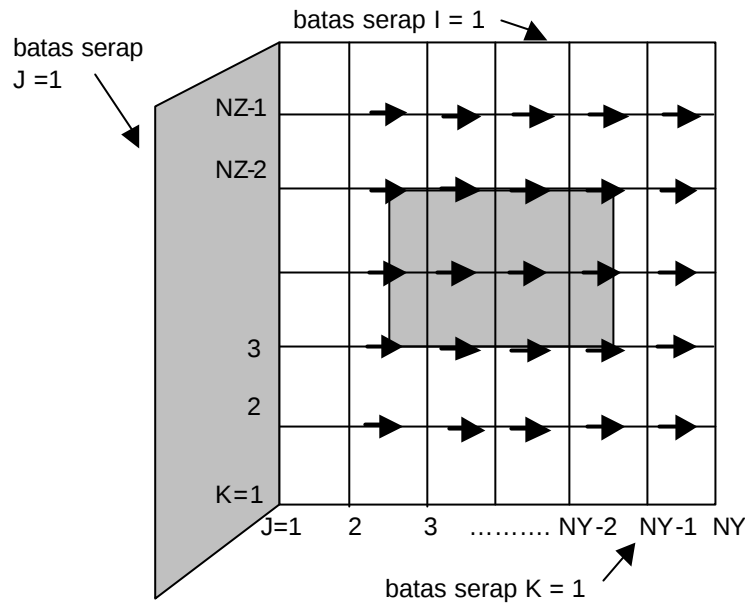
$$\begin{aligned}
E^n(1, J, K) = & -E^{n-2}(2, J, K) + \frac{v\Delta t - \Delta x}{v\Delta t + \Delta x} [E^n(2, J, K) - E^{n-2}(1, J, K)] \\
& + \frac{2\Delta x}{v\Delta t + \Delta x} [E^{n-1}(1, J, K) - E^{n-1}(2, J, K)] \\
& + \frac{\Delta x(\Delta t)^2}{2(\Delta y)^2(v\Delta t + \Delta x)} \left[E^{n-1}(1, J+1, K) - 2E^{n-1}(1, J, K) + E^{n-1}(1, J-1, K) \right. \\
& \left. + E^{n-1}(2, J+1, K) - 2E^{n-1}(2, J, K) + E^{n-1}(2, J-1, K) \right] \\
& + \frac{\Delta x(\Delta t)^2}{2(\Delta z)^2(v\Delta t + \Delta x)} \left[E^{n-1}(1, J, K+1) - 2E^{n-1}(1, J, K) + E^{n-1}(1, J, K-1) \right. \\
& \left. + E^{n-1}(2, J, K+1) - 2E^{n-1}(2, J, K) + E^{n-1}(2, J, K-1) \right]
\end{aligned} \tag{2.55}$$

Syarat persamaan (2.55) seperti ditunjukkan pada gambar 2.20, misalnya karena pada saat $K = 1$, simpul luar kondisi batas serap harus dipakai, karena tidak dapat dipakai pada seluruh permukaan $I = 1$, mengenai E_z adalah dari $J = 3$ sampai $NY - 2$, lalu K memakai wilayah dari $K = 3$ sampai $K = NZ - 2$. Untuk simpul lainnya harus memakai kondisi batas serap pertama (2.53) (anak panah yang lain).

Untuk permukaan kondisi batas serap $I = NX$, persamaan (2.55), perlu dilakukan penggantian $I = 1 \rightarrow I = NX$, $I = 2 \rightarrow I = NX - 1$. Untuk kondisi batas serap yang lainpun dapat diperoleh dengan cara yang sama. Misalnya, pada permukaan $J = 1$ diganti dengan I dan J pada persamaan (2.55) dan dipakai untuk E_x dan E_z .



Gambar 2.20.a Batas pemakaian Kondisi Batas Serap Mur (unsur Ez)



Gambar 2.20.b Batas pemakaian Kondisi Batas Serap Mur (unsur Ey)

Seluruh penurunan di atas disimpulkan dalam bentuk program yang ditunjukkan seperti di bawah ini. Untuk permukaan yang lain dapat diprogram dengan cara yang sama.

Program-program ini seperti ditunjukkan pada gambar 2.5, dapat ditentukan peletakan setelah medan listrik. Pada gambar 2.21.a EZX1 dan EZX2 ditunjukkan dengan $E^{(n-1)}$ dan $E^{(n-2)}$ dari persamaan (2.55), yang diperbaharui di akhir program.

SUBROUTINE MUREZX

.....

C Syarat Batas Serap 1 Dimensi

DO K=1,NZ-1

J = 2

EZ(1,J,K)=EZX1(2,J,K)+CXD*(EZ(2,J,K)-EZX1(1,J,K))

EZ(NX,J,K)=EZX1(3,J,K)+CXU*(EZ(NX-1,J,K)-EZX1(4,J,K))

J = NY-1

EZ(1,J,K)=EZX1(2,J,K)+CXD*(EZ(2,J,K)-EZX1(1,J,K))

EZ(NX,J,K)=EZX1(3,J,K)+CXU*(EZ(NX-1,J,K)-EZX1(4,J,K))

ENDDO

DO J=3,NY-2

K=1

EZ(1,J,K)=EZX1(2,J,K)+CXD*(EZ(2,J,K)-EZX1(1,J,K))

EZ(NX,J,K)=EZX1(3,J,K)+CXU*(EZ(NX-1,J,K)-EZX1(4,J,K))

K=NZ-1

EZ(1,J,K)=EZX1(2,J,K)+CXD*(EZ(2,J,K)-EZX1(1,J,K))

EZ(NX,J,K)=EZX1(3,J,K)+CXU*(EZ(NX-1,J,K)-EZX1(4,J,K))

ENDDO

C

```

C Syarat Batas Serap 2 Dimensi
DO K=2,NZ-2
DO J=3,NY-2
EZ(1,J,K)=-EZX2(2,J,K)+CXD*(EZ(2,J,K)+EZX2(1,J,K))
& +CXX*(EZX1(1,J,K)+EZX1(2,J,K))
& +CXFYD*(EZX1(1,J+1,K)-2.*EZX1(1,J,K)+EZX1(1,J-1,K)
& +EZX1(2,J+1,K)-2.*EZX1(2,J,K)+EZX1(2,J-1,K))
& +CXFZD*(EZX1(1,J,K+1)-2.*EZX1(1,J,K)+EZX1(1,J,K-1)
& +EZX1(2,J,K+1)-2.*EZX1(2,J,K)+EZX1(2,J,K-1))
EZ(NX,J,K)=-EZX2(3,J,K)+CXD*(EZ(NX-1,J,K)+EZX2(4,J,K))
& +CXX*(EZX1(4,J,K)+EZX1(3,J,K))
& +CXFYD*(EZX1(4,J+1,K)-2.*EZX1(4,J,K)+EZX1(4,J-1,K)
& +EZX1(3,J+1,K)-2.*EZX1(3,J,K)+EZX1(3,J-1,K))
& +CXFZD*(EZX1(4,J,K+1)-2.*EZX1(4,J,K)+EZX1(4,J,K-1)
& +EZX1(3,J,K+1)-2.*EZX1(3,J,K)+EZX1(3,J,K-1))
ENDDO
ENDDO
C
C Perbaikan nilai yang lama
DO K=1,NZ-1
DO J=2,NY-1
EZX2(1,J,K)=EZX1(1,J,K)
EZX2(2,J,K)=EZX1(2,J,K)
EZX2(3,J,K)=EZX1(3,J,K)
EZX2(4,J,K)=EZX1(4,J,K)
EZX1(1,J,K)=EZ(1,J,K)
EZX1(2,J,K)=EZ(2,J,K)
EZX1(3,J,K)=EZ(NX-1,J,K)
EZX1(4,J,K)=EZ(NX,J,K)
ENDDO
ENDDO

```

Gambar 2.21.a Contoh Program Kondisi Batas Serap Mur Ez di I = 1, NX

```

SUBROUTINE MUREYX
.....
C Syarat Batas Serap 1 Dimensi
DO K=2,NZ-1
J = 1
EY(1,J,K)=EYX1(2,J,K)+CXD*(EY(2,J,K)-EYX1(1,J,K))
EY(NX,J,K)=EYX1(3,J,K)+CXU(EY(NX-1,J,K)-EYX1(4,J,K))
J = NY-1
EY(1,J,K)=EYX1(2,J,K)+CXD*(EY(2,J,K)-EYX1(1,J,K))
EY(NX,J,K)=EYX1(3,J,K)+CXU*(EY(NX-1,J,K)-EYX1(4,J,K))
ENDDO
DO J=2,NY-2
K=2
EY(1,J,K)=EYX1(2,J,K)+CXD*(EY(2,J,K)-EYX1(1,J,K))

```

```

      EY(NX,J,K)=EYX1(3,J,K)+CXU*(EY(NX-1,J,K)-EYX1(4,J,K))
      K=NZ-1
      EY(1,J,K)=EYX1(2,J,K)+CXD*(EY(2,J,K)-EYX1(1,J,K))
      EY(NX,J,K)=EYX1(3,J,K)+CXU*(EY(NX-1,J,K)-EYX1(4,J,K))
      ENDDO
C
C Syarat Batas Serap 2 Dimensi
DO K=3,NZ-2
  DO J=2,NY-2
    EY(1,J,K)=EYX2(2,J,K)+CXD*(EY(2,J,K)+EYX2(1,J,K))
    & +CXX*(EYX1(1,J,K)+EYX1(2,J,K))
    & +CXFYD*(EYX1(1,J+1,K)-2.*EYX1(1,J,K)+EYX1(1,J-1,K)
    & +EYX1(2,J+1,K)-2.*EYX1(2,J,K)+EYX1(2,J-1,K))
    & +CXFZD*(EYX1(1,J,K+1)-2.*EYX1(1,J,K)+EYX1(1,J,K-1)
    & +EYX1(2,J,K+1)-2.*EYX1(2,J,K)+EYX1(2,J,K-1))
    EY(NX,J,K)=EYX2(3,J,K)+CXD*(EY(NX-1,J,K)+EYX2(4,J,K))
    & +CXX*(EYX1(4,J,K)+EYX1(3,J,K))
    & +CXFYD*(EYX1(4,J+1,K)-2.*EYX1(4,J,K)+EYX1(4,J-1,K)
    & +EYX1(3,J+1,K)-2.*EYX1(3,J,K)+EYX1(3,J-1,K))
    & +CXFZD*(EYX1(4,J,K+1)-2.*EYX1(4,J,K)+EYX1(4,J,K-1)
    & +EYX1(3,J,K+1)-2.*EYX1(3,J,K)+EYX1(3,J,K-1))
    ENDDO
  ENDDO
C
C Perbaiki nilai yang lama
DO K=2,NZ-1
  DO J=1,NY-1
    EYX2(1,J,K)=EYX1(1,J,K)
    EYX2(2,J,K)=EYX1(2,J,K)
    EYX2(3,J,K)=EYX1(3,J,K)
    EYX2(4,J,K)=EYX1(4,J,K)
    EYX1(1,J,K)=EY(1,J,K)
    EYX1(2,J,K)=EY(2,J,K)
    EYX1(3,J,K)=EY(NX-1,J,K)
    EYX1(4,J,K)=EY(NX,J,K)
  ENDDO
ENDDO

```

Gambar 2.21.b Contoh Program Kondisi Batas Serap Mur Ey di I = 1, NX

2.2.3 Stabilized Higdon Boundary [12]

Seperti ditunjukkan pada gambar 2.19, di batas serap $x = 0$ masuk gelombang random, bukan gelombang datar. Karena medan elektromagnetik random dapat ditunjukkan sebagai tumpukan gelombang datar menggunakan *Fourier Transform*, dengan menurunkan *one-way wave equation* terhadap seluruh sudut masuk, maka dapat dibuat batas yang menyerap medan elektromagnet random. Higdon melakukan pendekatan gelombang datar ini dengan menggunakan gelombang datar sejumlah $2N$ buah (sudut masuk positif berjumlah N buah terhadap sumbu x dan sudut masuk negatif berjumlah N buah), maka dapat diturunkan kondisi batas serap terhadap ini semua. Penurunan rumus ini diabaikan karena sama dengan cara penurunan rumus Mur. Hasil saja ditunjukkan seperti persamaan di bawah ini

$$\left[\prod_{j=1}^N \left(\cos q_j \frac{\partial}{\partial t} - v \frac{\partial}{\partial x} \right) \right] E = 0 \quad (2.56)$$

Tetapi karena syarat di atas biasanya tidak stabil (silakan reference deret bilangan sub-bab 2.2.6), seperti persamaan di bawah ini perlu ditambahkan koefisien untuk penstabil [13].

$$\left[\prod_{j=1}^N \left(\cos q_j \frac{\partial}{\partial t} - v \frac{\partial}{\partial x} + z_j \right) \right] E = 0 \quad (2.57)$$

di sini N adalah dimensi, q_j adalah sudut masuk gelombang datar, z_j adalah koefisien peluruhan yang akan meluruhkan medan listrik yang reaktif dan akan menstabilkan persamaan (2.57). Lalu pada saat $N = 1$, $q_j = 0$, dan $z_j = 0$, maka akan didapatkan persamaan yang sama dengan persamaan kondisi batas serap Mur yang pertama (2.47).

Terhadap $N = 1$, $z = 0$, sama dengan penurunan rumus Mur yang pertama dilakukan pendiskritan persamaan (2.57). Untuk kondisi batas serap ditambahkan $-dE^n(2, J, K)$ dan akan diperoleh

$$E^n(1, J, K) = (1 - d)E^{n-1}(2, J, K) + \frac{av\Delta t - \Delta x}{av\Delta t - \Delta x} \{E^n(2, J, K) - E^{n-1}(1, J, K)\} \quad (2.58)$$

Dimana d adalah koefisien penstabil, $a = 1 / \cos q$. (2.58) melakukan *pendifferencean* komponen ke 3 dari persamaan (2.57) dengan menggantikan $zE^{n-1}(2, J, K)$, pada saat itu menjadi

$$d = az\Delta t\Delta x / (av\Delta t + \Delta x)$$

tetapi untuk cara pemilihan d sekarang ini belum ada cara yang tepat, hanya cukup dengan memasukkan nilai yang kecil saja.

Persamaan (2.58) selain mudah juga stabil, serta lebih efisien dibandingkan persamaan Mur yang pertama. Cara pemakaian persamaan (2.58) sebagai kondisi batas serap diterangkan pada sub-bab 2.2.5.

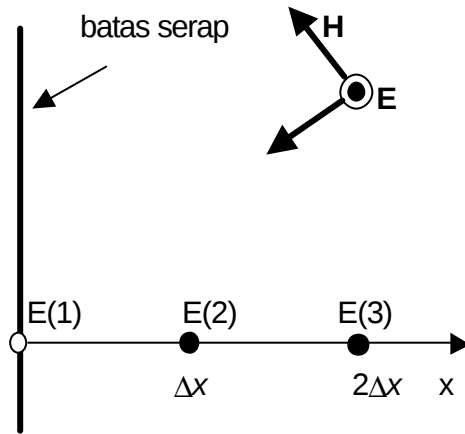
2.2.4 Stabilized Liao Boundary [14]

Karakteristik dari kondisi batas serap Liao adalah kemudahan dalam penurunan rumus dan pemrogramannya sangat mudah. Kondisi batas serap yang berdimensi tinggi akan diterangkan dalam sub-bab berikut. Di sini akan diturunkan kondisi pertama.

$$E(x, t) = E(vt + x \cos q) \quad (2.59)$$

di sini

$$\begin{aligned} E(x, t + \Delta t) &= E(v(t + \Delta t) + x \cos q) \\ &= E\left(x + \frac{v\Delta t}{\cos q}, t\right) \end{aligned} \quad (2.60)$$



Gambar 2.22 Liao Boundary

Dengan menggunakan persamaan (2.60) dilakukan sampling kedua pada 3 titik $x = 0, \Delta x, 2\Delta x$ sehingga akan didapatkan persamaan

$$E(x, t + \Delta t) = T_{11}E(0, t) + T_{12}E(\Delta x, t) + T_{13}E(2\Delta x, t) \quad (2.61)$$

dimana

$$\left. \begin{aligned} T_{11} &= \frac{(2-s)(1-s)}{2} \\ T_{12} &= s(2-s) \\ T_{13} &= \frac{s(s-1)}{2} \\ s &= a \frac{v\Delta t}{\Delta x} = \frac{1}{\cos q} \frac{v\Delta t}{\Delta x} \end{aligned} \right\} \quad (2.62)$$

Pada $x = 0$, $t = (n-1)\Delta t$ dilakukan penggantian persamaan (2.61) menjadi bentuk FDTD, lalu ditambah dengan perluasan ke 3 dimensi maka dapat diperoleh

$$E^n(1, J, K) = T_{11}E^{n-1}(1, J, K) + T_{12}E^{n-1}(2, J, K) + T_{13}E^{n-1}(3, J, K) \quad (2.63)$$

ini merupakan kondisi batas serap pertama dari Liao.

Terhadap gelombang random selain gelombang datar, untuk menentukan sudut masuk q pada persamaan (2.62) maka perlu dilakukan penghitungan sudut masuk dari *pynting* vektor, sehingga menjadi lebih rumit. Dan lagi meskipun sudut masuk sudah ditentukan, ini hanya merupakan unsur gelombang datar yang utama saja. Pada umumnya dalam program telah ditentukan penggunaan $\theta = 0$ atau $\alpha = 1$. Sehingga hal ini merupakan kondisi batas serap yang optimal bagi unsur gelombang masuk yang tegak lurus. Ini berlaku tidak hanya pada Liao saja, tetapi pada Mur, Higdon dan lain-lain, semua berdasarkan pada gelombang masuk berupa gelombang datar. Hal ini berlaku bagi semua kondisi batas serap yang lainnya.

Liao yang berdimensi tinggi sangatlah rumit untuk penurunannya, oleh karena itu di sini hanya ditunjukkan hasil akhir dari penurunan tersebut, yaitu pada permukaan $I = 1$.

$$E^n(1, J, K) = \sum_{j=1}^N (-1)^{j+1} \frac{N!}{j!(N-j)!} T^j e^j(2j+1, J, K) \quad (2.64)$$

dimana N adalah jumlah dimensi, $T^j = T_1^j$, $j > 1$

$$T^j = T_1 \begin{bmatrix} T^{j-1} & 0 & 0 \\ 0 & T^{j-1} & 0 \\ 0 & 0 & T^{j-1} \end{bmatrix} \quad (2.65)$$

$$T_1 = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \end{bmatrix}$$

$$e^j(2j+1, J, K) = \begin{bmatrix} E^{n-j}(1, J, K) & E^{n-j}(2, J, K) & \dots & E^{n-j}(2j+1, J, K) \end{bmatrix}^t$$

dimana t adalah *transpose*.

Karena pada kondisi batas serap Liao dan Higdon nilai J dan K seperti pada persamaan (2.64) dan (2.58) tidak berubah, maka proses pemrograman mudah untuk dilakukan, juga tidak perlu dibedakan antara dimensi pertama dan kedua seperti pada persamaan Mur. Tetapi mempunyai kelemahan adanya ketidakstabilan dalam menghitung. Khususnya dinding batas serap bila dekat dengan benda hambur, maka kecenderungan ini semakin kuat. Untuk memperbaiki ini, maka diusulkan

$$T_{11}^* = \frac{(2-2d-s)(1-s)}{2} \quad (2.66)$$

untuk memperbaiki nilai T_{11} dari persamaan (2.62) [127]. Sedangkan unsur yang lain tidak perlu dilakukan perbaikan. Dengan memperbesar nilai d maka akan didapatkan kestabilan, tetapi pantulan gelombangpun akan menjadi besar, akan menjadi bagus pada nilai $d = 0.0075$. Tetapi nilai ini merupakan nilai yang didapat dari pengalaman, tetapi sangat tergantung kepada step waktu dan jarak sampai ke batas, sehingga bukan merupakan nilai yang optimal.

2.2.5 Metoda Koefisien Matrik

Seperti telah dibahas di sub-bab sebelumnya, untuk menurunkan rumus kondisi batas serap yang pertama pada *Differential-based* ABC sangatlah mudah, tetapi untuk menurunkan rumus yang berdimensi tinggi sangatlah rumit. Dalam sub-bab ini dijelaskan cara penurunan ABC berdimensi tinggi dengan menggunakan metoda koefisien matrik. Keuntungan dari metoda ini adalah dapat diturunkan rumus dari dimensi rendah sampai ke dimensi tinggi, dengan mempersiapkan koefisien matrik untuk masing-masing ABC maka perubahan program dapat dilakukan dengan cepat, serta mempunyai kemungkinan besar untuk digabung dengan ABC lainnya.

Di sini akan dijelaskan mengenai metoda koefisien matrik terhadap permukaan batas serap di $I = 1$, sedangkan untuk permukaan lainnya dapat diturunkan dengan cara yang sama. Pertama-tama disiapkan medan listrik dalam bentuk matrik.

$$[E] = \begin{bmatrix} E^n(1, J, K) & E^n(2, J, K) & E^n(3, J, K) & \cdots \\ E^{n-1}(1, J, K) & E^{n-1}(2, J, K) & E^{n-1}(3, J, K) & \cdots \\ E^{n-2}(1, J, K) & E^{n-2}(2, J, K) & E^{n-2}(3, J, K) & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{bmatrix} \quad (2.67)$$

E pada rumus di atas merupakan unsur E_z atau E_y .

Untuk menerangkan cara penghitungan menurut metoda koefisien matrik, di sini dipakai contoh Mur pertama (2.53). Koefisien matrik untuk Mur yang pertama didefinisikan

$$\begin{bmatrix} -1 & a \\ -a & 1 \end{bmatrix}, \quad a = \frac{v\Delta t - \Delta x}{v\Delta t + \Delta x} \quad (2.68)$$

Pada saat membuat persamaan (2.67) menggunakan (2.68), maka untuk mempermudah penghitungan selanjutnya, bisanya tidak dilakukan penghitungan matrik biasa, tetapi menggunakan

$$\begin{bmatrix} -1 & a \\ -a & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E^n(1, J, K) & E^n(2, J, K) \\ E^{n-1}(1, J, K) & E^{n-1}(2, J, K) \end{bmatrix} = \quad (2.69)$$

$$(-1)E^n(1, J, K) + (a)E^n(2, J, K) + (-a)E^{n-1}(1, J, K) + (1)E^{n-1}(2, J, K) = 0$$

dari penghitungan di atas, maka dapat diperoleh persamaan (2.53).

Dengan menggunakan cara hitung di atas, maka koefisien matrik untuk *Stabilized* Higdon pertama (2.58) menjadi

$$\begin{bmatrix} -1 & b_1 \\ -b_1 & 1 - d_1 \end{bmatrix}, \quad b_1 = \frac{a_1 v \Delta t - \Delta x}{a_1 v \Delta t + \Delta x} \quad (2.70)$$

dimana di sini dipakai sub-huruf yang akan digunakan untuk pembahasan selanjutnya.

Stabilized yang pertama menjadi

$$\begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 \\ T_{11}^* & T_{12} & T_{13} \end{bmatrix} \quad (2.71)$$

untuk penurunan rumus kondisi batas serap berdimensi tinggi. Untuk dua koefisien matrik A1 dan A2

$$A_1(p_1, q_1) = \begin{bmatrix} a_{00}^1 & a_{01}^1 & \cdots & \cdots & a_{0Q_1}^1 \\ a_{10}^1 & a_{11}^1 & \cdots & \cdots & a_{1Q_1}^1 \\ \vdots & \vdots & a_{P_1 Q_1}^1 & \cdots & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \cdots \\ a_{P_1 0}^1 & a_{P_1 1}^1 & \cdots & \cdots & a_{P_1 Q_1}^1 \end{bmatrix} \quad (2.72)$$

sehingga penghitungannya menjadi

$$a_{pq} = - \sum_{p_1=0}^{P_1} \sum_{q_1=0}^{Q_1} \sum_{p_2=0}^{P_2} \sum_{q_2=0}^{Q_2} d_{(p_1+p_2)p} d_{(q_1+q_2)q} a_{p_1 q_1}^1 a_{p_2 q_2}^2 \quad (2.73)$$

$$\begin{cases} p=0,1,2,\dots,(P_1+P_2) \\ q=0,1,2,\dots,(Q_1+Q_2) \end{cases}$$

maka kondisi batas serap berdimensi tinggi dapat diperoleh. Dimana P1, Q1, P2, Q2 merupakan dimensi kondisi batas serap, sedangkan δ_{ij} adalah Kronecker Delta. Dapat dilihat sebagai A1 adalah dimensi kondisi batas serap Higdon, A2 adalah Liao. Dapat juga diperoleh gabungan Higdon-Higdon dan Liao-Mur. Dimana Mur dimensi ke dua menggunakan J dan K, maka perlu digunakan cara yang lain (karena sangat rumit, maka diabaikan di sini).

Misalnya A1 dan A2 bersama-sama dipakai pada Stabilized Higdon yang pertama (2.70), maka menggunakan (2.73) dapat diturunkan Higdon yang kedua, yaitu

$$\begin{bmatrix} -1 & b_1 + b_2 & -b_1 b_2 \\ -b_1 - b_2 & (1-d_1) + (1-d_2) + 2b_1 b_2 & -b_1(1-d_2) - b_2(1-d_1) \\ -b_1 b_2 & b_2(1-d_1) + b_1(1-d_2) & -(1-d_1)(1-d_2) \end{bmatrix} \quad (2.74)$$

dengan cara yang sama dapat diperoleh koefisien matrik Liao yang kedua dari persamaan (2.71) dan (2.72), yaitu

$$\begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ T_{11}^* + T_{11}^* & T_{12} + T_{12} & T_{13} + T_{13} & 0 & 0 \\ -T_{11}^* T_{11}^* & -2T_{11}^* T_{12} & -2T_{11}^* T_{13} - T_{12} T_{12} & -2T_{12} T_{13} & -T_{13} T_{13} \end{bmatrix} \quad (2.75)$$

dari ini akan diperoleh

$$\begin{aligned}
E^n(1, J, K) = & (T_{11}^* + T_{11}^*)E^{n-1}(1, J, K) + (T_{12} + T_{12})E^{n-1}(2, J, K) \\
& + (T_{13} + T_{13})E^{n-1}(3, J, K) + (-T_{11}^*T_{11}^*)E^{n-2}(1, J, K) \\
& + (-2T_{11}^*T_{12})E^{n-2}(2, J, K) + (-2T_{11}^*T_{13} - T_{12}T_{12})E^{n-2}(3, J, K) \\
& + (-2T_{12}T_{13})E^{n-2}(4, J, K) + (-T_{13}T_{13})E^{n-2}(5, J, K)
\end{aligned} \tag{2.76}$$

ini sama dengan N = 2 pada (2.64).

Contoh program Stabilized Liao untuk gambar 2.21.a ditunjukkan sebagai gambar 2.23. Dimana program ini dibuat berdasarkan pemanggilan sebelum CALL E-field pada gambar 2.5. Memori dapat dihemat karena di akhir subroutine hanya menggunakan sedikit variabel medan listrik sebelumnya. Lalu tidak perlu dilakukan pembedaan antara persamaan pertama dan kedua seperti pada Mur (bandingkan gambar 2.21.a, b dengan gambar 2.23).

```

SUBROUTINE LIAEZ
.....
DO K = 1, NZ-1
  DO J = 2, NY-1
    EZ(1,J,K) = TL1D(1)*EZ(1,J,K)+TL1D(2)*EZ(2,J,K)+TL1D(3)*EZ(3,J,K)
&      +TL2D(1)*EZXB1(J,K)+TL2D(2)*EZX1(2,J,K)
&      +TL2D(3)*EZX1(3,J,K)+TL2D(4)*EZX1(4,J,K)
&      +TL2D(5)*EZX1(5,J,K)
    EZ(NX,J,K) = TL1U(1)*EZ(NX,J,K)+TL1U(2)*EZ(NX-1,J,K)
&      +TL1U(3)*EZ(NX-2,J,K)
&      +TL2U(1)*EZXB2(NX-2,J,K)+TL2U(2)*EZX1(7,J,K)
&      +TL2U(3)*EZX1(8,J,K)+TL2U(4)*EZX1(9,J,K)
&      +TL2U(5)*EZX1(10,J,K)
  ENDDO
ENDDO
C
C MENYIMPAN NILAI TERDAHULU
DO K = 1, NZ-1
  DO J = 2, NY-1
    EZXB1(J,K) = EZX1(1,J,K)
    EZXB2(J,K) = EZX1(6,J,K)
  ENDDO
ENDDO
C
DO I = 1, 5
  DO K = 1, NZ-1
    DO J = 2, NY-1
      EZX1(I,J,K) = EZ(I,J,K)
      EZX1(I+5,J,K) = EZ(NX-I+1,J,K)
    ENDDO
  ENDDO
ENDDO

```

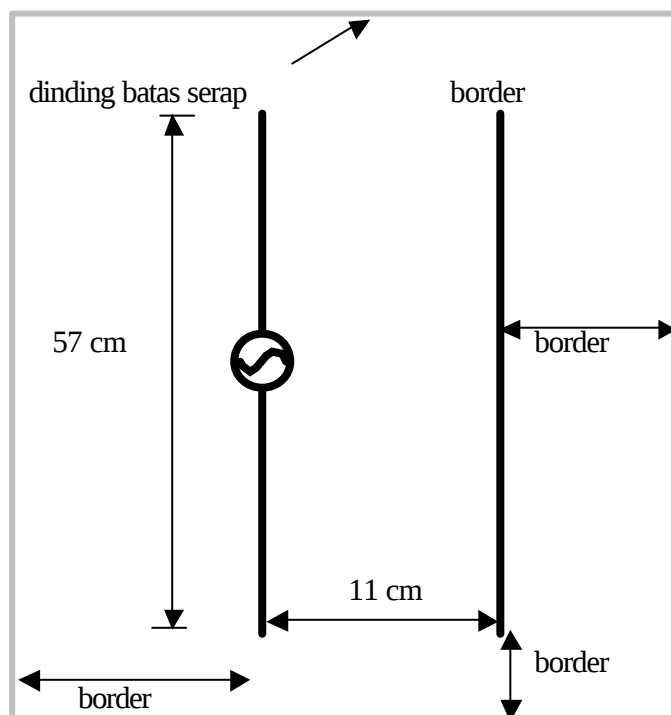
Gambar 2.23 Contoh program Stabilized Liao ABC 2 dimensi Ez untuk I = 1, NX

2.2.6 Contoh Numerik

Di sub-bab sebelumnya telah diterangkan mengenai contoh numerik dari kestabilan kondisi batas serap Mur, Higdon, dan Liao.

Gambar 2.25 merupakan contoh penghitungan pencatutan arus listrik antenna Yagi Uda 2 elemen (gambar 2.24) dengan parameter jarak *border* antara antenna dan batas serap yang ditunjukkan pada gambar yang sama. Dimana pulsa catu tegangan berupa Gaussian, pemodelan antenna dengan nilai medan listrik 0 pada sumbu pusatnya (refer bab 4). Lalu pada Higdon dan Liao tidak diperoleh kestabilan pada $\alpha = 1$ dan $d = 0$. Cell size adalah $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1$ cm. Dapat diketahui bahwa Mur adalah stabil, tetapi Higdon dan Liao tidaklah stabil, karena Higdon dan Liao sangat peka terhadap *numerical error* (dalam bidang *numerical analysis*, error sangat mudah terhantarkan). Untuk menghindari timbulnya error ini dapat dilakukan dengan meningkatkan akurasi *numerical analysis*, tetapi memori yang diperlukan menjadi bertambah.

Contoh penstabilan Higdon dan Liao ditunjukkan pada gambar 2.26. Pada Higdon $d_1 = d_2 = 0.005$ (rumus 2.74) dan pada Liao $d = 0.0075$ (rumus 2.66). Dapat diketahui bahwa kestabilannya hampir sama. Jadi keduanya dapat dipakai, tetapi dari segi pemrograman Liao-lah yang mudah untuk dibuat dan memori yang diperlukan lebih sedikit, tetapi kelemahannya adalah tidak adanya kepastian dalam penentuan koefisien kestabilan.



Gambar 2.24 Contoh Numerik untuk Menguji Kestabilan

Gambar 2.25.a Pencatuan Arus Listrik di Border pada saat memakai Mur
Boundary 2 dimensi

Gambar 2.25.b Pencatuan Arus Listrik di Border pada saat memakai
Unstabilized Higdon Boundary 2 dimensi

Gambar 2.25.c Pencatuan Arus Listrik di Border pada saat memakai
Unstabilized Liao Boundary 2 dimensi

Gambar 2.26.a Pencatuan Arus Listrik di Border pada saat memakai
Unstabilized Higdon Boundary 2 dimensi

Gambar 2.26.b Pencatatan Arus Listrik di Border pada saat memakai Unstabilized Liao Boundary 2 dimensi

2.2.7 Berenger PML Boundary [18]

Perfectly Matched Layer Boundary dari Berenger menggunakan memori hitung yang besar, tetapi sekarang ini merupakan kondisi batas serap yang paling optimal.

Untuk melakukan penurunan rumus PML di sini dimasukkan pemikiran mengenai peluruhan magnetik (*magnetic loss*) σ^* , dimana sebagai pengganti persamaan (2.11) dan (2.12) digunakan

$$\nabla \times H = e \frac{\partial E}{\partial t} + s E \quad (2.77)$$

$$\nabla \times E = -m \frac{\partial H}{\partial t} - s^* H \quad (2.78)$$

Untuk mengetahui pengetahuan dasar mengenai PML, di sini digunakan model hantaran gelombang datar di dalam ruang hampa udara yang secara tegak lurus masuk ke medium, seperti ditunjukkan pada gambar 2.27.

Di sini *impedance* gelombang dalam ruang hampa adalah Z_0 , sedangkan *impedance* gelombang dalam medium adalah Z yang ditunjukkan seperti persamaan di bawah ini.

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_0 = \sqrt{\frac{m_0}{e_0}} \\ Z = \sqrt{\frac{m_0 + \frac{s}{j\nu}}{e_0 + \frac{s}{j\nu}}} \end{array} \right. \quad (2.79a)$$

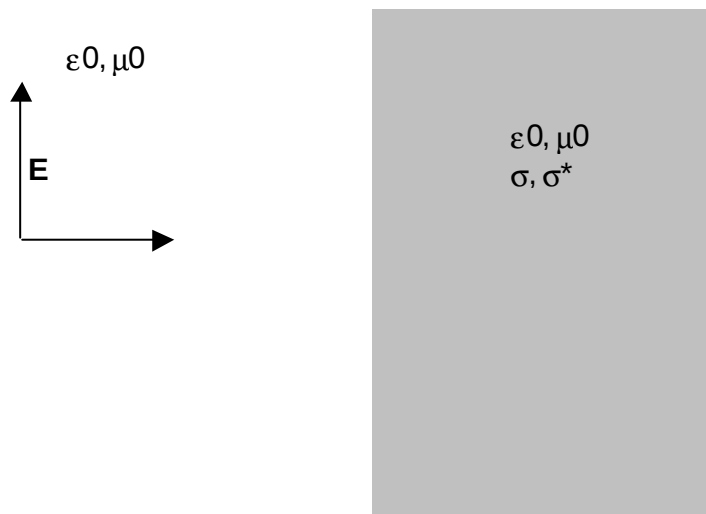
$$\left\{ \begin{array}{l} Z = \sqrt{\frac{m_0 + \frac{s}{j\nu}}{e_0 + \frac{s}{j\nu}}} \end{array} \right. \quad (2.79b)$$

Sebagai syarat *impedance matching* adalah

$$Z_0 = Z \quad (2.80)$$

atau apabila memenuhi persamaan di bawah ini, maka tidak tergantung pada frekuensi yang dipakai, koefisien pantulnya menjadi 0, gelombang elektromagnet masuk ke dalam medium tanpa terpantul.

$$\frac{s}{e_0} = \frac{s^*}{m_0} \quad (2.81)$$



Gambar 2.27 Gelombang datar yang masuk tegak lurus ke medium yang mempunyai variabel peluruhan magnetik

Tetapi untuk gelombang masuk yang miring, walaupun memenuhi syarat (2.81), koefisien pantulnya tidaklah sempurna 0. Jadi wilayah analisa FDTD dikelilingi dengan medium seperti inipun, pantulan dari batas serap tidaklah 0. Berenger mengusulkan untuk memakai medium khayal sebagai peluruh magnetik dan konduktifitas. Medium ini disebut *Perfectly Matched Layer* (PML). Dalam sub-bab berikut dibahas mengenai kondisi batas serap PML. Di sini dijelaskan untuk persoalan 2 dimensi saja, untuk 3 dimensi dapat diturunkan dengan cara yang sama.

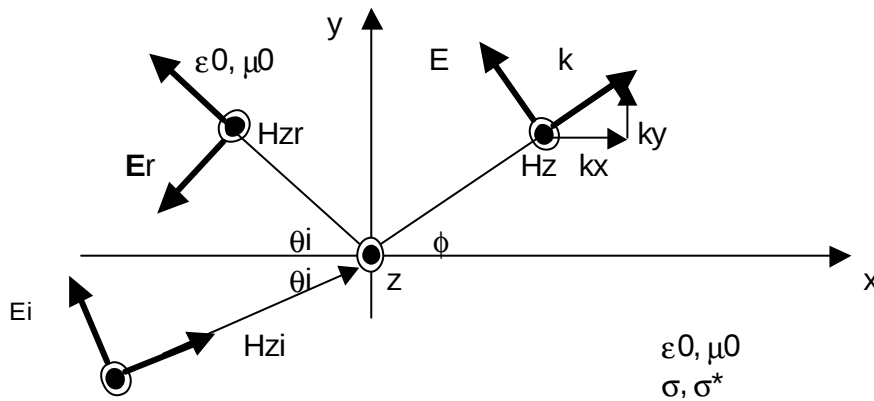
1) Kondisi Batas Serap PML 2 Dimensi

a) TE_PML

Pertama-tama kita pikirkan untuk persoalan 2 dimensi. Seperti pada sub-bab 2.1.2.2, medan magnet hanya mempunyai unsur pada sumbu z saja. Karena seperti diperlihatkan pada gambar 2.28, gelombang datar masuk ke medium yang tegak lurus terhadap sumbu x, dimana koefisien pantul R adalah

$$R = \frac{Z_0 \cos q_i - Z \cos f}{Z_0 \cos q_i + Z \cos f} \quad (2.82)$$

Agar $R = 0$ dimana tidak berhubungan dengan frekuensi dan sudut masuk, dapat diwujudkan dengan memenuhi syarat impedance matching persamaan (2.81) dan asal ada medium yang membuat sudut masuk θ_i dan sudut difraksi ϕ -nya sama. Medium seperti ini tidak ada di dunia ini. Medium PML ini merupakan medium khayal buatan manusia.



Gambar 2.28 Gelombang Datar masuk miring

Dari syarat di atas, jumlah gelombang pada arah x dalam medium adalah

$$k_x = k \cos f = k \cos q_i = v \sqrt{\mu \epsilon} \cos q_i \quad (2.83)$$

sedangkan jumlah gelombang arah y berdasarkan kondisi batas medan elektromagnet, maka hukum Snellius

$$k_y = k \sin f = k_0 \sin q_i = v \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \sin q_i \quad (2.84)$$

harus dipenuhi. Jadi seperti pada gambar 2.28, untuk medium yang tegak lurus pada sumbu x, di sini harus dipecahkan medium khayal tak berfisik terhadap unsur gelombang masuk pada arah x. Untuk medium yang tegak lurus terhadap sumbu y, harus diletakkan medium khayal terhadap unsur gelombang mau pada arah sumbu y.

Gelombang datar ke arah x pada gambar 2.29 a ditunjukkan sebagai

$$\begin{cases} m_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} + s^* H_z = -\frac{\partial E_y}{\partial x} \\ e_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + s E_y = -\frac{\partial H_z}{\partial x} \end{cases} \quad (2.85)$$

karena dalam medium khayal ini maju ke arah x, maka diberikan sub-huruf x.

$$\begin{cases} m_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + s^* H_{zx} = -\frac{\partial E_y}{\partial x} \\ e_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + s E_y = -\frac{\partial H_z}{\partial x} \end{cases} \quad (2.86)$$

Persamaan kedua medan magnet pada (2.86) dapat diganti sebagai H_{zx} , hal ini sama dengan persamaan (2.85), oleh karena itu persamaan kedua dari (2.85) dibiarkan begitu saja.

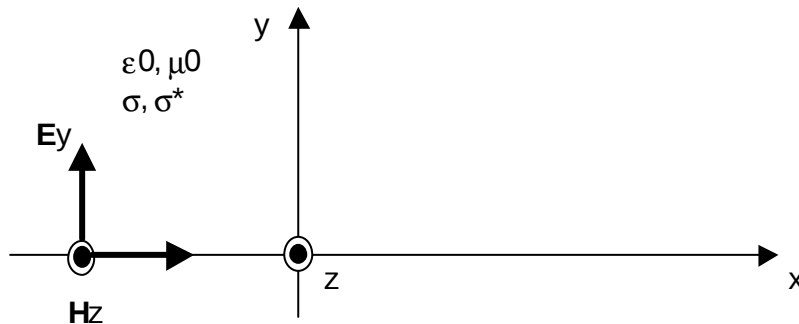
Seperti ditunjukkan pada gambar 2.29 b, gelombang datar yang maju pada arah y adalah

$$\begin{cases} m_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} + s^* H_z = -\frac{\partial E_x}{\partial y} \\ e_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + s E_x = -\frac{\partial H_z}{\partial y} \end{cases} \quad (2.87)$$

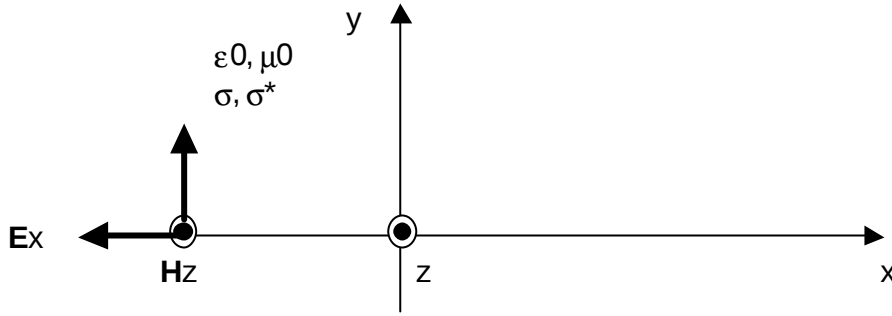
oleh karena itu di sini dipikirkan medium khayal yang memenuhi

$$\begin{cases} m_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + s_y^* H_{zy} = -\frac{\partial E_x}{\partial y} \\ e_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + s_y E_x = -\frac{\partial H_z}{\partial y} \end{cases} \quad (2.88)$$

dimana di sini diberi sub-huruf y yang mempunyai arti bahwa gelombang datar maju pada arah y.



