

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA

ANÁLISE E MEDIDAS DE PROPAGAÇÃO E
ESPALHAMENTO EM ESTRUTURAS PERIÓDICAS

ALEX PIRES DE AZEVEDO

ORIENTADOR: ANTONIO JOSÉ MARTINS SOARES

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

PUBLICAÇÃO: 540/2013 DM PPGEE

BRASÍLIA/DF: AGOSTO - 2013.

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA

ANÁLISE E MEDIDAS DE PROPAGAÇÃO E ESPALHAMENTO EM
ESTRUTURAS PERIÓDICAS

ALEX PIRES DE AZEVEDO

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA AO DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA
ELÉTRICA DA FACULDADE DE TECNOLOGIA DA UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA, COMO
PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE.

APROVADA POR:



ANTONIO JOSÉ MARTINS SOARES, Dr., ENE/UNB
(ORIENTADOR)



LEONARDO RODRIGUES ARAÚJO XAVIER DE MENEZES, Dr., ENE/UNB
(EXAMINADOR INTERNO)



LEANDRO CARÍSIO FERNANDES, Dr., ANATEL
(EXAMINADOR EXTERNO)

Brasília, 30 de agosto de 2013.

FICHA CATALOGRÁFICA

AZEVEDO, ALEX PIRES

ANÁLISE E MEDIDAS DE PROPAGAÇÃO

E ESPALHAMENTO EM ESTRUTURAS PERIÓDICAS

xiii, 60p., 210 x 297 mm (ENE/FT/UnB, Mestre, Engenharia Elétrica, 2013)

Dissertação de Mestrado - Universidade de Brasília. Faculdade de Tecnologia.

Departamento de Engenharia Elétrica

- | | |
|---|------------------------------|
| 1. Propagação de ondas eletromagnéticas | 2. Eletromagnetismo aplicado |
| 3. Métodos numéricos | 4. FDTD |
| I. ENE/FT/UnB | II. Título(série) |

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

AZEVEDO, A. P. (2013). Análise e Medidas de Propagação e Espalhamento em Estruturas Periódicas. Dissertação de Mestrado em Engenharia Elétrica, Publicação 540/2013 DM PPGEE, Departamento de Engenharia Elétrica, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 60p.

CESSÃO DE DIREITOS

AUTOR: Alex Pires de Azevedo.

TÍTULO: Análise e Medidas de Propagação e Espalhamento em Estruturas Periódicas.

GRAU: MESTRE

ANO: 2013

É concedida à Universidade de Brasília permissão para reproduzir cópias desta dissertação de mestrado e para emprestar ou vender tais cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte dessa dissertação de mestrado pode ser reproduzida sem autorização por escrito do autor.

Alex Pires de Azevedo

Faculdade de Tecnologia

Departamento de Engenharia Elétrica

CEP 70910-900, Brasília - DF - Brasil

AGRADECIMENTOS

Mais uma etapa chega ao fim com a conclusão deste trabalho, o que servirá de inspiração para continuar a caminhada da vida em direção à próxima etapa. Agradeço, inicialmente, às pessoas que eu amo de forma incondicional que são meus pais, minha irmã e minha avó e, especialmente, à minha esposa que me incentivou a continuar os estudos, dando todo o suporte e carinho necessários.

Quero agradecer ao Martins e ao Leandro, pela atenção, paciência e generosidade de compartilhar seus conhecimentos. Agradeço à Anatel – Unidade Operacional no Distrito Federal, especialmente ao Reginaldo, que forneceu os equipamentos utilizados para a realização deste trabalho. Enfim, agradeço a todos os amigos que, ao longo desse período, colaboraram de forma direta ou indireta.

Para Natalia

“God does not care about our mathematical difficulties. He integrates empirically.”

Albert Einstein, 1942

RESUMO

ANÁLISE E MEDIDAS DE PROPAGAÇÃO E ESPALHAMENTO EM ESTRUTURAS PERIÓDICAS

Autor: Alex Pires de Azevedo

Orientador: Antonio José Martins Soares

Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica

Brasília, agosto de 2013

Estruturas periódicas, tais como superfícies seletivas de frequência, cristais fotônicos ou conjunto de antenas, estão, as vezes, presentes em problemas de eletromagnetismo. Estas estruturas possuem aplicações fundamentais nos sistemas de comunicações, em fibras ópticas, em antenas inteligentes, e também no desenvolvimento de filtros que operam como radomes ou que podem ser aplicados como papel de parede em construções, objetivando confinar sinais dentro ou fora de um cômodo.

Aplicações reais de estruturas periódicas, principalmente em problemas envolvendo propagação *indoor*, são extremamente complexas de serem analisadas analiticamente, por isso, são utilizados métodos numéricos de simulação computacional para efetuar a análise. O modelamento de estruturas periódicas, que se replicam inúmeras vezes em uma ou duas direções, pode exigir grande quantidade de recursos computacionais e tempo de simulação proibitivo. A utilização de condições de fronteiras periódicas permite um modelamento mais adequado e eficiente, envolvendo apenas o elemento periódico, mas mantendo-se todo o refinamento necessário.

Neste trabalho, são abordadas algumas das formulações que constituem o estado da arte para simulação de estruturas periódicas usando o método FDTD. São apresentados resultados numéricos de espalhamento para algumas estruturas, obtidos por meio da aplicação da condição de fronteira periódica para incidência normal, funcionalidade que foi adicionada ao software EM Studio. Adicionalmente, são apresentados resultados de medidas e simulações de propagação em ambiente *indoor*.

ABSTRACT

ANÁLISE E MEDIDAS DE PROPAGAÇÃO E ESPALHAMENTO EM ESTRUTURAS PERIÓDICAS

Author: Alex Pires de Azevedo

Supervisor: Antonio José Martins Soares

Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica

Brasília, august of 2013

Periodic structures such as frequency selective surfaces, photonic crystals or array of antennas are generally present in problems of interest of electromagnetism. These structures have fundamental applications in communications systems, such as fiber optics, smart antennas, development of filters which operate as radomes or can be applied as wallpaper on buildings, aiming to confine signals into or out of a room.

Real applications of periodic structures, particularly in problems involving indoor propagation, are extremely complex to be analyzed analytically, so numerical methods and computer simulation are used to perform the required analysis. The modeling of periodic structures, which replicate many times in one or two directions, may require large amount of computational resources and prohibitive simulation time . The use of periodic boundary conditions allow for the most efficient and appropriate modeling, using only the periodic element with all necessary refinement.

This work discusses some of the formulations that are state of the art for simulating periodic structures using the FDTD method. Numerical results are presented for scattering of some periodic structures, obtained by applying the periodic boundary condition for normal incidence, functionality that was added to EM Studio software. Additionally, we present results of measurements and simulations of indoor propagation environment.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
2	SIMULAÇÃO DE ESTRUTURAS PERIÓDICAS	3
2.1	Introdução	3
2.2	Formulação Campo-Total/Campo-Espalhado	3
2.3	Condições de fronteira periódica	11
2.3.1	Definição do problema de PBC	12
2.3.2	Formulação para incidência normal	15
2.3.3	Formulação seno/cosseno	16
2.3.4	Formulação <i>split-field</i>	18
2.3.5	Formulação <i>spectral</i> FDTD	21
3	RESULTADOS NUMÉRICOS DE ESPALHAMENTO	26
3.1	Introdução	26
3.2	Plataforma EM Studio	27
3.3	Propagação através de uma placa dielétrica	29
3.4	Photonic Bandgap	31
3.5	FSS de dipolos	34
3.6	Cruz de Jerusalém	39
4	SIMULAÇÃO