Gambar 2.29.a Gelombang Datar yang bergerak maju pada sumbu x



Gambar 2.29.b Gelombang Datar yang bergerak maju pada sumbu y

Gelombang TE random merupakan gabungan dari ini semua, oleh karena itu persamaan (2.77) dan (2.78) atau

$$e_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + s E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (2.89 a)$$

$$e_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + s E_y = -\frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (2.89 b)$$

$$m_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} + s^* H_z = \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.89 c)$$

dapat diganti dengan medium khayal yang memenuhi persamaan di bawah ini atau medium PML.

$$e_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + s_y E_x = \frac{\partial (H_{zx} + H_{zy})}{\partial y} \quad (2.90 a)$$

$$e_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + s_x E_y = -\frac{\partial (H_{zx} + H_{zy})}{\partial x} \quad (2.90 b)$$

$$m_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + s_x^* H_{zx} = -\frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.91 a)$$

$$m_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + s_y^* H_{zy} = \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (2.91 b)$$

dimana

$$H_z = H_{zx} + H_{zy} \quad (2.92)$$

untuk persamaan (2.90) dan (2.91) $s_x = s_y = s_x^* = s_y^* = 0$, jadi persamaan (2.90) dan (2.91) menjadi persamaan Maxwell di ruang hampa. Apabila $s_x = s_y, s_x^* = s_y^* = 0$ merupakan medium peluruh biasa. Lalu apabila memenuhi syarat $s_x = s_y = s, s_x^* = s_y^* = s^*$ ini, maka disebut medium yang mempunyai *matching impedance* terhadap masuk tegak lurus. Dari ini semua persamaan (2.90) dan

(2.91) dapat dijelaskan dengan menunjukkan medium yang digeneralisasi menjadi medium buatan manusia yang dapat dibuktikan dalam bentuk fisik.

Di sini dipikirkan hantaran gelombang datar yang bergetar secara gelombang sinus dalam medium PML. Medan listrik E_y miring dengan sudut f dari sumbu y , lalu dianalisa persamaan (2.90) dan (2.91) pada *frequency domain*, maka dapat diperoleh

$$\begin{cases} E_x = -E_0 \sin f e^{jv(t-ax-bby)} \\ E_y = -E_0 \cos f e^{jv(t-ax-bby)} \end{cases} \quad (2.93a)$$

$$(2.93b)$$

dimana t adalah waktu, konstanta a , b , G dan lain-lain merupakan

$$\begin{cases} H_{zx} = \frac{E_0}{Z_0 G} w_x \cos^2 f e^{jv(t-ax-bby)} \\ H_{zy} = \frac{E_0}{Z_0 G} w_y \sin^2 f e^{jv(t-ax-bby)} \end{cases} \quad (2.94a)$$

$$(2.94b)$$

$$\begin{cases} a = \frac{1}{cG} \left(1 - j \frac{s_x}{v e_0} \right) \cos f \\ b = \frac{1}{cG} \left(1 - j \frac{s_y}{v e_0} \right) \sin f \end{cases} \quad (2.95a)$$

$$(2.95b)$$

$$G = \sqrt{w_x \cos^2 f + w_y \sin^2 f} \quad (2.96)$$

$$\begin{cases} w_x = \frac{1 - js_x/v e_0}{1 - js_x^*/v e_0} \\ w_y = \frac{1 - js_y/v e_0}{1 - js_y^*/v e_0} \end{cases} \quad (2.97a)$$

$$(2.97b)$$

dengan mensubstitusikan persamaan (2.95) dan (2.97) ke (2.93) dan (2.94), maka medan elektromagnet dapat ditunjukkan dalam bentuk yang sama, bila ditulis sebagai y , maka diperoleh

$$y = y_0 e^{jw \left(t - \frac{x \cos f + y \sin f}{cG} \right)} e^{-\frac{s_x \cos f}{e_0 cG} x} e^{-\frac{s_y \sin f}{e_0 cG} y} \quad (2.98)$$

Selain itu *impedance* gelombang Z menjadi

$$Z = \frac{Z_0}{G} \quad (2.99)$$

Maka dari persamaan (2.96) dan (2.99) akan timbul hubungan konduktifitas dengan peluruhan magnetik sebagai

$$\begin{cases} \frac{s_x}{e_0} = \frac{s_x^*}{m_0} \\ \frac{s_y}{e_0} = \frac{s_y^*}{m_0} \end{cases} \quad (2.100 a)$$

$$\begin{cases} \frac{s_x}{e_0} = \frac{s_x^*}{m_0} \\ \frac{s_y}{e_0} = \frac{s_y^*}{m_0} \end{cases} \quad (2.100 b)$$

dari persamaan (2.96) dan (2.97) *impedance* gelombang dalam medium PML tidak tergantung pada frekuensi dan sudut masuk ϕ , tetapi sama dengan *impedance* gelombang di ruang bebas Z0. Dengan menggunakan (2.98) maka medan elektromagnet dalam PML adalah

$$y = y_0 e^{j\omega \left(t - \frac{x \cos f + y \sin f}{c} \right)} e^{-\frac{s_x \cos f}{e_0 c} x} e^{-\frac{s_y \sin f}{e_0 c} y} \quad (2.101)$$

dari pangkat eksponensial persamaan (2.101) dapat diketahui bahwa gelombang dalam PML terhantar dengan kecepatan cahaya serta sambil meluruh secara eksponensial.

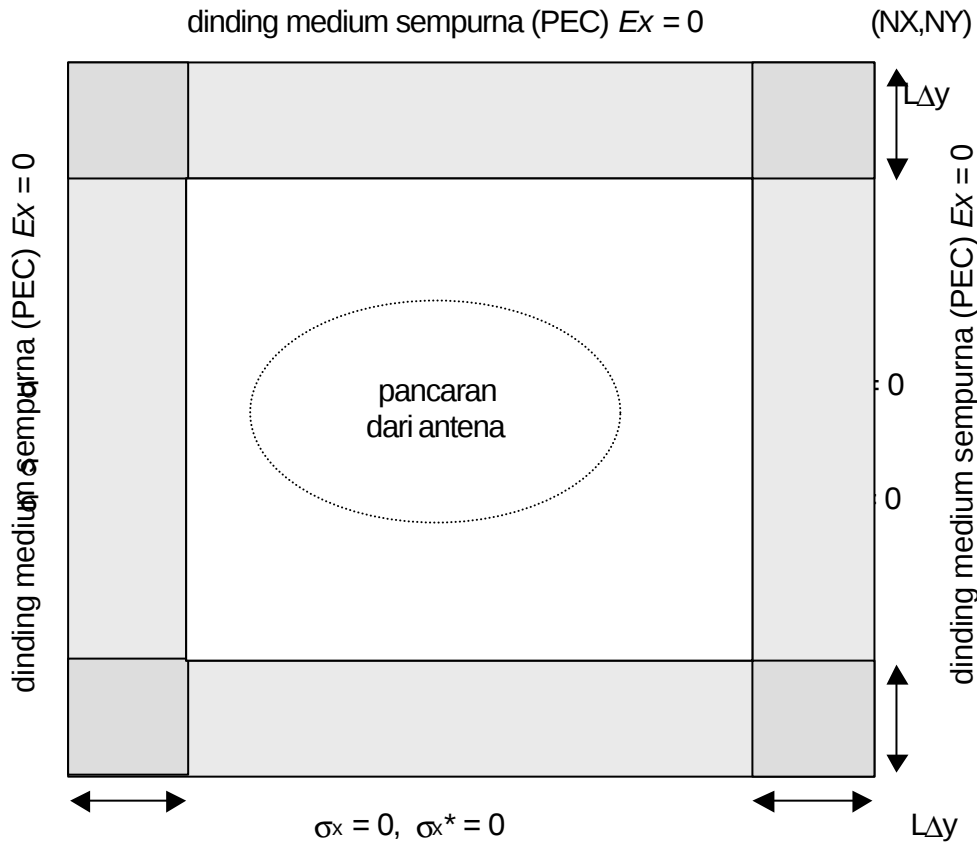
$$\begin{cases} \frac{s_x}{e_0} = \frac{s_x^*}{m_0} \\ \frac{s_y}{e_0} = \frac{s_y^*}{m_0} \\ s_x = s_y = 0 \end{cases} \quad (2.102)$$

Lalu syarat *matching* pada saat gelombang datar masuk ke medium PML secara tegak lurus pada sumbu y adalah sebagai berikut.

$$\begin{cases} s_x = s_x^* = 0 \\ \frac{s_y}{e_0} = \frac{s_y^*}{m_0} \end{cases} \quad (2.103)$$

Apabila persamaan (2.102) dan (2.103) memenuhi ketentuan, maka koefisien pantulnya akan 0 terhadap sudut masuk dan frekuensi yang random. Oleh karena itu masing-masing medium PML dapat dipakai sebagai batas serap. Tetapi untuk dipakai sebagai kondisi batas serap metoda FDTD, maka harus dilakukan pemotongan PML pada ketebalan tertentu. Oleh karena itu di dinding bagian luar PML timbul beberapa pantulan. Untuk menghindari hal ini, medium PML dicacah menjadi beberapa lapisan, dimana koefisien peluruhan makin keluar makin diperbesar. Dinding yang paling luar dikelilingi oleh benda sempurna atau dinding magnet sempurna (unsur singgung medan magnet adalah 0).

Berdasarkan pembahasan di atas, gambar 2.30 menunjukkan konduktifitas dan peluruhan magnetik di batas serap PML dan tiap wilayahnya. Nilai konduktifitas dan peluruhan magnet unsur y dalam PML pada I = 1 dan I = NX, selain wilayah di 4 sudut (bagian yang berwarna tebal) adalah 0, lalu konduktifitas dan peluruhan magnet unsur x dalam PML J = 1 dan J = NY adalah 0. untuk menghindari error karena diskontinyu konstanta medium, maka nilai konduktifitas dan peluruhan magnetik dipilih sebagai berikut.



Gambar 2.30 Batas Serap PML

$$s_x = \begin{cases} s_{\max} \left[\frac{x - L\Delta x}{L\Delta x} \right]^M & ; x < L\Delta x \\ 0 & ; L\Delta x < x < (NX - L - 1)\Delta x \\ s_{\max} \left[\frac{x - (NX - L - 1)\Delta x}{L\Delta x} \right]^M & ; x > (NX - L - 1)\Delta x \end{cases} \quad (2.104 a)$$

$$s_y = \begin{cases} s_{\max} \left[\frac{y - L\Delta y}{L\Delta y} \right]^M & ; y < L\Delta y \\ 0 & ; L\Delta y < y < (NY - L - 1)\Delta y \\ s_{\max} \left[\frac{y - (NY - L - 1)\Delta y}{L\Delta y} \right]^M & ; y > (NY - L - 1)\Delta y \end{cases} \quad (2.104 b)$$

Dimana L adalah jumlah lapisan PML, $\sigma_{\max}$ adalah konduktifitas di dinding luar, dan M adalah dimensi distribusi konduktifitas. Jadi besarnya koefisien pantul PML dari struktur tersebut menjadi

$$|R(f)| = e^{-\frac{2s_{\max} L \Delta x \cos f}{(M+1)e_0 c}} \quad (2.105)$$

Dimana ϕ adalah sudut masuk. Apabila sudut ϕ mendekati 90 derajat, maka dari persamaan (2.105) dapat diketahui bahwa koefisien pantul akan mendekati 1, oleh karena itu seperti telah diterangkan pada sub-bab terdahulu, bahwa kondisi batas serap dalam wilayah tersebut mempunyai karakteristik yang sama. Di sini juga telah dibuktikan bahwa PML merupakan metoda yang lebih efektif bila dibandingkan terhadap kondisi batas serap yang lainnya.

Lalu di sini akan diterangkan cara penentuan konstanta M , L dan $\sigma_{\max}$. Pada umumnya agar perubahan medan elektromagnet dalam medium PML dapat ditekan, nilai M dipilih antara 1 ~ 3. Sedangkan jumlah lapisan L berbeda-beda tergantung pada koefisien pantul, biasanya 4 ~ 16. Sedangkan $\sigma_{\max}$ ditentukan setelah menetapkan nilai L dan M , koefisien pantul pada saat $\phi = 0$, dan (2.105).

Untuk menggabungkan PML pada metoda FDTD maka persamaan (2.90) dan (2.91) perlu diturunkan rumus FDTDnya. Menurut paper asal dan selanjutnya, medan elektromagnet dalam medium yang mempunyai nilai peluruh besar seperti medium PML ini maka sebaiknya diturunkan menggunakan *algorithm Exponential Time-Stepping* [46]. Tetapi menurut paper terbaru bahwa penggunaan *algorithm Exponential Time-Stepping* maupun *algorithm* persamaan (2.19) dan (2.21), semua mempunyai hasil keluaran yang sama akurasi[128]. Jadi *algorithm* pada bab 2 dapat dipakai begitu saja, sebagai referensi di sini diterangkan penurunan terhadap medan listrik E_x persamaan (2.90 a).

Pertama-tama pada $(n-1)\Delta t < t < n\Delta t$ perubahan medan magnet adalah kecil, medan magnet di sebelah kanan persamaan (2.90 a) diganti dengan nilai $(n-1/2)\Delta t$, turunan ruang terhadap y dapat dideferensi menurut *algorithm* Yee dan diperoleh

$$e_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + s_y E_x = \frac{H_z^{n-1/2}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) - H_z^{n-1/2}(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2})}{\Delta y} \quad (2.106)$$

Bila bagian kanan persamaan kita lihat sebagai konstanta, persamaan ini menjadi persamaan turunan linier pertama. Oleh karena itu solusinya adalah

$$E_x(i+\frac{1}{2}, j, t) = \frac{H_z^{n-1/2}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) - H_z^{n-1/2}(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2})}{s_y \Delta y} + C e^{-\frac{s_y}{e_0} t} \quad (2.107)$$

dimana C adalah konstanta random. Sedangkan letak E_x menurut cara penyimbolan Yee adalah $(i+1/2, j)$.

Pada $t = (n-1)\Delta t$, nilai konstanta yang belum ditentukan C untuk $E_x = E_x((n-1)\Delta t)$ adalah

$$C = \left(E_x^{n-1}(i+\frac{1}{2}, j) - \frac{H_z^{n-1/2}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) - H_z^{n-1/2}(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2})}{s_y \Delta y} \right) \times e^{\frac{s_y}{e_0} (n-1)\Delta t} \quad (2.108)$$

Lalu nilai ini disubstitusikan ke persamaan (2.107), medan listrik pada saat $t = nDt$ adalah

$$E_x^n(i + \frac{1}{2}, j) = e^{\frac{s_y \Delta t}{e_0}} E_x^{n-1}(i + \frac{1}{2}, j) + \frac{1 - e^{\frac{s_y \Delta t}{e_0}}}{s_y \Delta y} \left[H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}) \right] \quad (2.109 a)$$

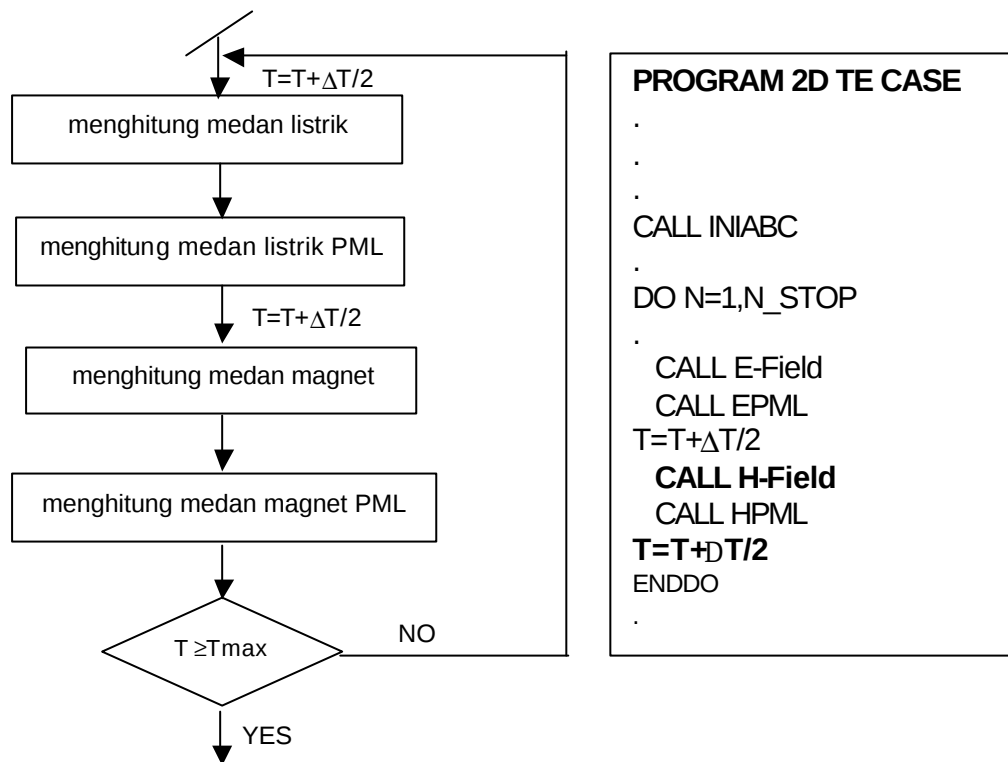
untuk unsur lain dapat diperoleh dengan melakukan cara yang sama. Di sini ditunjukkan hasil akhirnya saja, yaitu

$$E_y^n(i, j + \frac{1}{2}) = e^{\frac{s_x \Delta t}{e_0}} E_y^{n-1}(i, j + \frac{1}{2}) + \frac{1 - e^{\frac{s_x \Delta t}{e_0}}}{s_x \Delta x} \left[H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) \right] \quad (2.109 b)$$

$$H_{zx}^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) = e^{\frac{s_x^* \Delta t}{m_0}} H_{zx}^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - \frac{1 - e^{\frac{s_x^* \Delta t}{m_0}}}{s_x^* \Delta x} \left[E_y^n(i + 1, j + \frac{1}{2}) - E_y^n(i, j + \frac{1}{2}) \right] \quad (2.109 c)$$

$$H_{zy}^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) = e^{\frac{s_y^* \Delta t}{m_0}} H_{zy}^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) + \frac{1 - e^{\frac{s_y^* \Delta t}{m_0}}}{s_y^* \Delta y} \left[E_x^n(i + \frac{1}{2}, j + 1) - E_x^n(i + \frac{1}{2}, j) \right] \quad (2.109 d)$$

Gambar 2.31 menunjukkan *flowchart* dan *main program* pemakaian kondisi batas serap PML. Setelah selesai menghitung medan listrik dalam wilayah analisa, lalu dipanggil *subprogram* EPML untuk menghitung medan listrik dalam wilayah PML. Untuk penghitungan medan magnet dilakukan dengan cara yang sama, yaitu setelah selesai menghitung medan magnet dalam wilayah analisa, lalu dipanggil *subprogram* HPML untuk menghitung medan magnet dalam PML. Sedangkan INIABC merupakan *subprogram* untuk mensetting nilai awal (*initial value*) bagi PML, misalnya L , M , dan koefisien lainnya.



Gambar 2.31 Contoh Flowchart dan Main Program

Gambar 2.32 memperlihatkan contoh program HPML untuk menghitung medan magnet dalam PML. Program EPML untuk menghitung medan listrik juga dapat dilakukan dengan cara yang sama, hal ini dapat dibuktikan melalui persamaan (2.109). Dalam program ini untuk mempermudah *programming*, kalimat deklarasi DIMENSION untuk matrik penyimpanan unsur sub medan magnet dipikirkan betul-betul. Lalu untuk koefisien konduktifitas dan peluruhan magnetik ditunjukkan menggunakan matrik CX1(I) dan CY1(J) termasuk karakteristik *inhomogeneous*.

```

SUBROUTINE HPML
  DIMENSION HZXX0(LPML+1,NY), HZYX0(LPML+1,NY), HZXX1(NX-LPML:NX,NY),
&           HZYX1(NX-LPML:NX,NY), HZXY0(NX,LPML+1), HZYY0(NX,LPML+1),
&           HZXY1(NX,NY-LPML:NY), HZYY1(NX,NY-LPML:NY)
  .....
  C Penghitungan Medan Magnet dalam PML di atas batas I=1
  DO I=1,NY-1
    DO J=1,NY-1
      HZXX0(I,J)=CX1(I)*HZXX0(I,J)-CX2(I)*(EY(I+1,J)-EY(I,J))
      HZYX0(I,J)=CY1(J)*HZYX0(I,J)+CY2(J)*(EX(I,J+1)-EX(I,J))
      HZ(I,J)=HZXX0(I,J)+HZYX0(I,J)
    ENDDO
  ENDDO
  C Penghitungan Medan Magnet dalam PML di atas batas I=NX
  DO I=NX-LPML,NX-1
    DO J=1,NY-1

```

```

      HZXX1(I,J)=CX1(I)*HZXX1(I,J)-CX2(I)*(EY(I+1,J)-EY(I,J))
      HZYY1(I,J)=CY1(J)*HZYY1(I,J)+CY2(J)*(EX(I,J+1)-EX(I,J))
      HZ(I,J)=HZXX1(I,J)+HZYY1(I,J)
      ENDDO
    ENDDO
    C Penghitungan Medan Magnet dalam PML di atas batas J=1
    DO I=1,NX-1
      DO J=1,LPML
        HZXY0(I,J)=CX1(I)*HZXY0(I,J)-CX2(I)*(EY(I+1,J)-EY(I,J))
        HZYY0(I,J)=CY1(J)*HZYY0(I,J)+CY2(J)*(EX(I,J+1)-EX(I,J))
        HZ(I,J)=HZXY0(I,J)+HZYY0(I,J)
      ENDDO
    ENDDO
    C Penghitungan Medan Magnet dalam PML di atas batas J=NX
    DO I=1,NX-1
      DO J=NY-LPML,NY-1
        HZXY1(I,J)=CX1(I)*HZXY1(I,J)-CX2(I)*(EY(I+1,J)-EY(I,J))
        HZYY1(I,J)=CY1(J)*HZYY1(I,J)+CY2(J)*(EX(I,J+1)-EX(I,J))
        HZ(I,J)=HZXY1(I,J)+HZYY1(I,J)
      ENDDO
    ENDDO

```

Gambar 2.32 Contoh Program Kondisi Batas Serap PML terhadap Medan Magnet untuk TE_PML

b) TM_PML

TM *mode* yang mempunyai medan listrik hanya pada arah z dapat diturunkan dengan cara yang sama dengan TE *mode*. Hal detail diabaikan di sini, sebagai rumus dasar adalah

$$m_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} + s_y^* H_x = -\frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (2.110 c)$$

$$e_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} + s_x^* H_z = \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.110 a)$$

$$m_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + s_x^* H_y = \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (2.110 d)$$

$$e_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} + s_y^* H_z = -\frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (2.110 b)$$

dimana pada TM *mode*, medan listrik E_z dibagi menjadi 2 sub-komponen berikut

$$E_z = E_{zx} + E_{zy} \quad (2.111)$$

Bila kita bandingkan dengan persamaan (2.90), (2.91), dan (2.110), lalu dengan menggantikan medan listrik dengan medan magnet, ϵ_0 dengan μ_0 , dan σ dengan σ^* , maka dapat dijelaskan hal yang sama dengan TE *mode*. Dimana syarat *matching* (2.96) tidaklah berubah. Karena pada TM *mode*, medan listrik pada TE *mode* diganti dengan medan magnet, maka dinding luar PML bukanlah medium sempurna (dinding magnetik sempurna), jadi perlu dipikirkan mengenai hal ini (lihat gambar 2.30).

2) Kondisi Batas Serap PML 3 Dimensi [20]

Untuk 3 dimensi merupakan gabungan dari TM mode dan TE mode, dimana unsur seluruh medan magnet dan listrik dibagi menjadi 2 sub komponen seperti di bawah ini.

$$\begin{cases} E_x = E_{xy} + E_{xz} \\ E_y = E_{yx} + E_{yz} \\ E_z = E_{zx} + E_{zy} \end{cases} \quad (2.112 \ a)$$

$$\begin{cases} H_x = H_{xy} + H_{xz} \\ H_y = H_{yx} + H_{yz} \\ H_z = H_{zx} + H_{zy} \end{cases} \quad (2.112 \ b)$$

maka rumus dasar dalam PML menjadi 12 buah, yaitu

$$e_0 \frac{\partial E_{xy}}{\partial t} + s_y E_{xy} = \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (2.113a)$$

$$e_0 \frac{\partial E_{xz}}{\partial t} + s_z E_{xz} = -\frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (2.113b)$$

$$e_0 \frac{\partial E_{yz}}{\partial t} + s_z E_{yz} = \frac{\partial H_x}{\partial z} \quad (2.113c)$$

$$e_0 \frac{\partial E_{yx}}{\partial t} + s_x E_{yx} = -\frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (2.113d)$$

$$e_0 \frac{\partial E_{zx}}{\partial t} + s_x E_{zx} = \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (2.113e)$$

$$e_0 \frac{\partial E_{zy}}{\partial t} + s_y E_{zy} = -\frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (2.113 f)$$

$$m_0 \frac{\partial H_{xy}}{\partial t} + s_y^* H_{xy} = -\frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (2.114 \ a)$$

$$m_0 \frac{\partial H_{xz}}{\partial t} + s_z^* H_{xz} = \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (2.114 \ b)$$

$$m_0 \frac{\partial H_{yz}}{\partial t} + s_z^* H_{yz} = -\frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (2.114 \ c)$$

$$m_0 \frac{\partial H_{yx}}{\partial t} + s_x^* H_{yx} = \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (2.114 \ d)$$

$$m_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + s_x^* H_{zx} = -\frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.114 e)$$

$$m_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + s_y^* H_{zy} = \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (2.114 f)$$

dimana syarat *matching* adalah

$$\begin{cases} \frac{s_x}{e_0} = \frac{s_x^*}{m_0} \\ \frac{s_y}{e_0} = \frac{s_y^*}{m_0} \\ \frac{s_z}{e_0} = \frac{s_z^*}{m_0} \end{cases} \quad (2.115)$$

Cara penurunan rumus FDTD sama dengan pada 2 dimensi, maka hasil *Exponential Time Stepping Algorithm* menjadi

$$\begin{aligned} E_{xy}^n(i + \frac{1}{2}, j, k) &= e^{\frac{s_y \Delta t}{e_0}} E_{xy}^{n-1}(i + \frac{1}{2}, j, k) \\ &+ \frac{1 - e^{\frac{s_y \Delta t}{e_0}}}{s_y \Delta y} \left[H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k) \right] \end{aligned} \quad (2.116 a)$$

$$\begin{aligned} E_{xz}^n(i + \frac{1}{2}, j, k) &= e^{\frac{s_z \Delta t}{e_0}} E_{xz}^{n-1}(i + \frac{1}{2}, j, k) \\ &- \frac{1 - e^{\frac{s_z \Delta t}{e_0}}}{s_z \Delta z} \left[H_y^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2}) \right] \end{aligned} \quad (2.116 b)$$

$$\begin{aligned} E_{yz}^n(i, j + \frac{1}{2}, k) &= e^{\frac{s_z \Delta t}{e_0}} E_{yz}^{n-1}(i, j + \frac{1}{2}, k) \\ &+ \frac{1 - e^{\frac{s_z \Delta t}{e_0}}}{s_z \Delta z} \left[H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k - \frac{1}{2}) \right] \end{aligned} \quad (2.116 c)$$

$$E_{yx}^n(i, j + \frac{1}{2}, k) = e^{\frac{-s_x \Delta t}{e_0}} E_{yx}^{n-1}(i, j + \frac{1}{2}, k) - \frac{1 - e^{\frac{-s_x \Delta t}{e_0}}}{s_x \Delta x} \left[H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) \right] \quad (2.116 d)$$

$$E_{zx}^n(i, j, k + \frac{1}{2}) = e^{\frac{-s_x \Delta t}{e_0}} E_{zx}^{n-1}(i, j, k + \frac{1}{2}) + \frac{1 - e^{\frac{-s_x \Delta t}{e_0}}}{s_x \Delta x} \left[H_y^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) \right] \quad (2.116 e)$$

$$E_{zy}^n(i, j, k + \frac{1}{2}) = e^{\frac{-s_y \Delta t}{e_0}} E_{zy}^{n-1}(i, j, k + \frac{1}{2}) - \frac{1 - e^{\frac{-s_y \Delta t}{e_0}}}{s_y \Delta y} \left[H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) \right] \quad (2.116 f)$$

$$H_{xy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) = e^{\frac{-s_y^* \Delta t}{m_0}} H_{xy}^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - \frac{1 - e^{\frac{-s_y^* \Delta t}{m_0}}}{s_y^* \Delta y} \left[E_z^n(i, j + 1, k + \frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2}) \right] \quad (2.117 a)$$

$$H_{xz}^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) = e^{\frac{-s_z^* \Delta t}{m_0}} H_{xz}^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) + \frac{1 - e^{\frac{-s_z^* \Delta t}{m_0}}}{s_z^* \Delta z} \left[E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k + 1) - E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k) \right] \quad (2.117 b)$$

$$H_{yz}^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) = e^{\frac{-s_x^* \Delta t}{m_0}} H_{yz}^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - \frac{1 - e^{\frac{-s_x^* \Delta t}{m_0}}}{s_x^* \Delta x} \left[E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k + 1) - E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k) \right] \quad (2.117 c)$$

$$H_{yx}^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) = e^{-\frac{s_x^* \Delta t}{m_0}} H_{yx}^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) + \frac{1-e^{-\frac{s_x^* \Delta t}{e_0}}}{s_x^* \Delta x} [E_z^n(i+1, j, k+\frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k+\frac{1}{2})] \quad (2.117 d)$$

$$H_{zx}^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) = e^{-\frac{s_x^* \Delta t}{m_0}} H_{zx}^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - \frac{1-e^{-\frac{s_x^* \Delta t}{e_0}}}{s_x^* \Delta x} [E_y^n(i+1, j+\frac{1}{2}, k) - E_y^n(i, j+\frac{1}{2}, k)] \quad (2.117 e)$$

$$H_{zy}^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) = e^{-\frac{s_y^* \Delta t}{m_0}} H_{zy}^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) + \frac{1-e^{-\frac{s_y^* \Delta t}{e_0}}}{s_y^* \Delta y} [E_x^n(i+\frac{1}{2}, j+1, k) - E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k)] \quad (2.117 f)$$

Seperti pada 2 dimensi, di wilayah selain 8 pojok wilayah PML, maka ada unsur dalam konduktifitas dan peluruhan magnetiknya adalah 0. Jadi unsur y dan z dari konduktifitas dan peluruhan magnetik dalam PML I = 1 dan I = NX adalah 0, sedangkan unsur x dan z dari konduktifitas dan peluruhan magnetik dalam PML J = 1 dan J = NY adalah 0, dan unsur x dan y dari konduktifitas dan peluruhan magnetik dalam PML K = 1 dan K = NZ adalah 0.

Dapat juga dilakukan programming seperti pada kondisi batas serap PML 2 dimensi, tetapi perlu dideklarasikan matrik dalam jumlah banyak. Program akan mudah disusun seperti pada gambar 2.33. (PMLII(L,1), PMLJJ(L,1), PMLKK(L,1)) dan (PMLII(L,2), PMLJJ(L,2), PMLKK(L,2)) (dimana L = 1 ~ 6 merupakan urutan nomor PML pada 6 permukaan kubus) dipakai untuk 2 titik simetris wilayah PML. Dalam program ini termasuk tanda koefisien (2.116) dan (2.117) ditunjukkan menggunakan HYU(J), HYV(J),

3) Contoh Numerik

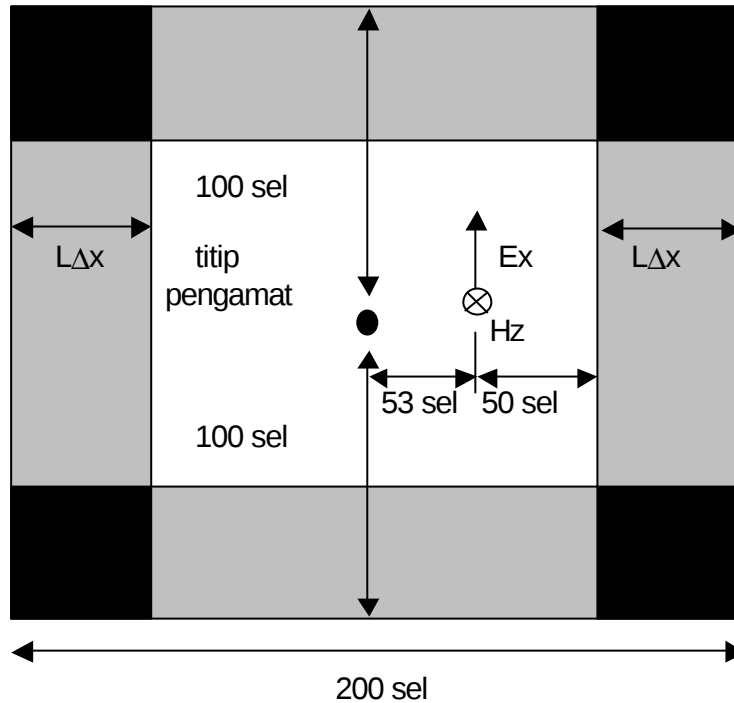
Gambar 2.33 menunjukkan penghitungan dari beberapa karakteristik pantulan karena PML pada saat gelombang datar TE terhantar dalam ruang hampa dari arah kanan.

Garis penuh pada gambar 2.35 adalah medan listrik di titik pengamatan yang menghitung dengan menggunakan *algorithm Exponential Time Stepping* (2.21) dan (2.22) dalam lapisan PML. Sedangkan garis putus-putus adalah hasil menurut *Exponential Time Stepping* 2 dimensi. *Peak* tinggi di waktu initial adalah gelombang masuk, sedangkan *peak* di 4.5 ndetik adalah gelombang pantul dari PML. Jadi dari sini dapat diketahui bahwa *Exponential Time Stepping* tidak diperlukan di sini.

Gambar 2.36 merupakan perbandingan antar karakteristik Mur, Stabilized Liao, dan PML dalam model yang sama. Mur mempunyai waktu tiba gelombang pantul yang paling jelek, disamping itu gelombang pantul yang tidak diperlukanpun masih tersisa. Liao mempunyai gelombang pantul yang paling sedikit di waktu tiba gelombang pantul, tetapi sesuai dengan pertambahan waktu errornya makin bertambah. Terhadap metoda -metoda ini, PML tidak timbul error perhitungan, serta mempunyai karakteristik yang sangat baik kecuali pada frekuensi waktu tiba.

Gambar 2.37 mempunyai dimensi M adalah 3, lalu jumlah lapisan diperbesar. Dengan penambahan lapisan dari L = 8 ke 16 dan 24 masing-masing akan diperbaiki sebesar 20 dB.

Berdasarkan penambahan jumlah lapisan ini, gelombang pantul yang bergerak seperti pada gambar 2.33, karena permukaan lapisan PML mendekati titik pengamatan.



Gambar 2.33 Contoh Numerik Karakteristik Pantulan PML

```

SUBROUTINE HPML
C
  DO 100 L=1,6
    I0=PMLII(L,1)
    I1=PMLII(L,2)
    J0=PMLJJ(L,1)
    J1=PMLJJ(L,2)
    K0=PML(L,1)
    K1=PML(L,2)
  C
    L1=PMLSTR(L)
    DO 110 I=I0+1,I1-1
      DO 120 J=J0,J1-1
        DO 130 K=K0,K1-1
          HXY(L1)=HYU(J)*HXY(L1)+HYV(J)*(EZ(I,J,K)-EZ(I,J+1,K))
          HXZ(L1)=HZU(K)*HXZ(L1)+HZV(K)*(EY(I,J,K)-EY(I,J+1,K))
          HX(I,J,K)=HXY(L1)+HXZ(L1)
          L1=L1+1
        130 CONTINUE
      120 CONTINUE
    110 CONTINUE

```

```

C
L2=PMLSTR(L)
DO 210 I=I0,I1-1
    DO 220 J=J0+1,J1-1
    DO 230 K=K0,K1-1
        HYX(L2)=HXU(I)*HYX(L2)+HXV(I)*(EZ(I+1,J,K)-EZ(I,J,K))
        HYZ(L2)=HZU(K)*HYZ(L2)+HZV(K)*(EX(I,J,K)-EX(I,J,K+1))
        HY(I,J,K)=HYX(L2)+HYZ(L2)
        L2=L2+1
230 CONTINUE
    220 CONTINUE
    210 CONTINUE
C
    L3=PMLSTR(L)
    DO 310 I=I0,I1-1
        DO 320 J=J0,J1-1
            DO 330 K=K0+1,K1-1
                HZX(L3)=HXU(I)*HZX(L3)+HXV(I)*(EY(I,J,K)-EY(I+1,J,K))
                HZY(L3)=HYU(J)*HZY(L3)+HYV(J)*(EX(I,J+1,K)-EX(I,J,K))
                HZ(I,J,K)=HZX(L3)+HZY(L3)
                L3=L3+1
330 CONTINUE
320 CONTINUE
310 CONTINUE
    100 CONTINUE
    RETURN
    END

```

Gambar 2.34 Contoh Programming Kondisi Batas Serap PML 3 dimensi

Gambar 2.35 Perbandingan Penghitungan Karakteristik Pantulan *Normal Time Stepping Scheme* dan *Exponential Time Stepping Scheme*

Gambar 2.36 Perbandingan Karakteristik Pantulan Mur, Stabilized Liao dan PML

Gambar 2.37 Karakteristik Pantulan terhadap Jumlah Lapisan L pada PML 3 Dimensi

Gambar 2.38 Karakteristik Pantulan terhadap Besar Pangkat terhadap 16 Lapis PML

Gambar 2.38 menunjukkan pertambahan dimensi dimana jumlah lapisan ditetapkan 16 lapis. Pertambahan dimensi dari 2 ke 3 tidaklah ditemukan perbaikan yang berarti, tetapi pada 4 diperoleh nilai perbaikan yang besar. Dari contoh ini dapat dilakukan perbaikan sampai level error perhitungan. Ini tergantung pada jumlah lapisan L , tetapi untuk 16 lapisan lebih akan diperoleh hasil yang sama.

Gambar 2.40 menunjukkan contoh perbandingan antara error Mur dengan error PML pada $M = 2$ dan $L = 16$ [20]. Hasil untuk sumber gelombang yang diletakkan di tengah wilayah analisa ruang hampa akan diperoleh dengan mudah di sini. Gambar 2.39 adalah global error (nilai total dari kuadratur error medan listrik di seluruh ruang) dari TE *mode* (100 X 50 sel) 2 dimensi

Gambar 2.39 Global Error Mur dan PML terhadap Step waktu

Gambar 2.40 Local Error Mur dan PML terhadap sumbu x

2.3 Hal-hal yang perlu diperhatikan dalam Program

2.3.1 Cell Size

Metoda FDTD mempunyai dasar *difference*, jadi *cell size*nya makin kecil maka keakurasiannya makin tinggi. Tetapi di sini yang menjadi permasalahannya adalah sampai dimana *cell size*nya harus diambil. Mengenai sampai dimana dibutuhkan keakuratan hasil hitungnya, biasanya $1/10$ panjang gelombang untuk satu sisi sel terhadap frekuensi maksimumnya. Jadi misalnya ingin memperoleh keakuratan hitung yang lebih tinggi maka lebih baik menggunakan *cell size* yang lebih pendek. Kalau hanya ingin mengetahui karakteristik secara global saja maka cukup menggunakan $1/4$ dari panjang gelombang atau sedikit lebih besar dari ini. Tetapi menurut teori sampling Nyquist harus lebih besar dari $1/2$ panjang gelombang.

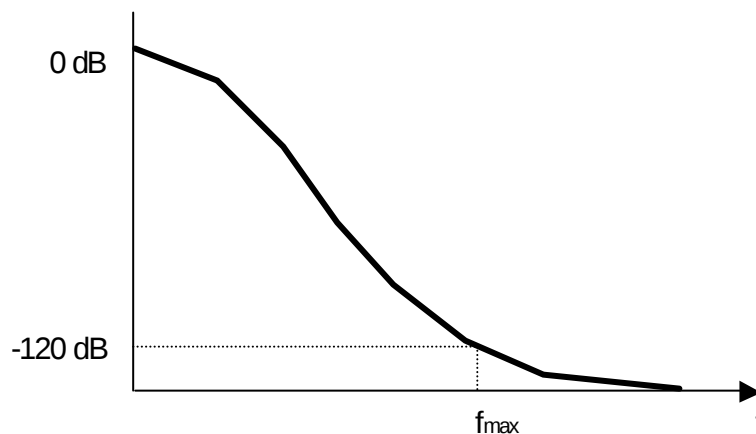
Di sini yang menjadi permasalahan adalah bagaimana cara menentukan frekuensi terbesarnya. Jawaban yang paling tepat terhadap ini tidaklah ada, tetapi untuk menghitung akurasi tunggal, misalnya seperti pada gambar 2.41 ditunjukkan spektrum dari pulsa masuk, dari sini dipilih nilai frekuensi pada -120 dB (dijamin sampai 6 digit). Untuk contoh nyata dijelaskan pada bab berikut.

Karena di dalam medium konduktifitas panjang gelombang menjadi pendek, maka pembagian *cell size*pun harus lebih kecil. Pada saat dalam model bercampur benda yang mempunyai nilai peluruhan magnetik besar dan ruang hampa, menggunakan sel yang berukuran sama. Serta lebih baik sel dalam benda tersebut lebih kecil ukurannya. Sedangkan pada medium yang berkonduktifitas tinggi perlu dipikirkan metoda *impedance* permukaan. Dimana medan elektromagnet di dalam medium hantar tidak dapat diturunkan.

Setelah kita menentukan sel size, masih ada satu permasalahan yang perlu diselesaikan, yaitu apakah antenna dan benda hambur dapat diubah ke dalam bentuk model dengan benar atau tidak. Biasanya *cell size* dipilih lebih kecil dari $1/10$ panjang gelombang, tetapi untuk antenna biasanya dilakukan pendekatan dengan cara tangga, khususnya pada pemecahan antenna timbul frekuensi osilator

yang meleset. Jadi permasalahan di sini adalah tanpa melakukan penambahan sel, apakah benda dapat dilakukan pendekatan. Mengenai hal ini akan dibahas pada bab 5, tetapi penurunan rumus dan programnya menjadi lebih rumit.

Setelah ditentukan *cell sizenya* yang menjadi masalah di sini adalah luas wilayah analisisnya harus seberapa besar, lalu jarak terhadap kondisi batas serap, sedangkan untuk memori hitung komputer sampai berapa bytes harus disediakan dan lain-lain. Sebagai pemecahannya, sebagai batas serap sangat baik bila menggunakan PML Berenger, kalau dipandang dari segi memori belum tentu efisien. Walaupun efisiensi karakteristik akan turun, tetapi metoda Mur, Higdon dan Liao dari segi memori lebih optimal pada saat proses menghitung daripada metoda PML.



Gambar 2.41 Contoh Cara Penentuan Frekuensi Terbesar

2.3.2 Step Waktu

Step waktu ditentukan oleh syarat Courant dimana harus memenuhi persamaan di bawah ini.

$$v\Delta t \leq \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2}} \quad (2.118)$$

Syarat ini sangat ketat, sehingga apabila tidak memenuhi sedikit saja, maka akan tidak stabil. Tetapi syarat ini apabila makin ketat, maka waktu hitungnya akan membesar dan pembagian *grid*-pun menjadi besar [47][48].

Berdasarkan sub-bab di sebelumnya bila sudah dipilih ukuran sel, maka secara pengalaman kita cukup menggunakan rumus

$$v\Delta t = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2}} \quad (2.119)$$

untuk menentukan parameter 3 dimensi, dimana pembagian *grid* juga menjadi kecil. Biasanya sebagai pengganti kecepatan cahaya c dalam ruang hampa digunakan v untuk menghitung dalam medium konduktifitas, dari sini baru kita tentukan step waktu yang diperlukan.

Sebagai perkecualian, pada saat menggunakan medium peluruh, medium dispersi, dan medium non-linier, harus menggunakan step waktu yang kecil [49][50][51]. Sampai dimana kita harus menentukan step waktu yang terkecil tidaklah ada standarnya. Biasanya mengambil nilai $\frac{1}{2}$ dari persamaan (2.119) (dimana kecepatan cahaya adalah c), jadi para pembaca perlu melakukan sendiri untuk persoalan yang lebih riil.

2.3.3 Sumberdaya Komputer

Sesuai dengan hal-hal umum, pada saat kita akan menganalisa sesuai menggunakan metoda FDTD, maka yang harus kita pikirkan pertama kali adalah berapa besar permasalahan yang akan kita analisa, sumberdaya komputer (memori, kecepatan) kita dapat mendukung sampai dimana, lalu kompilator yang kita punya dapatkah dipakai untuk program kita ? Bagi yang mempunyai superkomputer tidaklah menjadi permasalahan untuk memori dan kecepatannya, dan biasanya didukung dengan lingkungan komputer yang mencukupi, tetapi dari segi keuangan tidaklah dapat direkomendasikan. Oleh karena itu dalam sub-bab ini kita coba melakukan pengujian secara mudah untuk sumberdaya komputer yang sebaiknya kita siapkan. Di sini dibatasi untuk hitungan akurasi single, untuk akurasi double membutuhkan sumberdaya komputer dua kali lipat.

Pertama-tama kita lakukan penilaian terhadap main program FDTD. Misalnya jumlah keseluruhan sel adalah N , maka memerlukan matrik koefisien dan matrik 4 byte dari 6 unsur medan elektromagnet (nanti akan ditunjukkan pula dengan definisi per matrik 1 byte). Oleh karena itu membutuhkan memori sebesar

$$storage = N \times \left(\frac{6 \text{ komponen}}{\text{sel}} \times \frac{4 \text{ bytes}}{\text{komponen}} + 6 \times 1 \text{ byte} \right) \quad (2.120)$$

Misalnya $N = 100 \times 100 \times 100$ maka main program FDTD saja membutuhkan memori kurang lebih 30 Mbytes. Selain itu membutuhkan memori untuk matrik kondisi batas serap dan memori cadangan, tetapi di sini diabaikan.

Misalnya jumlah keseluruhan step waktu adalah NT , maka membutuhkan perhitungan 10 kali untuk 1 unsur. Jadi jumlah perulangan hitungan adalah

$$operasi = N \times \left(\frac{6 \text{ komponen}}{\text{sel}} \times \frac{10 \text{ operasi}}{\text{komponen}} \times NT \right) \quad (2.121)$$

Step waktu selesai proses metoda FDTD adalah NT , ditentukan pada salah satu garis wilayah analisa, kebanyakan memerlukan lebih dari 10 kali lipat jumlah sel. Sebenarnya perlu mempertimbangkan garis simetris sel, maka pada saat memakai syarat kestabilan Courant (2.119) akan memerlukan $3^{\frac{1}{2}}$. Jadi akan diperoleh

$$NT \cong 10 \times \sqrt{3} N^{\frac{1}{3}} \quad (2.122)$$

Jumlah perulangan seluruh hitungan sebanding dengan

$$\begin{aligned} operasi &= 10 \sqrt{3} N^{\frac{4}{3}} \times \left(\frac{6 \text{ komponen}}{\text{sel}} \times \frac{10 \text{ operasi}}{\text{komponen}} \right) \\ &\cong 1040 N^{\frac{4}{3}} \end{aligned} \quad (2.123)$$

dan 4/3 dari keseluruhan jumlah sel.

Tabel 2 Contoh penilaian waktu hitung

Kecepatan Komputer	Program Size / Memory (NT = 1024)		
	50 X 50 X 50 3.6 MBytes	100 X 100 X 100 28.6 MBytes	200 X 200 X 200 171.6 MBytes
5 GFLOPS (SUPER)	256 mdetik	12 detik	98 detik
20 MFLOPS (WS)	64 detik	51 menit	6.8 jam
5 MFLOPS (PC) Tidak memakai memori khayal	4.3 menit	3.4 jam	27 jam

Penilaian ini hanya berdasarkan pemakaian waktu dalam menghitung main program metoda FDTD saja, sedangkan pemakaian waktu dalam menghitung kondisi batas serap tidak dipertimbangkan, jadi hanya merupakan penilaian yang paling minimum. Waktu hitungnya dapat dipersingkat atau tidak tergantung dari program tersebut dapat dioptimalisasi atau tidak. Tetapi tanpa melakukan hal yang khusus, persentase vektorisasi main program metoda FDTD menjadi 95%, jadi sama dengan menggunakan metoda hitung paralel.

2.3.4 Pemakaian Sifat Kesimetrisan

Pada saat soal yang akan dianalisa mempunyai sifat kesimetrisan, maka wilayah analisa dapat ditekan menjadi setengahnya. Misalnya seperti telah ditunjukkan pada gambar 2.42, lalu $y = j\Delta y$ adalah dinding magnetik. Karena unsur sentuh medan magnet di atas dinding magnet adalah 0, maka nilai rata-rata medan magnet di samping kedua dinding magnetik sebagai medan magnet di atas dinding magnetik adalah

$$\begin{cases} H_x(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) + H_x(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) = 0 \\ H_z(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) + H_z(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k) = 0 \end{cases} \quad (2.124)$$

Lalu mensubstitusikan persamaan ini ke dalam persamaan (2.43 a) dan (2.43 c) maka akan diperoleh

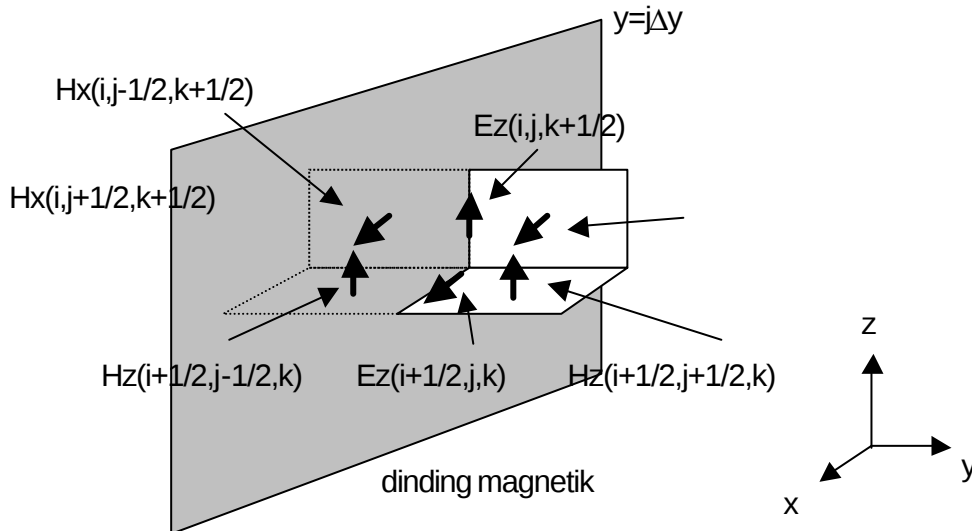
$$E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k) = \frac{e(i + \frac{1}{2}, j, k)}{e(i + \frac{1}{2}, j, k) + s(i + \frac{1}{2}, j, k)\Delta t} E_x^{n-1}(i + \frac{1}{2}, j, k) + \frac{\Delta t}{e(i + \frac{1}{2}, j, k) + s(i + \frac{1}{2}, j, k)\Delta t} \times \quad (2.125 a)$$

$$\left[\begin{aligned} &\frac{2}{\Delta y} H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) \\ & - \frac{1}{\Delta z} \left\{ H_y^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2}) \right\} \end{aligned} \right]$$

$$E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2}) = \frac{e(i, j, k + \frac{1}{2})}{e(i, j, k + \frac{1}{2}) + s(i, j, k + \frac{1}{2})\Delta t} E_z^{n-1}(i, j, k + \frac{1}{2}) + \frac{\Delta t}{e(i, j, k + \frac{1}{2}) + s(i, j, k + \frac{1}{2})\Delta t} \times \quad (2.125 b)$$

$$\left[\begin{aligned} & - \frac{2}{\Delta y} H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) \\ & + \frac{1}{\Delta x} \left\{ H_y^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) \right\} \end{aligned} \right]$$

Unsur sentuh medan listrik di batas ditunjukkan menggunakan medan elektromagnet di koordinat yang besar dari pada $y = j\Delta y$. Oleh karena itu persamaan (2.125) dapat dipakai sebagai kondisi batas.



Gambar 2.42 Medan Elektromagnet di dekat Dinding Magnet

2.3.5 Contoh Kesalahan yang Mudah Terjadi

Walaupun dalam penjelasan di atas di beberapa tempat sudah disebutkan hal-hal yang perlu diperhatikan pada saat proses pemrograman, tetapi bagi para pemula perlu disimpulkan hal-hal yang mudah sekali mengundang kesalahan, di antaranya adalah

1. Dalam matrik medan listrik dan magnet mengandung waktu.
2. Dalam loop waktu dan ruang yang sama mengandung penghitungan medan listrik dan magnet.
3. Dalam gelombang datar sebagai nilai awal (*initial value*) tidak dipikirkan selisih waktu dan ruang untuk medan listrik dan magnet.
4. Tidak dipertimbangkan setengah nilai selisih medan listrik dan magnet, khususnya pada batas serap.
5. Tidak memperhatikan peletakan medan listrik dan magnet pada saat menentukan syarat medium.

Selain nomor 3, semuanya sudah diterangkan di atas. Nomor 3 akan dijelaskan dalam bab berikut, tetapi untuk menghantarkan gelombang datar ke arah tertentu perlu ditetapkan nilai awal dari medan listrik dan magnet. Apabila ditetapkan hanya sebelah saja, maka amplitudonya akan terhantar ke kedua arah dengan $\frac{1}{2}$ nilai gelombang datar.

Pada saat menulis program sedapat mungkin harus mempunyai standar tertentu, tetapi untuk mendapatkan hal ini biasanya memori dan waktu hitung akan bertambah. Oleh karena itu perlu melakukan programming tanpa ada ketidakefisienan dalam menghitung, jadi sebaliknya tidak perlu melakukan proses standarisasi. Karena metoda optimalisasi berbeda-beda menurut jenis komputer yang dipakai, maka bagi pemula sebaiknya banyak menulis kalimat komen agar lebih mudah mengecek dan membaca kembali.

BAB 3

ANALISA HAMBURAN MEDAN ELEKTROMAGNET

3.1 Scattered Field FDTD

Di bab sebelum ini telah diturunkan rumus berdasarkan persamaan (2.21) dan (2.22), dimana semua ini merupakan keseluruhan dari medan elektromagnet dalam bentuk metoda FDTD. Tetapi dalam penyelesaian masalah hamburan medan elektromagnet, biasanya hanya dilakukan penghitungan terhadap medan hambur saja. Dalam sub bab ini diperkenalkan mengenai medan hambur dengan menggunakan metoda FDTD [52]-[57].

Medan masuk seperti gelombang datar (*plane wave*) dan lain-lain dapat digunakan dalam penganalisaan wilayah analisa, tetapi penghitungan medan hambur dilakukan dengan penurunan rumus seperti di bawah ini, dimana perlu menggunakan syarat batas serap. Pada umumnya medan hambur lebih kecil daripada gelombang masuk, tetapi walaupun misalnya ada pantulan pada dinding batas serap, pantulannya harus lebih kecil daripada pantulan gelombang masuk. Ini merupakan kelebihan dari metoda FDTD untuk penghitungan medan hambur. Kelebihan yang lain yaitu pada saat menghitung soal hambur gelombang datar. Di sub bab berikut ini akan ditunjukkan contoh nyatanya, dimana sudut masuk gelombang elektromagnet terhadap batas serap adalah besar, maka gelombang tidak banya diserap sehingga menimbulkan pantulan yang besar. Di soal hamburan gelombang datar, karena gelombang masuk biasanya disetting seperti ini, maka akan timbul error. Sebaliknya apabila gelombang pantul dengan sudut yang besar terhadap batas serap, sehingga unsur masuknya adalah sedikit, maka sesuai dengan penjelasan di bab sebelum ini, batas serap akan bekerja secara optimal.

Keseluruhan medan elektromagnet dibagi menjadi

$$\left. \begin{aligned} E &= E^{total} = E^{incident} + E^{scattered} \\ H &= H^{total} = H^{incident} + H^{scattered} \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

H^{total} dan E^{total} memenuhi persamaan (2.11) dan (2.12), sedangkan $E^{incident} = E^{inc}$ dan $H^{incident} = H^{inc}$ memenuhi persamaan Maxwell dalam *free space* :

$$\frac{\partial E^{inc}}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_0} \nabla \times H^{inc} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial H^{inc}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times E^{inc} \quad (3.3)$$

Lalu medan hambur $E^{scattered} = E^{scat}$ dan $H^{scattered} = H^{scat}$ memenuhi persamaan

$$\frac{\partial E^{scat}}{\partial t} = -\frac{s}{\epsilon} E^{scat} - \frac{s}{\epsilon} E^{inc} - \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon} \frac{\partial E^{inc}}{\partial t} + \frac{1}{\epsilon} \nabla \times H^{scat} \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial H^{scat}}{\partial t} = -\frac{m - m_0}{m_0} \frac{\partial H^{inc}}{\partial t} - \frac{1}{m} \nabla \times E^{scat} \quad (3.5)$$

Dengan menggunakan persamaan (2.17 c) maka rumus FDTD untuk persamaan (2.21) dan (2.22) adalah

$$E^{scat,n} = \frac{e}{e + s\Delta t} E^{scat,n-1} - \frac{s\Delta t}{e + s\Delta t} E^{inc,n} - \frac{(e - e_0)\Delta t}{e + s\Delta t} \frac{\partial E^{inc}}{\partial t} \Big|_{t=(n-\frac{1}{2})\Delta t} + \frac{\Delta t}{e + s\Delta t} \nabla \times H^{scat,n-\frac{1}{2}} \quad (3.6)$$

$$H^{scat,n+\frac{1}{2}} = H^{scat,n-\frac{1}{2}} - \frac{(m - m_0)\Delta t}{m} \frac{\partial H^{inc}}{\partial t} \Big|_{t=n\Delta t} - \frac{\Delta t}{m} \nabla \times E^{scat,n} \quad (3.7)$$

Metoda FDTD untuk ini semua merupakan metoda FDTD untuk medan hambur. Turunan medan masuk sebelah kanan persamaan (3.6) dan (3.7) dapat diturunkan secara analitik, karena medan masuk diberikan dalam bentuk analitik. Oleh karena itu penurunan rumus metoda FDTD dapat dilakukan dengan cara yang sama pada bab sebelumnya.

Untuk benda adalah

$$E^{scat} = -E^{inc} \quad (3.8)$$

Pada saat ukuran sel adalah kecil tak terhingga, maka hasil FDTD terhadap seluruh medan elektromagnet adalah sama dengan FDTD terhadap medan hambur. Tetapi hasilnya sedikit berbeda dikarenakan deh *pendeferencean* waktu dan ruang dari metoda FDTD. Seperti telah ditunjukkan di atas, metoda FDTD terhadap seluruh medan elektromagnet sangatlah mudah. Karena keakurasian metoda FDTD juga sangat tinggi, oleh karena itu medan hambur secara metoda FDTD sangat sedikit dipakai. Sedangkan pada soal *shield*, dimana seluruh medan elektromagnet akan menjadi kecil karena adanya cancel gelombang masuk dan medan hambur, maka di sini perlu digunakan metoda FDTD untuk medan hambur. Misalnya dalam program digunakan bentuk metoda FDTD untuk medan hambur, dengan memberikan nilai 0 ke amplitudo medan masuk, maka persamaan (3.6) dan (3.7) akan sama dengan persamaan (2.21) dan (2.22), sehingga program ini sama dengan program seluruh medan elektromagnet. Tetapi dalam pemecahan soal antenna, metoda FDTD untuk seluruh medan elektromagnet lebih mudah dan keakurasianya sangat tinggi. Oleh karena itu sebelum pembaca melakukan analisa, terlebih dahulu harus melakukan pengklasifikasian persoalan. Misalnya untuk soal hambur gelombang datar memakai metoda FDTD untuk gelombang pantul, sedangkan untuk soal antenna memakai metoda FDTD untuk seluruh medan elektromagnet. Dalam pustaka [3] diperkenalkan metoda FDTD untuk medan hambur. Lalu di akhir buku ini tercantum pula program metoda FDTD untuk medan hambur¹². Program dalam buku ini diambil dari buku tersebut dengan perbaikan di beberapa tempat. Untuk program metoda FDTD terhadap seluruh medan elektromagnetikpun dapat diperoleh dengan metoda yang sama.

¹² Dalam bab 1 telah dikenalkan XFDTD, dimana di dalamnya memakai syarat batas serap Liao. Walaupun sudah dilakukan version up seperti untuk penghitungan far field, tetapi bagian dasarnya berasal dari program ini. Metoda penghitungan far field dijelaskan di sub bab 3.3. Sedangkan untuk mempermudah pen-setting parameter penghitungan

3.2 Analisa Metoda FDTD Masalah Hamburan 2 Dimensi

3.2.1 Pemberian Sumber Gelombang Masuk

Sumber arus listrik dan sumber arus magnet dapat dipakai untuk menyelesaikan soal sumber gelombang masuk. Misalnya ada sumber arus listrik, maka persamaan (2.11) menjadi

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -\frac{s}{e} \mathbf{E} - \frac{1}{e} \mathbf{J} + \frac{1}{e} \nabla \times \mathbf{H} \quad (3.9)$$

sedangkan persamaan terhadap (2.21) adalah

$$\mathbf{E}^n = \frac{e}{e + s \Delta t} \mathbf{E}^{n-1} - \frac{\Delta t}{e + s \Delta t} \mathbf{J}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{e + s \Delta t} \nabla \times \mathbf{H}^{n-\frac{1}{2}} \quad (3.10)$$

Misalnya di sini akan dipecahkan TM_FDTD seperti pada sub bab 2.1.2.1. Amplitudo arus listrik adalah $I(t)$, maka akan diperoleh

$$\mathbf{J}_z^{n-\frac{1}{2}} = \frac{1}{\Delta x \Delta y} I \left((n - \frac{1}{2}) \Delta t \right) \quad (3.11)$$

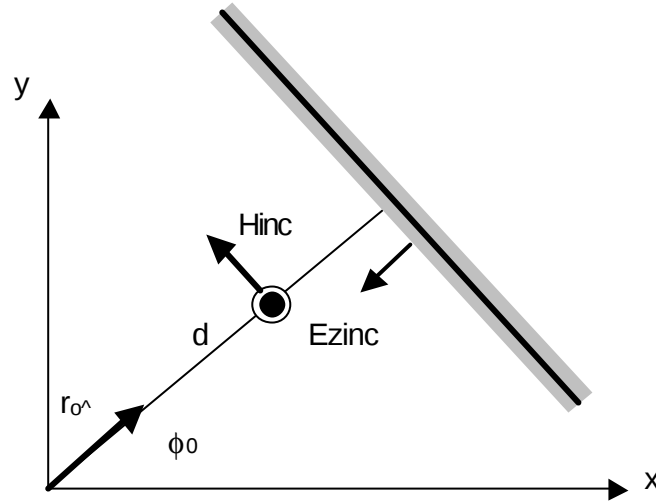
Arus listrik ini ada di (IFEED, JFEED), misalnya elemen arus listrik termasuk koefisien persamaan (3.10) adalah FJ, maka dalam program 2.7 a seperti dalam gambar 3.1 hanya dengan menambahkan posisi (IFEED, JFEED) untuk FJ ini. Sehingga tidak perlu melakukan perubahan penghitungan medan magnet.

```
SUBROUTINE EZFLD
.....
DO J=2,NY-1
  DO I=2,NX-1
    EZ(I,J)=EC(I,J)*EZ(I,J)
    &          +ECRLX(I,J)*(HY(I,J)-HY(I-1,J))
    &          -ECRLY(I,J)*(HX(I,J)-HX(I,J-1))
  ENDDO
ENDDO
EX(IFEED,JFEED)=EZ(IFEED,JFEED)-FJ(T-DT/2)
&
.....
```

Gambar 3.1 Contoh Program Penghitungan Ez dengan Sumber Arus Listrik (TM_FDTD)

Di bawah ini diterangkan cara pemberian medan masuk pada saat gelombang datar datang dengan sudut f_0 terhadap sumbu x dalam ruang hampa. Program sebenarnya ditunjukkan di sub bab

berikut. Misalnya arah datang gelombang datang masuk adalah $\hat{r}_0$, maka medan listrik dan medan magnet ditunjukkan sebagai ¹³



Gambar 3.2 Masuk Gelombang Datar

$$E_z^{inc}(\mathbf{r}, t) = E_0 p\left(t + \frac{\hat{r}_0 \cdot \mathbf{r}}{c} + t_0\right) \quad (3.12)$$

$$H^{inc}(\mathbf{r}, t) = \frac{E_0}{Z_0} (-\sin f_0 \hat{x} + \cos f_0 \hat{y}) p\left(t + \frac{\hat{r}_0 \cdot \mathbf{r}}{c} + t_0\right) \quad (3.13)$$

dimana Z_0 adalah *impedance* gelombang dalam ruang hampa, t_0 adalah konstanta random. Seperti ditunjukkan di bawah ini, agar pada $t = 0$ kepala gelombang pulsa berada pada jarak d dari pusat koordinat, maka perlu disetting $t_0 = -d/c$.

Sebagai pulsa di sini digunakan pulsa Gaussian $p(t)$:

$$p(t) = \begin{cases} e^{-a(t-t_0)^2} & 0 \leq t \leq 2t_0 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (3.14)$$

misalnya koefisien a adalah

$$a = \left(\frac{4}{t_0}\right)^2 \quad (3.15)$$

maka akan diperoleh

¹³ Agar gelombang masuk dapat terhantar ke satu arah saja, maka medan listrik dan medan magnet harus disetting.

$$p(0) = p(2t_0) = e^{-16} = 1.1 \times 10^{-7} \quad (3.16)$$

karena nilai *peak* pulsa (=1) lebih kecil dari 7 digit, maka cukup dilakukan dengan menggunakan penghitungan akurasi *single*. Gelombang pulsa dan spektrum frekuensi ditunjukkan pada gambar 3.3 a.

Gambar 3.3a Gaussian Pulse

Gambar 3.3b Frekuensi Spektrum Gaussian Pulse

Dari gambar 3.3 b, frekuensi yang lebih kecil –120 dB dari unsur DC merupakan $f_{\max}$, maka akan kita dapatkan $f_{\max} t_0 = 48$, untuk menentukan sel kubus maka untuk satu panjang gelombang memerlukan 10 sel, sehingga ukuran sel adalah

$$\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta = \frac{c}{f_{\max}} \frac{1}{10} \approx \frac{ct_0}{48} \quad (3.17)$$

Sebaliknya apabila ingin menjamin sampai penghitungan $f_{\max}$, maka diperlukan lebar pulsa $2t_0$ yaitu

$$2t_0 = \frac{96}{c} \Delta \quad (3.17)$$

dari syarat kestabilan Courant dengan menggunakan persamaan (2.119) maka akan diperoleh

$$2t_0 = \frac{96}{c} \times \sqrt{3} c \Delta t = 166 \Delta t \quad (3.19)$$

atau Gaussian Pulse memerlukan 166 step waktu yang kontinyu. Untuk 2 dimensi memerlukan 136 step waktu.

Persamaan (3.12) dan (3.13) setelah diubah dalam bentuk FDTD maka akan diperoleh

$$E_z^n(i, j) = E_0 p \left(n\Delta t + \frac{i\Delta x \cos f_0 + j\Delta y \sin f_0}{c} - \frac{d}{c} \right) \quad (3.20)$$

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) = -\sin f_0 \frac{E_0}{Z_0} p \left((n + \frac{1}{2})\Delta t + \frac{i\Delta x \cos f_0 + (j + \frac{1}{2})\Delta y \sin f_0}{c} - \frac{d}{c} \right) \quad (3.21)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) = -\cos f_0 \frac{E_0}{Z_0} p \left((n + \frac{1}{2})\Delta t + \frac{(i + \frac{1}{2})\Delta x \cos f_0 + j\Delta y \sin f_0}{c} - \frac{d}{c} \right) \quad (3.22)$$

Dalam program yang ditunjukkan berikut ini, mengenai program FDTD terhadap seluruh medan elektromagnet, pada $n=0$ merupakan nilai awal (*initial value*) dari masing-masing nilai medan listrik dan medan magnet yang diberikan di seluruh ruangan. Mengenai medan hambur FDTD dapat dilakukan dengan memanggil medan listrik masuk dalam *subroutine* penghitungan medan listrik maupun medan magnet dari persamaan (3.6) dan (3.7).

3.2.2 Contoh Program Metoda TM_FDTD dan Contoh Analisa

Untuk memperdalam pengertian metoda program secara nyata mengenai metoda FDTD, maka dalam sub bab ini ditunjukkan contoh program metoda FDTD TM mode dan medan hambur. Sebagai contoh analisa di sini diperkenalkan hamburan gelombang datar dari benda silinder, dimana hasil hitungan ini telah dibuktikan mempunyai keakurasian yang tinggi.

Contoh program metoda FDTD untuk pemecahan seluruh medan elektromagnet ditunjukkan pada gambar 3.4. Penggunaan kata INCLUDE akan mengurangi waktu penulisan kata deklarasi dalam *main program* dan sub program, selain itu juga akan mengurangi kesalahan pemakaian variabel. Program ini merupakan penggantian program metoda FDTD pustaka [3] ke 2 dimensi, dimana dalam program ini telah dilakukan perbaikan dan penambahan di beberapa tempat.

Dalam 4 buah *subroutine* sebelum masuk ke *main loop* metoda FDTD dilakukan

ZERO : seluruh variabel dinolkan¹⁴
 BUILD : penyettingan medium hambur

¹⁴ Tidak diperlukan pada saat menggunakan kompiler yang secara otomatis telah mensetting nilai awal menjadi 0. Tetapi lebih baik disetting tersendiri apabila ada proses pengiriman ke komputer yang lain.

SETUP : setting ukuran sel, step waktu, lebar pulsa dan lain-lain
 INCFLD : setting gelombang masuk

Subroutine DATASV adalah subprogram untuk pencitraan hasil penghitungan seperti yang akan ditunjukkan berikut. Dalam contoh di sini dibuat data untuk pencitraan pembagian 256 warna intensitas seluruh medan listrik dan medan magnet dengan mengambil standar amplitudo medan listrik masuk, dan data untuk pencitraan *colour bar* (dalam text diabaikan). Dalam *subroutine* BUILD benda dan ruang hampa didefinisikan dalam deret 2 byte yaitu IDTHRE. Untuk pendefinisian medium benda digunakan cara yang sama (rujuk sub bab berikut), akan lebih menghemat memory daripada dilakukan dengan menggunakan pendefinisian konstanta medium di seluruh wilayah analisa. BETADT dalam *subroutine* SETUP adalah t_0 dari (3.14), ukuran sel untuk tiap satu panjang gelombang disetting kurang lebih 3. DIST adalah jarak d dari gambar 3.2. Sebagai syarat batas serap adalah Mur kedua, dimana metoda ini sangat populer.

Contoh program metoda FDTD untuk medan hambur ditunjukkan pada gambar 3.6. Dimana bagian yang sama dengan seluruh medan elektromagnet diabaikan di sini. Bagian yang berbeda dalam program ini adalah tidak adanya INCFLD, pengganti $EZ(I,J)=0$ dalam EZFLD adalah $EZ(I,J)=EZI(I,J)$, lalu bagian *subroutine* ZERO. Ditambah lagi, ratio permitifitas adalah sama di seluruh wilayah analisa, oleh karena itu tidak diperlukan medan magnet masuk, yang dapat dibuktikan dari persamaan (3.7).

```

      INCLUDE 'TM1COM.F'
      CHARACTER*3 FN(9)
      CHARACTER*4 FLNAME
      DATA FLNAME/'TM1_'
      DATA FN(1)/'0'/FN(2)/'50'/FN(3)/'100'/FN(4)/'150'/FN(5)/'200'/
&      FN(6)/'250'/FN(7)/'300'/FN(8)/'350'/FN(9)/'400'/
C
      CALL ZERO
      CALL BUILD
      CALL SETUP
      CALL INCFLD
C
C *****
C MAIN LOOP FOR FIELD COMPUTATIONS
C *****
      T=0.0
      L=1
      DO 100 N=1,NSTOP
      IF(N.EQ.1.OR.
& N.EQ.51.OR.
& N.EQ.101.OR.
& N.EQ.151.OR.
& N.EQ.201.OR.
& N.EQ.251.OR.
& N.EQ.301.OR.
& N.EQ.351.OR.
& N.EQ.401) THEN
      CALL DATASV(FLNAME,L,FN)
      L=L+1
      ; nama file output
      ; setting variabel
      ; setting benda hambur
      ; setting ukuran sel dll
      ; setting gelombang masuk
      ; output data

```

```

        ELSE
        ENDIF
C
C    ADVANCE TOTAL ELECTRIC FIELD
C
        CALL EZFLD
C
C    APPLY MUR-RADIATION BC (SECOND ORDER)
C
        CALL MUREZX
        CALL MUREZY
C
C    ADVANCE TIME BY ½ TIME STEP
C
        T=T+DT/2.
C
C    ADVANCE TOTAL MAGNETIC FIELD
C
        CALL HXFLD
        CALL HYFLD
C
C    ADVANCE TIME ANOTHER ½ STEP
C
        T=T+DT/2.
100  CONTINUE
      STOP
      END

C
C
C*****
C  NEAR-FIELD DATA SAVE SUBROUTINE FOR XV GRAPHICS
C*****
      SUBROUTINE DATASV(FLNAME,L,FN)
      INCLUDE 'TM1COM.F'
      CHARACTER*3 FN(9)
      CHARACTER*4 FLNAME

C
C    FOR XV
C
      AMPMAX=AMP
      OPEN(UNIT=61,FILE=FLNAME//FN(L))
      DO J=1,NY
      DO I=1,NX
      M=INT(0.5+ABS(EZ(I,J))/AMPMAX*255.0)
      IF(IDTHRE(I,J).EQ.1) THEN
      M=255
      ELSE
      ENDIF
      WRITE(61,*) M

```

```

        ENDDO
        ENDDO
C
C   FOR COLOUR BAR
C
        DO I=1,20
        DO J=1, NY
        M=INT(0.5+FLOAT(J-1)/FLOAT(NY-1)*255.0)
        WRITE (61,*) M
        ENDDO
        ENDDO
        CLOSE(61)
        RETURN
        END
C
C
C
C   THIS SUBROUTINE IS USED TO DEFINE THE SCATTERING OBJECT
C   WITHIN THE FDTD SOLUTION SPACE. USER MUST SPECIFY
C   INTHRE AT DIFFERENT CELL LOCATIONS TO DEFINE THE
C   SCATTERING OBJECT
C
C
C   SUBROUTINE BUILD
C   INCLUDE 'TM1COM.F'
C
C   SET IDTHRE FOR EACH I,J CELL =
C       0      FOR FREE SPACE
C       1      FOR PEC
C
C   ROUND STAIRCASED CYLINDER-RADIUS IS IN METERS
C   NX AND NY MUST BE ODD NUMBERS FOR THE CYLINDER TO BE
C   CENTERED IN THE PROBLEM SPACE
C
        RADIUS=0.25           ; jari-jari silinder (m)
        ICENT=NX1/2+1         ; pusat sel searah sumbu x
        JCENT=NY1/2+1         ; pusat sel searah sumbu y
        DO J=1,NY1
        DO I=1,NX1
        TESTR=SQRT(((I-ICENT)*DELX)**2+((J-JCENT)*DELY)**2)
        IF(TESTR.LE.RADIUS) THEN
        IDTHRE(I,J)=1
        ENDIF
        ENDDO
        ENDDO
        RETURN
        END
C

```

```

C
C THIS SUBROUTINE INITIALIZES THE COMPUTATIONS
C
C
C INCLUDE 'TM1COM.F'
C
C
C CALCULATE DT—THE MAXIMUM TIME STEP ALLOWED BY THE
C COURANT STABILITY CONDITION
C
C
C DTX1=C/DELX
C DTY1=C/DELY
C DT=1./SQRT(DTX1**2+DTY1**2) ; untuk 2 D penggunaan (2.119)
C
C PARAMETER ALPHA IS THE DECAY RATE DETERMINED BY BETA
C
C ALPHA=(1./(BETA*DT/4.0))**2 ; persamaan (3.15)
C
C BETADT=BETA*DT
C PERIOD=2.0*BETADT
C
C FIND DIRECTION COSINES FOR INCIDENT FIELD
C
C COSPH=COS(PI*PHINC/180.)
C SINPH=SIN(PI*PHINC/180.)
C
C GENERATE MULTIPLICATIVE CONSTANTS FOR FIELD UPDATE
C EQUATIONS
C
C FREE SPACE (rujuk sub bab 2.1.2.1)
C
C DTEDX=DT/(EPS0*DELX)
C DTEDY=DT/(EPS0*DELY)
C DTMDX=DT/(XMU0*DELX)
C DTMDY=DT/(XMU0*DELY)
C
C COMPUTE OUTER RADIATION BOUNDARY CONDITION (ORBC)
C CONSTANTS (rujuk sub bab 2.2.2).
C CXD=(C*DT-DELX)/(C*DT+DELX)
C CYD=(C*DT-DELY)/(C*DT+DELY)
C
C CXU=CXD
C CYU=CYD
C
C COMPUTE 2ND ORDER ORBC CONSTANTS
C
C CXX=2.*DELX/(C*DT+DELX)
C CYY=2.*DELY/(C*DT+DELY)

```

```

C
C      CXFYD=DELX*C*DT*C*DT/(2.*DELY*DELY*(C*DT+DELX))
C      CYFXD=DELY*C*DT*C*DT/(2.*DELX*DELX*(C*DT+DELY))
C      RETURN
C      END

C
C
C      PENGHITUNGAN MEDAN LISTRIK EZ
C
C
C      SUBROUTINE EZFLD
C      INCLUDE 'TM1COM.F'

C
C      DO 20 J=2,NY1
C      DO 10 I=2,NX1

C
C      DETERMINE MATERIAL TYPE
C
C      IF(IDTHRE(I,J).EQ.0) THEN

C
C      FREE SPACE
C      EZ(I,J)=EZ(I,J)+(HY(I,J)-HY(I-1,J))*DTEDX
C      &      -(HX(I,J)-HX(I,J-1))*DTEDY
C
C      ELSE

C
C      PERFECT CONDUCTOR
C      EZ(I,J)=0.E0
C      ENDIF
10  CONTINUE
20  CONTINUE
C      RETURN
C      END

C
C
C      MUR BOUNDARY FOR I=1 AND I=NX
C
C
C      SUBROUTINE MUREZX
C      INCLUDE 'TM1COM.F'

C
C      DO COMPONENTS NEXT TO CORNERS USING FIRST ORDER ORBC
C
C      J=2
C      EZ(1,J)=EZ1(2,J)+CXD*(EZ(2,J)-EZ1(1,J))
C      EZ(NX,J)=EZ1(3,J)+CXU*(EZ(NX1,J)-EZ1(4,J))
C      J=NY1
C      EZ(1,J)=EZ1(2,J)+CXD*(EZ(2,J)-EZ1(1,J))
C      EZ(NX,J)=EZ1(3,J)+CXU*(EZ(NX1,J)-EZ1(4,J))

```

```

C
C    NOW USE SECOND ORDER ORBC FOR REMAINING COMPONENTS
C
    DO 30 J=3,NY1-1
    EZ(1,J)=EZX2(2,J)+CXD*(EZ(2,J)+EZX2(1,J))
&    +CXX*(EZ(1,J)+EZ(2,J))
&    +CXFYD*(EZ(1,J+1)-2.*EZ(1,J)+EZ(1,J-1))
&    +EZ(2,J+1)-2.*EZ(2,J)+EZ(2,J-1))
    EZ(NX,J)=EZ(3,J)+CXD*(EZ(NX1,J)+EZ(4,J))
&    +CXX*(EZ(3,J)+EZ(4,J))
&    +CXFYD*(EZ(4,J+1)-2.*EZ(4,J)+EZ(4,J-1))
&    +EZ(3,J+1)-2.*EZ(3,J)+EZ(3,J-1))
30  CONTINUE
C
C    SAVE PAST VALUE
C
    DO 50 J=2,NY1
    EZX2(1,J)=EZ(1,J)
    EZX2(2,J)=EZ(2,J)
    EZX2(3,J)=EZ(NX1,J)
    EZX2(4,J)=EZ(NX,J)
    EZ(1,J)=EZ(1,J)
    EZ(2,J)=EZ(2,J)
    EZ(NX1,J)=EZ(NX1,J)
    EZ(NX,J)=EZ(NX,J)
50  CONTINUE
    RETURN
    END
C
C
C    MUR BOUNDARY FOR J=1 AND J=NY
C
C
C    SUBROUTINE MUREZY
C    INCLUDE 'TM1COM.F'
C
C    DO COMPONENTS NEXT TO CORNERS USING FIRST ORDER ORBC
C
    I=2
    EZ(I,1)=EZY1(I,2)+CYD*(EZ(I,2)-EZY1(I,1))
    EZ(I,NY)=EZY1(I,3)+CYU*(EZ(I,NY1)-EZY1(I,4))
    I=NX1
    EZ(I,1)=EZY1(I,2)+CYD*(EZ(I,2)-EZY1(I,1))
    EZ(I,NY)=EZY1(I,3)+CYU*(EZ(I,NY1)-EZY1(I,4))
C
C    NOW DO SECOND ORDER ORBC ON REMAINING COMPONENTS
C
    DO 30 I=3,NX1-1
    EZ(I,1)=EZY2(I,2)+CYD*(EZ(I,2)+EZY2(I,1))

```

```

& +CYY*(EZY1(I+1,1)+EZY1(I,2))
& +CYFXD*(EZY1(I+1,1)-2.*EZY1(I,1)+EZY1(I-1,1)
& +EZY1(I+1,2)-2.*EZY1(I,2)+EZY1(I-1,2))
EZ(I,NY)=EZY2(I,3)+CYD*(EZ(I,NY1)+EZY2(I,4))
& +CYY*(EZY1(I,4)+EZY1(I,3))
& +CYFXD*(EZY1(I+1,4)-2.*EZY1(I,4)+EZY1(I-1,4)
& +EZY1(I+1,3)-2.*EZY1(I,3)+EZY1(I-1,3))
30  CONTINUE
C
C  SAVE PAST VALUES
C
DO 50 I=2,NX1
EZY2(I,1)=EZY1(I,1)
EZY2(I,2)=EZY1(I,2)
EZY2(I,3)=EZY1(I,3)
EZY2(I,4)=EZY1(I,4)
EZY1(I,1)=EZ(I,1)
EZY1(I,2)=EZ(I,2)
EZY1(I,3)=EZ(I,NY1)
EZY1(I,4)=EZ(I,NY)
50  CONTINUE
RETURN
END
C
C
C  PENGHITUNGAN MEDAN MAGNET HX
C
C
SUBROUTINE HXFLD
INCLUDE 'TM1COM.F'
C
DO 20 J=1,NY1
DO 10 I=2,NX1
HX(I,J)=HX(I,J)-(EZ(I,J+1)-EZ(I,J))*DTMDY
10  CONTINUE
20  CONTINUE
RETURN
END
C
C
C  PENGHITUNGAN MEDAN MAGNET HY
C
C
SUBROUTINE HYFLD
INCLUDE 'TM1COM.F'
C
DO 20 J=2,NY1
DO 10 I=1,NX1
HY(I,J)=HY(I,J)+(EZ(I+1,J)-EZ(I,J))*DTMDX

```

```

10  CONTINUE
20  CONTINUE
    RETURN
    END

C
C  PENDEFINISIAN MEDAN LISTRIK MASUK EZ
C
    FUNCTION EZI(I,J)
    INCLUDE 'TM1COM.F'

C
    R=((I-1)*DELX)*COSPH+((J-1)*DELY)*SINPH-DELAY
    TT=(R-DIST)/C-OFT*DT
    EZI=AMP*SOURCE(TT)
    RETURN
    END

C
    FUNCTION HXI(I,J)
    INCLUDE 'TM1COM.F'

C
    R=((I-1)*DELX)*COSPH+((J-1+0.5)*DELY)*SINPH-DELAY
    TT=(R-DIST)/C+0.5*DT
    HXI=-SINPH*AMP*SOURCE(TT)/ETA0
    RETURN
    END

C
    FUNCTION HYI(I,J)
    INCLUDE 'TM1COM.F'

C
    R=((I-1+0.5)*DELX)*COSPH+((J-1)*DELY)*SINPH-DELAY
    TT=(R-DIST)/C+0.5*DT
    HYI=COSPH*AMP*SOURCE(TT)/ETA0
    RETURN
    END

C
C  GELOMBANG PULSA
C
    FUNCTION SOURCE(TAU)
    INCLUDE 'TM1COM.F'

C
    SOURCE=0.0
    IF(TAU.LT.0.0.OR.TAU.GT.PERIOD) RETURN

C
C  THE NET LINE IS FOR GUASSIAN PULSE
C
    SOURCE=EXP(-ALPHA*((TAU-BETADT)**2))
    RETURN
    END

C
    SUBROUTINE ZERO

```

```

C      INCLUDE 'TM1COM.F'

C      T=0.0
      DO 30 J=1,NY
      DO 20 I=1,NX
      IDTHRE(I,J)=0
20     CONTINUE
30     CONTINUE
      RETURN
      END

C
C      INCIDENT FIELD
C
C      SUBROUTINE INCFLD
      INCLUDE 'TM1COM.F'

C
C      FIND MAXIMUM SPATIAL DELAY TO MAKE SURE PULSE
C      PROPAGATES INTO SPACE PROPERLY
C
      NX=NX1/2-1
      DIST=ND*DELX-PERIOD*C
      DELAYX=COSPH*(NX1/2)*DELX
      DELAYY=SINPH*(NY1/2)*DELY
      DELAY=DELAYX+DELAYY

C
C      FOR FIELD COMPUTATION
C
      OFT=0.
      DO J=1,NY
      DO I=1,NX
      EZ(I,J)=EZI(I,J)
      HX(I,J)=HXI(I,J)
      HY(I,J)=HYI(I,J)
      ENDDO
      ENDDO

C
C      FOR BOUNDARY
C
      DO J=2,NY1
      EZX1(1,J)=EZI(1,J)
      EZX1(2,J)=EZI(2,J)
      EZX1(3,J)=EZI(NX1,J)
      EZX1(4,J)=EZI(NX,J)
      ENDDO
      DO I=2,NX1
      EZY1(I,1)=EZI(I,1)
      EZY1(I,2)=EZI(I,2)
      EZY1(I,3)=EZI(I,NY1)
      EZY1(I,4)=EZI(I,NY)

```

```

C      ENDDO
      OFT=1.0
      DO J=2,NY1
      EZX2(1,J)=EZI(1,J)
      EZX2(2,J)=EZI(2,J)
      EZX2(3,J)=EZI(NX1,J)
      EZX2(4,J)=EZI(NX,J)
      ENDDO
      DO I=2,NX1
      EYZ2(I,1)=EZI(I,1)
      EYZ2(I,2)=EZI(I,2)
      EYZ2(I,3)=EZI(I,NY1)
      EYZ2(I,4)=EZI(I,NY)
      ENDDO
      RETURN
      END

```

Gambar 3.4 Contoh Program TM_FDTD untuk Seluruh Medan Elektromagnet

```

C      LUAS WILAYAH ANALISA
PARAMETER (NX=201, NY=201, NX1=NX-1, NY1=NY-1)
C      STEP WAKTU MAXIMUM (STEP WAKTU AKHIR)
PARAMETER (NSTOP = 1024)
C      UKURAN SEL (SATUAN METER)
PARAMETER (DELX=0.01, DELY=0.01)
C      SUDUT MASUK (SATUAN DERAJAT)
PARAMETER (PHINC=0.0)
C      INTENSITAS MEDAN LISTRIK MASUK DAN DELAY GAUSSIAN PULSE
PARAMETER (AMP=1000., BETA=32.0)
C      PARAMETER
PARAMETER (EPS0=8.854E-12, XMU0=1.256630E-6, ETA0=376.73334)
PARAMETER (C=2.998E8,PI=3.14159265359)
C
COMMON/IDS/IDTHRE(NX,NY)
COMMON/ETOT/EZ(NX,NY)
COMMON/HTOT/HX(NX,NY),HY(NX,NY)
C
COMMON/MUR/      CXD,CXU,CYD,CYU
COMMON/MUR2/     CXX,CYY,CXFYD,CYFXD
C
COMMON/RADSAV/    EZX1(4,NY1),EZY1(NX1,4)
COMMON/RADSV2/    EZX2(4,NY1),EZY1(NX1,4)
C
COMMON/INCPW/     DELAY,DIST,COSPH,SINPH

```

```

COMMON/EXTRAS/      N,DT,T,NPTS,ALPHA,PERIOD,BETADT,OFT
C
COMMON/TERMS/        DTEDX,DTEDY,DTMDX,DTMDY

```

Gambar 3.5 TM1COM.F

```

INCLUDE 'TM1COM.F'
CHARACTER*3 FN(9)
CHARACTER*5 FLNAME
DATA FLNAME'TMS1_'
.....
CALL ZERO
CALL BUILD
CALL SETUP
C
SUBROUTINE SETUP
C
.....
C
C FIND MAXIMUM SPATIAL DELAY TO MAKE SURE PULSE
C PROPAGATES INTO SPACE PROPERLY
C
ND=NX1/2-1
DIST=DELX*ND-PERIOD*C
DELAYX=COSPH*(NX1/2)*DELX
DELAYY=SINPH*(NY1/2)*DELY
DELAY=DELAYX+DELAYY
.....
C
C PENGHITUNGAN MEDAN LISTRIK EZ
C
SUBROUTINE EZFLD
.....
ELSE
C PERFECT CONDUCTOR
EZ(I,J)=EZI(I,J)
.....
C
C PENDEFINISIAN MEDAN LISTRIK MASUK EZ
C
FUNCTION EZI(I,J)
.....
TT=T+(R-DIST)/C
.....
SUBROUTINE ZERO
INCLUDE 'TM1COM.F'
C

```

```

T=0.0
DO 30 J=1,NY
DO 20 I=1,NX
EZ(I,J)=0.0
HX(I,J)=0.0
HY(I,J)=0.0
IDTHRE(I,J)=0.0
20  CONTINUE
30  CONTINUE
DO 60 J=1,NY1
DO 50 I=1,4
EZX1(I,J)=0.0
EZX2(I,J)=0.0
50  CONTINUE
60  CONTINUE
DO 130 L=1,9
ESCTC(L)=0.0
ECRLX(L)=0.0
ECRLY(L)=0.0
130 CONTINUE
RETURN
END

```

Gambar 3.6 Contoh Program Metoda TM_FDTD untuk Medan Hambur

Contoh hasil penghitungan menggunakan kedua program ini ditunjukkan pada gambar 3.7. Deret sebelah kiri adalah hasil metoda FDTD untuk seluruh medan listrik dan magnet, sedangkan deret sebelah kanan adalah hasil metoda FDTD untuk medan hambur. Pada $t = 150\Delta t$ seluruh medan listrik (pada waktu ini berupa gelombang masuk) di dekat $J=1$ dan $J=NY$ terjadi perubahan. Penyebab hal ini adalah tidak berfungsinya syarat batas serap di permukaan ini. Karena sudut masuknya adalah 90° , maka tidak dapat diperbaiki walaupun dengan menggunakan metoda syarat batas serap lainnya. Perubahan ini akan membesar seiring dengan berjalannya waktu. Untuk memperbaiki ini, misalnya menggunakan Mur maupun Liao, dilakukan pemakaian syarat batas serap bagi medan magnet di dinding batas serap $J=1$ dan $J=NY$. Sedangkan pada Berenger dilakukan dengan memasukkan informasi gelombang datar sebagai nilai awal dan lain-lain¹⁵. Atau seperti pada gambar 3.8 dilakukan dengan pembagian wilayah analisa menjadi dua bagian. Dimana bagian dalam adalah FDTD untuk seluruh medan elektromagnet, sedangkan bagian luar adalah FDTD untuk medan hambur. Tetapi di sini diperlukan singgungan dengan batas, sehingga permasalahannya menjadi lebih sulit. Jadi lebih baik dilakukan penghitungan metoda FDTD untuk medan hambur di seluruh wilayah.

¹⁵ Pendapat dari Associate Professor Kyushu University Faculty of Engineering.

seluruh medan listrik $t=0$

medan listrik hambur $t=0$

seluruh medan listrik $t=50\Delta t$

medan listrik hambur $t=50\Delta t$

seluruh medan listrik $t=100\Delta t$

medan listrik hambur $t=100\Delta t$

seluruh medan listrik $t=150\Delta t$

medan listrik hambur $t=150\Delta t$

seluruh medan listrik $t=200\Delta t$

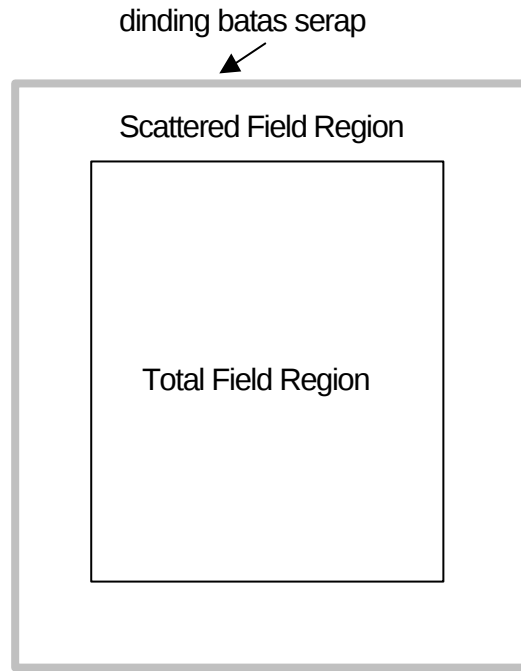
medan listrik hambur $t=200\Delta t$

seluruh medan listrik $t=350\Delta t$

medan listrik hambur $t=350\Delta t$

Gambar 3.7 Contoh Analisa Hambur Gelombang Datar TM terhadap Benda Silinder

Pada contoh di atas, pada waktu kurang lebih $t=350\Delta t$ gelombang masuk keluar ruang analisa. Setelah itu medan listrik sedikit tertinggal di sini, dari contoh ini tidak dapat dipastikan nilai yang tersisa ini disebabkan oleh getaran dari bendanya sendiri atau error numerik yang disebabkan oleh pantulan dari dinding batas serap. Bagi pembaca yang tertarik akan hal ini dapat melakukan penghitungan dengan mengubah ukuran sel dan parameter lainnya. Selain itu dapat ditemukan pula pantulan tidak berguna dari pojok wilayah analisa.



Gambar 3.8 Pembagian Wilayah Analisa

3.2.3 Contoh Program Metoda TE_FDTD dan Contoh Analisa

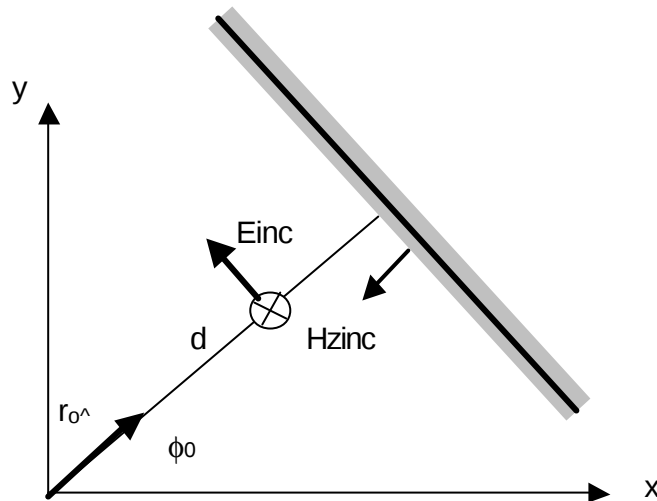
Seperti telah diterangkan di sub bab sebelum ini, bahwa *Total Field* FDTD dan *Scattered Field* FDTD merupakan prosedur pemrograman yang hampir sama. Dalam sub bab ini akan dibahas mengenai contoh program *Scattered Field* FDTD untuk medium permitifitas.

Seperti ditunjukkan pada gambar 3.9, pada saat gelombang datar TE *mode* masuk dengan sudut f_0 , maka medan elektromagnet masuk adalah

$$H_z^{inc}(r, t) = -\frac{E_0}{Z_0} p \left(t + \frac{\hat{r}_0 \cdot r}{c} - \frac{d}{c} \right) \quad (3.23)$$

$$E^{inc}(r, t) = E_0 (-\sin f_0 \hat{x} + \cos f_0 \hat{y}) p \left(t + \frac{\hat{r}_0 \cdot r}{c} - \frac{d}{c} \right) \quad (3.24)$$

Mohon perhatikan perbedaan E_x dan E_y . Gambar 3.10 menunjukkan bagian program BUILD dan *main program* FDTD. Koefisien dan lain-lain telah dijelaskan pada (3.6) dan (3.7).



Gambar 3.9 Masuk Gelombang Datar TE

Latihan

Selesaikan program yang ditunjukkan pada gambar 3.10 dan hitung medan listrik hambur dari TE mode dari benda silinder yang sama dengan contoh program pada sub bab sebelum ini !

```

C
  SUBROUTINE SETUP
  .....
  DO I=1,2
    EPS(I)=EPS0
    SIGMA(I)=0.0
  ENDDO
C
  EPS(2)=4.0*EPS0
  .....
C
  SUBROUTINE BUILD
  .....
  RADIUS=0.25
  ICENT=NX1/2+1
  JCENT=NY1/2+1
  DO J=1,NY1
    DO I=1,NX1
      TESTR=SQRT((I-ICENT)*DELX+0.5*DELX)**2+
&      ((J-JCENT)*DELY+0.5*DELY)**2)
      IF (TESTR.LE.RADIUS) THEN
        IDONE(I,J)=2
      
```

```

IDONE(I,J+1)=2
IDONE(I,J)=2
IDONE(I+1,J)=2
ENDIF
ENDDO
ENDDO
.....
C
SUBROUTINE EXFLD
.....
DO 20 J=2,NY1
JJ=J
DO 10 I=1,NX1
C
C DETERMINE MATERIAL TYPE
IF(IDONE(I,J).EQ.0) GO TO 100
IF(IDONE(I,J).EQ.1) GO TO 200
GO TO 300
C
C FREE SPACE
100 EX(I,J)=EX(I,J)+(HZ(I,J)-HZ(I,J-1))*DTEDY
GO TO 10
C PERFECT CONDUCTOR
200 II=I
EX(I,J)=EXI(II,JJ)
GO TO 10
C LOSSY DIELECTRIC
300 II=I
EX(I,J)=EX(I,J)*ESCTC(IDONE(I,J))
& -EINCC(IDONE(I,J))*EXI(II,JJ)
& -EDEVCN(IDONE(I,J-1))*DEXI(II,JJ)
& +(HZ(I,J)-HZ(I,J-1))*ECRLY(IDONE(I,J))
10 CONTINUE
20 CONTINUE
RETURN
END
C
SUBROUTINE EYFLD
.....
DO 20 J=1,NY1
JJ=J
DO 10 I=2,NX1
C
C DETERMINE MATERIAL TYPE
IF(IDTWO(I,J).EQ.0) GO TO 100
IF(IDTWO(I,J).EQ.1) GO TO 200
GO TO 300
C FREE SPACE
100 EY(I,J)=EY(I,J)-(HZ(I,J)-HZ(I-1,J))*DTEDX

```

```

      GO TO 10
C     PERFECT CONDUCTOR
200   II=1
      EY(I,J)=EYI(II,JJ)
      GO TO 10
C     LOSSY DIELECTRIC
300   II=I
      EY(I,J)=EY(I,J)*ESCTC(IDTWO(I,J))
&     -EINCC(IDTWO(I,J)*EYI(II,JJ)
&     -EDEVCN(IDTWO(I,J)*DEYI(II,JJ)
&     -(HZ(I,J)-HZ(I-1,J))*ECRLX(IDTWO(I,J))
10    CONTINUE
20    CONTINUE
      RETURN
      END

C
      SUBROUTINE HZFLD
      .....
      DO 20 J=1,NY1
      DO 10 I=1,NX1
      HZ(I,J)=HZ(I,J)-(EY(I+1,J)-EY(I,J))*DTMDX
&      +(EX(I,J+1)-EX(I,J))*DTMDY
10    CONTINUE
20    CONTINUE
      RETURN
      END

C
      SUBROUTINE ZERO
      .....
      DO J=1,NY
      DO I=1,NX
      EX(I,J)=0.0
      EY(I,J)=0.0
      HZ(I,J)=0.0
      IDONE(I,J)=0.0
      IDTWO(I,J)=0.0
      ENDDO
      ENDDO
      .....
      .....

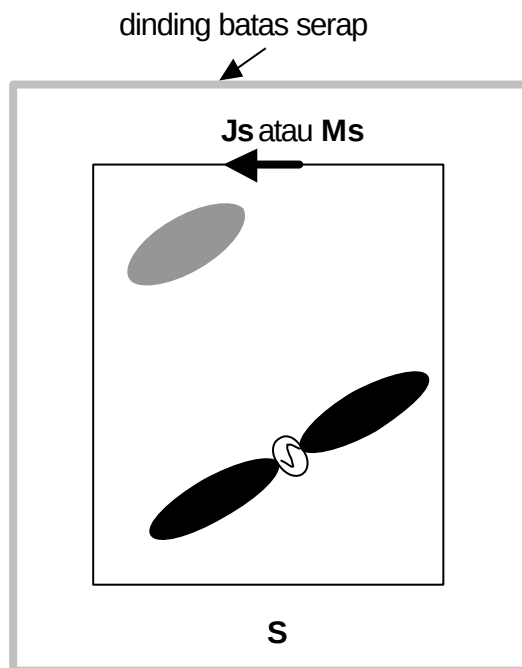
```

Gambar 3.10 Contoh Program Scattered Field FDTD untuk TE mode

3.3 Metoda Penghitungan Far Field

Medan jauh atau *far field* diperoleh dengan melakukan pengintegralan arus elektromagnet di atas permukaan kurva tertutup yang membungkus benda hambur. Metoda FDTDpun menggunakan dasar penghitungan ini, tetapi sedikit banyak ada perbedaan cara penghitungannya, hal ini dipengaruhi pemikiran sampai sejauh mana kita ingin mengetahui jumlah/besarnya medan jauh ini. Di bawah ini akan dibahas dengan mudah mengenai hal ini.

Pada gambar 3.11 ditunjukkan permukaan kurva tertutup S dalam wilayah analisa. Arus elektromagnet di atas S adalah J_s dan M_s .



Gambar 3.11 Cara Penghitungan Far Field

Misalnya untuk menghitung pattern medan jauh terhadap gelombang yang mempunyai sudut banyak terhadap sebuah frekuensi saja. Sebagai gelombang masuk adalah gelombang kontinu $\sin vt$. Arus elektromagnet di atas permukaan kurva tertutup S ini di-*fourier transform* ke *frequency domain*, lalu dilakukan pengintegralan terhadap hasil tersebut sehingga diperoleh nilai medan jauh. Cara penghitungan ini membutuhkan waktu dan memori hitung yang sedikit. Tetapi selain hal ini kita ingin juga mengetahui pattern terhadap permukaan tertentu, misalnya permukaan E atau H . Pada saat itu dengan menggunakan cara hitung seperti dalam sub bab ini, pertama-tama menentukan medan jauh di *time domain*, setelah itu dilakukan FFT (*Fast Fourier Transform*) dan lain-lain untuk mengubah ke *frequency domain*. Di sini akan diberikan contoh yang mudah.

Jumlah sel wilayah analisa adalah $100 \times 100 \times 100$. Karena medan elektromagnet bergetar hebat di medan dekat (*near field*), maka permukaan kurva tertutup S untuk menghitung medan jauh akan mempunyai keakuratan yang tinggi apabila pada saat menghitung diletakkan jauh dari antena atau benda hambur. Oleh karena itu jarak dari batas serap adalah 5 sel, jumlah sel permukaan S adalah $90 \times 90 \times 6$, unsur singgung arus elektromagnet adalah 4 unsur, sampai kondisi normal kembali membutuhkan jumlah waktu step N , maka memerlukan sejumlah

$$90 \times 90 \times 6 \times 4 \times N = 194.400 N$$

buah data yang akan disimpan. Sebaliknya, untuk menghitung 6 unsur medan jauh pada time domain, misalnya sudah diketahui bahwa pattern permukaan E dan H adalah 1° , maka jumlah data yang harus disimpan adalah

$$2 \times 360 \times 6 \times N = 4.320 N$$

jadi hanya 2% dari perhitungan sebelumnya. Tetapi misalnya kita ingin menghitung 180 permukaan, maka menjadi 90 kali 4.320 N, sehingga menjadi 1.8 kali dari perhitungan sebelumnya.

Untuk menentukan pattern hamburan maupun pattern antenna lebih baik gelombang masuk menggunakan gelombang kontinyu atau menggunakan pulsa, hal ini tidak dapat dijawab dengan tepat. Karena bila kita menggunakan gelombang kontinyu, untuk mencapai kondisi normal kembali pada umumnya membutuhkan waktu 3 ~ 5 periode. Jadi untuk melakukan FFT dan lain-lain untuk mendapatkan elemen frekuensi, maka perlu mengumpulkan medan elektromagnet dalam periode tersebut. Solusi yang dihitung hanya terbatas pada satu frekuensi saja. Sedangkan untuk pulsa yang mempunyai pusat di frekuensi yang diperoleh, berdasarkan FFT maka pattern di dekat pusat frekuensi ini sekali hitung saja langsung dapat diperoleh hasilnya dan penjelasan secara fisikpun sangat mudah. Jadi pemilihan cara penghitungan tergantung pada kondisi dan syarat soal yang akan kita pecahkan.

Sedangkan untuk penghitungan *back scattered cross section* sub bab 3.4 dan gain antenna pada arah tertentu pada band wide yang luas, hal ini sudah pasti menggunakan pulsa.

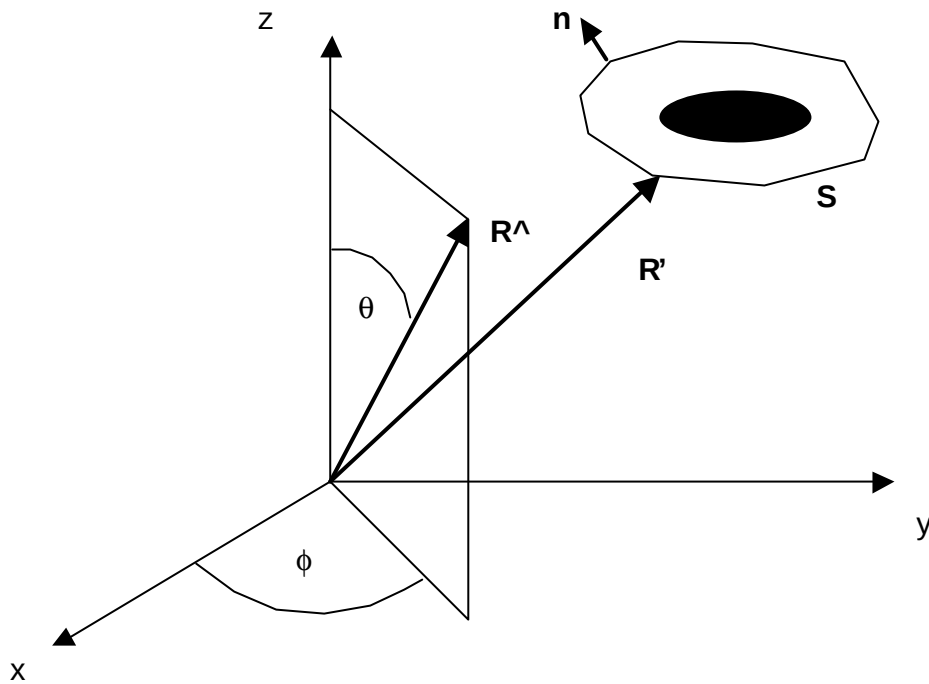
3.3.1 Far Field 3 Dimensi [58]

Pada gambar 3.12 benda hambur dibungkus dengan permukaan kurva tertutup S , arus elektromagnet di atas S adalah

$$J_s = \hat{n} \times H \quad (3.25)$$

$$M_s = E \times \hat{n} \quad (3.26)$$

sedangkan medan jauhnya adalah



Gambar 3.12 Penghitungan Far Field

$$E_q(v) = \frac{jk_0}{4p} \frac{e^{-jk_0 R}}{R} (-Z_0 N_0 - L_f) \quad (3.27)$$

$$E_f(v) = \frac{jk_0}{4p} \frac{e^{-jk_0 R}}{R} (-Z_0 N_f - L_q) \quad (3.28)$$

dimana

$$N(v) = \int_S J_s(v, R') e^{jk_0 \hat{R} \cdot R'} dS' \quad (3.29)$$

$$L(v) = \int_S M_s(v, R') e^{jk_0 \hat{R} \cdot R'} dS' \quad (3.30)$$

Arus elektromagnet (3.25) dan (3.26) pada saat menghitung pattern hambur menggunakan medan hambur, sedangkan untuk antenna menggunakan seluruh medan elektromagnet permukaan S membungkus seluruh antenna.

Penghitungan medan jauh pada *time domain* dapat dilakukan dengan menggunakan *fourier transform* dari persamaan (3.27) ~ (3.30). Untuk mempermudah proses penghitungan maka perlu pendefinisian sebagai berikut

$$W(v) = \frac{jv}{4pRc} e^{-jv \frac{R}{c}} N(v) \quad (3.31)$$

$$U(v) = \frac{jv}{4pRc} e^{-jv \frac{R}{c}} L(v) \quad (3.32)$$

Dalam persamaan medan jauh (3.27) dan (3.28) tidak ditemukan komponen frekuensi

$$E_q = -Z_0 W_q - U_f \quad (3.33)$$

$$E_f = -Z_0 W_f - U_q \quad (3.34)$$

Fourier transform dari persamaan (3.31) dan (3.32), jw adalah turunan waktu, dimana fungsi eksponensial adalah sama dengan shift waktu, jadi dengan menggunakan persamaan (3.29) dan (3.30) akan diperoleh

$$W(t) = \frac{1}{4pRc} \frac{\partial}{\partial t} \left[\int_s J_s \left(t + \frac{\hat{R} \cdot R'}{c} - \frac{R}{c} \right) dS' \right] \quad (3.35)$$

$$U(t) = \frac{1}{4pRc} \frac{\partial}{\partial t} \left[\int_s M_s \left(t + \frac{\hat{R} \cdot R'}{c} - \frac{R}{c} \right) dS' \right] \quad (3.36)$$

dimana

$$J_s(t) = \hat{n} \times H(t) \quad (3.37)$$

$$M_s(t) = E(t) \times \hat{n} \quad (3.38)$$

Di bawah ini diterangkan cara mengubah persamaan (3.35) dan (3.36) ke persamaan FDTD. Dimana karena penghitungan jauh tak terhingga, maka komponen $1/R$ amplitudo (3.35) dan (3.36) serta komponen delay $-R/c$ dapat diabaikan, sehingga persamaannya akan berubah menjadi

$$W(t) = \frac{1}{4pc} \frac{\partial}{\partial t} \left[\int_s J_s \left(t + \frac{\hat{R} \cdot R'}{c} \right) dS' \right] \quad (3.39)$$

$$U(t) = \frac{1}{4pc} \frac{\partial}{\partial t} \left[\int_s M_s \left(t + \frac{\hat{R} \cdot R'}{c} \right) dS' \right] \quad (3.40)$$

Untuk mempermudah penghitungan permukaan kurva tertutup merupakan kubus, sedangkan untuk mempertinggi keakurasian seperti ditunjukkan pada gambar 3.13(a) di pusat sel arus elektromagnet digambarkan sebagai titik hitam. Untuk membahas cara penghitungan ini, disampling bagian gambar 3.13 (a) seperti yang ditunjukkan pada gambar 3.13 (b). Sel ini merupakan sel yang ke (I,JE,K).

Pertama-tama kita cari arus magnet M_s :

$$M_s = E \times \hat{y} = E_x \hat{z} - E_z \hat{x} \quad (3.41)$$

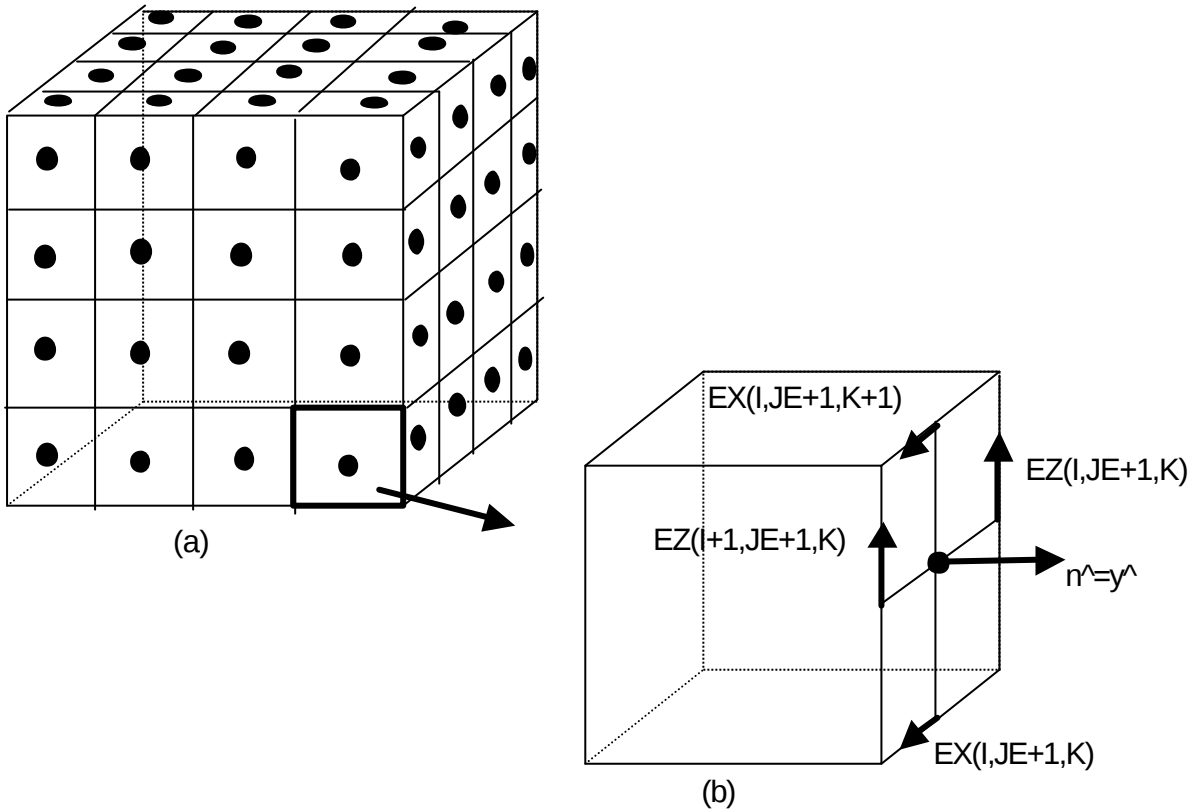
Agar arus magnet menjadi nilai pusat permukaan, maka medan listrik ditarik nilai rata-ratanya :

$$E_x = \frac{1}{2} [EZ(I, JE+1, K) + EZ(I, JE+1, K+1)] \quad (3.42)$$

$$E_z = \frac{1}{2} [EZ(I, JE+1, K) + EZ(I+1, JE+1, K)] \quad (3.43)$$

Sekarang standar koordinat diletakkan di pusat sel (I_c, J_c, K_c). Karena permukaan integral digeser $\frac{1}{2}$ ke arah y (rujuk gambar 2.12 dan 2.17 a), maka jarak R' dari persamaan (3.39) dan (3.40) adalah

$$R' = (I - I_c)\Delta x\hat{x} + (JE + \frac{1}{2} - J_c)\Delta y\hat{y} + (K - K_c)\Delta z\hat{z} \quad (3.44)$$



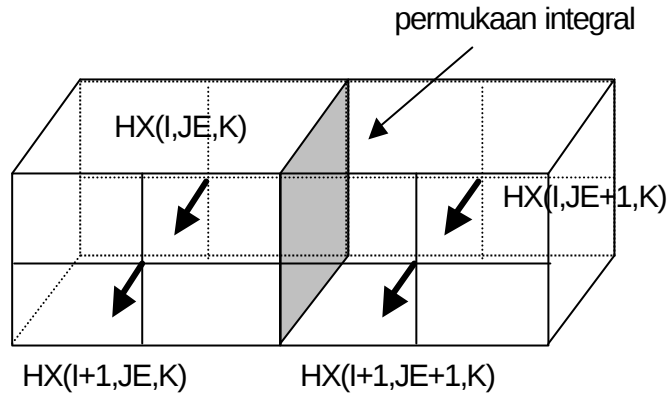
Gambar 3.13 (a) Permukaan Integral dan (b) Peletakan Medan Elektromagnet di atas sebuah sel
Selanjutnya mengenai arus listrik adalah

$$J_s = y \times H = -H_x z + H_z x \quad (3.45)$$

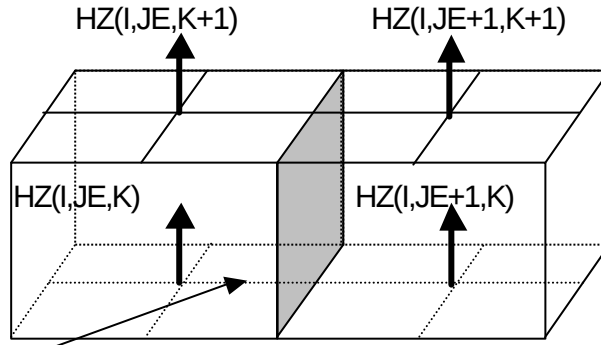
Karena medan magnet tidak ada di atas permukaan integral ini, maka seperti gambar 3.14 a, b merupakan rata-rata dari 4 buah medan magnet, atau dapat disusun secara matematis menjadi

$$H_x = \frac{1}{4} [HX(I, JE, K) + HX(I+1, JE, K) + HX(I, JE+1, K) + HX(I+1, JE+1, K)] \quad (3.46)$$

$$H_z = \frac{1}{4} [HZ(I, JE, K) + HZ(I, JE, K+1) + HZ(I, JE+1, K) + HZ(I, JE+1, K+1)] \quad (3.47)$$



Gambar 3.14 a Medan Magnet untuk mendapatkan Hx di atas Permukaan Integral



Permukaan Integral

Gambar 3.14 b Medan Magnet untuk mendapatkan Hz di atas Permukaan Integral

Di sini akan dibahas mengenai bagaimana merealisasikan persamaan (3.39) dan (3.40) dalam bentuk yang sebenarnya. Karena unsur lainnya dapat diperoleh melalui cara yang sama, maka di sini hanya diterangkan mengenai unsur z yaitu U_z saja.

Waktu *dishift* hanya $(\mathbf{R} \cdot \mathbf{R}')/c$ saja, di sini yang harus diperhatikan bahwa peletakan waktu medan listrik adalah $E^n, E^{n+1}, \dots$, sehingga pada $t = (n + \frac{1}{2})\Delta t$ dan $t = (n - \frac{1}{2})\Delta t$ akan diperoleh

$$U_z \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) \Delta t - \frac{\hat{\mathbf{R}} \cdot \mathbf{R}'}{c} \right] = \frac{\Delta x \Delta z}{4pc\Delta t} [E_x^{n+1} - E_x^n] \quad (3.48)$$

$$U_z \left[\left(n - \frac{1}{2} \right) \Delta t - \frac{\hat{\mathbf{R}} \cdot \mathbf{R}'}{c} \right] = \frac{\Delta x \Delta z}{4pc\Delta t} [E_x^n - E_x^{n-1}] \quad (3.49)$$

Untuk menghitung medan jauh dapat digunakan persamaan (3.48) dan (3.49). Lalu dapat total dari seluruh permukaan, tetapi karena persamaan (3.48) dan (3.49) mendapat *shift* waktu $(\mathbf{R} \cdot \mathbf{R}')/c$, maka koefisien U_z menjadi negatif dan menyebabkan sebagian penghitungan terjadi kesalahan hitung. Lalu

misalnya koefisiennya bukan bilangan bulat, maka matrik akan tidak dapat menyimpan hasil hitungan. Sebagai penyelesaian masalah ini, pertama-tama integral arus elektromagnet mempunyai waktu untuk medan jauh sebagai berikut

$$-\frac{R_f}{c} \leq t \leq N_{time_step}\Delta t + \frac{R_b}{c} \quad (3.50 a)$$

maka dengan cukup dengan menggunakan data waktu ini saja. Dimana R_f dan R_b adalah jarak sampai permukaan integral dari masing-masing sel standar. R_f adalah jarak yang paling dekat ke titik pengamat, R_b adalah jarak paling jauh. Pada penghitungan yang sebenarnya, sel standar merupakan pusat wilayah yang diamati, sedang R_f dan R_b cukup $\frac{1}{2}$ dari garis tangensial wilayah analisa (contoh nyata adalah garis tangensial permukaan kubus integral S pada gambar 3.13 a).

Pertama-tama agar waktu pengamatan tidak negatif, maka medan jauh diamati pada waktu t' yang *dishift*

$$t' = t + \frac{R_b}{c} \quad (3.50 b)$$

Tetapi array size M_{time_step} dari $t'=m\Delta t$, deret U dan W adalah

$$M_{time_step} = N_{time_step} + \frac{R_b}{c\Delta t} + \frac{R_f}{c\Delta t} \quad (3.50 c)$$

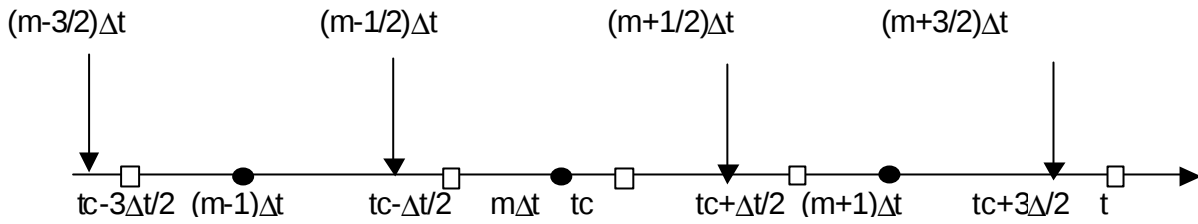
jadi akan lebih besar dari N_{time_step} . Sebenarnya pada saat step waktu lebih lambat dari N_{time_step} , maka akan masuk 0 sehingga tidak akan timbul kelainan dalam penghitungan, tetapi hal ini kurang efektif bila dilihat dari segi memori komputer. Jadi bila berdasarkan medan elektromagnet sampai N_{time_step} dapat dihitung medan jauhnya, hal ini cukup dapat dikatakan efektif. Di bawah ini ditunjukkan cara tersebut. Di sini bersamaan ditunjukkan cara pemakaian koefisien matrik dalam bentuk bilang bulat.

Pertama-tama kita pikirkan *shift* waktu di atas

$$t_c = n\Delta t - \frac{R \cdot R'}{c} + \frac{R_f}{c} \quad (3.51)$$

$$m = INT\left(\frac{t_c}{\Delta t} + \frac{1}{2}\right) \quad (3.52)$$

Persamaan (3.48) dan (3.49) masing-masing adalah $Uz(t_c + \Delta t/2)$ dan $Uz(t_c - \Delta t/2)$. Jadi $m\Delta t$ merupakan bilangan bulat yang paling dekat waktunya dengan t_c . Masing-masing peletakan waktu adalah gambar 3.15.



Gambar 3.15 Peletakan Waktu untuk menghitung Far Field

Di bawah ini dibahas cara yang lebih mudah daripada cara penghitungan langsung persamaan (3.48) dan (3.49), yaitu cara penghitungan medan jauh dengan menghitung totalnya dengan memikirkan bagian ke U_z dari medan listrik E_x^n . Silakan rujuk pada pustaka [3], tetapi di sini dijelaskan cara yang lebih mudah dari ini.

Dari gambar 3.15, waktu $t = m\Delta t$ adalah $tc - \Delta t/2 < t < tc + \Delta t/2$, maka $U_z(m\Delta t)$ merupakan nilai tengah antara $U_z(tc - \Delta t/2)$ dan $U_z(tc + \Delta t/2)$, atau pendekatan pertama

$$U_z(t) = At + B \quad (3.53)$$

dimana koefisien A dan B ditunjukkan menggunakan $U_z(tc - \Delta t/2)$ dan $U_z(tc + \Delta t/2)$ maka akan diperoleh

$$\begin{cases} A = \frac{U_z(t_c + \frac{1}{2}\Delta t) - U_z(t_c - \frac{1}{2}\Delta t)}{\Delta t} \\ B = \left(\frac{1}{2} - \frac{t_c}{\Delta t}\right)U_z(t_c + \frac{1}{2}\Delta t) + \left(\frac{1}{2} + \frac{t_c}{\Delta t}\right)U_z(t_c - \frac{1}{2}\Delta t) \end{cases} \quad (3.54)$$

dari persamaan (3.53) dan (3.54) akan diperoleh

$$\begin{aligned} U_z(m\Delta t) &= \frac{\Delta x \Delta z}{4pc\Delta t} \left(m + \frac{1}{2} - \frac{t_c}{\Delta t} \right) E_x^{n+1} \\ &+ \frac{\Delta x \Delta z}{4pc\Delta t} 2 \left(\frac{t_c}{\Delta t} - m \right) E_x^n \\ &+ \frac{\Delta x \Delta z}{4pc\Delta t} \left(m - \frac{1}{2} - \frac{t_c}{\Delta t} \right) E_x^{n-1} \end{aligned} \quad (3.55)$$

sedangkan pemakaian $\Delta U_z(m\Delta t)$ kepada unsur $U_z(m\Delta t)$ dari medan listrik E_x^n sehingga akan menjadi

$$\Delta U_z(m\Delta t) = \frac{\Delta x \Delta z}{4pc\Delta t} \left[2 \left(\frac{t_c}{\Delta t} - m \right) \right] E_x^n \quad (3.56)$$

Dengan cara yang sama sesuai dengan gambar 3.15, pendekatan pertama dari nilai tengah $U_z((m+1)Dt)$ dan $U_z(tc+Dt/2)$ adalah

$$U_z(t_c + \frac{3}{2}\Delta t) = \frac{\Delta x \Delta z}{4pc\Delta t} [E_x^{n+2} - E_x^{n+1}] \quad (3.57)$$

untuk mendapatkan unsur dari $U_z((m+1)Dt)$ dari E_x^n akan menjadi

$$\Delta U_z((m+1)Dt) = -\frac{\Delta x \Delta z}{4pc\Delta t} \left[\frac{1}{2} + \frac{t_c}{\Delta t} - m \right] E_x^n \quad (3.58)$$

Sedangkan untuk mendapatkan unsur dari $U_z(m-1)Dt$ dari E_x^n diperoleh dari $U_z(tc-Dt/2)$ dan

$$U_z(t_c - \frac{3}{2}\Delta t) = \frac{\Delta x \Delta z}{4pc\Delta t} [E_x^{n-1} - E_x^{n-2}] \quad (3.59)$$

sehingga didapatkan

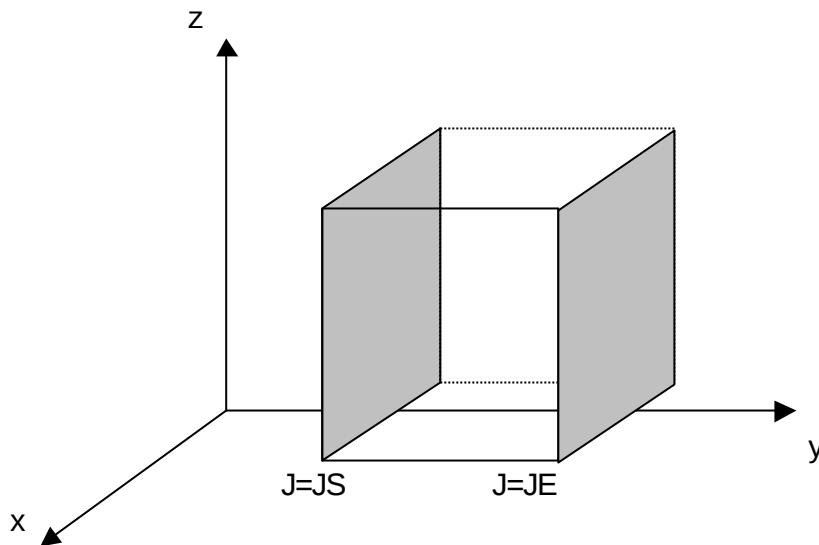
$$\Delta U_z((m-1)Dt) = \frac{\Delta x \Delta z}{4pc\Delta t} \left[\frac{1}{2} - \frac{t_c}{\Delta t} + m \right] E_x^n \quad (3.60)$$

Dari penurunan di atas dapat diketahui bahwa E_x^n tidak dapat diperoleh selain dari 3 titik, yaitu $(m-1)Dt$, mDt , dan $(m+1)Dt$. Jadi bila sudah diperoleh nilai total persamaan (3.56), (3.58), (3.60) di seluruh permukaan integral dan tiap step waktu, maka nilai U_z akan diperoleh.

Untuk nilai $W(t)$ dapat diperoleh dari arus listrik dengan cara penurunan yang sama. Dimana medan magnet mempunyai waktu geser $\frac{1}{2}$.

$$m = INT \left(\frac{t_c}{\Delta t} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) \quad (3.61)$$

Contoh program metoda integral persamaan (3.39) dan (3.40) terhadap permukaan $J=JS$ dan $J=JE$ seperti ditunjukkan pada gambar 3.16 diperlihatkan pada gambar 3.17.



Gambar 3.16 Permukaan Integral J=JS, J=JE

```

.....
T=0.0
DO N=1,NSTEP
CALL E_FIELD
CALL ABC
T=T+DT/2
CALL H_FIELD
T=T+DT/2
CALL FAR_FIELD
ENDDO
CALL FAR_OUTPUT
.....

```

MAIN PROGRAM

```

.....
DO I_ANGLE=1,N_ANGLE
DO M=1,NSTEP
U_THETA=(U(1,I_ANGLE,M)*COS_PHI+U(2,I_ANGLE,M)*SIN_PHI)*COS_THETA
&      -U(2,I_ANGLE,M)*SIN_THETA
U_PHI=-U(1,I_ANGLE,M)*SIN_PHI+U(2,I_ANGLE,M)*COS_PHI
W_THETA=(W(1,I_ANGLE,M)*COS_PHI+W(2,I_ANGLE,M)*SIN_PHI)*COS_THETA
&      -W(3,I_ANGLE,M)*SIN_THETA
C
E_THETA(M)=-Z_0*W_THETA-U_PHI
E_PHI(M)=-Z_0*W+PHI+U_THETA
ENDDO
C
CALL FFT(NSTEP,E_THETA,CE_THETA)
CALL FFT(NSTEP,E_THETA,CE_PHI)

```

ENDDO

.....

SUBROUTINE FAR_OUTPUT

.....

C

J=JS

FACT= $\Delta X \Delta Z / (4\pi c \Delta t)$

HAT=-1

DO JFACE=1,2

DO I=IS,IE

DO K=KS,KE

IF(JFACE.EQ.2) THEN

J=JE+1

HAT=1.0

ELSE

ENDIF

TIME_E-FIELD=T-DT

TIME_H-FIELD=T-DT/2

SEX=0.5*(EX(I,J,K)+EX(I,J,K+1))

SEZ=0.5*(EZ(I,J,K)+EZ(I+1,J,K))

SHX=0.25*(HX(I,J-1,K)+HX(I+1,J-1,K)+HX(I,J,K)+HX(I+1,J,K))

SHZ=0.25*(HZ(I,J-1,K)+HZ(I,J-1,K+1)+HZ(I,J,K)+HZ(I,J,K+1))

DO I_ANGLE=1,N_ANGLE

TC_E-FIELD=(TIME_E-FIELD- $\hat{R} * R' / C + RF$)/DT

TC_H-FIELD=(TIME_H-FIELD- $\hat{R} * R' / C + RF$)/DT

M_E-FIELD=(TC_H-FIELD+0.5)

M_H-FIELD=(TC_H-FIELD+0.5)

U(3,I_ANGLE,M-1)=U(3,I_ANGLE,M-1)

& +HAT*SIGNJ(1)*FACT*SEZ*(0.5-TC_E-FIELD+M)

U(3,I_ANGLE,M)=U(3,I_ANGLE,M)

& +HAT*SIGNJ(1)*FACT*SEZ*(TC_E-FIELD-M)*2

U(3,I_ANGLE,M+1)=U(3,I_ANGLE,M+1)

& -HAT*SIGNJ(1)*FACT*SEZ*(0.5+TC_E-FIELD-M)

U(1,I_ANGLE,M-1)=U(1,I_ANGLE,M-1)

& +HAT*SIGNJ(2)*FACT*SEX*(0.5-TC_E-FIELD+M)

U(1,I_ANGLE,M)=U(1,I_ANGLE,M)

& +HAT*SIGNJ(2)*FACT*SEX*(TC_E-FIELD-M)*2

U(1,I_ANGLE,M+1)=U(1,I_ANGLE,M+1)

& -HAT*SIGNJ(2)*FACT*SEX*(0.5+TC_E-FIELD-M)

C

W(3,I_ANGLE,M-1)=W(3,I_ANGLE,M-1)

& +HAT*SIGNJ(3)*FACT*SHZ*(0.5-TC_H-FIELD+M)

W(3,I_ANGLE,M)=W(3,I_ANGLE,M)

& +HAT*SIGNJ(3)*FACT*SHZ*(TC_H-FIELD-M)*2

W(3,I_ANGLE,M+1)=W(3,I_ANGLE,M+1)

& -HAT*SIGNJ(3)*FACT*SHZ*(0.5-TC_H-FIELD+M)

W(1,I_ANGLE,M-1)=W(1,I_ANGLE,M-1)

```

&      +HAT*SIGNJ(4)*FACT*SHX*(0.5-TC_H-FIELD+M)
      W(1,I_ANGLE,M)=W(1,I_ANGLE,M)
&      +HAT*SIGNJ(4)*FACT*SHX*(TC_H-FIELD-M)*2
      W(1,I_ANGLE,M+1)=W(1,I_ANGLE,M+1)
&      -HAT*SIGNJ(4)*FACT*SHX*(0.5+TC_H-FIELD-M)
      ENDDO
      ENDDO
      ENDDO
.....

      SUBROUTINE FAR_FIELD

```

Gambar 3.17 Contoh Program Penghitungan Far Field

3.3.2 2D Far-Field [59]

Untuk 2 dimensi adalah

(3.62)

(3.63)

maka *far field* terhadap persamaan di atas adalah

(3.64)

(3.65)

Tetapi dalam persamaan (2.62) dan (2.63) ada elemen

Oleh karena itu dalam penghitungan *far field* dalam *time domain* timbul integral *convolution*, sehingga sulit dalam penghitungan. Sebagai pemecahan masalah ini adalah pendefinisian kembali

(3.66)

sehingga dapat digunakan cara yang sama dengan penghitungan *far field* 3 dimensi. Cara penurunan rumus adalah sama caranya.

3.4 Cross-Section

Dalam sub-bab terdahulu telah dijelaskan mengenai pemecahan medan hambur menggunakan metoda FDTD dan pemecahan medan hambur E^s arah masuk dengan menggunakan metoda pada sub-bab sebelum ini. Maka permukaan hambur atau *cross section* adalah

(3.67)

dimana E^s adalah *Fourier Transform* dari persamaan (3.33) dan (3.34), E^i adalah *Fourier Transform* dari medan listrik masuk, yang dapat diperoleh dari analisa maupun numerik. Dalam penghitungan yang sebenarnya jarak R dapat diabaikan, sehingga tidak perlu lagi melakukan setting limit dari persamaan (3.67).

(3.68)

Pada penghitungan medan hambur, misalnya sebagai gelombang masuk berupa pulsa, maka dapat dilakukan pada band frekuensi yang lebar. Sehingga karakteristik ini dapat dihitung sekali saja, ini merupakan kelebihan pulsa bila dibandingkan dengan gelombang kontinyu (*continuous wave*).

Di bawah ini ditunjukkan contoh penghitungan. Gambar 3.18 menunjukkan hasil penghitungan lebar hambur belakang silinder benda sempurna dengan jari-jari 25 cm terhadap gelombang TE mode [3], dimana syarat batas serap adalah Mur. Alasan membesarnya error di wilayah frekuensi tinggi adalah jumlah sel tiap satu panjang gelombang tidaklah cukup, dan error karena error pendekatan tangga dari permukaan silinder sehingga pada frekuensi tinggi akan timbul error yang besar.

Gambar 3.19 dan 3.20 adalah permukaan hambur belakang benda bermedium bentuk bola dengan jari-jari 15 cm, konduktifitas 0.01 S/m, dan permitifitas 1.5 [7]. Gambar 3.19 memakai syarat batas serap Mur, sedangkan gambar 3.20 menggunakan Stabilized Liao. Dimana border adalah jarak antara benda hambur dan dinding batas serap. Mur apabila memakai jarak 30 sel sampai ke batas serap maka pada frekuensi rendah tidak dapat konvergen. Sedangkan pada Liao dengan 10 sel saja akan konvergen. Sedangkan karena error pendekatan tangga, dengan mengabaikan solusi sebenarnya, khususnya pada frekuensi tinggi akan mempunyai karakteristik yang berlainan.

Gambar 3.18 Lebar Hambur Belakang Benda Silinder terhadap TE Mode

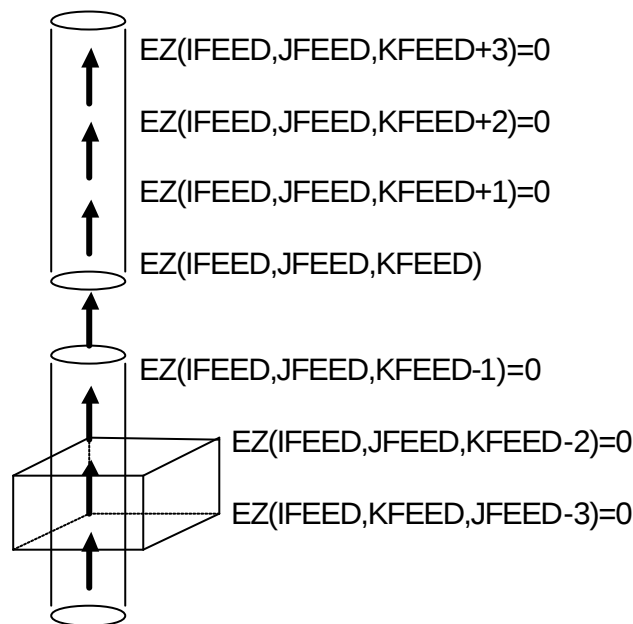
Gambar 3.19 Back Scattered Cross Section Benda Medium Bola (Mur)

Gambar 3.20 Back Scattered Cross Section Benda Medium Bola
(Stabilized Liao)

BAB 4 ANALISA ANTENA

4.1 Pemodelan Badan Antena

Dari pembahasan di depan telah kita ketahui bahwa makin detail kita melakukan pemodelan terhadap antena, maka semakin akurat hasil yang akan kita peroleh. Tetapi hal ini akan memperbesar memori dan waktu hitung yang diperlukan. Oleh karena itu sedapat mungkin dilakukan pemodelan yang mendekati dengan bentuk sesungguhnya antena. Dalam sub bab ini sambil ditunjukkan contoh program pemodelan antena kabel dan datar (papan) menggunakan sel kotak Yee.



Gambar 4.1 Model Antena Dipole

Pertama-tama kita ambil model antena dipole dalam bentuk batang lurus yang sangat kecil diameternya bila dibandingkan dengan panjang gelombangnya, lihat gambar 4.1, hal ini dapat dimodelkan dengan me-nol-kan medan listrik dalam pusat sumbu antena dipole ini. Medan listrik di titik pencatutan dialirkan pulsa seperti pada persamaan (3.14), karena setelah $2\tau_0$ nilai medan listrik adalah 0, jadi seluruh antena merupakan kesatuan benda.

Contoh program dari pemodelan antena ini dan penghitungan medan listrik dalam antena ini ditunjukkan pada gambar 4.2 a, b. Dimana dalam program ini juga ditunjukkan cara pencatutan medan listrik di titik pencatutan. Pertama-tama dalam SUBROUTINE BUILD medan listrik di arah z pada dipole semua mempunyai nilai 0. Sedangkan di SUBROUTINE EZFLD medan listrik hanya dihitung di titik pencatutan saja.

Cara pemberian medan listrik di titik pencatutan dan besar nya antena akan diterangkan dengan detail di sub bab berikut.

```

SUBROUTINE BUILD
.....
DO K=KL,KU
  IDTHRE(IFEED,JFEED,K)=1
ENDDO
  IDTHRE(IFEED,JFEED,K)=0
.....

```

Gambar 4.2 a Setting Batang Lurus

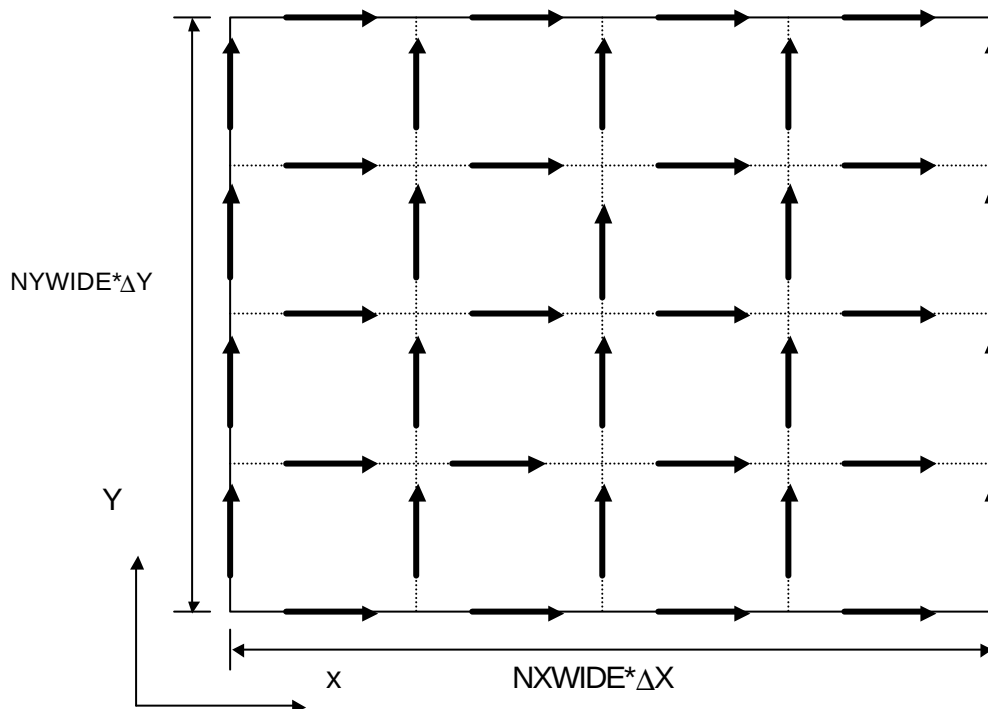
```

SUBROUTINE EZFLD
.....
DO K=1,NZ1
DO J=2,NY1
DO I=2,NX1
  IF (IDTHRE(I,J,K).EQ.0) THEN
C   FREE SPACE
    EZ(I,J,K)=EZ(I,J,K)+(HY(I,J,K)-HY(I-1,J,K))*DTEDX
    &    -(HX(I,J,K)-HX(I,J-1,K))*DTEDY
  ELSEIF (IDTHRE(I,J,K).EQ.1) THEN
C   PERFECTLY CONDUCTOR
    EZ(I,J,K)=0.0
  ELSE
C   MEDIUM PELURUHAN
    EZ(I,J,K)=EC(IDTHRE(I,J,K))*EZ(I,J,K)
    &    +ECRLX(IDTHRE(I,J,K))*(HY(I,J,K)-HY(I-1,J,K))
    &    -ECRLY(IDTHRE(I,J,K))*(HX(I,J,K)-HX(I,J-1,K))
  ENDIF
ENDDO
ENDDO
ENDDO
C   TITIK PENCATUAN
EZ(IFEED,JFEED,KFEED)=V(T)/DZ
.....

```

Gambar 4.2 b Penghitungan Unsur Z Medan Listrik

Selanjutnya untuk persegi empat benda permukaan datar yang berada pada posisi $z=KDz$, seperti pada gambar 4.3 medan listrik adalah nol. Program yang berhubungan dengan hal ini ditunjukkan pada gambar 4.4. IDONE adalah deret mengenai E_x , sedangkan IDTWO adalah deret mengenai E_y . Walaupun ada tumpang tindih dalam program, oleh karena itu sedapat mungkin tidak menggunakan kalimat IF. Program penghitungan medan listrik yang berhubungan dengan hal ini adalah untuk E_x pada IDTHRE gambar 4.2 diganti dengan IDONE, sedangkan E_y adalah IDTWO, lihat gambar 2.15.



Gambar 4.3 Peletakan Medan Listrik di Atas Papan Medium Segi Empat

SUBROUTINE BUILD

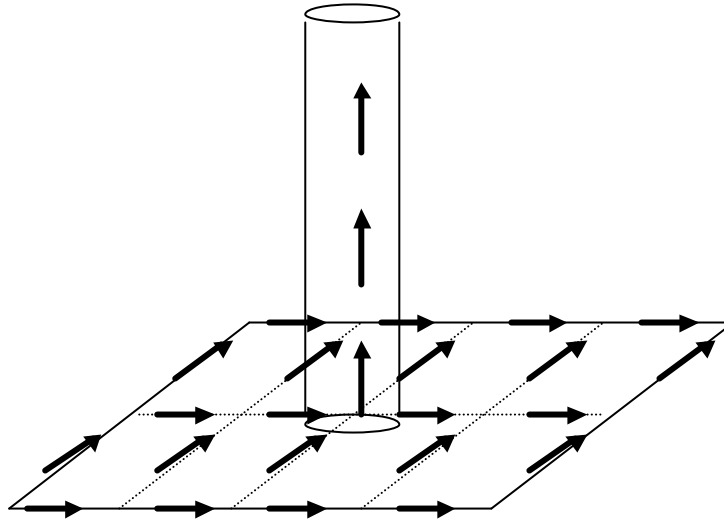
```

.....
IMAX=ISTART+NXWIDE-1
JMAX=JSTART+NYWIDE-1
DO I=ISTART,IMAX
DO J=JSTART,JMAX
    IDONE(I,J,K)=1
    IDONE(I+1,J,K)=1
    IDONE(I,J,K)=1
    IDONE(I,J+1,K)=1
ENDDO
ENDDO
.....

```

Gambar 4.4 Contoh Program Setting Benda Papan Segi Empat

Untuk menyambung bidang datar dengan silinder tidak diperlukan teknik khusus. Tetapi hanya dengan memberi nilai 0 pada medan listrik pada tanda panah di gambar 4.5.



Gambar 4.5 Bagian sambungan bidang datar dengan silinder

4.2 Penentuan Lokasi Pencatuan

Dalam penganalisaan antenna pemakaian bagian pencatuan sangatlah penting. Dalam sub bab ini dibahas mengenai bagaimana cara melakukan pencatuan tegangan catu dan arus listrik catu.

4.2.1 Pencatuan Gap

Cara ini sama dengan metoda yang dipakai pada analisa metoda *moment* antenna [60] ~ [63]. Walaupun ada ketumpangtindihan dengan sub bab 4.1, karena hal ini sangat penting, maka di sini diterangkan dengan cukup detail.

Seperti ditunjukkan pada gambar 4.6 bahwa unsur z medan listrik bagian pencatuan antenna adalah

$$E_z^n(i_f, j_f, k_f + \frac{1}{2}) = -\frac{V(n\Delta t)}{\Delta z} \quad (4.1)$$

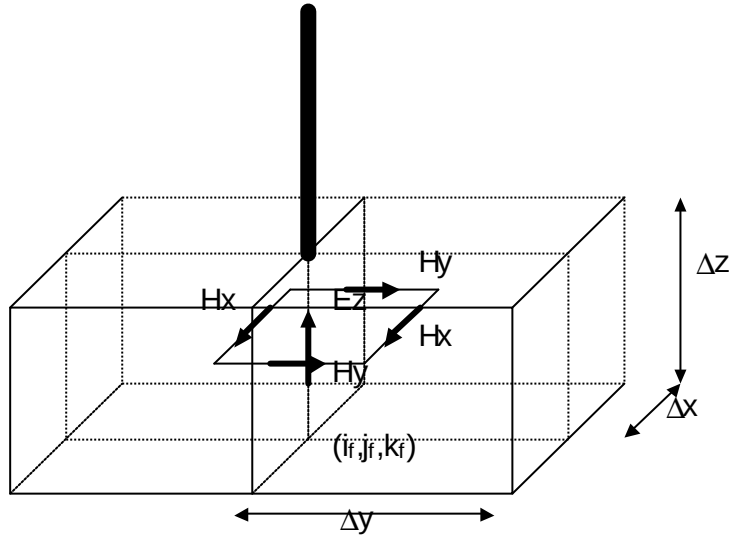
dimana $V(t)$ adalah tegangan pencatuan. Pada metoda pencatuan ini Dz mempunyai nilai yang sama dengan gap d . Contoh program adalah seperti ditunjukkan pada gambar 4.2 a, b.

Pencatuan arus listrik $I(t)$ dengan menggunakan hukum Ampere

$$I(t) = \oint_C \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} \quad (4.2)$$

pada kurva tertutup C gambar 4.6, maka akan diperoleh

$$\begin{aligned}
I((n + \frac{1}{2})\Delta t) &= \left[H_x^{n+\frac{1}{2}}(i_f, j_f - \frac{1}{2}, k_f + \frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i_f, j_f + \frac{1}{2}, k_f + \frac{1}{2}) \right] \Delta x \\
&\quad + \left[H_y^{n+\frac{1}{2}}(i_f + \frac{1}{2}, j_f, k_f + \frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i_f - \frac{1}{2}, j_f, k_f + \frac{1}{2}) \right] \Delta y \\
&= [HX(IFEED, JFEED - 1, KFEED) - HX(IFEED, JFEED, KFEED)] \Delta x \\
&\quad + [HY(IFEED, JFEED, KFEED) - HY(IFEED - 1, JFEED, KFEED)] \Delta y
\end{aligned} \tag{4.3}$$



Gambar 4.6 Peletakan Medan Elektromagnet untuk Mendapatkan Tegangan Listrik dan Arus Listrik Catu.

4.2.2 Pencatuan Kabel Co-axial [64]

Lihat gambar 4.7 (a), antenna dicatu oleh medan listrik di empat arah. Di sini panjang antenna adalah sangat panjang bila dibandingkan dengan sel. Medan listrik pada arah sumbu, misalnya E_y adalah

$$E_y = \frac{V}{r \ln\left(\frac{\Delta y}{a}\right)} \tag{4.4}$$

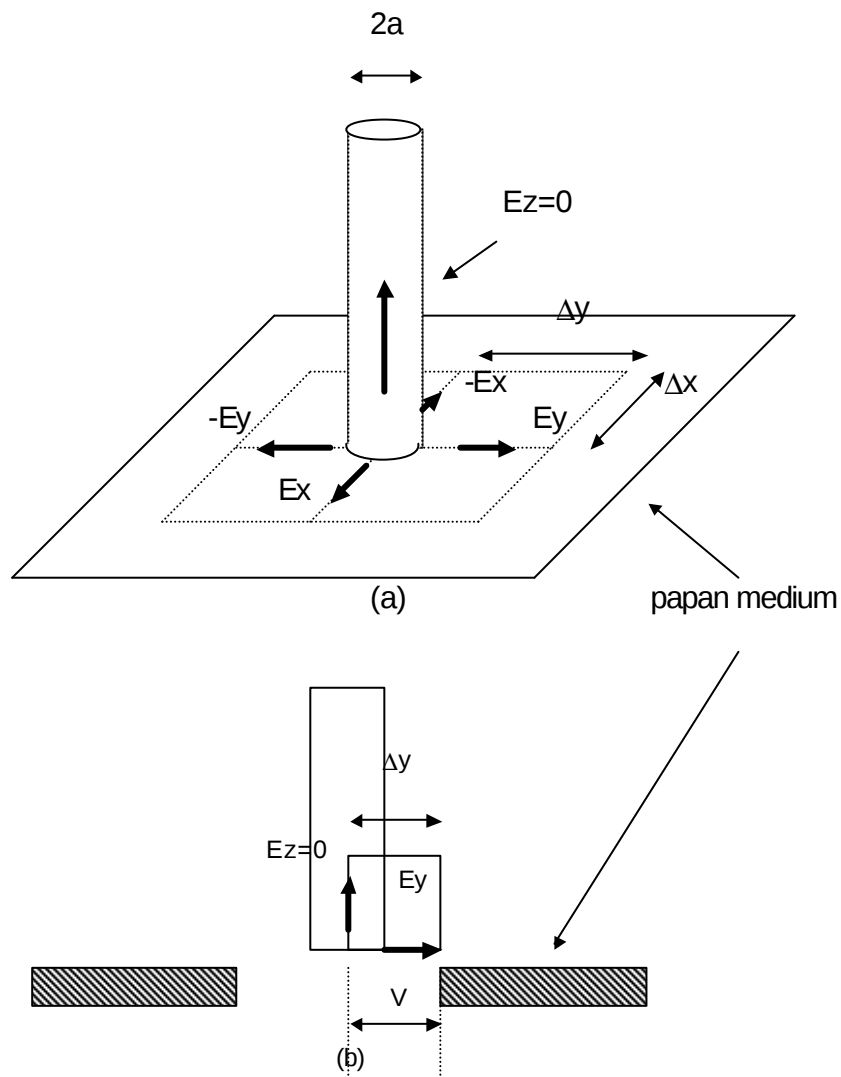
Dimana V adalah tegangan yang ditunjukkan pada gambar 4.7 (a) dan r adalah jarak arah radial. Sedangkan a adalah jari-jari antenna.

E_y adalah medan listrik di $r = Dy/2$ dan E_x adalah medan listrik di $r = Dx/2$ yang masing-masing ditunjukkan sebagai

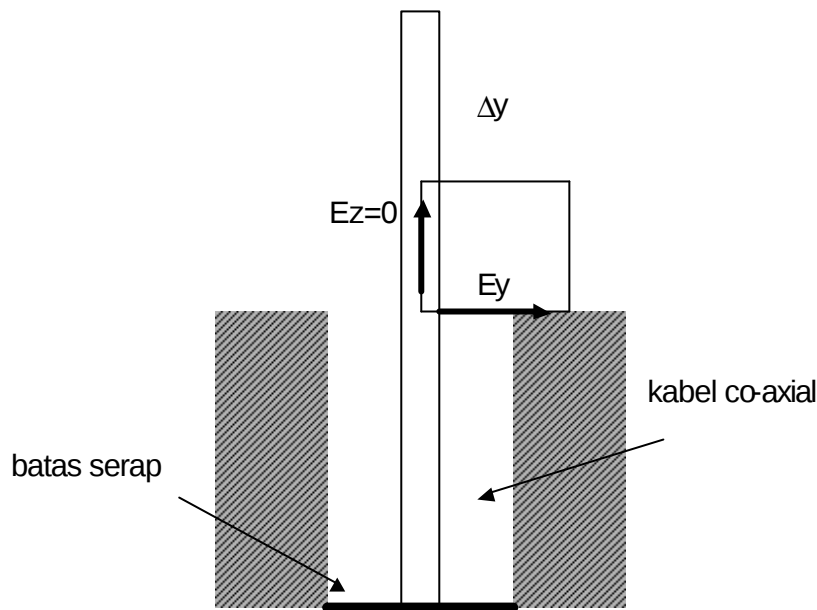
$$EX(IFEED, JFEED, KFEED) = -EX(IFEED-1, JFEED, KFEED) = \frac{V(n\Delta t)}{\frac{\Delta x}{2} \ln\left(\frac{\Delta x}{a}\right)} \quad (4.5)$$

$$EY(IFEED, JFEED, KFEED) = -EY(IFEED, JFEED-1, KFEED) = \frac{V(n\Delta t)}{\frac{\Delta y}{2} \ln\left(\frac{\Delta y}{a}\right)} \quad (4.6)$$

Sedangkan arus listrik catu dapat diturunkan menggunakan persamaan (4.3). Metoda ini merupakan pencatuan *Magnetic Frill* pada metoda *moment*.



Gambar 4.7 Pencatuan Kabel Co-axial



Gambar 4.8 Metoda pencatutan yang mempertimbangkan bagian dalam kabel co-axial

Metoda yang mirip dengan metoda ini, seperti ditunjukkan pada gambar 4.8, dipasang sel dalam kabel co-axial dalam batang tersebut, sedangkan di bagian mulut kabel co-axial ini seperti pada persamaan (4.5) dan (4.6) diletakkan medan listrik [65]. Dimana dalam metoda ini sebagai pengganti Δx dan Δy pada persamaan (4.5) dan (4.6) dipakai jari-jari radial kabel co-axial.

Pada metoda ini membutuhkan sel sampai bagian dalam co-axial. Lalu diperlukan juga peletakan batas serap di posisi random dalam co-axial. Tetapi medan listrik dalam co-axial tidak dibutuhkan pada saat menghitung karakteristik antenna seperti pattern antenna, *impedance* dan lain-lain, jadi tidak perlu memikirkan kabel co-axial, hal ini hanya mempersulit penghitungan saja. Dimana pada saat ingin mengetahui medan elektromagnet dalam kabel co-axial, harus termasuk kabel co-axial.

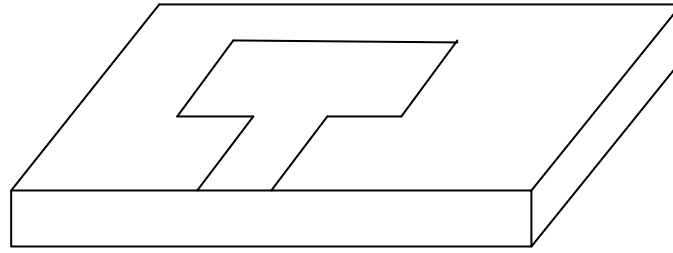
4.2.3 Pencatutan Kabel Microstrip

Untuk pencatutan menggunakan pin catu pada antenna microstrip dapat dilakukan dengan cara sebelumnya ¹⁶. Sebaliknya seperti pada gambar 4.10, pada saat melakukan pencatutan ke pin catu yang letaknya jauh dari bagian pencatutan yang sebenarnya, hal ini merupakan metoda penghitungan karakteristik antenna dari permukaan standar. Metoda yang lain adalah metoda dengan memberikan medan listrik ke bagian pencatutan seperti yang ditunjukkan pada gambar 4.11. Di sini perlu meletakkan beberapa buah sel pada arah lebar bagian dari microstrip. Jadi metoda pencatutan untuk analisa antenna microstrip [66] ~[75] dibagi menjadi 2 bagian besar seperti diterangkan di atas.

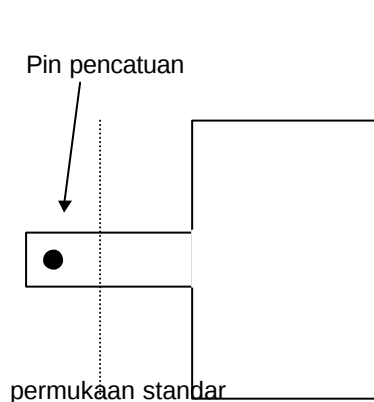
Arus listrik pencatutan diperoleh dengan menggunakan hukum Ampere dari sekeliling microstrip.

Pada analisa kabel microstrip, penghematan memori hitung dapat diperoleh dengan menggunakan sel inhomogeneous yang merupakan hasil pencacahan halus kabel tersebut.

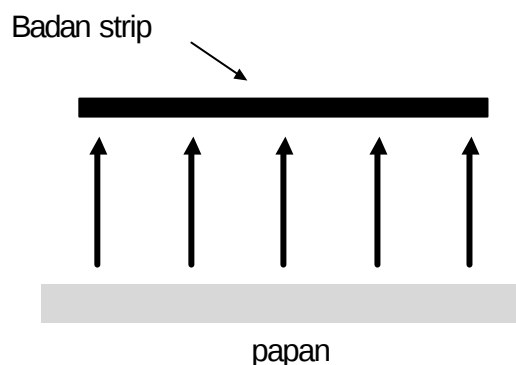
¹⁶ Perlu diperhatikan pin pendek selain pin catu lainnya. Mengenai hal ini diterangkan menggunakan contoh nyata pada sub bab 4.5.



Gambar 4.9 Antena Microstrip



Gambar 4.10 Pencatuan Pin



Gambar 4.11 Pencatuan Medan Listrik

4.3 Metoda Subcell [76]

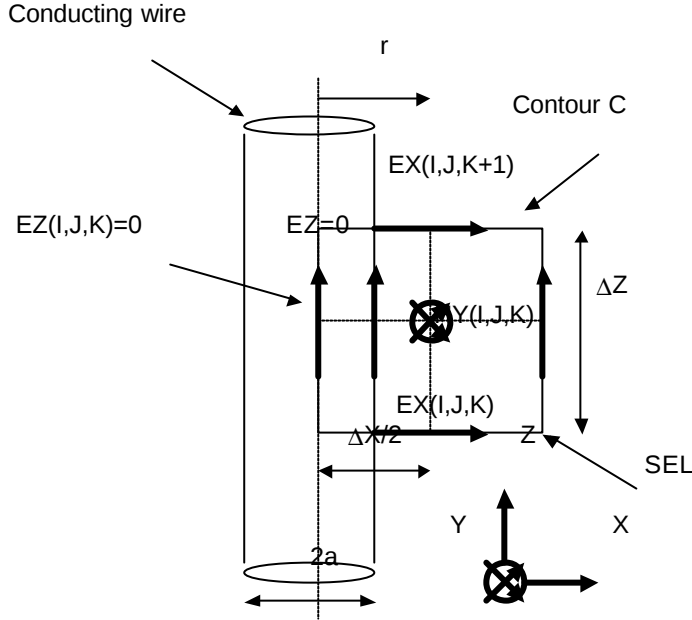
Untuk modeling benda yang mempunyai struktur lebih kecil dari ukuran sel secara tepat, penurunan rumus menggunakan bentuk turunan persamaan Maxwell (2.1) dan (2.2) sangatlah sulit. Sebagai pemecahan masalah ini adalah penurunan rumus menggunakan bentuk integral persamaan (2.3) dan (2.4)¹⁷. Dalam sub bab ini jari-jari antena lebih kecil daripada $\frac{1}{2}$ ukuran sel, maka di sini diterangkan cara pemakaian FDTD untuk memecahkan masalah ini.

Gambar 4.12, badan batang dengan jari-jari a diletakkan sejajar dengan sumbu z . Sedangkan jari-jari a ini mempunyai ukuran lebih kecil dari ukuran sel $\Delta x, \Delta y, \Delta z$. Apabila kita menggunakan sel FDTD biasa, maka jari-jari benda ini tidak dapat disusun menggunakan penurunan rumus FDTD. Di sini misalnya digunakan hukum Faraday (2.4) untuk garis kurva tertutup C dalam permukaan x - z . Bila badan arah sumbu z sangat panjang, medan listrik dan medan magnet di dekat badan ada di arah radial r , maka sebanding dengan $1/r$. Kita misalkan

¹⁷ Bentuk integral persamaan Maxwell dipakai pada saat menurunkan rumus untuk pendekatan permukaan benda secara tepat (sub bab 5.1 metoda Conformal Cell FDTD).

$$E_x(r, J, K) \approx E_x(I, J, K) \frac{\Delta x}{2r} \quad (4.7)$$

$$H_y(r, J, K) \approx H_x(I, J, K) \frac{\Delta x}{2r} \quad (4.8)$$



Gambar 4.12 Peletakan Badan Batang dan Medan Elektromagnet

dimana r adalah jarak arah radial, pada gambar 4.12 adalah x . Karena unsur singgung medan listrik di permukaan benda $E_z=0$, maka $E_z(I+1,J,K)$ akan konstan di sepanjang sumbu z . Maka akan diperoleh

$$\begin{aligned} 0 + \int_a^{\Delta x} E_x(I, J, K+1) \frac{\Delta x}{2x} dx - E_x(I+1, J, K) \Delta z - \int_a^{\Delta x} E_x(I, J, K) \frac{\Delta x}{2x} dx \\ = -m \Delta z \frac{1}{\mu_0} \int_a^{\Delta x} H_y(I, J, K) \frac{\Delta x}{2x} dx \end{aligned} \quad (4.9)$$

Setelah dilakukan integral, turunan medan magnet terhadap waktu dinilai menggunakan *centered difference* akan diperoleh

$$\begin{aligned} H_y^{n+\frac{1}{2}}(I, J, K) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(I, J, K) \\ + \frac{\Delta t}{m \Delta z} [E_x^n(I, J, K) - E_x^n(I, J, K+1)] \\ + \frac{2 \Delta t}{m \Delta x \ln\left(\frac{\Delta x}{a}\right)} E_z^n(I+1, J, K) \end{aligned} \quad (4.10)$$

HY(I-1,J,K) dapat diturunkan pada saat garis kurva tertutup C pada Gambar 4.12 diletakkan dalam permukaan x-z yang terletak di tempat yang berlawanan arah dengan titik tengah sumbu. Penurunan rumus H_x dapat diperoleh dari garis kurva tertutup C yang diletakkan di permukaan y-z.

Medan listrik tidak perlu dilakukan perubahan.

4.4 Metoda Penghitungan Karakteristik Antena

Dalam sub bab ini dibahas mengenai cara memperoleh impedance antena, pattern pancaran dan gain antena, serta beberapa hal yang perlu diperhatikan.

4.4.1 Impedance

Fourier *transform* dari tegangan catu $V(t)$ dan arus listrik catu $I(t)$ adalah $V(w)$ dan $I(w)$, maka *impedance* input adalah

$$Z_{in} = \frac{V(v)}{I(v)} \quad (4.11)$$

apabila tegangan catu $V(w)$ tidak diperoleh, maka dengan menggunakan integral numerik atau DFT (*Discrete Fourier Transform*) :

$$V(m\Delta f) = \Delta t \sum_{n=0}^{N_{DFT}-1} V(n\Delta t) e^{\frac{-j2\pi mn}{N_{DFT}}} \quad (4.12)$$

$$m = 0, 1, 2, \dots, N_{DFT} - 1$$

atau FFT (*Fast Fourier Transform*).

$I(w)$ dapat diperoleh melalui Fourier Transform secara numerik, tetapi seperti persamaan (4.3) merupakan *shift* waktu $\Delta t/2$ dari $V(n\Delta t)$. *Shift* fase ini dalam penghitungan metoda FDTD diambil 5 sel dari frekuensi terbesar, jadi karena lebih kecil dari

$$\frac{v_{\max} \Delta t}{2} = 2pf_{\max} \frac{\Delta}{\sqrt{3}c} \frac{1}{2} = p \frac{c}{l_{\min}} \frac{1}{\sqrt{3}c} \frac{l_{\min}}{5} \quad (4.13)$$

$$= \frac{p}{5\sqrt{3}} \approx \frac{p}{9}$$

maka sebagian besar dihitung sebagai

$$I\left(\left(n + \frac{1}{2}\right)\Delta t\right) \approx I(n\Delta t) \quad (4.14)$$

Walau jumlah penghitungan tidak terlalu berbeda hasilnya, tetapi lebih baik memikirkan *shift* waktu ini.

Fourier *transform* sebaiknya menggunakan cara yang mana ? Karena DFT dan FFT merupakan metoda yang berdasarkan persamaan (4.12), maka keakurasiannya pada dasarnya adalah sama. Apabila dalam penghitungan FDTD medan elektromagnet disimpan dan dilakukan Fourier *transform* setelah penghitungan selesai, maka sebaiknya menggunakan cara FFT, karena hal ini sudah dijamin kecepatannya. Tetapi dalam FDTD secara berurutan Δt tegangan dan arus listrik dapat dihitung, oleh karena itu tanpa melakukan penyimpanan deret data serta dengan menggunakan (4.12) dapat dilakukan

Fourier *transform*. Karena dalam FFT harus menggunakan jumlah sample 2^n , maka memerlukan proses tersendiri pada saat berbeda dengan step waktu FDTD. Karena berbeda dengan DFT yang tidak mempunyai batasan tertentu, maka dapat disamakan dengan jumlah step waktu FDTD.

Hubungan grid frekuensi Df dan grid waktu Dt dalam FFT dan DFT adalah

$$\Delta f = \frac{1}{N_{DFT} \Delta t} \quad (4.15)$$

Dt dapat ditentukan menggunakan syarat kestabilan Courant (2.113), tetapi Df tidak bisa ditentukan secara random. Sehingga tidak dapat mengetahui karakteristik frekuensi tertentu. Pada saat itu kita menggunakan integral numerik, *difference*, atau hukum sampling tengah :

$$V(v) = \Delta t \sum_{n=0}^{N-1} W_n V(n\Delta t) e^{-jv\Delta t} \quad (4.16)$$

$$W_0 = W_{N-1} = \frac{1}{2}$$

$$W_2 = W_3 = \dots = W_{N-2} = 1$$

Perbandingan DFT dan FFT silakan merujuk ke pustaka [77]. Sebagai kesimpulan dalam penghitungan FDTD, DFT lebih optimal daripada FFT.

4.4.2 Pattern Antena

Penjelasan diabaikan di sini, karena telah diterangkan mengenai penghitungan medan jauh menggunakan metoda yang diterangkan di sub bab 3.3.

4.4.3 Gain

Gain absolut *Gain* adalah

$$Gain(v, q, f) = \frac{|E_{far}(v, q, f)|^2 / Z_0}{P_{in} / 4p} \quad (4.17)$$

dimana E_{far} adalah medan jauh yang diperoleh dari cara yang diterangkan di sub bab 3.3. Pada persamaan (4.17) nilai $1/R$ diabaikan karena komponen ini diabaikan juga di sub bab 3.3. Sedangkan P_{in} adalah

$$P_{in} = \text{Re}[V(v)I^*(v)] \quad (4.18)$$

Misalnya di dekat antena ada medium peluruh, seperti manusia dan lain-lain, maka medan elektromagnet akan meluruh dan efisiensinya akan turun. Oleh karena itu daya luruh per sel adalah

$$\Delta P_{dis} = s |E(I, J, K)|^2 \Delta x \Delta y \Delta z \quad (4.19)$$

seluruh peluruhan dapat merupakan total dari ini. Apabila nilai tersebut adalah P_{dis} , maka efisiensinya adalah

$$h = \frac{P_{in} - P_{dis}}{P_{in}} \quad (4.20)$$

4.5 Contoh Analisa Antena

4.5.1 Antena Dipole

Sebagian dari contoh program untuk mendapatkan impedance antena dipole dengan menggunakan metoda pencatutan gap d dan metoda subcell ditunjukkan pada gambar 4.13. Dimana contoh program penghitungan E_z adalah gambar 4.2 b.

Soal Latihan

Buat program untuk menghitung *impedance* antena dipole dengan merujuk pada program di bawah ini. Bila dimungkinkan, silakan bandingkan hasilnya dengan hasil dari *moment method*.

```
DO N=1, N_STOP
...
CALL E-FIELD
      WRITE(61,*) T, V(T)
CALL ABC
      T=T+DT/2
CALL H-FIELD
C
CRNT=DX*(HX(IFEED,JFEED-1,KFEED)-HX(IFEED,JFEED,KFEED))
&      +DY*(HY(IFEED,JFEED,KFEED)-HY(IFEED-1,JFEED,KFEED))
WRITE(62,*) T,CRNT
      T=T+DT/2
ENDDO
```

Gambar 4.13 a Contoh Main Program

```
SUBROUTINE EXFLD
.....
DO K=2,NZ1
DO J=2,NY1
DO I=1,NX1
IF(IDONE(I,J,K).EQ.0) THEN
C      FREE SPACE
EX(I,J,K)=EX(I,J,K)+(HZ(I,J,K)-HZ(I,J-1,K))*DTEDY
&      -(HY(I,J,K)-HY(I,J,K-1))*DTEDZ
```

```

ELSEIF (IDONE(I,J,K).EQ.1) THEN
C    PERFECTLY CONDUCTOR
EX(I,J,K)=0.0
C    ATTENUATION MEDIUM
EX(I,J,K)=EX(I,J,K)*EC(IDONE(I,J,K))
      & +(HZ(I,J,K)-HZ(I,J-1,K))*ECRLY(IDONE(I,J,K))
      & -(HY(I,J,K)-HY(I,J,K-1))*ECRLZ(IDONE(I,J,K))
ENDIF
ENDDO
ENDDO
ENDDO
.....

```

Gambar 4.13 b Contoh Program Penghitungan Ex

```

SUBROUTINE EYFLD
.....
DO K=2,NZ1
DO J=1,NY1
DO I=2,NX1
IF(IDTWO(I,J,K).EQ.0) THEN
C  FREE SPACE
EY(I,J,K)=EY(I,J,K)+(HX(I,J,K)-HX(I,J,K-1))*DTEDZ
      & -(HZ(I,J,K)-HZ(I-1,J,K))*DTEDX
ELSEIF(IDTWO(I,J,K).EQ.1) THEN
C  PERFECTLY CONDUCTOR
EY(I,J,K)=0.0
ELSE
C  ATTENUATION MEDIUM
EY(I,J,K)=EY(I,J,K)*EC(IDTWO(I,J,K))
      & +(HX(I,J,K)-HX(I,J,K-1))*ECRLZ(IDTWO(I,J,K))
      & -(HZ(I,J,K)-HZ(I-1,J,K))*ECRLX(IDTWO(I,J,K))
ENDIF
ENDDO
ENDDO
ENDDO
.....

```

Gambar 4.13 c Contoh Program Penghitungan Ey

```

SUBROUTINE HXFLD
.....
DO K=1,NZ1
DO J=1, NY1
DO I=2,NX1

```

```

IF (IDTHRE(I,J,K.EQ.1) THEN
    HX(I,J,K)=HX(I,J,K)+(EY(I,J,K+1)-EY(I,J,K))*DTMDZ
    &
    -2*ΔT/(μ*ΔY*LN(ΔY/A))*EZ(I,J+1,K)
    HX(I,J-1,K)=HX(I,J-1,K)+(EY(I,J-1,K+1)-EY(I,J-1,K))*DTMDZ
    &
    +2*ΔT/(μ*ΔY*LN(ΔY/A))*EZ(I,J-1,K)
ELSEIF (IDTHRE(I,J+1,K).NE.1) THEN
    HX(I,J,K)=HX(I,J,K)-(EZ(I,J+1,K)-EZ(I,J,K))*DTMDY
    &
    +(EY(I,J,K+1)-EY(I,J,K))*DTMDZ
ENDIF
ENDDO
ENDDO
ENDDO
.....

```

Gambar 4.13 d Contoh Program Penghitungan Hx

```

SUBROUTINE HYFLD
.....
DO K=1,NZ1
DO J=2, NY1
DO I=1,NX1
IF (IDTHRE(I,J,K.EQ.1) THEN
    HY(I,J,K)=HY(I,J,K)+(EX(I,J,K+1)-EX(I,J,K))*DTMDZ
    &
    +2*ΔT/(μ*ΔX*LN(ΔX/A))*EZ(I+1,J,K)
    HY(I-1,J,K)=HY(I-1,J,K)+(EX(I-1,J,K+1)-EX(I-1,J,K))*DTMDZ
    &
    -2*ΔT/(μ*ΔX*LN(ΔX/A))*EZ(I-1,J,K)
ELSEIF (IDTHRE(I+1,J,K).NE.1) THEN
    HY(I,J,K)=HY(I,J,K)-(EX(I,J,K+1)-EX(I,J,K))*DTMDZ
    &
    +(EZ(I+1,J,K)-EZ(I,J,K))*DTMDX
ENDIF
ENDDO
ENDDO
ENDDO
.....

```

Gambar 4.13 e Contoh Program Penghitungan Hy

```

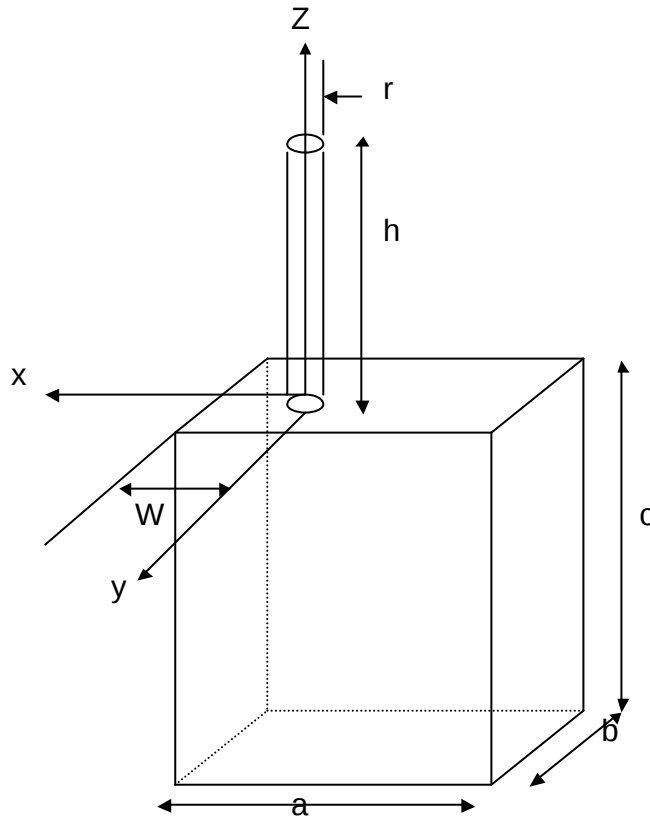
SUBROUTINE HZFLD
.....
DO K=2,NZ1
DO J=1,NY1
DO I=1,NX1
HZ(I,J,K)=HZ(I,J,K)-(EY(I+1,J,K)-EY(I,J,K))*DTMDX
    &
    +(EX(I,J+1,K)-EX(I,J,K))*DTMDY
ENDDO

```

ENDDO
 ENDDO

Gambar 4.13 f Contoh Program Penghitungan Hz

4.5.2. Antena Monopole di Atas Box



Gambar 4.14 Antena Monopole di Atas Box

Di bawah ini dibahas penghitungan gain, pattern dan impedance dari antena monopole yang diletakkan di atas kotak (box), seperti ditunjukkan pada gambar 4.14.

Dalam contoh-contoh di bawah ini $a=60$ mm, $b=10$ mm, $h=50$ mm, $r=0.5$ mm. Dalam penghitungan FDTD menggunakan sel kotak. Sebagai syarat batas serap adalah Mur ke dua.

Pertama-tama contoh penghitungan impedance menurut pencatuan gap d dan pencatuan kabel co-axial ditunjukkan pada gambar 4.15. Ukuran sel dalam 1.67 mm jumlah sel dalam wilayah analisa adalah $130 \times 90 \times 180$. Pencatuan gap d dan pencatuan kabel co-axial sedikit berbeda. Untuk wilayah frekuensi rendah akan tepat bila menggunakan pencatuan kabel co-axial, tetapi untuk wilayah frekuensi tinggi adalah pencatuan gap d . Hal ini sama kecenderungan dengan metoda momen dalam pencatuan gap d dan pencatuan *magnetic frill*.

Gambar 4.15 a Hasil Penghitungan Impedance Input menggunakan Metoda Pencatuan Gap δ dan Metoda Subset ($w=30$ cm, $c=50$ mm)

Gambar 4.15 b Hasil Penghitungan Impedance Input menggunakan Metoda Pencatuan Kabel Co-axial dan Metoda Subset ($w=30$ cm, $c=50$ mm)

Gambar 4.16 menunjukkan hasil penghitungan pattern di permukaan x-z pada frekuensi 1.5 GHz. Gambar 4.16 a adalah pattern untuk $c=130$ mm, dan gambar 4.16 b untuk $c=200$ mm. Kedua hasil ini betul-betul sama dengan hasil dari *moment method* [78].

Gambar 4.16 a Pattern di Permukaan x-z pada 1.5 GHz (c=130 mm, W=30 mm)

Gambar 4.16 b Pattern di Permukaan x-z pada 1.5 GHz (c=200 mm, W=30 mm)

Hasil penghitungan gain absolut dan gain kerja arah x ditunjukkan pada gambar 4.17 dan 4.18.

$$\begin{aligned} G_{actual} &= \frac{Gain}{M} \\ M &= \frac{1}{1 - |\Gamma|^2} \\ \Gamma &= \frac{Z_{in} - 50}{Z_{in} + 50} \end{aligned} \quad (4.21)$$

Dimana M dan G dalam (4.21) adalah koefisien *non matching* dan pantulan. Di sini belum dilakukan percobaan dalam frekuensi rendah, dimana dari sini diketahui bahwa dalam wilayah frekuensi rendah

ini daya yang reaktif akan membesar, sehingga syarat batas serap Mur tidak berfungsi. Ditambah lagi, dalam wilayah frekuensi rendah ini koefisien pantul mendekati 1, sehingga percobaan menjadi lebih sulit. Dengan memperbaiki gain kerja, maka kecenderungan ini akan menjadi lebih kecil dan mendekati nilai hasil percobaan.

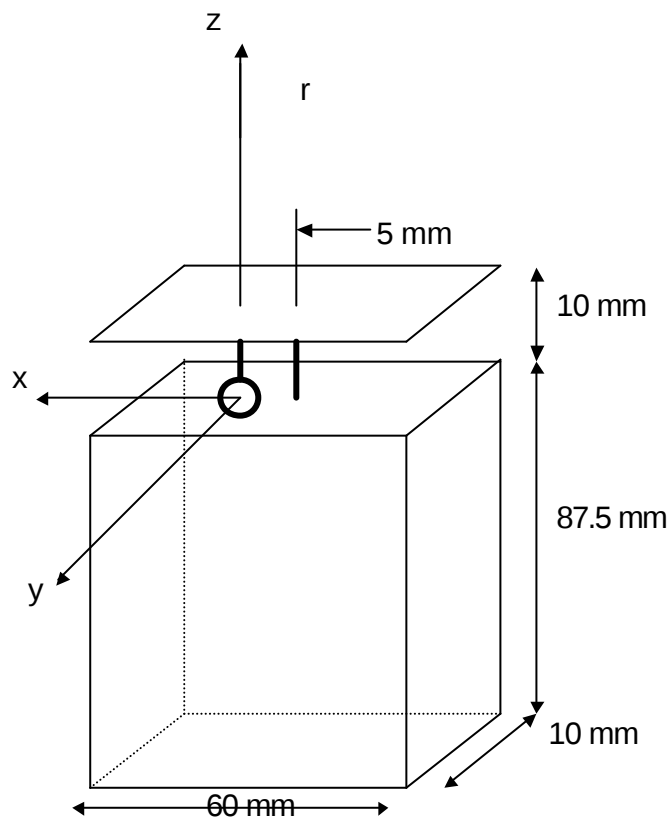
Gambar 4.17 Gain Absolut Arah x ($c=50\text{mm}$, $W=30\text{mm}$)

Gambar 4.18 Gain Kerja Arah x ($c=50\text{mm}$, $W=30\text{mm}$)

4.5.3 Antena F Terbalik di atas Box

Pencatuan arus listrik, gambar 4.20, pada saat *Gaussian pulse* diberikan ke antena F terbalik di atas box ditunjukkan pada gambar 4.19. Karena pin pencatuan dan pin pendek dalam kondisi *dead short*, maka semua ini disusun dalam sebuah sirkuit tertutup. Unsur frekuensi rendah yang tidak dibutuhkan dalam pancaran gelombang terus menerus mengalir ke sirkuit, jadi nilai arus listrik tidak konvergen ke 0. Jadi penghitungan *Fourier transform* arus listrik sulit dilakukan, maka *impedance* input tidak dapat diperoleh.

Untuk memecahkan masalah ini, pertama-tama diturunkan *Gaussian pulse* terhadap waktu, dengan cara memberikan pulsa yang tidak mengandung unsur DC, atau dengan memasang hambatan di bagian pencatuan seperti pada gambar 4.21 [66][79].



Gambar 4.19 Antena F Terbalik di Atas Box

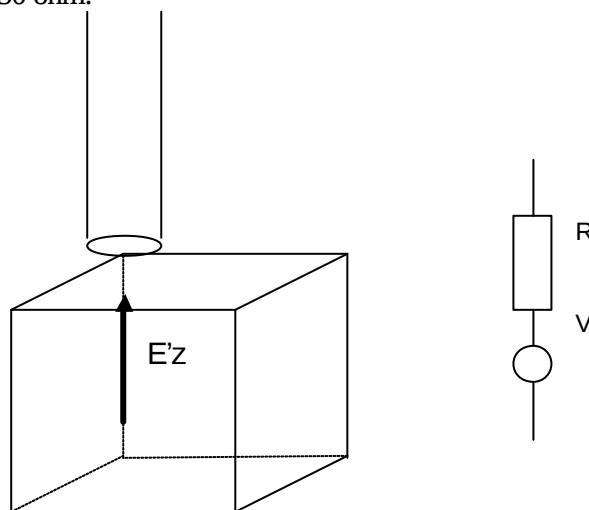
Gambar 4.20 Tegangan Catu dan Arus Listrik Catu

Pencatuan medan listrik saat itu adalah

$$E_z^n = \frac{V(n\Delta t) - RI\left(\left(n - \frac{1}{2}\right)\Delta t\right)}{\Delta z} \quad (4.22)$$

Arus listrik (4.22) bukanlah (4.3), tetapi perlu diperhatikan untuk memakai arus listrik pada waktu $(n-1/2)$.

Arus listrik catu seperti ini ditunjukkan pada gambar 4.22. Unsur DF tidak terkandung dan dalam waktu cepat akan terkonvergen. Dalam contoh ini diperoleh nilai *impedance* yang sama pada saat nilai hambatan dari beberapa ohm sampai beberapa ratus ohm. Gambar 4.22 adlaah tegangan dan arus listrik catu pada saat $R=50$ ohm.



Gambar 4.21 Bagian Pencatuan yang dilengkapi dengan Hambatan

Gambar 4.22 Tegangan Catu dan Arus Listrik Catu pada saat dipasang Hambatan

Impedance dan pattern dalam permukaan y-z dan x-y pada 1.1 GHz ditunjukkan pada gambar 4.23 dan 4.24. Masing-masing hasil ini sama dengan hasil dari percobaan.

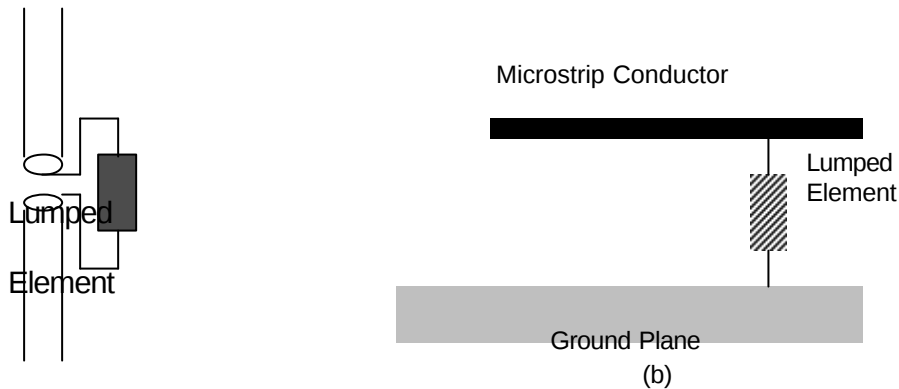
Gambar 4.23 Impedance Input Antena F Terbalik di atas Box

Gambar 4.24 a Pattern Permukaan yz

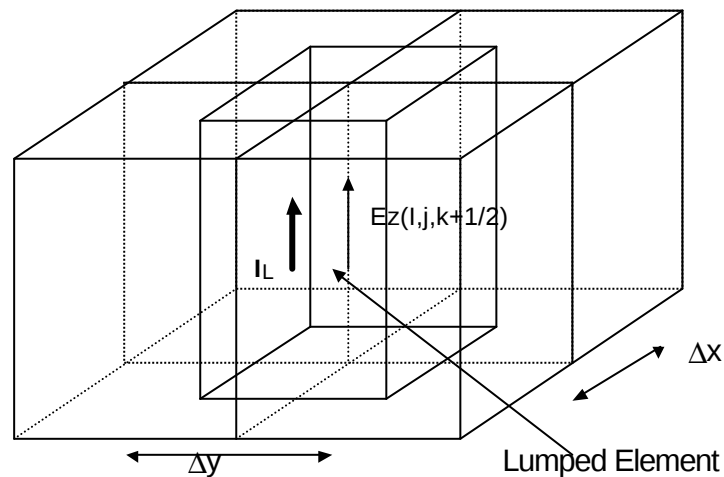
Gambar 4.24 b Pattern Permukaan xy

4.6 Pemakaian Elemen Konstanta Kumpul

Seperti pada gambar 4.25, dalam bagian antenna atau microstrip dipasang elemen konstanta kumpul. Di sini diperkenalkan metoda untuk menyusun metoda FDTD bagi elemen konstanta kumpul seperti ini sesuai dengan pustaka [80][81][82]. Di sini untuk mempermudah penyusunan ini seperti ditunjukkan pada gambar 4.26, elemen konstanta kumpul berada di sel ke (I,J,K) dan sejajar dengan sumbu z. Sedangkan konduktifitas medium adalah 0.



Gambar 4.25 Contoh Pemasangan Elemen Konstanta Kumpul



Gambar 4.26 Elemen Konstanta Kumpul dalam Sel FDTD dan Arus Listrik yang mengalir di dalamnya

Misalnya *current density* yang mengalir dalam elemen konstanta kumpul ini adalah J_L , maka persamaan (2.11) akan menjadi

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{e} \nabla \times \mathbf{H} - \frac{1}{e} \mathbf{J}_L \quad (4.23)$$

sehingga medan listrik E_z dari unsur z menjadi

$$E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2}) = E_z^{n-1}(i, j, k + \frac{1}{2}) + \frac{\Delta t}{e} (\nabla \times \mathbf{H}^{n-\frac{1}{2}})_z - \frac{\Delta t}{e \Delta x \Delta y} I_L^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k + \frac{1}{2}) \quad (4.24)$$

dimana

$$\mathbf{J}_L = \frac{1}{\Delta x \Delta y} I_L \hat{z} \quad (4.25)$$

arah sumbu z merupakan arah positif arus listrik.

Arus listrik ini merupakan fungsi tegangan di antara kedua kaki komponen (atas - bawah sel), atau merupakan fungsi medan listrik. Hal ini berlainan menurut jenis komponennya. Di bawah ini diterangkan menurut masing-masing komponen tersebut.

4.6.1 Hambatan

Tegangan di antara kedua kaki komponen adalah V , dimana $V = E_z \Delta z$, maka arus listrik menjadi

$$I_L = \frac{V}{R} = \frac{E_z \Delta z}{R} \quad (4.26)$$

Karena arus listrik diberikan di $n-1/2$, nilai ini diperoleh dari rata-rata medan listrik di $n-1$ dan n ¹⁸.

$$I_L^{n-\frac{1}{2}} = \frac{\Delta z}{R} \frac{E_z^{n-1} + E_z^n}{2} \quad (4.27)$$

dimana penurunan rumus dalam sub bab ini tidak menggunakan lokasi selain $(I, j, k+1/2)$, dan sub huruf yang berhubungan dengan tempat diabaikan di sini. Di bawah ini adalah sama caranya.

Dengan mensubstitusikan persamaan (4.27) ke (4.24) maka akan diperoleh

$$E_z^n = \frac{1 - \frac{\Delta t \Delta z}{2 R e \Delta x \Delta y}}{1 + \frac{\Delta t \Delta z}{2 R e \Delta x \Delta y}} E_z^{n-1} + \frac{\frac{\Delta t}{e}}{1 + \frac{\Delta t \Delta z}{2 R e \Delta x \Delta y}} (\nabla \times \mathbf{H}^{n-\frac{1}{2}})_z \quad (4.28)$$

pengubahan unsur medan listrik dan medan magnet tidak dilakukan. Seperti ditunjukkan pada gambar 2.5 dan 4.13, pada saat menghitung $E^{(n+1)}$ dari (4.28), nilai E^n telah diganti dengan $E^{(n+1)}$, jadi seluruh arus listrik yang mengalir di komponen dapat dihitung dari (4.3). Selain itu dapat dihitung dengan menyimpan dulu E^n , lalu menghitung arus listrik menggunakan (4.27).

¹⁸ Seperti pada bab 2, yaitu persamaan (2.17 c) dimana dapat dilakukan penurunan rumus menggunakan medan listrik ke n saja, karena di sini tidak dilakukan pertimbangan lain, maka menggunakan cara seperti di pustaka.

4.6.2 Kondensator

Hubungan antara arus listrik I yang mengalir di kondensator dan tegangan V adalah

$$I = C \frac{dV}{dt} \quad (4.29)$$

maka akan diperoleh

$$I_L^{n-\frac{1}{2}} = \frac{C\Delta z}{\Delta t} (E_z^n - E_z^{n-1}) \quad (4.30)$$

dengan mensubstitusikan persamaan di atas ke (4.24), maka akan diperoleh

$$E_z^n = E_z^{n-1} + \frac{\frac{\Delta t}{e}}{1 + \frac{C\Delta z}{e\Delta x\Delta y}} (\nabla \times \mathbf{H}^{n-\frac{1}{2}})_z \quad (4.31)$$

4.6.3 Koil

Dari persamaan

$$I = \frac{1}{L} \int_0^t V(t) dt \quad (4.32)$$

maka akan diperoleh

$$\begin{aligned} I_L^{n-\frac{1}{2}} &= \frac{1}{L} \int_0^{(n-\frac{1}{2})\Delta t} V(t) dt \\ &= \frac{\Delta z}{L} \int_0^{(n-\frac{1}{2})\Delta t} E_z(t) dt \end{aligned} \quad (4.33)$$

Pengintegralan persamaan (4.33)

$$\int_0^{(n-\frac{1}{2})\Delta t} E_z(t) dt = \begin{cases} \Delta t \sum_{m=1}^{n-1} E_z^m & (4.34a) \\ \Delta t \left(\sum_{m=1}^{n-1} E_z^m + E_z^m \right) & (4.34b) \end{cases}$$

dan dua cara penilaian lainnya [81][82], menurut pustaka [81] dengan menggunakan (4.34 a) dan mensubstitusikan ke (4.24) maka akan didapatkan

$$E_z^n = E_z^{n-1} + \frac{\Delta t}{e} (\nabla \times \mathbf{H}^{n-\frac{1}{2}})_z - \frac{\Delta z (\Delta t)^2}{eL\Delta x\Delta y} \sum_{m=1}^{n-1} E_z^m \quad (4.35)$$

4.6.4 Dioda

Karakteristik V-I dioda ditunjukkan sebagai

$$I = I_0 \left[e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right] \quad (4.36)$$

dimana q adalah berat elektron, k adalah konstanta Boltzman, T adalah temperatur absolut.

Di $t=(n-1/2)\Delta t$ disubstitusikan

$$V^{n-\frac{1}{2}} = \frac{E_z^{n-1} + E_z^n}{2} \Delta z \quad (4.37)$$

maka akan diperoleh ¹⁹

$$E_z^n = E_z^{n-1} + \frac{\Delta t}{e} \left(\nabla \times \mathbf{H}^{n-\frac{1}{2}} \right)_z - \frac{\Delta t}{e \Delta x \Delta y} I_0 \left[e^{\frac{q(E_z^{n-1} - E_z^n)}{2kT}} - 1 \right] \quad (4.38)$$

Ini merupakan persamaan non-linier, oleh karena itu untuk mendapatkan E^n , misalnya sebagai nilai awal adalah $E^{(n-1)}$ dapat digunakan metoda Newton-Raphson.

Walaupun di sini telah diterangkan mengenai elemen konstanta kumpul secara mudah, tetapi berdasarkan keterangan di atas dapat diperluas untuk komponen sirkuit random. SPICE dapat dimasukkan dalam FDTD dengan cara yang sangat mudah [83]. Dimana untuk bagian sirkuit menggunakan SPICE, sedangkan bagian antenna menggunakan analisa FDTD, total karakteristik dapat dianalisa menggunakan cara di atas.

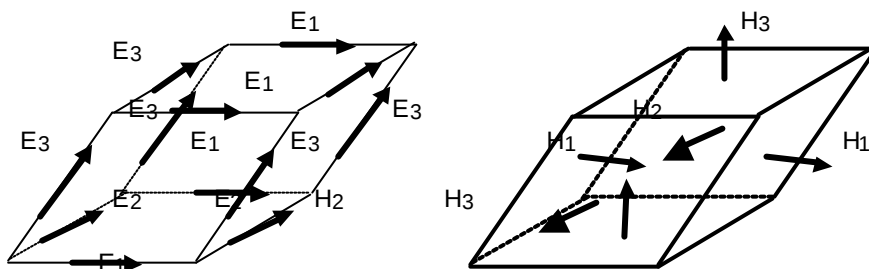
¹⁹ Di $V = \Delta z E^{(n-1)}$ adalah tidak stabil.

BAB 5 APLIKASI LAINNYA

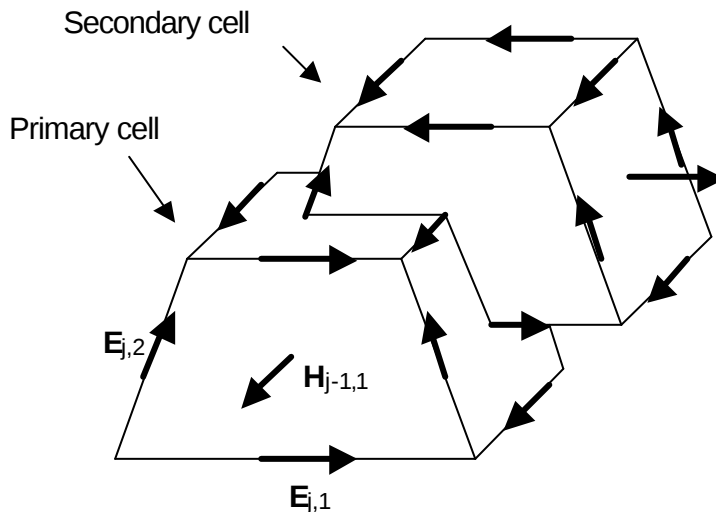
Dalam sub-bab ini diperkenalkan beberapa metoda yang dipakai untuk menyelesaikan permasalahan yang rumit. Dimana di sini hanya terbatas pada memperkenalkan dasar-dasar metoda-metoda tersebut. Sedangkan untuk metoda-metoda yang tidak dapat diwakilkan di sini, silakan para membaca untuk membaca pustaka rujukan yang tersusun di belakang buku ini.

5.1 Metoda FDTD Conformal Cell

Pada metoda FDTD yang mempunyai bentuk dasar kotak, untuk membuat pendekatan bertahap benda yang mempunyai permukaan rata, terutama di dekat benda akan timbul error yang besar. Untuk menyelesaikan masalah ini diperkenalkan sel dengan berbagai macam bentuk seperti pada gambar 5.1 dan 5.2¹⁸.



Gambar 5.1 Struktur Sel Tak Tegak Lurus (Structured Nonorthogonal Unit Cell)



Gambar 5.2 Normalisasi Grid Yee Tak Terstruktur Menggunakan 6 Sel Permukaan

¹⁸ Di bawah syarat tertentu sel kotak akan sama.

walaupun di sini tidak diterangkan secara jelas mengenai perekayasaannya kotak-kotak ini, akhir-akhir ini diperkenalkan banyak metoda mengenai bentuk-bentuk grid ini [84] ~ [95].

Selain metoda-metoda untuk sel yang dipakai di keseluruhan wilayah analisa ¹⁹, semua berdasarkan sel kotak, ada juga metoda *Contour-path* (CP method) dimana dilakukan teknik tersendiri untuk bagian dekat permukaan benda [96][97][98]. Metoda subcell yang dibahas di sub bab 4.3 merupakan salah satu dari jenis metoda ini. Dalam sub bab ini dikupas metoda CP secara mudah.

Sebagai contoh mudah diperkenalkan untuk permasalahan 2 dimensi. Misalnya seperti ditunjukkan pada gambar 5.3, dimana sel dekat permukaan benda sebagian tersembunyi dalam benda.

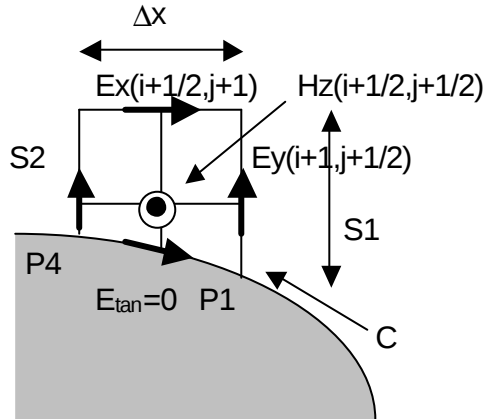
Dengan menggunakan hukum Faraday (2.4) di sini digunakan garis kurva tertutup C: P1→P2→P3→P4→P1, sehingga akan diperoleh

$$\begin{aligned} m \frac{\oint_C \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s}}{\oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}} &= -\frac{1}{A_C} \oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} \\ &= -\frac{1}{A} \left[E_y(i+1, j+\frac{1}{2})s_1 - E_x(i+\frac{1}{2}, j+1)\Delta x - E_y(i, j+\frac{1}{2})s_2 + 0 \right] \end{aligned} \quad (5.1)$$

dimana A adalah permukaan yang menyelimuti C. Dari sini akan diperoleh

$$\begin{aligned} H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) &= H_z^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) \\ &\quad - \frac{\Delta t}{mA} \left[E_y^n(i+1, j+\frac{1}{2})s_1 - E_x^n(i+\frac{1}{2}, j+1)\Delta x - E_y^n(i, j+\frac{1}{2})s_2 \right] \end{aligned} \quad (5.2)$$

Dengan cara demikian, dengan menggunakan cara sel untuk pembagian permukaan benda, dapat dilakukan untuk penurunan rumus metoda FDTD di dekat permukaan benda.



Gambar 5.3 Metoda CP

5.2 Metoda Impedance Permukaan

Pada saat kita menggunakan metoda FDTD untuk menganalisa medan elektromagnet yang mengandung medium permittifitas atau peluruh tinggi, karena panjang gelombang di dalam medium

¹⁹ Salah satu jenis dari FVTD (Finite Volume Time Domain)

permittifitas menjadi lebih pendek, maka *cell size* di dalamnya harus ditentukan lebih pendek daripada di luar medium. Hal ini akan memperbesar memori dan waktu hitung. Sedangkan dalam masalah ini kebanyakan hanya ingin mengetahui medan elektromagnet di bagian luar. Dalam sub bab ini akan diterangkan mengenai metoda penghitungan medan elektromagnet bagian luar benda dengan menggunakan metoda *impedance* permukaan.

Bagi benda yang mempunyai nilai peluruhan tinggi, medan elektromagnet tidak dapat masuk ke bagian benda yang dalam, dimana medan elektromagnet di bagian terdekat permukaan yang mempengaruhi medan elektromagnet bagian luar. Untuk masalah demikian dapat menggunakan metoda *impedance* permukaan (SIBC: *Surface Impedance Boundary Condition*). Dengan menggunakan SIBC ini maka medan elektromagnet di bagian dalam benda tidak perlu untuk dihitung, tidak perlu memperkecil wilayah analisa, tidak perlu memperkecil *cell size* agar sesuai dengan bagian dalam benda. Oleh karena itu dapat memori dan waktu hitung dapat lebih diperhemat. Di bawah ini akan dilakukan penilaian terhadap metoda ini secara mudah.

Pada saat menggunakan sel kotak ini dalam benda permittifitas ini memerlukan

$$\Delta x = \Delta y = \Delta z = \frac{l}{10} = \frac{l_0}{10\sqrt{|e_r^*|}} \quad (5.3)$$

dimana λ dan λ_0 adalah panjang gelombang dalam medium permittifitas dan di ruang hampa, sedangkan ϵ^*r adalah koefisien permittifitas kompleks.

Dalam SIBC sering menggunakan rumus

$$\Delta x_{SIBC} = \Delta y_{SIBC} = \Delta z_{SIBC} = \Delta_{SIBC} = \frac{l}{10} \quad (5.4)$$

karena ukuran memori medan elektromagnet sebanding dengan jumlah sel, maka memori yang dibutuhkan akan berkurang

$$\left(\frac{1}{\sqrt{|e_r^*|}} \right)^3 \quad (5.5)$$

sedangkan syarat Courant adalah

$$\Delta t = \frac{\Delta_{SIBC}}{\sqrt{3}c} \quad (5.6)$$

Selain itu waktu hitung sebanding dengan jumlah sel dan jumlah step waktu, sehingga dapat dikurangi menjadi

$$\sqrt{3} \left(\frac{1}{\sqrt{|e_r^*|}} \right)^4 \quad (5.7)$$

Cara penilaian ini merupakan cara yang global saja, apabila kita dapat menggunakan SIBC, maka dapat dilakukan penghematan memori dan memperpendek waktu hitung.

Hal ini sama untuk 2 dan 3 dimensi, di sini juga ditunjukkan seperti pada gambar 5.4 dimana dibahas penurunan rumus SIBC untuk 1 dimensi. Metoda SIBC ini mempunyai banyak cara seperti termuat dalam [99]–[107]. Dalam sub bab ini diterangkan metoda SIBC yang merujuk pada pustaka [100].

Impedance permukaan di frequency domain ditunjukkan sebagai $Z_s(w)$, sehingga medan elektromagnet di dinding *impedance* ditunjukkan sebagai

$$E_x(v) = Z_s(v)H_y(v) \quad (58)$$

Bila medium merupakan penghantar yang baik, sehingga nilai konduktifitasnya tinggi, maka *impedance* permukaan ditunjukkan sebagai

$$Z_s(v) = \sqrt{\frac{jvm}{s}} \quad (59)$$

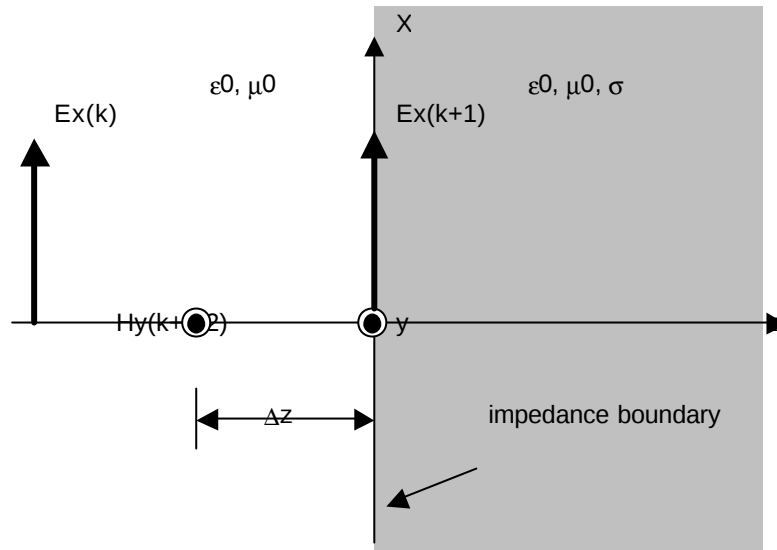
Kalau dalam bentuk demikian, maka rumus (5.8) tidak dapat dilakukan *Fourier transform*, maka dengan pendefinisian

$$\left\{ \begin{array}{l} Z'_s(v) = \frac{1}{jv} Z_s(v) \end{array} \right. \quad (510a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Z'_s(v) = \sqrt{\frac{m}{jws}} \end{array} \right. \quad (510b)$$

rumus (5.8) akan berubah menjadi

$$E_x(v) = Z'_s(v)[jvH_y(v)] \quad (511)$$



Gambar 5.4 Grid FDTD untuk Penurunan Rumus SIBC

maka dapat dilakukan Fourier transform dengan mudah terhadap rumus tersebut dan akan diperoleh persamaan

$$E_x(t) = Z'_s(t) \otimes \left[\frac{\mathcal{F}}{\mathcal{F}t} H_y(t) \right] \quad (512)$$

Dimana $\otimes$ merupakan tanda *convolution* dan perhatikan persamaan di bawah ini.

$$Z'_s(t) = \begin{cases} \sqrt{\frac{m}{p s t}} & ; t > 0 \\ 0 & ; t < 0 \end{cases} \quad (513)$$

Sedangkan persamaan Faraday yang pertama adalah

$$-m_0 \frac{\mathcal{F}H_y}{\mathcal{F}t} = \frac{\mathcal{F}E_x}{\mathcal{F}z} \quad (514)$$

penurunan rumus FDTD akan diperoleh persamaan

$$-m_0 \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(k+\frac{1}{2}) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(k+\frac{1}{2})}{\Delta t} = \frac{E_y^n(k+1) - E_y^n(k)}{\Delta z} \quad (515)$$

Karena medan listrik dan medan magnet secara ruang selisih 1/2 sel, pada saat penentuan medan listrik (5.12) di $z=(k+1)\Delta z$ dan $t=n\Delta t$, maka pendekatan medan magnet dalam integral convolution dilakukan pendekatan di nilai $k+1/2$. Maka akan diperoleh

$$\begin{aligned}
 E_x^n(k+1) &= \int_0^{n\Delta t} \sqrt{\frac{m}{ps}} \left[\frac{1}{t} H_y(n\Delta t - t) \right] dt \\
 &= \sqrt{\frac{m}{ps}} \int_0^{n\Delta t} \sqrt{\frac{1}{t}} \left[-\frac{1}{t} H_y(n\Delta t - t) \right] dt \\
 &= -\sqrt{\frac{m}{ps}} \sum_{m=0}^{n-1} \int_{m\Delta t}^{(m+1)\Delta t} \sqrt{\frac{1}{t}} \frac{H_y^{n-(m+\frac{1}{2})}(k+\frac{1}{2}) - H_y^{n-(m-\frac{1}{2})}(k+\frac{1}{2})}{\Delta t} dt \\
 &= \sqrt{\frac{m\Delta t}{ps}} \sum_{m=0}^{n-1} Z_0(m) \left[\frac{H_y^{n-m+\frac{1}{2}}(k+\frac{1}{2}) - H_y^{n-m-\frac{1}{2}}(k+\frac{1}{2})}{\Delta t} \right]
 \end{aligned} \tag{5.17}$$

dimana

$$Z_0(m) = \int_m^{m+1} \frac{1}{\sqrt{a}} da \tag{5.17}$$

Setelah mensubstitusikan (5.16) ke (5.15) maka diperoleh rumus medan magnet sebagai berikut

$$\begin{aligned}
 H_y^{n+\frac{1}{2}}(k+\frac{1}{2}) &= H_y^{n-\frac{1}{2}}(k+\frac{1}{2}) \\
 &\quad - \frac{Z_1}{1+Z_1Z_0(0)} \sum_{m=1}^{n-1} Z_0(m) \left[H_y^{n-m+\frac{1}{2}}(k+1) - H_y^{n-m-\frac{1}{2}}(k+1) \right] \\
 &\quad + \frac{\Delta t}{m_0\Delta z(1+Z_0Z_1(0))} E_x^n(k)
 \end{aligned} \tag{5.18}$$

dimana

$$Z_1 = \frac{1}{m_0\Delta z} \sqrt{\frac{m\Delta t}{ps}} \tag{5.19}$$

Demikianlah cara pemberian syarat medan magnet dalam metoda SIBC. Tidak perlu dilakukan pengubahan penghitungan medan listrik. Tetapi karena untuk menghitung (5.16) perlu dilakukan pengingatan nilai medan magnet terdahulu, khususnya pada 3 dimensi kurangnya tepat untuk dipakai. Untuk menyelesaikan masalah ini

$$Z_0(m) = \sum_{i=1}^N a_i e^{ma_i} \tag{5.20}$$

dan dimungkinkan untuk menggunakan pengekspresian *recursive* dari (5.16) yaitu deret Prony. Mengenai hal ini akan dibahas kemudian.

5.3 Frequency Dependent FDTD method

Dalam pemecahan medium dispersi dimana permittifitas medium merupakan fungsi frekuensi, karena ketidakadaan hubungan sebanding dengan *electric flux density* $\mathbf{D}$ dan medan listrik $\mathbf{E}$, maka pemakaiannya sangat rumit. Salah satu contoh cara pakai medium dispersif adalah persamaan gerak kutub $\mathbf{P}$

$$\frac{d^2 \mathbf{P}}{dt^2} + g \frac{d\mathbf{P}}{dt} + \nu_0^2 \mathbf{P} = \epsilon_0 \nu_p^2 \mathbf{E} \quad (5.21)$$

dan

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (5.22)$$

yang kemudian dicari hubungan *difference* $\mathbf{E}$ dan $\mathbf{D}$, yang merupakan cara untuk menurunkan rumus FDTD menggunakan (2.1) dan (2.2) [108]~[116]. Metoda ini disebut sebagai *Auxiliary-Differential-Equation Method*. Cara ini sangat rumit, selain turunan yang pertama.

Sebaliknya, untuk fungsi khusus yang mempunyai koefisien permittifitas, convolution integral koefisien permittifitas

$$\mathbf{D}(t) = \int_0^t e(t) \mathbf{E}(t-t) dt \quad (5.23)$$

dan medan listrik dapat dinilai secara *recursive*. Karena tidak perlu dilakukan penyimpanan nilai medan listrik sebelumnya, maka memori yang dibutuhkan dapat lebih diperhemat [117]~[124]. Ini disebut *Recursive-Convolution scheme* atau *Frequency-Dependent FDTD method*. Dalam sub bab ini dibahas mengenai metoda ini.

Contoh masalah yang paling mudah akan dibahas menggunakan permittifitas kompleks di bawah ini.

$$e_r^*(\nu) = e_r' - j e_r'' = e_\infty + \frac{e_s - e_\infty}{1 + j \nu t_0} = e_\infty + c(\nu) \quad (5.24)$$

Dimana e_s dan e_∞ adalah koefisien permittifitas di frekuensi 0 dan tak terhingga. Sedangkan t_0 adalah waktu jenuh dan $\chi(\omega)$ adalah koefisien kepekaan listrik. Maka di sini persamaan (5.23) akan berubah menjadi

$$\mathbf{D}(t) = e_0 e_\infty \mathbf{E} + e_0 \int_0^t c(t) \mathbf{E}(t-t) dt \quad (5.25)$$

dimana $e(t)$ dan $c(t)$ adalah permittifitas dan koefisien kepekaan listrik pada *time domain* ($e(\omega)$ dan $c(\omega)$ adalah hasil dari *Fourier transform*).

Untuk menurunkan rumus metoda FDTD pada $t=Dt$, dimana medan listrik adalah konstan di interval waktu Dt , penilaian integral ditunjukkan sebagai

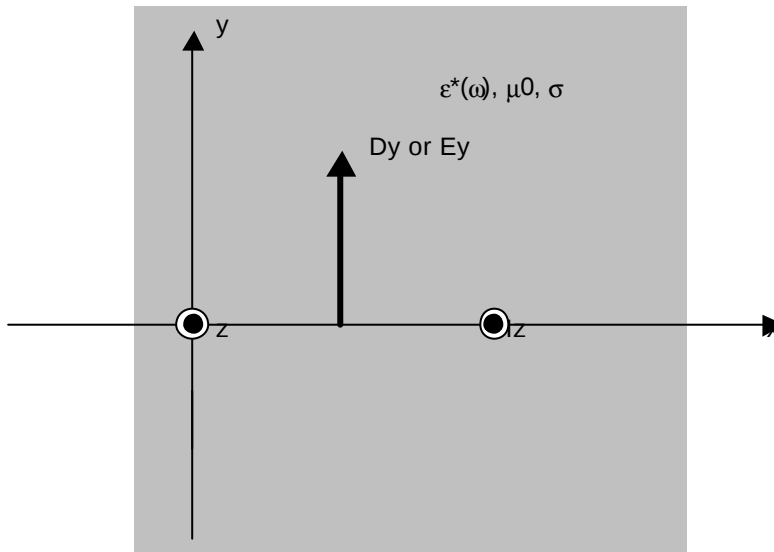
$$\begin{aligned}
D(n\Delta t) &= D^n = e_0 e_\infty \mathbf{E} + e_0 \int_0^{n\Delta t} c(t) \mathbf{E}(n\Delta t - t) dt \\
&= e_0 e_\infty \mathbf{E}^{n+1} + e_0 \sum_{m=0}^n E^{n+1-m} \int_{m\Delta t}^{(m+1)\Delta t} c(t) dt
\end{aligned} \tag{5.26}$$

sedangkan untuk $t=(n+1)\Delta t$ adalah

$$D^{n+1} = e_0 e_\infty \mathbf{E}^{n+1} + e_0 \sum_{m=0}^n E^{n+1-m} \int_{m\Delta t}^{(m+1)\Delta t} c(t) dt \tag{5.27}$$

Untuk mempermudah seperti ditunjukkan pada gambar 5.5, dibahas untuk 1 dimensi yang terhantar ke arah x, yang dengan mudah dapat diperluas 3 dimensi. persamaan (2.1) dilakukan difference menggunakan algorithm Yee dan (2.17 c) sehingga diperoleh²⁰

$$\frac{D_y^{n+1(i)} - D_y^n(i)}{\Delta t} = -\frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2})}{\Delta x} - sE_y^{n+1}(i) \tag{5.28}$$



Gambar 5.5 Hantaran Gelombang Datar dalam Medium Dispersif

Persamaan bagian kiri dapat diubah menggunakan persamaan (5.26) dan (5.27) sehingga diperoleh

²⁰ Step waktu medan listrik dishift ke E^{n+1} , sehingga tidak timbul error nilai.

$$\begin{aligned}
D_y^{n+1}(i) - D_y^n(i) &= e_0 e_\infty [E_y^{n+1}(i) - E_y^n(i)] \\
&+ e_0 c^0 E_y^{n+1}(i) + e_0 \sum_{m=0}^{n-1} E_y^{n-m}(i) [c^{m+1} - c^m] \\
&= (e_0 e_\infty + e_0 c^0) E_y^{n+1}(i) - e_0 e_\infty E_y^n(i) - e_0 \sum_{m=0}^{n-1} E_y^{n-m}(i) \Delta c^m
\end{aligned} \tag{5.29}$$

dimana

$$\begin{cases} c^m = \int_{m\Delta t}^{(m+1)\Delta t} c(t) dt \\ \Delta c^m = c^m - c^{m+1} \end{cases} \tag{5.30}$$

Dengan mensubstitusikan persamaan (5.29) ke (5.28) maka akan diperoleh

$$\begin{aligned}
E_y^{n+1}(i) &= \frac{e_\infty}{\frac{s\Delta t}{e_0} + e_\infty + c^0} E_y^n(i) + \frac{1}{\frac{s\Delta t}{e_0} + e_\infty + c^0} \sum_{m=0}^{n-1} E_y^{n-m}(i) \Delta c^m \\
&- \frac{\Delta t}{\frac{s\Delta t}{e_0} + e_\infty + c^0} \frac{1}{e_0 \Delta t} \left[H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}) \right]
\end{aligned} \tag{5.31}$$

karena tidak terdapat dispersi dalam permittifitas, maka tidak diperlukan perubahan pada medan magnet. Maka akan diperoleh

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}) = H_z^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}) - \frac{\Delta t}{m\Delta x} [E_y^n(i + 1) - E_y^n(i)] \tag{5.32}$$

Untuk dispersi dalam permittifitas, dengan menggunakan (2.2), maka dapat diturunkan persamaan yang sama dengan (5.31). Pada persamaan (5.31) ini tidak perlu dilakukan pengingat nilai medan listrik sebelumnya. Di bawah ini dibahas metoda penurunan *recursive* bagian kanan persamaan (5.31).

Koefisien kepekaan listrik tipe Debey yang ditunjukkan pada persamaan (5.24) dapat ditranform ke time domain dengan mudah, sehingga akan diperoleh persamaan

$$c(t) = \frac{e_s - e_\infty}{t_0} e^{-\frac{t}{t_0}} U(t) \tag{5.33}$$

sehingga persamaan (5.30) menjadi

$$c^m = (e_s - e_0) e^{-\frac{m\Delta t}{t_0}} \left[1 - e^{-\frac{\Delta t}{t_0}} \right] \tag{5.34}$$

$$\Delta c^m = (e_s - e_0) e^{-\frac{m\Delta t}{t_0}} \left[1 - e^{-\frac{\Delta t}{t_0}} \right]^2 \quad (5.35)$$

Karakteristik ini menggambarkan bahwa koefisien kepekaan menurut time domain ditunjukkan secara eksponensial. Dengan kata lain, pada saat koefisien kepekaan frequency domain yang mempunyai kutub 1. Sehingga jumlah medan listrik sebelah kanan (5.31) dapat dinilai menggunakan recursive. Sekarang kita definisikan bahwa

$$y^n(i) = \sum_{m=0}^{n-1} E_y^{n-m}(i) \Delta c^m \quad (5.36)$$

untuk $n=1,2$ akan diperoleh

$$\begin{cases} y^1 = \sum_{m=0}^0 E_y^{1-m} \Delta c^m = E_y^1 \Delta c^0 \\ y^2 = \sum_{m=0}^1 E_y^{2-m} \Delta c^m = E_y^2 \Delta c^0 + E_y^1 \Delta c^1 \end{cases} \quad (5.37)$$

dari persamaan (5.34) dan (5.35) dapat diperoleh

$$\Delta c^{m+1} = e^{-\frac{\Delta t}{t_0}} \Delta c^m \quad (5.38)$$

Dari persamaan di atas pada umumnya diperoleh

$$y^2 = E_y^2 \Delta c^0 + E_y^1 e^{-\frac{\Delta t}{t_0}} \Delta c^0 = E_y^2 \Delta c^0 + e^{-\frac{\Delta t}{t_0}} y^1 \quad (5.39)$$

karena nilai $t=Dt$ dapat dihitung dari medan listrik pada $t=Dt$ dan nilai pada $t=(n-1)Dt$. Hal ini lebih efektif bila dibandingkan dengan menghitung total nilai medan listrik sebelumnya seperti ditunjukkan pada persamaan (5.31).

Metoda ini dapat menggunakan prosedur yang diterangkan di atas walaupun mempunyai banyak kutub, apabila kutub kepekaan listrik *frequency domain*nya hanya satu tingkat saja. Ditambah lagi seperti pada sub bab sebelumnya dengan menggunakan persamaan (5.20), cara pengekspresian *recursive* persamaan (5.18) dapat juga menggunakan cara yang sama seperti di atas.

Kutub ke dua, misalnya koefisien permittifitas kompleks tipe Lorentz adalah

$$y^n = E_n^n \Delta c^0 + e^{-\frac{\Delta t}{t_0}} y^{n-1} \quad (5.40)$$

walaupun sulit, tetapi dapat diselesaikan menggunakan cara yang sama. Tetapi pada medium dispersi yang random tidak dapat dilakukan pengekspresian medan elektromagnet secara *recursive*.

Pada umumnya misalnya koefisien permittifitas kompleks ditunjukkan sebagai persamaan deret seperti di bawah ini dapat saja dilakukan, tetapi sangat rumit. Selain itu pada kenyataannya tidak ada perangkat lunak yang baik dan ditunjukkan dengan menggunakan fungsi deret dari persamaan kompleks random.

$$e_r^*(v) = e_\infty + (e_s - e_\infty) \frac{v_p^2}{v_p^2 + 2jv d_p - v^2} \quad (5.41)$$

$$e_r^*(v) = \frac{b_0(jv)^m + b_1(jv)^{m-1} + \dots + b_m}{a_0(jv)^n + a_1(jv)^{n-1} + \dots + a_m} \quad (5.42)$$

5.4 Medium Inhomogeneous

Pada medium inhomogeneous electric flux density dan medan listrik ditunjukkan menggunakan tensor permittifitas $\bar{\epsilon}$, maka ditunjukkan sebagai

$$D = \epsilon_0 \bar{\epsilon} \mathbf{E} \quad (5.43)$$

dimana rumus ini menjadi lebih rumit. Sampai sub bab terdahulu sudah dapat diketahui bahwa metoda FDTD dapat diturunkan seperti penurunan rumus sebelumnya. Bagi tensor permittifitas seperti pada plasma mempunyai sifat dispersi, sebagai *plasma magnet cold* :

$$\bar{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx}(v) & j\epsilon_{xy}(v) & 0 \\ -j\epsilon_{yx}(v) & \epsilon_{yy}(v) & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz}(v) \end{bmatrix}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon_{xx}(v) = \epsilon_{yy}(v) = 1 - \frac{\left(\frac{v_p}{v}\right)^2 \left[1 - \frac{jv_c}{v}\right]}{\left[1 - \frac{jv_c}{v}\right]^2 - \left(\frac{v_b}{v}\right)^2} \\ \epsilon_{zz}(v) = 1 + \frac{v_p^2}{v(jv_c - v)} \\ \epsilon_{xy}(v) = \epsilon_{yx}(v) = 1 - \frac{\left(\frac{v_p}{v}\right)^2 \frac{v_b}{v}}{\left[1 - \frac{jv_c}{v}\right]^2 - \left(\frac{v_b}{v}\right)^2} \end{array} \right. \quad (5.44)$$

untuk persoalan yang mempunyai 2 dimensi dapat diturunkan seperti telah diterangkan pada sub-bab sebelumnya [3][119][125].

BAB 6 PENUTUP

Dalam buku ini telah dibahas mengenai metoda FDTD untuk menganalisa medan elektromagnet dan antena, dimana dalam penyampaian isi buku ini diusahakan agar para pembaca dengan mudah dan bebas untuk membuat program FDTD. Pembahasan bagian-bagian dasar ada kemungkinan terlalu banyak dibagi-bagi, tetapi apabila kita cukup mengerti bagian ini, maka kita dapat dengan mudah menyusun program dengan mudah bagi masalah-masalah analisa yang sulit.

Pada bagian pembahasan analisa antena ada kemungkinan terlalu pendek keterangan-keterangan yang telah diberikan, tetapi apabila kita dapat menguasai metoda-metoda khusus, seperti metoda pencatutan dan metoda subcell dan lain-lain, maka dengan mudah kita dapat membuat program untuk analisa program. Pada sub-bab pemakaian elemen konstanta kumpul sangat berguna untuk analisa elemen *passive* dan *active* yang berada dalam *plane circuit*. Hal ini digunakan untuk merujuk pemakaian metoda FDTD ke dalam circuit simulator seperti SPICE dan lain-lain.

Dalam buku ini telah ditunjukkan beberapa contoh program, salah satu kelemahan dari pemakaian program FORTRAN adalah cara penulisan rumus-rumus ke dalam bahasa program, jadi apabila ditulis begitu saja, maka program pasti tidak akan jalan. Tetapi apabila kita merujuk pada pustaka-pustaka yang telah disusun di belakang, maka para pemulapun dapat mengerti dengan cepat, selain itu akan mudah pula mengubahnya ke dalam bahasa program. Selain itu dalam buku ini tidak tercantum program FDTD untuk 3 dimensi. Diharapkan para pembaca dapat mengerti isi dari metoda FDTD ini, lalu setidaknya membuat program sendiri sekali saja. Walaupun kita dapat membeli program FDTD dari pasar, tetapi penulis mohon para pembaca berusaha membuat program FDTD sendiri, sehingga pembaca dapat mengerti urutan kerja dalam program FDTD. Bagi pembaca yang betul-betul ingin mendapatkan program FDTD, silakan baca *footnote* bab 1 atau tabel di akhir bab ini.

Metoda apakah yang paling tepat untuk menganalisa mdan elektromagnet dan antena ? Jawaban yang tepat untuk ini tidaklah ada. Karena tergantung dari permasalahan apa yang akan kita analisa.

Apabila kita dengan mudah melakukan analisa hamburan gelombang datar dari bola atau silinder menggunakan fungsi khusus, maka kita tidak perlu menggunakan metoda *numerical analysis*. Tetapi apabila kita mengetahui solusi analisa tetapi kita harus melakukan analisa fungsi yang rumit dan integral yang konvergensinya lambat, maka kita lebih baik menggunakan cara *numerical analysis*. Dan pasti pada saat kita menyelesaikan permasalahan sulit harus menggunakan pendekatan *numerical analysis*. Dimana dalam permasalahan ini tidak dapat melakukan pendekatan secara fisik, oleh karena itu dari hasil *numerical* memerlukan pemikiran yang lebih mendalam.

Walaupun metoda FDTD merupakan metoda yang dapat menyelesaikan permasalahan yang sulit dengan mudah, tetapi di dunia ini tidak ada metoda yang dapat menyelesaikan masalah secara keseluruhan. Misalnya metoda *moment* digunakan untuk menganalisa antena batang dan benda-benda yang berbentuk batang. Metoda *moment* juga sangat baik untuk menyelesaikan permasalahan hambur dari benda yang berstruktur sederhana terhadap sumber gelombang yang banyak. Hal ini dapat dilakukan karena dengan melakukan penghitungan matrik impedance sekali dan melakukan pengubahan bagian vektor tegangan, maka hal ini dapat berlaku untuk sumber tegangan apa saja. Selain itu FDTD tidak dapat digunakan untuk menganalisa permasalahan hamburan dari benda yang panjang gelombangnya lebih besar dari benda. Untuk menyelesaikan masalah ini digunakan metoda pendekatan gelombang frekuensi tinggi seperti metoda GTD. Tetapi GTD merupakan metoda yang rumit untuk menyelesaikan analisa benda yang berstruktur rumit.

Selain metoda FDTD dikenal pula metoda *Finite Element*. Apakah perbedaan dari kedua metoda ini ? Perbedaan yang mendasar adalah metoda *finite element* menggunakan metoda analisa frekuensi domain untuk menghitung matrik, sedangkan metoda FDTD pada dasarnya merupakan

metoda analisa time domain yang menggunakan cara *difference*. Untuk mengubah dari karakteristik waktu ke frekuensi dapat dilakukan dengan menggunakan *Fourier Transform* maupun sebaliknya, tetapi secara *numerical* hal ini tidak mudah untuk direalisasikan. Misalnya pada saat menggunakan metoda finite element untuk mendapatkan karakteristik pulse respons diperlukan penghitungan matrik tiap frekuensi, jadi perlu dilakukan *Fourier Transform* FFT yang dipakai sebagai *numerical Fourier transform* tidak selalu merupakan metoda penghitungan yang akurasi tinggi. Pada umumnya hanya beberapa digit saja yang dapat dijamin keakurasiannya. Jadi perlu dilakukan pembagian pemakaian metoda disesuaikan dengan permasalahannya. Contohnya untuk menganalisa wave mode *waveguide* dapat digunakan metoda *Finite Element*, sedangkan untuk menganalisa antena akan lebih akurat bila menggunakan FDTD. Karena pemakaian bagian pencatutan pada analisa antena sangatlah penting, dimana pemodelannya akan lebih mudah dilakukan dengan menggunakan metoda FDTD dan sangat sulit bila kita menggunakan metoda *Finite Element*.

Hal di atas merupakan penyelesaian menggunakan metoda FDTD, penelitian untuk menganalisa ini semua sangat berkembang saat ini, dapat dikatakan pula merupakan metoda yang masih mempunyai kemungkinan untuk berkembang pesat. Untuk lebih detailnya silakan rujuk ke beberapa pustaka yang ditulis di belakang buku ini.

Tabel 3 Keterangan Lengkap Pengarang dan Isi Metoda FDTD

Pengarang	Judul	Penerbit	Karakteristik	Keterangan
K.S. Kunz R.J. Luebbers	The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics	CRC Press, 1993, Boca Raton, FL	• Teksbook pertama mengenai FDTD • Metoda Scattered Field FDTD • Dibahas analisa antena handphone • Dibahas rinci mengenai metoda Frequency Dependent FDTD • Terlampir Program Metoda 3D-FDTD • Untuk pengetahuan menengah	Pustaka [3]
A.Taflove	Computational Electromagnetics : Finite	Artech House, 1995, Norwood, MA	• Pembahasan metoda FDTD	Pustaka [4]

	Difference Time Domain Method		secara rinci • Pembahasan masing-masing teknik • Pembahasan Syarat Batas Serap (termasuk PML) • Diterangkan teknik dari awal sampai kemajuan sekarang ini • Secara handbook • Dicantumkan pustaka secara lengkap	
K.L. Shlager J.B. Shneider	A Selective Survey of the Finite-Difference Time Domain Literature	IEEE Antenna and Propagation Magazine, Vol.37, No.4, pp.39-56, 1995	• Pembahasan FDTD • Kecenderungan teknik yang berkembang sekarang ini • Pembagian pustaka	Pustaka [2]
R.Luebbers	Three-Dimensional Cartesian-Mesh Finite Difference Time Domain Codes	IEEE Antenna and Propagation Magazine, Vol.36, No.6, pp.66-71, 1994	• Memperkenalkan metoda metoda XFDTD (lihat pembahasan di bab 1)	Pustaka [7]
Hashimoto S. Abe T.	FDTD Introduction	Morikita Publishing	• Untuk pemula • Rinci mengenai waveguide • Program terlampir	Pustaka [129]
Uno Toru	Electromagnetics Wave and	Corona Publishing	• Untuk pemula dan	

	Antenna Analysis using FDTD method		menengah • Untuk praktek	
Adachi Saburo Zawatani H. Uno Toru	Moment method and FDTD method to analyze Electromagnetic wave	Morikita Publishing	• untuk pembaca kelas pemula dan menengah	

Tabel 4 Informasi Mengenai Metoda FDTD

Address	Karakteristik
http://www.emclab.umn.edu/aces	* Home page dari Applied Computational Electromagnetic Society * Memperkenalkan perangkat lunak analisa medan elektromagnet dan cara mendapatkannya (termasuk metoda FDTD)
http://www.brunel.ac.uk	* Homepage Brunel British University * Memperkenalkan metoda FDTD dan informasi mengenai proyek pengembangannya * Memperkenalkan kondisi perkembangan metoda numerical analysis
http://www.remcominc.com	* Homepage perusahaan XFDTD * Contoh Analisa (tipe JPEG) * Contoh beberapa demo (tipe execute)
ftp.emclab.ee.umn.edu/pub/aces/psufd	* Program metoda FDTD 3 dimensi dari prof. R. Luebbers * Pustaka [3] dan [7]
ftp.eecs.wsu.edu/pub/FDTD	* Pustaka FDTD (tipe BibTex) * Sama dengan pustaka [2] * Pustaka rujukan pustaka ini.

DAFTAR PUSTAKA

1. K. S. Yee, "Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwells Equations in Isotropic Media," IEEE Trans. Antennas Propagation, AP-14, 4, pp.302-307, 1966.
2. K.L. Shlager and J.B. Shneider,"A Selective Survey of the Finite Difference Time Domain Literature,"IEEE Antennas and Propagation Magazine, 37, 4, pp.39-56, 1995.
3. K.S. Kunz and R.J. Luebbers, The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics, Boca Raton, FL, CRC Press, 1993.
4. A. Taflove, Computational Electrodynamics : The Finite Difference Time Domain Method, Norwood, MA, Artech House, 1995.
5. W.C. Chew, Waves and Fields in Inhomogeneous Media, New York, Van Nostrand Reinhold, 1990, pp.235-256 (now published by IEEE Press).
6. Yoshida, "Finite Difference Time Domain Method," IEICE, Yamashita, Denjiha Mondai Kaiseki no Jissai, 2nd Chapter, pp.41-91, Corona.
7. R. Luebbers, "Three Dimensional Cartesian Mesh Finite Difference Time Domain Codes," IEEE Antennas and Propagation Magazine, 36, 6, pp.66-71, Dec. 1994.
8. D.E. Merewether,"Transient Currents on a Body of Revolution by an Electromagnetic Pulse," IEEE Transaction on Electromagnetics Compatibility, EMC-13, 2, pp.41-44, 1971.
9. B. Engquist and A. Majda,"Absorbing Boundary Conditions for the Numerical Simulation of Waves," Mathematics of Computation, 31, 629-651, 1977.
10. E. L. Lindman, "Free Space Boundary Conditions for the Time Dependent Wave Equation," Journal of Computational Physics, 18, pp.66-78, 1975.
11. G. Mur, "Absorbing Boundary Conditions for the Finite Difference Approximation of the Time Domain Electromagnetic Field Equation," IEEE Transaction on Electromagnetic Compatibility, EMC-23, 4, pp.377-382, 1981.
12. R. L. Higdon,"Absorbing Boundary Conditions for Difference Approximations to the Multi Dimensional Wave Equation," Mathematics of Computation, 47, 176, pp.437-459, 1986.
13. R.L. Higdon, "Numerical Absorbing Boundary Conditions for the Wave Equation," Mathematics of Computation, 49, 179, pp.65-90, 1987.
14. Z. P. Liao, H.L. Wong, B.P. Yang, and Y.F. Yuan,"A transmitting Boundary for Transient Wave Analysis," Science Sinica, Series A, 27, 10, pp. 1063-1076, 1984.
15. R. G. Keys,"Absorbing Boundaty Conditions for Acoustic Media," Geophysics, 50, 6, pp. 892-902, 1985.
16. C. Rappaport and L. Bahrmassel,"An Absorbing Boundary Condition Based on Anechoic Absorber for EM Scattering Computation," Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 6, 12, pp. 1621-1634, 1992.

17. C. M. Rappaport and T. Gurel, "Reducing the Computational Domain for FDTD Scattering Simulation using the Sawtooth Anechoic Chamber ABC, IEEE Transaction on Magnetics, MAG-31, 3, pp. 1546-1549, 1995.
18. J. P. Berenger, "A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves," Journal of Computational Physics, 114, 1, pp.185-200, 1994.
19. W.C. Chew and W.H. Weedon, "A 3D Perfectly Matched Medium from Modified Maxwell's Equations with Stretched Coordinates," Microwave and Optical Technology Letters, 7, 13, pp. 599-604, 1994.
20. D. S. Katz, E. T. Thiele and A. Taflov, "Validation and Extension to Three Dimensions of the Berenger PML Absorbing Boundary Condition for FDTD Meshes," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 4, 8, pp. 268-270, 1994.
21. C.E. Reuter, R. M. Joseph, E. T. Thiele, D.S. Katz and A. Taflov, "Ultrawideband Absorbing Boundary Condition for Termination of Waveguiding Structures in FDTD Simulations," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 4, 10, pp. 344-346, 1994.
22. R. Mittra and U. Pikel, "A New Look at the Perfectly Matched Layer (PML) Concept for the Reflectionless Absorption of Electromagnetic Waves," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 5, 3, pp. 84-86, 1995.
23. E. A. Navarro, C. Wu, P. Y. Chung, and J. Litva, "Application of PML Superabsorbing Boundary Condition to Non-Orthogonal FDTD Method," Electronics Letters, 30, 20, pp. 1654-1656, 1994.
24. C. Wu, E. A. Navarro, P. Y. Chung, and J. Litva, "Modelling of Waveguide Structures Using the Nonorthogonal FDTD Method with a PML Absorbing Boundary," Microwave and Optical Technology Letters, 8, 4, pp. 226-228, 1995.
25. C. M. Rappaport, "Perfectly Matched Absorbing Boundary Conditions Based on Anisotropic Lossy Mapping of Space," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 5, 3, pp. 90-92, 1995.
26. J. De. Moerloose and M. A. Stuchley, "Behaviour of Berenger's ABC for Evanescent Waves," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 5, 10, pp. 344-346, 1995.
27. R. W. Ziolkowski, N.K.Madsen and R. C. Carpenter, "Three-Dimensional Computer Modeling of Electromagnetic Fields : A Global Lookback Lattice Truncation Scheme," Journal of Computational Physics, 50, pp. 360-408, 1983.
28. J.C. Olivier, "On the Synthesis of Exact Free Space Absorbing Boundary Conditions for the Finite-Difference Time Domain Method," IEEE Trans. Antennas and Propagation, AP-40, 4, pp.456-459, 1992.
29. J.De Moerloose and D. De Zutter, "Surface Integral Representation Radiation Boundary Condition for the FDTD Method," IEEE Trans. Antennas and Propagation, AP-41, 7, pp. 890-896, 1993.
30. E.N.M. Tromp and J.C. Olivier, "Synthesis of Absorbing Boundary Conditions for the FDTD Method : Numerical Results," IEEE Trans. Antennas and Propagation, AP-43, 2, pp.213-215, 1995.

31. K.K. Mei and J.Fang, "Superabsorption-A Method to Improve Absorbing Boundary Conditions," IEEE Trans. Antennas and Propagation, AP-40, 9, pp.1001-1010, 1992.
32. F. Moglie, T. Rozzi, P. Marcozzi and A. Schiavoni, "A New Termination Condition for the Application of FDTD Techniques to Discontinuity Problems in Close Homogeneous Waveguide," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-2, 12, pp.475-477, 1992.
33. E. A. Navarro, L.Gallart, J.L. Cruz, B. Gimeno and V. Such, "Accurate Absorbing Boundary Conditions for the FDTD Analysis of HPlane Waveguide Discontinuities," IEE Proceedings, 141H, 1, pp.59-61, 1994.
34. E.A. Viela, J. A. Pereda, A. Prieto, and A. Vegas, "FDTD multimode Characterization of Waveguide Devices using Absorbing Boundary Conditions for Propagating and Evanescent Modes," IEEE Trans. Microwave and Guided Wave Letters, 4, 6, pp.160-162, 1994.
35. C. J. Railton, E. M. Daniel, D. L. Paul, and J.P. McGeehan, "Optimized Absorbing Boundary Conditions for the Analysis of Planar Circuits using the Finite Difference Time Domain Method," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-41, 2, pp.290-297, 1993.
36. V. Betz and R. Mittra, "A Boundary Condition to Absorb both Propagating and Evanescent Waves in a Finite Difference Time Domain Simulation," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 3, 6, pp.182-184, 1993.
37. J. Fang, "Absorbing Boundary Conditions Applied to Model Wave Propagation in Microwave Integrated-Circuits," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-42, 8, pp.1506-1513, 1994.
38. Z.Q. Bi, K.L.Wu, and J. Litva, "A Dispersive Boundary Condition for Microstrip Component Analysis using the FDTD Method," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, 40, pp.774-777, 1992.
39. D. Givoli, "Non-reflecting Boundary Condition," J. Computation A1 Physics, 94, pp.1-29, 1991.
40. J. G. Blaschak and G.A. Kriegsmann, "A Comparative Study of Absorbing Boundary Conditions," Journal of Computational Physics, 77, pp.109-139, 1988.
41. T. G. Moore, J. G. Blaschak, A. Taflove and G. A. Kriegsmann, "Theory and Application of Radiation Boundary Operators," IEEE Trans. Antennas Propagation, AP-36, 12, pp.1797-1812, 1988.
42. C.J. Railton and E. M. Daniel, "A Comparison of the Properties of Radiating Boundary Conditions in the FDTD Method for Finite Discretisation and Non-Planar Waves," IEEE Trans. Antennas and Propagation, AP-42, 2, pp.276-281, 1994.
43. W.V. Andrew, C.A. Balanis and P. A. Tirkas, "A Comparison of the Berenger Perfectly Matched Layer and the Lindman Higher-Order ABC's for the FDTD Method," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 5, 6, pp.192-194, 1995.

44. C.J. Railton and E. M. Daniel, "Comparison of the Effect of Discretisation on Absorbing Boundary Algorithms in Finite Difference Time Domain Method," *Electronics Letters*, 28, 20, pp. 1891-1893, 1992.
45. V. Betz and R. Mittra, "Comparison and Evaluation of Boundary Conditions for the Absorption of Guided Waves in an FDTD Simulation," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 2, 12, pp. 499-501, 1992.
46. R. Holland, "Finite Difference Time Domain (FDTD) Analysis of Magnetic Diffusion," *IEEE Trans. Electromagnetics Compatibility*, 36, 1, pp.32-39, 1994.
47. A. Taflove, "Review of the Formulation and Applications of the Finite Difference Time Domain Method for Numerical Modeling of Electromagnetic Wave Interactions with Arbitrary Structures," *Wave Motion*, 10, 6, pp. 547-582, 1988.
48. A. Taflove and M.E. Brodwin, "Numerical Solution of Steady State Electromagnetic Scattering Problems using the Time Dependent Maxwell's Equations," *IEEE Trans. Microwave Theory Techniques*, MTT-23, 8, pp.623-630, 1975.
49. R. J. Luebbers, F. Hunsberger, K. S. Kunz, R. B. Standler and M. Schneider, "A Frequency Dependent Finite Difference Time Domain Formulation for Dispersive Materials," *IEEE Trans. Electromagnetics Compatibility*, EMC-32, 3, pp. 222-227, 1990.
50. R. Luebbers, K. Kumagai, S. Adachi, and T. Uno, "FDTD Calculation of Transient Pulse Propagation Through a Nonlinear Magnetic Sheet," *IEEE Trans. Electromagnetics Compatibility*, 35, 1, pp.90-94, 1993.
51. R. Luebbers, T. Uno, and K. Kumagai, "Comments on Pulse Propagation in a Linear, Causally Dispersive Medium," *Proceeding IEEE*, 81, 4, pp.631-639, 1993.
52. R. Holland, "THREDE : A Free-Field EMP Coupling and Scattering Code," *IEEE Trans. Nuclear Science*, NS-24, 6, pp. 2416-2421, 1977.
53. R. Holland, L. Simpson and K. Kunz, "Finite-Difference Analysis of EMP Coupling to Lossy Dielectric Structures," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, EMC-22,3, pp. 203-209, 1980.
54. D. E. Merewether, R. Fisher and F. W. Smith, "On Implementing a Numeric Huygen's Source Scheme in a Finite Difference Program to Illuminate Scattering Bodies," *IEEE Trans. Nuclear Science*, NS-27, 6, pp. 1829-1833, 1980.
55. A. Taflove and K. Umashankar, "Radar Cross Section of General Three-Dimensional Scatterers," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, EMC-25, 4, pp. 433-440, 1983.
56. R. Holland and J. W. Williams, "Total-Field Versus Scattered-Field Finite-Difference Codes: A Comparative Assessment," *IEEE Trans. Nuclear Science*, NS-30, 6, pp. 4583-4588, 1983.
57. J. Fang, "Time Domain Finite Difference Computation for Maxwell's Equations," PhD thesis, University of California at Berkeley, Berkeley, CA, 1989.

58. R. J. Luebbers, K. S. Kunz, M. Schneider and F. Hunsberger, " A Finite-Difference Time-Domain Near Zone to Far Zone Transfformation, "IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-39, 4, pp. 429-433, 1991.
59. R. J. Luebbers, D. Ryan and J. Beggs, " A Two-Dimensional Time-Domain Near Zone to Far-Zone Transformation, "IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-40, 7, pp. 848-851, 1992.
60. J. J. Boonzair and C. W. I. Pistorius, "Thin-Wire Dipoles - A Finete-Difference Time-Domain approach, " Electronics Letters, 26, 22, pp. 1891-1892, 1990.
61. J. J. Boonzaier and C. W. I. Pistorius, "Thin-Wire Yagi Antenna Radiation Patterns Using the Finite-Difference Time-Domain Method, " Microwave and Optical Technology Letters, 4, 8, pp. 311-313, 1991.
62. R. Luebbers and K. Kunz, " Finite Difference Time Domain Calculations of Antenna Mutual Coupling, " IEEE Trans. Electromagn. Compat., EMC-34, 3, pp. 357-359, 1992.
63. R. J. Luebbers and J. Beggs, "FDTD Calculation of Wide-Band Antenna Gain and Efficiency," IEEE Trans. Antennas Propagat., Ap-40, 11, pp. 1403-1407, 1992.
64. R. Luebbers, L. Chen, T. Uno and S. Adachi, "FDTD Calculation of Radiation Patterns, Impedance, and Gain for Monopole Antenna on a Conducting Box," IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-40, 12, pp. 1577-1583, 1992.
65. M. A. Jensen and Y. Rahmat-Samii, "Performance Analysis of Antannas for Hand-Held Transceivers Using FDTD, IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-42, 8, pp. 1106-1113, 1994.
66. A. Reineix and B. Jecko, " Analysis of Microstrip Patch Antennas Propagat., AP-37, 11, pp. 1361-1369, 1989.
67. P. Leveque, A. Reineix and B. Jecko, "Modelling Dielectric Losses in Microstrip Patch Antennas: Application of FDTD Method, " Electronics Letters, 28, 6, pp. 539-540, 1992.
68. C. Wu, K. -L. Wu, Z. -Q. Bi and J. Litva, "Accurate Characterization of Planar Printed Antennas Using Finite-Difference Time-Domain Method," IEEE Trans, Antennas Propagat., AP -40, 5, pp. 526-533, 1992.
69. K. Uehara and K. Kagoshima, "FDTD Method Analysis of Mutual Coupling Between Microstrip Antennas," IEICE Trans. Communications, E76-B, 7, pp. 762-764, 1993.
70. T. Kashiwa, T. Onishi and I. Fukai, " Analysis of Microstrip Antennas on Curved Surface Using the Conformal Grids Fd-TD Method," IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-42, 3, pp. 423-427, 1994.
71. Y. Qian, S. Iwata and E. Yamashita, " Optimal Design of an Offset-Fed, Twin-Slot Antenna Element for Millimeter-Wave Imaging Arrays," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 4, 7, pp. 232-234, 1994.
72. A. Reineix and B. Jecko "A Time Domain Theoretical Method for the Analysis of Microstrip Antennas Composed by Slots," Annales des Telecommunications, 48, 1/2, pp. 29-34, 1993.

73. A. Reineix, J. Paillol and B. Jecko, "FDTD Method Applied to the Study of Radar Cross Section of Microstrip Patch Antennas," *Annales des Telecommunications*, 48, 11/12, pp. 589-593, 1993.
74. A. Reineix, C. Melon, T. Monediere and F. Jecko, "The FDTD Method Applied to the Study of Microstrip Patch Antennas with a Biased Ferrite Substrate," *Annales des Telecommunications*, 49, 3/4, pp. 137-142, 1994.
75. K. R. Umashankar, A. Taflove and B. Beker, " Calculation and Experimental Validation of Induced Currents on Coupled Wires in an Arbitrary Shaped Cavity," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Ap-35, 11, pp. 1248-1257, 1987.
76. C. M. Furse and O. P. Gandhi, "Why the DFT is Faster Than the FFT for FDTD Time-to-Frequency Domain Conversions," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 5, 10, pp. 326-328, 1995.
77. R. Yamaguchi, K. Sawaya, Y. Fujino, and S. Adachi, "Effect of Dimentsion of Conducting Box on Radiation Pattern of a Monopole Antenna for Portable Telephone," *IEICE Trans. Commun.*, E76-B, 12, pp. 1526-1531, 1993.
78. R. Yamaguchi, K. Sawaya, Y. Fujino, and S. Adachi, "Effect of Dimension of Conducting Box on Radiation Pattern of a Monopole Antenna for Portable Telephone," *IEICE Trans. Commun.*, E76-B, 12, pp. 1526-1531, 1993.
79. ---- , T. Uno, S. Adachi," The Analysis of Antennas on Handphone using FDTD," *Japan Simulation Association*, 14th IEE Proceeding, pp. 129-134, 1993.
80. W. Sui, D. A. Christensen and C. H. Durney, "Extending the Two-Dimensional FD-TD Method to Hybrid Electromagnetic Systems with Active and Passive Lumped Elements," *IEEE Trans. Microwave Theory Techniques*, MTT-40, 4, pp. 724-730, 1992.
81. M. Piket-May, A. Taflove and J. Baron, "FD-TD Modeling of Digital Signal Propagation In Three-Dimensional Circuitswith Passive and Active Loads," *IEEE Trans. Microwave Theory Techniques*, MTT-42, 8, pp. 1514-1523, 1994.
82. R. luebbers, j. beggs and k. chamberlin, (tm)finite-difference Time-Domain Calculation of Transients in Antennas with Nonlinear Loads," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-41, 5, pp. 566-573, 1993.
83. V. A. Thomas, M. E. Jones, M. Piket-May, A. Taflove and E. Harrigan, "The Use of SPICE Lumped Circuits as Sub-grid Models for FDTD Analysis," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 4, 5, pp. 141-143, 1994.
84. R. Holland, "Finite Difference Solutions of Maxwell's Equations in Generalized Nonorthogonal Coordinates," *IEEE Trans. Nuclear Science*, NS-30,6 pp. 4589-4591, 1983.
85. M. Fusco, "FDTD Algorithm in Curvilinear Coordinates, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-38, 1, pp. 76-89, 1990.
86. M. A. Fusco, M. V. Smith and L. W. Gordon, "A Three-Dimensional FDTD Algorithm in Curvilinear Coordinates," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-39, 10, pp. 1463-1471, 1991.

87. J.-F. Lee, R. Palandech and R. Mittra, "Modeling Three-Dimensional Discontinuities in Waveguides Using Non-Orthogonal FDTD Algorithm," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-40, 2, pp. 346-352, 1992.
88. J.-F. Lee and R. Palandech and R. Mittra, "Corrections to Modeling Three-Dimensional Discontinuities in Waveguides Using Non-Orthogonal FDTD Algorithm," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-40, 8, pp. 1736, 1992.
89. P. H. Harms, J.-F. Lee and R. Mittra, "A Study of the Nonorthogonal FDTD Method Versus the Conventional FDTD Technique for Computing Resonant Frequencies of Cylindrical Cavities," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-40, 4, pp. 741-742, 1992.
90. P. H. Harms, J.-F. Lee and R. Mittra, "Corrections to A Study of the Nonorthogonal FDTD Method Versus the Conventional FDTD Technique for Computing Resonant Frequencies of Cylindrical Cavities," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-40, 11, pp. 2115-2116, 1992.
91. E. A. Navarro, C. Wu, P. y. Chung and J. Litva, "Some Considerations About the Finite Difference Time Domain Method in General Curvilinear Coordinates," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 4, 12, pp. 396-398, 1994.
92. K. K. Mei, A. Cangellaris and D. J. Angelakos, "Conformal Time Domain Finite Difference Method," Radio Science, 19,5, pp. 1145-1147, 1984.
93. K. S. Yee, J. S. Chen and A. H. Chang, "Conformal Finite-Difference Time-Domain (FDTD) with Overlapping Grids," IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-40, 9, pp. 1068-1075, 1992.
94. K. S. Yee and J. S. Chen "Conformal Hybrid Finite Difference Time Domain and Finite Volume Time Domain," IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-42, 10, pp. 1450-1455, 1994.
95. N. K. Madsen, "Divergence Preserving Discrete Surface Integral Methods for Maxwell's Curl Equations Using Non-Orthogonal Unstructured Grids," Journal of Computational Physics, 119, pp. 34-35, 1995.
96. T. G. Jurgens, A. Taflove, K. Umashankar and T. G. Moore, "Finite-Difference Time-Domain Modeling of Curved Surfaces," IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-40, 4, pp. 357-366, 1992.
97. Yiwei He, T. Uno, S. Adachi, "FDTD Analysis of Two Dimensional Transient Scattering of Cylindrical Wave by Conducting Objects Buried in the Ground," IEICE B-II, Vol. J76-B-II, No. 4, pp. 245-252, 1993.
98. T. G. Jurgens and A. Taflove, "Three Dimensional Contour FDTD Modeling of Scattering from Single and Multiple Bodies," IEEE Trans. Antennas Propagation, AP-40, 1, pp. 38-48, 1992.
99. J. G. Maloney and G. S. Smith, "The Use of Surface Impedance Concepts in the Finite-Difference Time-Domain Method," IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-40, 1, pp. 38-48, 1992.
100. J. H. Beggs, R. J. Luebbers, K. S. Yee and K. S. Kunz, "Finite-Difference Time-Domain Implementation of Surface Impedance Boundary Condition," IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-40, 1, pp. 49-56, 1992.

101. K. S. Yee, K. Shlager and A. H. Chang, "An Alogarithm to Implement a Surface Impedance Boundary Condition for FDTD," IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-40, 7, pp. 833-837, 1992.
102. T. Kashiwa, O. Chiba and I. Fukai, "A Formulation for Surface Impedance Boundary Conditions Using the Finite-Difference Time-Domain Method," Microwave and Optical Technology Letters, 5, 10, pp.486-490, 1992.
103. S. Kellali, B. Jecko and A. Reineix, "Implementation of a Surface Impedance Formalism at Oblique Incidence in FDTD Method," IEEE Trans. Electromagn. Compat., EMC-35, 3, pp. 347-356, 1993.
104. S. Kellali, B. Jecko and A. Reineix, "Surface Independance Boundary Condition at Oblique Incidence in FDTD," Annales des Telecommunications, 48, 5/6, pp. 268-276, 1993.
105. C. F. Lee, R. T. Shin and J. A. Kong, "Time Domain Modeling of Impedance Boundary Condition," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-40, 9, pp. 1847-1850, 1992.
106. B. Z. Wang, "Time-Domain Modeling of the Impedance Boundary Condition for an Oblique Incident Parallel-Polarization Plane Wave," Microwave and Optical Technology Letters, 7, 1, pp. 19-22, 1994.
107. B. Z. Wang, "Time-Domain Modeling of the Impedance Boundary Condition for an Oblique Incident Perpecindicular-Polarization Plane Wave," Microwave and Optical Technology Letters, 7,8,pp. 1326-1328, 1990.
108. T. Kashiwa, N. Yoshida and I. Fukai, "A Treatment by the Finite-Difference Time-Domain Method of the Dispersive Characteristics Associated with Orientation Polarization," Trans.s IEICE, E73, 8, pp. 1326-1328, 1990.
109. T. Kashiwa and I. Fukai, "A Threatment by the FD-TD Method of the Dispersive Characteristics Associated with Electronic Polarization," Microwave and Optical Technology Letters, 3, 6, pp. 203-205, 1990.
110. T. Kashiwa, Y. Ohtomo and I. Fukai, "A Finite-Difference Time-Domain Formulation for Transient Propagation in Dispersive Media Associated with Cole-Cole's Circular ARC Law," Microwave and Optical Technology Letters, 3, 12, pp. 416-419, 1990.
111. R. M. Joseph, S. C. Hagness and A. Taflove, "Direct Time Integration of Maxwell's Equations in Linear Dispersive Media with Absorption for Scattering and Propagation of Femtosecond Electromagnetic Pulses," Optics Letters, 16, 9, pp. 1412-1414, 1991.
112. P. M Goorjian and A. Taftlove, "Direct Time Integration of Maxwell's Equations in Nonlinear Dispersive Media for Propagation and Scattering if Femtosecond Electromagnetic Solitons," Optic Letters, 17,3, pp. 180-182, 1992.
113. O. P. Gandhi, B. Q. Gao, and J. Y. chen, "A Frequency-Dependent Finite-Difference Time-Domain Formulation for Induced Current Calculations in Human Beings," Bioelegtromagnetics, 13, 6, pp. 543-566, 1992.

114. O. P. Gandhi, B. Q. Gao and J. Y. Chen, "A Frequency-Dependent Finite-Difference Time-Domain Formulation for General Dispersive Media," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-41, 4, pp. 658-665, 1993.
115. L. J. Nickisch and P. M. Franke, "Finite-Difference Time-Domain Solution of Maxwell's Equations for the Dispersive Ionosphere," IEEE Antennas Propagation Magazine, 34, 5, pp. 33-39, 1992.
116. J. L. Young, "A Full Finite Difference Time Domain Implementation for Radio Wave Propagation in a Plasma," Radio Science, 29, 6, pp. 1513-1522, 1994.
117. R. J. Luebbers, F. Hunsberger and K. S. Kunz, "A Frequency-Dependent Finite-Difference Time-Domain Formulation for Transient Propagation in Plasma," IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-39, 1, pp. 29-34, 1991.
118. R. J. Luebbers and F. Hunsberger, "FDTD for Nth-Order Dispersive Media," IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-40, 11, pp. 1297-1301, 1992.
119. F. Hunsberger, R. J. Luebbers and K. S. Kunz, "Finite-Difference Time-Domain Analysis of Gyrotropic Media. I Magnetized Plasma" IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-40, 12, pp. 1489-1495, 1992.
120. R. Luebbers, D. Steich and K. Kunz, "FDTD Calculation of Scattering from Frequency-Dependent Materials," IEEE Trans. Antennas Propagat., AP - 41, 9, pp. 1249-1257, 1993.
121. R. Pontalti, L. Cristoforetti, R. Antoloni and L. Cescatti, "A Multi-Relaxation (FD)2-TD Method for Modeling Dispersion in Biological Tissues," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-42, 3, pp. 526-527, 1994.
122. C. Melon, P. Leveque, T. Monediere, A. Reineix and F. Jecko, "Frequency Dependent Finite-Difference-Time-Domain Formulation Applied to Ferrite Material," Microwave and Optical Technology Letters, 7, 12, pp. 577-579, 1994.
123. D. M. Sullivan, "A Frequency-Dependent FDTD Method for Biological Applications," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-40, 3, pp. 532-539, 1992.
124. P. J. Hum, M. S. Leong, P. S. Kooi and T. S. Yeo, "(FD)2-TD and Experimental Comparison for a Cylindrical Cavity with Lossy Dielectric," Microwave and Optical Technology Letters, 6, 15, pp. 869-871, 1993.
125. F. Hunsberger, "Extension of the Finite Difference Time-Domain Method to Gyrotropic Media," Ph. D. dissertation, The Pennsylvania State University, University Park, 1991.
126. Yoshida S. "FDTD Introduction", 3rd, 4th IEICE Workshop, 1995, 1996.
127. M. Moghaddam and W. C. Chew, "Stabilized Liao's Absorbing Boundary Conditions Using Single Precision Arithmetic," 1991-IEEE AP -S Int. Symp. Digest, London, Canada, pp. 430-433, 1991.

128. Z. Wu and J. Fang, "Numerical Implementation and Performance of Perfectly Matched Layer Boundary Condition for Waveguide Structure," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 43, 12, pp. 2678-2683, 1995.
129. Hashimoto, Abe, "FDTD Introduction," Morikita Publishing, 1996.

DAFTAR PUSTAKA LAINNYA

(1) Grid Tegak Lurus

130. A. C. Cangellaris and D. B. Wright, "Analysis of the Numerical Error Caused by Stepped Approximation of a Conducting Boundary in FDTD Simulations of Electromagnetic Phenomena," IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-39, 10, pp. 1518-1525, 1991.
131. R. Holland, "Pitfalls of Staircase Meshing," IEEE Trans. Electromagn. Compat., EMC-35, 4, pp. 434-439, 1993.
132. R. Holland, "THREDS: A Finite-Difference Time Domain EMP Code in 3D Spherical Coordinates," IEEE Trans. Nuclear Science, NS-30, 6, pp. 4592-4595, 1983.
133. K. S. Kunz and K. M. Lee, "A Three-Dimensional Finite Difference Solution of the External Response of an Aircraft to a Complex Transient EM Environment: The Method and Its Implementation," IEEE Trans. Electromagn. Compat., EMC-20, 2, pp. 328-333, 1978.
134. K. S. Kunz and K. M. Lee, "A Three Dimensional Finite-Difference Solution of the External Response of an Aircraft to a Complex Transient EM Environment : I – the Method and Its Implementation," IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, EMC-20, 2, pp. 328-333, 1978.
135. P. Monk and E. Suli, "A Convergence Analysis of Yee's Scheme on Non Uniform Grids," SIAM Journal of Numerical Analysis, 31, 2, pp. 393-412, 1994.
136. P. Monk and E. Suli, "Error Estimates for Yee's Method on Non Uniform Grids," IEEE Trans. Magnetics, 30, 5, pp. 3200-3203, 1994.
137. J. C. Kasher and K. S. Yee, "A Numerical Example of a two dimensional Scattering Problem using a subgrid," Applied Computational Electromagnetics Society Journal and Newsletter, 2, 2, pp. 75-102, 1987.
138. I. S. Kim and W. J. R. Hoefer, "A Local Mesh Refinement Algorithm for the Time Domain Finite Difference Method using Maxwell's Curl Equation," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-38, 6, pp. 812-815, 1990.
139. S. S. Zivanovic, K. S. Yee, and K. K. Mei, "A Subgridding Method for the Time Domain Finite Difference Method to Solve Maxwell's Equations," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-39, 3, pp. 471-479, 1991.

140. D. T. Prescott and N. V. Shuley, "A Method for Incorporating Different Sized Cells into the Finite Difference Time Domain Analysis Techniques," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 2, 11, pp. 434-436, 1992.
141. K. S. Kunz and L. Simpson, "A Technique for Increasing the Resolution of Finite Difference Solutions of the Maxwell's Equation," IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, EMC-23, 4, pp. 419-422, 1981.

(2) Metoda Subcell

142. K. S. Yee, "Numerical Solution to Maxwell's Equations with Non Orthogonal Grids," Tech. Rep. UCRL-93268, Lawrence Livermore National Laboratory, 1987.
143. A. Taflove, K. R. Umashankar, B. Beker, F. Harfoush and K. S. Yee, "Detailed FDTD Analysis of Electromagnetic Fields Penetrating Narrow Slots and Lapped Joints in Thick Conducting Screens," IEEE Trans. Antennas Propagation, AP-36, 2, pp. 247-257, 1988.
144. R. Holland and L. Simpson, "Implementation and Optimization of the Thin Strut Formalism in THREDE," IEEE Trans. Nuclear Science, NS-27, 6, pp. 1625-1630, 1980.
145. R. Holland and L. Simpson, "Finite Difference Analysis EMP Coupling to Thin Struts and Wires," IEEE Trans. Electromagnetics Compatibility, EMC-23, 2, pp. 88-97, 1981.
146. J. Gilbert and R. Holland, "Implementation of the Thin Slot Formalism in the Finite Difference EMP Code THREDII," IEEE Trans. Nuclear Science, NS-28, 6, pp. 4269-4274, 1981.
147. K. R. Demarest, "A Finite Difference Time Domain Technique for Modeling Narrow Apertures in Conducting Scatterers," IEEE Trans. Antennas Propagations, AP-35, 7, pp. 826-831, 1987.
148. C. D. Turner and L. D. Bacon, "Evaluation of a Thin Slot Formalism for Finite Difference Time Domain Electromagnetics Codes, IEEE Trans. Electromagnetics Compatibility, EMC-30, 4, pp. 523-528, 1988.
149. D. J. Riley and C. D. Turner, "Hybrid Thin Slot Algorithm for the Analysis of Narrow Apertures in Finite Difference Time Domain Calculations," IEEE Antennas Propagations AP-38, 12, pp. 1943-1950, 1990.
150. D. J. Riley and C. D. Turner, "The Inclusion of Wall Loss in Finite Difference Time Domain Thin Slot Algorithm," IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility EMC-33, 4, pp. 304-311, 1991.
151. J. H. Oates and R. T. Shin, "Small Aperture Modeling for EMI Applications using the Finite Difference Time Domain Technique," Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 9, 1/2, pp. 37-69, 1995.
152. B. Z. Wang, "Small Hole Formalism for the FDTD Simulation of Small Hole Coupling," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 5, 1, pp. 15-17, 1995.

153. B. Z. Wang, "Enhanced Thin Slot Formalism for the FDTD Analysis of Thin Slot Penetration," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 5, 5, pp. 142-143, 1995.

(3) Medium Dispersif Frequency Dependent

154. M. D. Bui, S. S. Stuchly and G. I. Costache, "Propagation of Transient in Dispersive Dielectric Media," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-39, 7, pp. 1165-1172, 1991.
155. J. A. Pereda, L. A. Vielva, A. Vegas, and A. Prieto, "State Space Approach for the FDTD Formulation for Dispersive Media," IEEE Trans. Magnetics, MAG-31, 3, pp. 1602-1605, 1995.
156. J. L. Young, "Propagation in Linear Dispersive Media : Finite Difference Time Domain Methodologies," IEEE Trans. Antennas Propagation, AP-43, 3, pp. 422-426, 1995.
157. D. M. Sullivan, "Frequency Dependent FDTD Methods using Z Transforms," IEEE Trans. Antennas Propagation, AP-40, 10, pp. 1223-1230, 1992.
158. D. M. Sullivan, "Nonlinear FDTD Formulations using Z Transforms," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-43, 3, pp. 676-682, 1995.
159. P. G. Petropoulos, "Stability and Phase Error Analysis of FDTD in Dispersive Dielectrics," IEEE Trans. Antennas Propagations, AP-42, 1, pp. 62-69, 1994.

(4) Thin Material Sheet

160. C. J. Railton and J. P. McGeehan, "An Analysis of Microstrip with Rectangular and Trapezoidal Conductor Cross Section," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-38, 8, pp. 1017-1022, 1990.
161. P. A. Tirkas and K. R. Demarest, "Modeling of Thin Dielectric Structures using Finite Difference Time Domain Techniques," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-39, 9, pp. 1338-1344, 1991.
162. J. G. Maloney and G. S. Smith, "The Efficient Modeling of Thin Material Sheets in the Finite Difference Time Domain (FDTD) Method," IEEE Trans. Antennas Propagation, AP-40, 3, pp. 323-330, 1990.
163. R. J. Luebbers and K. Kunz, "FDTD Modeling of Thin Impedance Sheets," IEEE Trans. Antennas Propagation, AP-40, 3, pp. 349-350, 1992.
164. J. J. Boonzaaier and C. W. I. Pistorius, "Scattering by Thin Lossy Dielectric Plates – A Finite Difference Time Domain Approach," Microwave and Optical Technology Letters, 6, 5, pp. 326-332, 1993.
165. J. G. Maloney and G. S. Smith, "A Comparison of Methods for Modeling Electrically Thin Dielectric and Conducting Sheets in the Finite Difference Time Domain (FDTD) Method," IEEE Trans. Antennas Propagation, AP-41, 5, pp. 690-694, 1993.

(5) Komponen Aktif dan Pasif

- 166. W. Ko, "Time Domain Solution of Electromagnetic Problems," *Electromagnetics*, 12, pp. 403-433, 1992.
- 167. I. Wolff, "Finite Difference Time Domain Simulation of Electromagnetic Fields and Microwave Circuits," *International Journal of Numerical Modeling*, 5, 3, pp. 163-182, 1992.
- 168. B. Toland, B. Houshmand and T. Itoh, "Modeling of Nonlinear Active Regions with the FDTD Method," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 3, 9, pp. 333-335, 1993.
- 169. B. Tolland, J. Lin, B. Houshmand and T. Itoh, "FDTD Analysis of an Active Antenna," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 3, 11, pp. 423-425, 1993.
- 170. B. T. Toland, "Theoretical Electromagnetic Simulation of Passive and Active Microwave Circuits," PhD thesis, University of California, Los Angeles, CA, 1994.
- 171. V. A. Thomas, K. M. Ling, M.E. Jones, B. Toland, J. Lin, and T. Itoh, "FDTD Analysis of an Active Antenna," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 4, 9, pp. 296-298, 1994.

(6) Transformasi Domain Waktu – Domain Frekuensi

- 172. K. R. Umashankar and A. Taflove, "A Novel Method to Analyze Electromagnetic Scattering of Complex Objects," *IEEE Trans. Electromagnetics Compatibility, EMC-24*, 4, pp. 397-405, 1982.
- 173. A. Taflove, K. R. Umashankar and T. G. Jurgens, "Validation of FDTD Modeling of the Radar Cross Section of Three Dimensional Structures Spanning up to Nine Wavelengths," *IEEE Trans. Antennas Propagation*, AP-33, 6, pp. 662-666, 1985.
- 174. S. M. Lee, W. C. Chew, M. Moghaddam, M. A. Nasir, S. L. Chuang, R. W. Herrick and C. L. Balestra, "Modeling of Rough Surface Effects in an Optical Turning Mirror using the Finite Difference Time Domain Method," *Journal of Lightwave Technology*, 9, 11, pp. 1471-1480, 1991.
- 175. C. M. Furse, S. P. Mathur and O. P. Gandhi, "Improvements to the Finite Difference Time Domain Method for Calculating the Radar Cross Section of a Perfectly Conducting Target," *IEEE Trans. Microwave Theory Techniques*, MTT-38, 7, pp. 919-927, 1990.
- 176. C. L. Britt, "Solution of Electromagnetic Scattering Problems using Time Domain Techniques," *IEEE Trans. Antennas Propagation*, AP-37, 9, pp. 1181-1192, 1989.
- 177. K. S. Yee, D. Ingham and K. Schlager, "Time Domain Extrapolation to the Far Field Based on FDTD Calculation," *IEEE Trans. Antennas Propagation*, AP-39, 3, pp. 410-413, 1991.
- 178. M. J. Barth, R. R. McLeod and R. W. Ziolkowski, "A Near and Far Field Projection Algorithm for Finite Difference Time Domain Codes," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 6, 1, pp. 5-18, 1992.

179. K. L. Shlager and G. S. Smith, "Near Field to Near Field Transformation for use with FDTD method and Its Application to Pulsed Antenna Problems," *Electronics Letters*, 30, 16, pp. 1262-1264, 1994.
180. K. L. Shlager and G. S. Smith, "Comparison of Two FDTD Near Field to Near Field Transformations Applied to Pulsed Antenna Problems," *Electronics Letters*, 31, 12, pp. 936-938, 1995.
181. W. L. Ko and R. Mittra, "A Combination of FDTD and Prony's methods for Analyzing Microwave Integrated Circuits," *IEEE Trans. Microwave Theory Techniques*, MTT-39, 12, pp. 2176-2181, 1991.
182. J. A. Pereda, L. A. Vielva, A. Vegas, and A. Prieto, "Computation of Resonant Frequencies and Quality Factors of Open Dielectric Resonators by a Combination of the Finite Difference Time Domain (FDTD) and Prony's Methods," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 2, 11, pp. 431-433, 1992.
183. K. Naishadham and X. P. Lin, "Application of Spectral Domain Prony's Method to the FDTD Analysis of Planar Microstrip Circuits," *IEEE Trans. Microwave Theory Techniques*, MTT-42, 12, pp. 2391-2398, 1994.
184. B. Houshmand, T. W. Huang and T. Itoh, "Microwave Structure Characterization by a Combination of FDTD and System Identification Methods," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 3, 8, pp. 262-264, 1995.
185. T. W. Huang, B. Houshmand, and T. Itoh, "Fast Sequential FDTD Diakoptics Method using the System Identification Techniques," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 3, 10, pp. 378-380, 1993.
186. I. J. Craddock, P. G. Turner and C. J. Railton, "Reducing the Computational Overhead of the Near Field Transform Through System Identification," *Electronics Letters*, 30, 19, pp. 1609-1610, 1994.
187. W. Kumpel and I. Wolff, "Digital Signal Processing of Time Domain Field Simulation Results using the System Identification Method," *IEEE Trans. Microwave Theory Techniques*, MTT-42, 4, pp. 667-671, 1994.
188. Z. Bi, Y. Shen, K. Wu and J. Litva, "Fast Finite Difference Time Domain Analysis of Resonators using Digital Filtering and Spectrum Estimation Techniques," *IEEE Trans. Microwave Theory Techniques*, MTT-40, 8, pp. 1611-1619, 1992.
189. V. Jandhyala, E. Michielssen and R. Mittra, "FDTD Signal Extrapolation using the Forward Backward Autoregressive (AR) Model," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 4, 6, pp. 163-165, 1994.
190. V. Jandhyala, E. Michielssen and R. Mittra, "On the Performance of Different AR Methods in the Spectral Estimation of FDTD Waveforms," *Microwave and Optical Technology Letters*, 7, 15, p. 690, 1994.

191. J. Chen, C. Wu, T. K. Y. Lo, K. L. Wu and J. Litva, "Using Linear and Nonlinear Predictors to Improve the Computational Efficiency of the FDTD Algorithm," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-42, 10, pp.1992-1997, 1994.
192. M. Moghaddam, W. C. Chew, B. Anderson, E. Yannakakis and Q. H. Liu,"Computation of Transient Electromagnetic Waves in Inhomogeneous Media," Radio Science, 26, 1, pp. 265-273, 1991.
193. M. Moghaddam, E. J. Yannakakis, W. C. Chew, and C. Randall,"Modeling of the Subsurface Interface Radar," Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 5, 1, pp. 17-39, 1991.

(7) Analisa Error

194. D. H. Choi,"A Comparison of the Dispersion Characteristics Associated with the TLM and FDTD Methods," International Journal of Numerical Modeling, 2, pp. 203-214, 1989.
195. I. S. Kim and W. J. R. Hoefer,"Numerical Dispersion Characteristics and Stability Factor for the TD-FD method," Electronics Letters, 26, 7, pp. 485-487, 1990.
196. S. L. Ray,"Numerical Dispersion and Stability Characteristics of Time Domain Methods on Nonorthogonal Meshes," IEEE Trans. Antennas Propagation, AP-41, 2, pp.233-235, 1993.
197. K. L. Shlager, J. G. Maloney, S. L. Ray and A. F. Peterson,"Relative Accuracy of Several Finite Difference Time Domain Methods in Two and Three Dimensions," IEEE Trans. Antennas Propagations, AP-41, 12, pp. 1732-1737, 1993.

(8) Metoda FDTD Pangkat Tinggi

198. K. L. Shlager," The Analysis and Optimization of Bow Tie and TEM Horn Antennas for Pulse Radiation using the Finite Difference Time Domain Method," PhD Thesis, Georgia Institute of Technology, Atlanta, GA, February 1995.
199. T. Deveze, L. Beaulie, and W. Tabbara,"An Absorbing Boundary Condition for the Fourth Order FDTD Scheme," IEEE Antennas Propagation Society International Symposium Digest, Chicago, IL, pp. 342-345, July 1992.
200. T. Deveze, L. Beaulie and W. Tabbara,"A Fourth Order Scheme for the FDTD Algorithm Applied to Maxwell Equation," IEEE Antennas Propagations Society International Symposium Digest, Chicago, IL, pp. 346-349, July 1992.

(9) Antena Kabel

201. J. G. Maloney, G. S. Smith, and W. R. Scott, Jr., "Accurate Computation of the Radiation from Simple Antennas using the Finite Difference Time Domain Method," IEEE Trans. Antennas Propagation, AP-38, 7, pp. 1059-1068, 1990.
202. ----, Tanaka S., Fukai I., "The Analysis of Yagi Uda Antenna on Time Domain using FDTD Method," IEICE B-II, J76-B-II, 11, pp.872-879, 1993.
203. P.A Tirkas and C. A Balanis, "Finite- Difference Time - Domain Method for Antenna Radiation," IEEE Trans Antennas Propagat., PA-40, 3, PP. 334-340,1992.
204. J.G. Maloney K,L Shlager and G.S Smith, "A Simple FDTD Model for Transient Excitation of Antennas by Transmission Lines, " IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-42, 2, pp. 289-292,1994.

(10) Antena Horn

205. D.S. Katz, M. J . Picket May, A. Taflove and K. R. Umashankar, "FDTD Analysis of Electromagnetic Wave Radiation from System Containing Horn Antennas, IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-39,8,pp. 1203-1212,1991.
206. P.A. Tirkas and C.A. Balanis, "Contour PathFDTD Methods for Analysis of Pyramidal Horns With Composite Inner E-Plane Walls," IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-42,11,pp.1476-1483,1994.

(11) Antena Pulsa

207. J.G. Maloney and J.S>Smith, "Optimization of Pulse Radiation from a Simple Antenna Using Resistive Loading, " Microwave and Optical Technology Letters,5,7,pp. 299-303,1992.
208. J.G. Maloney and G.S Smith, "Optimization of a Conical Antenna for Pulse Radiation : An Efficient Design Using Resistive Loading, "IEEE Trans. Antennas Propagat.,Ap-41,7,pp.940-947,1993.
209. J.G Maloney and G.S Smith, "A Study of Transient Radiation from the Wu-King Resistive Monopole - FDTD Analysis and Experimental Measurements. " IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-41,5,pp.668-676,1993.
210. K.L. Shlager, G.S.Smith and J.G. Maloney, "Optimization of Bow-Tie Antennas for Pulse Radiation," IEEE Trans. Antennas Propagat.,AP-42,7,pp.975-982,1994.

(12) Antena Handheld

211. L. Chen, T. Uno, S. Adachi and R.J. Luebbers, "FDTD Analysis of a Monopole Antenna Mounted on a Conducting Box Covered with a Layer Dielectric, "IEICE Trans. Communications, E76-B, 12, pp. 1586, 1993.
212. J. Toftgard, S.N. Hornsleth and J.B. Andersen, "effect on portable Antennas of the Presence of a person, "IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-41, 6, pp. 739-746, 1993.
213. M.A. Jensen and Y. Rahmat Samii, "EM Interaction of Handset and Antennas a Human in Personal Communication, Proceeding of the IEEE, 83, 1, pp. 7-17, 1995.
214. H.Y. Chen and H.H. Wang, "Current and SAR induced in a Human Head Model by Electromagnetic Fields Irradiated from a cellular Phone, IEEE Trans. Microwave Theory Technique, MTT-42, 12, pp. 2249-2254, 1994.
215. L. Martens, J. De Moerloose, D. De Zutter, J. De Poorter and C. De Wagter, "Calculation of the Electromagnetic Fields Induced in The Head of an Operator of a Cordless Telephone, "Radio Science, 30, 1, pp. 283-290, 1995.

(13) Antena Array

216. P.C. Cherry and M.F. Iskander, "FDTD Analysis of Power Deposition Patterns of an Array Of Interstitial Antennas for Use in Microwave Hyperthermia, "IEEE Trans. Microwave Theory Technique, MTT-40, 8, pp. 1692-1700, 1992.
217. P.C. Cherry and M.F. Iskander, "Calculation of Heating Pattern of an Array of Microwave Interstitial Antennas, "IEEE Trans. Biomedical Engineering, 40, 8, pp. 771-779, 1993.
218. J.R. Ren, O.P. Gandhi, L.R. Walker, J. Franchilla, and C.R. Boerman, "Floquet-based FDTD analysis of two-dimensional phased array antennas, " IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 4, 4, pp. 109-111, 1994.
219. E. Thiele and A. Taflov, "FD-DT Analysis of Vivaldi Flared Horn Antennas and arrays, " IEEE Trans. Antennas Propagat., 42, 5, pp. 633-641, 1994.
220. M. Naito, S.I. Matsuzawa and K. Ito, "FDTD Analysis of Unit Radiator for a Circularly Polarized Array Antenna Composed of Strips and Slots, "IEICE Trans. Communication, E77, 12, pp. 1621-1627, 1994.
221. K. Uehara and K. Kagoshima, "Rigorous Analysis of Micro Strip Phased Array Antennas Using a New FDTD Method, "Electronics Letters, 30, 2, pp. 100-101, 1994.

(14) Antena Lainnya

222. J.H. Beggs, R.J. Luebbers and B.G. Ruth, "Analysis of Electromagnetic Radiation from Shaped - End Radiators using the Finite Difference Time Domain Method, "IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-41, 9, pp. 1324-1327, 1993.

223. O.Maeshima,T.Uno,Y.He,S.Adachi, "FDTD Analysis of Two-Dimensional Cavity-Backed Antenna for Subsurface Radar, "IEICE Trans. Electronic,E-76-C,10,pp.1468-1473,1993.
224. C.W.Penney and R.J.Luebbers,"Input Impedance,Radiation Pattern and Radar Cross-Section of Spiral Antennas using FTDF,"IEEE Trans.Antennas Propagat.,AP-42,9,pp.1328-1332,1994.
225. C.W.Penney and R.J.Luebbers,Radiator and Scattering of a Square Archimedean Spiral Antenna using FDTD, Electromagnetic,14,1,pp.87-98,1994.
226. S.M.Shum and K.M.Luk, Characteristics of Dielectric Ring Resonator Antenna with an Air Gap,"Electronic Letters,30,4,pp.277-278,1994.
227. S.M.Shum and K.M.Luk,"Analysis of Aperture Coupled Rectangular Dielectric Resonator Antenna,"Electronic Letters,30,21,pp.1726-1727,1994.
228. S.M.Shum and K.M.Luk,"Numerical Study of a Cylindrical Dielectric-Resonator Antenna Coated with a Dielectric Layer,"IEEE Proceeding,142H,2,p.189-191,1995.

(15) Waveguide, Oscillator, dan lain-lain

229. M. DePourcq,"Field and Power Density Calculation in Closed Microwave System by Three Dimensional Finite Differences," IEEE Proceeding,132H,6,pp. 360-368,1985.
230. D.H.Choi and W.J.R.Hoefer,"The Finite -Difference Time-Domain Method and Its Application to Eigenvalue Problems,"IEEE Trans. Microwave Theory Technique,MTT-34,12,pp.1464-1470,1986.
231. J.C.Olivier and D.A.McNamara, Analysis of Multiport Rectangular Waveguide Devices Using Pulsed Finite-Difference Time-Domain (FDTD),"Electronic Letters,28,2,pp.129-130,1992.
232. J.C.Olivier and D.A.McNamara "Finite -Difference Time Domain (FD-TD) Analysis of Discontinuities in Homogeneous, Dispersive Waveguides,"Electronic Letters,25,15,pp.1006-1007,1989.
233. J.C.Olivier and D.A.McNamara,"Analysis of Edge Slots in Rectangular Waveguide Using Finite -Difference Time Domain Method,"Electronics Letters,26,15,pp.135-136,1990.
234. J.C.Olivier,"Mutual Coupling Between Waveguide Apertures Mounted on a Common Conducting Surface Using a Time-and Fourier-Gated Pulsed FDTD Method,"IEEE Microwave and Guided Wave Letters,3,6,pp.177-179,1993.
235. J.C.Olivier and D.A.McNamara,"Analysis of Multiport of Discontinuities in Waveguide Using a Pulsed FDTD Approach."IEEE Trans. Microwave Theory Techniques,MTT-42,12,pp.2229-2238,1994.
236. Z.Bi,K.Wu and J.Litva,"Application of the FD-TD Method to the Analysis of H-Plane Waveguide Discontinuities,"Electronics Letters,26,22,pp.1897-1898,1990.

237. E.A.Navarro,V.Such,B.Gimeno and J.L .Cruz,"Analysis of H-Plane Waveguide Discontinuities with an Improved Finite-Difference Time Domain Algorithm."IEEProceedings, 139H,2,pp.183-185,1992.
238. E.A.Navarro, V,Such,B.Gimeno and J.L.Cruz,"T-Junction in Square Coaxial Waveguides: AFD-TD Approach,"IEEE Trans.Microwave Theory Technique,MTT-42,2,pp.,347-350,1994
239. E.A.Navarro.V,B.Such,"Study of TE and TM Modes in Waveguide in Arbitrary Cross Section Using an FD-TD Formulation<"IEE Proceedings,139H,6,pp.491-494,1992.
240. E.A.Navarro,"Numerical Analysis of Rectangular Waveguide Multiple-Slot Narrow-Wall Couplers Using a 2D/FDTD Algorithm. Microwave and Optical Technology Letters,7,15,pp.696-699,1994.
241. S.T.Chu and S.K. Chauduri,"Combining Modal Analysis and the Finite- Difference Time Domain Method in the Study of Dielectric Waveguide Problems,"IEEE Trans Microwave Theory Techniques,MTT-38,11,pp.1755-1760,1990.
242. J.M.Jarem,"A Method of Moments Analysis and a Finite-Difference Time-Domain Analysis of a Probe -Sleeve Fed Rectanguler Waveguide Cavity,"IEEE Trans. Microwave Theory Techniques,39,3,pp.444-451,1991.
243. P.Alinikula and K.S. Kunz,"Analysis of Waveguide Aperture Coupling Using The Finite-Difference Time Domain Method,"IEEE Mlcrowave and Guided Wave Letters,1,8,pp.189-191,1991.
244. J.Van Hese and D.De Zutter,"Modeling of Discontinuities in General Coaxial Waveguide Structures by the FDTD-Method,"IEEE Trans.Microwave Theory Techniques,MTT-40,3,pp.547-556,1992.
245. Z. Feng and F. Junmei,"Efficient Analysis of a Dielectric Post in A Rectangular Waveguide Based on the Two-Dimentional FD-TD Method,"Microwave and Optical Technology Letters,6,7,pp.407-410,1993.
246. N.I.Dib and L.P.B.Katehi,"Analysis of the transition from rectangular Waveguide shielded dielectric image guide using the finite-difference time domain methot,"IEEE Microwave and guided wave Letters,3,9,pp.327-329,1994.
247. E.A.Kraut,J.C. Olivier and J.B.West."FDTD Solution of Maxwells Equation for an Edge Slot Penetrating Adjacent Broadwalls of a Finite Wall Thickness Waveguide," IEEE Trans.Antenas Propagat.,AP-42,12,pp.1646-1648,1994.
248. J.A. Pereda,L.A.Vielva,A.Vegas and A.Prieto."FDTD Analysis of Magnetized Ferrites: An Approach Based on the Rotated Richtmyer Difference Scheme,"IEEE Microwave and Guide Wave Letters,3,9,pp.322-322-324,1993.
249. J.A.Pereda,L,A.Vielve,A.Vegas and A.Prieto."A Treatment of Magnetized Ferrites Using the FDTD Method,"IEEE Microwave and Guided Wave Letters,3,5,pp.136-138.1993

250. J.A. Pereda, L. A. Vielva, M. A. Solano, A. Vegas and A. Prieto, "FDTD Analysis of Magnetized Ferrites : Application to the Calculation of Dispersion Characteristics of Ferrite-Loaded Waveguides," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-43, 2, pp. 350-357, 1995.
251. J. A. Pereda, L. A. Vielva, A. Vegas, and A. Prieto, "An Extended FDTD Method for the Treatment of Partially Magnetized Ferrites," IEEE Trans. Magnetics, MAG-31, 3, pp. 1666-1669, 1995.
252. M. Okoniewski and E. Okoniewska, "FDTD Analysis of Magnetized Ferrites: A More Efficient Algorithm," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 4, 6, pp. 169-171, 1994.
253. A. Navarro, M. J. Nunez and E. Martin, "Finite Difference Time Domain FFT Method Applied to Axially Symmetrical Electromagnetic Resonant Devices," IEE Proceedings, 137H, 3, pp. 193-196, 1990.
254. A. Navarro, M. J. Nunez and E. Martin, "Study of TE_0 and TM_0 Modes in Dielectric Resonators by a Finite Difference Time Domain Method Coupled with the Discrete Fourier Transform," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-39, 1, pp. 14-17, 1991.
255. Y. Shen, Z. Bi, K. Wu, and J. Litva, "FDTD Analysis of Open Cylindrical Dielectric Resonators," Microwave and Optical Technology Letters, 5, 6, pp. 261-265, 1992.
256. C. Wang, B. Q. Gao and C. P. Ding, "Q Factor of a Resonator by the Finite Difference Time Domain Method Incorporating Perturbation Techniques," Electronics Letters, 29, 21, pp. 1866-1867, 1993.
257. S. Xiao, R. Vahldieck and H. Jin, "Full Wave Analysis of Guided Wave Structures using a Novel Two Dimensional FDTD," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 2, 5, pp. 165-167, 1992.
258. A. Asi and L. Shafai, "Dispersion Analysis of Anisotropic Inhomogeneous Waveguides using Compact 2D-FDTD," Electronics Letters, 28, 15, pp. 1451-1452, 1992.
259. A. Asi and L. Shafai, "Correction to Dispersion Analysis of Anisotropic Inhomogeneous Waveguides using Compact 2D-FDTD", Electronics Letters, 29, 4, p. 423, 1993.
260. V. J. Brankovic, D. V. Krupezevic, and F. Arndt, "An Efficient Two Dimensional Graded Mesh Finite Difference Time Domain Algorithm for Shielded or Open Wave Guide Structures," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-40, 12, pp. 2272-2277, 1992.
261. A. C. Cangellaris, "Numerical Stability and Numerical Dispersion of a Compact 2D-FDTD Method used for the Dispersion Analysis of Waveguides," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 3, 1, pp. 2-5, 1993.
262. M. Okoniewski, "Vector Wave Equation two Dimensional FDTD method for Guided Wave Problems," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 3, 9, pp. 307-309, 1993.
263. D. V. Krupezevic, V. J. Brankovic and F. Arndt, "The Wave Equation FDTD Method for the Efficient Eigenvalue Analysis and S-Matrix Computation of Waveguide Structures," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-41, 12, pp. 2109-2115, 1993.

264. S. Xiao and R. Vahldieck, "An Efficient Two Dimensional FDTD Algorithm using Real Variables," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 3, 5, pp. 127-129, 1993.

(16) Circuit Microstrip dan lain-lain

265. J. Fang, X. Zhang and K. K. Mei, "Dispersion Characteristics of Microstrip Lines in the Vicinity of a Coplanar Ground," Electronics Letters, 23, 21, pp. 1142-1143, 1987.
266. X. Zhang, J. Fang, K. K. Mei and Y. Liu, "Calculations of the Dispersive Characteristics of Microstrips by the Time Domain Finite Difference Method," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-36, 2, pp. 263-267, 1988.
267. X. Zhang and K. K. Mei, "Time Domain Finite Difference Approach to the Calculation of the Frequency Dependent Characteristics of Microstrip Discontinuities," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-36, 12, pp. 1775-1787, 1988.
268. G. C. Liang, Y. W. Liu, and K. K. Mei, "Full Wave Analysis of Coplanar Waveguide and Slotline using the Time Domain Finite Difference Method," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-37, 12, pp. 1949-1957, 1989.
269. D. M. Sheen, s. M. Ali, M. D. Abouzahra and J. A. Kong, " Application of the Three Dimensional Finite Difference Time Domain Method to the Analysis of Planar Microstrip Circuits," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-38, 7, pp. 849-857, 1990.
270. J. Moore and H. Ling, "Characterization of a 90° Microstrip Bend via the Finite Difference Time Domain Method," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-38, 4, pp. 405-410, 1990.
271. N. Feix, M. Lalande and B. Jecko, "Harmonical Characterization of a Microstrip Bend via the Finite Difference Time Domain Method," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-40, 5, pp. 955-961, 1992.
272. L. K. Wu and Y. C. Chang, "Characterization of the Shielding Effects on the Frequency-Dependent Effective Dielectric Constant of a Waveguide Shielded Microstrip using the Finite Difference Time Domain Method," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-39, 10, pp. 1688-1693, 1991.
273. G. W. Zheng and K. S. Chen, "Transient Analysis of Microstrip Lines with Ferrite Substrate by Extended FDTD-Method," International Journal Infrared and Millimeter Waves, 13, 8, pp. 1115-1125, 1992.
274. G. W. Zheng and K. S. Chen, "The Studies of Cylindrical Microstrip Line with the FDTD method in Cylindrical Coordinate System," International Journal Infrared and Millimeter Waves, 13, 9, pp. 1421-1431, 1992.
275. G. W. Zheng and K. S. Chen, "Transient Analysis of Dielectric Step Discontinuity of Microstrip Lines Containing a Nonlinear Layer," International Journal Infrared and Millimeter Waves, 13, 8, pp. 1127-1137, 1992.
276. G. W. Zheng and K. S. Chen, " The Non linear Study of Microstrip Lines Containing Ferrite Dielectric Layers," International Journal Infrared and Millimeter Waves, 13, 10, pp. 1599-1608, 1992.
277. G. W. Zheng and K. S. Chen, "Transient Response of Microstrip Step Discontinuities on Anisotropic Substrate," International Journal Infrared and Millimeter Waves, 13, 10, pp. 1609-1617, 1992.
278. T. Shibata and E. Sano, "Characterization of MIS Structure Coplanar Transmission Lines for Investigation of Signal Propagation in Integrated Circuits," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-38, 7, pp. 881-890, 1990.

279. T. Shibata, E. Sano," The Analysis of Coplanar using FDTD," IEICE GI, J73-C-I, 2, pp.61-70, 1990.
280. D. B. Shorthouse and C. J. Railton,"The Incorporation of Static Field Solutions Into the Finite Difference Time Domain Algorithm," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-40, 5, pp. 986-994, 1992.
281. C. J. Railton, D. B. Shorthouse and J. P. McGeehan,"Modeling of Narrow Microstrip Lines using Finite Difference Time Domain Method," Electronics Letters, 28, 12, pp. 1168-1169, 1992.
282. J. Fang and J. Ren," A Locally Conformed Finite Difference Time Domain Algorithm of Modeling Arbitrary Shape Planar Metal Strips," IEEE Trans. Microwave Theory Technique MTT-41, 5, pp. 830-838, 1993.
283. T. Kitamura, Nakamura, M. Hira, S. Kurazono,"-----", IEICE GI, J76-C-I, 9, pp. 358-364, 1993.
284. T. Kitamura, T. Koshimae, M. Hira and S. Kurazono,"Analysis of Cylindrical Microstrip Lines Utilizing the Finite Difference Time Domain Method," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-42, 7, pp. 1279-1282, 1994.
285. P. Y. Cresson, C. Michel, L. Dubois, M. Chive and J. Pribetich,"Complete Three Dimension Modeling of New Microstrip Microslot Applicators for Microwave Hyperthermia using the FDTD method," MTT-42, 7, pp. 1279-1282, 1994.
286. Y. Qian, S. Iwata and E. Yamashita,"Characterization of the Perturbation Effect of A Probe Head using FDTD Method," IEEE Microwave Guided Wave Letters, 4, 10, pp. 317-319, 1994.
287. K. Li, C. F. Lee, S. Y. Poh, R. T. Shin, and J. A. Kong,"Application of the FDTD Method to Analysis of Electromagnetic Radiation from VLSI Heatsink Configurations," IEEE Trans. Electromagnetics Compatibility, EMC-35, 2, pp. 204-214, 1993.
288. C. Seo,"Finite Difference Time Domain Analysis of Two Layer Multi Coupled Microstrip Lines on Anisotropic Substrates," IEEE Trans. Magnetics, 30, 5, pp. 3176-3179, 1994.
289. Z. Bi, K. Wu, C. Wu, and J. Litva," A Dispersive Boundary Condition for Microstrip Component Analysis using the FDTD Method," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-40, 4, pp. 774-776, 1992.
290. S. Maeda, ---, I. Fukai,"-----", IEICE C-I, J74-C-I, 10, pp. 355-363, 1991.
291. W. D. Becker, P. H. Harms and R. Mittra," Time Domain Electromagnetic Analysis of Interconnects in a Computer Chip Package," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-40, 12, pp. 430-451, 1992.
292. P.H. Harms, J. F. Lee and R. Mittra," Characterizing the Cylindrical Via Discontinuity," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-41, 1, pp. 153-156, 1993.
293. P. Mezzanotte, M. Mongiardo, L. Roselli, R. Sorrentino and W. Heinrich,"Analysis of Packaged Microwave Integrated Circuits by FDTD," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-42, 9, pp. 1796-1801, 1994.
294. E. Pillai and W. Wiesbeck," FDTD Analysis of Wideband Aperture Coupled Interconnect," Electronics Letters, 31, 12, pp. 982-983, 1995.
295. M. Gribbons, A. C. Cangellaris and J. L. Prince,"Finite Difference Time Domain Analysis of Pulse Propagation in Multichip Module, Interconnects," IEEE Trans. Component, Hybrids, and Manufacturing Techniques, CHMT-16, 5, pp. 490-498, 1993.
296. S. Visan, O. Picon, and V. Fouad Hanna,"3D FDTD Characterization of Interconnections Between MMIC and MIC Modules," Microwave and Optical Technology Letters, 7, 6, pp. 279-281, 1994.
297. J. G. Yook, N. I. Dib and L. P. B. Katehi,"Characterization of High Frequency Interconnects using Finite Difference Time Domain and Finite Element Methods," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-42, 9, pp. 1727-1736, 1994.

298. B. Z. Wang, "Analysis of Superconductive Interconnects by the Finite Difference Time Domain Method," *Microwave and Optical Technology Letters*, 7, 18, pp. 837-840, 1994.
299. C. R. Paul, "Incorporation of Terminal Constraints in the FDTD Analysis of Transmission Lines," *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, EMC-36, 2, pp. 85-91, 1994.
300. S. Maeda, ----, I. Fukai, "-----", *IEICE C-I*, J74-C-I, 4, pp. 157-163, 1991.
301. N. M. Potheary and C. J. Railton, "Analysis of Cross Talk on High Speed Digital Circuits using the Finite Difference Time Domain Method," *International Journal of Numerical Modeling*, 4, pp. 225-240, 1991.
302. G. Cerri, R. De Leo, V. M. Primiani and M. Righetti, "Field Penetration into Metallic Enclosures through Slots Excited by ESD," *IEEE Trans. Electromagnetics Compatibility*, EMC-36, 2, pp. 110-116, 1994.

(17) Scattering

303. Nishimura M., ----, "The Analysis of Reflection Wave from Inhomogeneous Media using FDTD Method," *IEICE C-I*, J77-C-I, 1, pp.27-29, 1994.
304. C. D. Taylor, D. H. Lam and T. H. Shumpert, "Electromagnetic Pulse Scattering in Time Varying Inhomogeneous Media," *IEEE Trans. Antennas Propagation*, AP-17, 5, pp. 585-589, 1969.
305. A. Taflove and K. Umashankar, "A Hybrid Moment Method/Finite Difference Time Domain Approach to Electromagnetic Coupling and Aperture Penetration into Complex Geometries," *IEEE Trans. Antennas Propagation*, AP-37, 1, pp. 55-63, 1989.
306. F. Harfoush, A. Taflove and G. A. Kriegsmann, " A Numerical Technique for Analyzing Electromagnetic Wave Scattering from Moving Surfaces in One and Two Dimensions," *IEEE Trans. Antennas Propagation*, AP-37, 1, pp. 55-63, 1989.
307. R. J. Luebbers and C. Penney, "Scattering From Apertures in Infinite Ground Planes using FDTD," *IEEE Trans. Antennas Propagation*, AP-42, 5, pp. 731-736, 1994.
308. J. F. Lee, "Numerical Solutions of TM Scattering using an Obliquely Cartesian Finite Difference Time Domain Algorithm," *IEE Proceedings*, 140H, 1, pp. 23-28, 1993.
309. R. Holland, V.P. Cable and L. C. Wilson, " Finite Volume Time Domain (FVTM) Techniques for EM Scattering," *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, 33, 4, pp. 281-294, 1991.

(18) Random, Struktur Periodik dan lain-lain

310. C. H. Chan, S. H. Lou, L. Tsang and J. A. Kong, "Electromagnetic Scattering of Waves by Rough Surfaces : A Finite Difference Time Domain Approach," *Microwave and Optical Technology Letters*, 4, 9, pp. 355-359, 1991.

311. A. K. Fung, M. R. Shah and s. Tjuatja,"Numerical Simulation of Scattering from Three-Dimensional Randomly Rough Surfaces," IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing, GRS-32, 5, pp. 986-994, 1994.
312. E. A. Navarro, B. Gimeno and J. L. Cruz,"Modeling of Periodic Structures using the Finite Difference Time Domain Method Combined with the Floquet Theorem," Electronics Letters, 29, 5, pp. 446-447, 1993.
313. W. J. Tsay and D. M. Pozar,"Application of the FDTD Technique to Periodic Problems in Scattering and Radiation," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 3, 8, pp.250-252,1993
314. D. T. Prescott and N. V. shuley, "Extensions to the FDTD Method for the Analysis of Infinitely Periodic Arrays," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 4, 10, pp. 352-354, 1994.
315. M. E. Veysoglu, R. T. Shin, and J. A. Kong,"A Finite Difference Time Domain Analysis of Wave Scattering from Periodic Surfaces: Oblique Incidence Case," Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 7, 12, pp. 1595-1608, 1993.
316. P. H. Harms, R. Mittra, and W. Ko,"Implementation of the Periodic Boundary Condition in the Finite Difference Time Domain Algorithm for FSS Structures," IEEE Trans. Antennas Propagation, AP-42, 9, pp. 1317-1324, 1994.
317. M. Celuch-Marcysiak and W. K. Gwarek,"Spatially Looped Algorithms for Time Domain Analysis of Periodic Structures," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-43, 4, pp. 860-865, 1995.
318. A. C. Cangellaris, M. Gribbons, and G. Sohos,"A Hybrid Spectral/FDTD Method for the Electromagnetic Analysis of Guided Waves in Periodic Structures," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 3, 10, pp. 375-377, 1993.
319. J. M. Bourgeois and G. S. Smith,"A Fully Three Dimensional Simulation of a Ground Penetrating Radar : FDTD Theory Compared with Experiment," IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing, Accepted for publication.

(19) Metoda Hybrid

320. P. H. Aoyagi, J. F. Lee and R. Mittra,"A Hybrid Yee Algorithm/Scalar Wave Equation Approach," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, MTT-41, 9, pp. 1593-1600, 1993
321. R. Lee and T. T. Chia, "Analysis of Electromagnetic Scattering from a Cavity with a Complex Termination by Means of a Hybrid Ray FDTD Method," IEEE Trans. Antennas Propagation, AP-41, 11, pp. 1560-1569, 1993.
322. M. Mrozowski, "A Hybrid PEE-FDTD Algorithm for Accelerated Time Domain Analysis of Electromagnetic Waves in Shielded Structures," IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 4, 10, pp. 323-325, 1994.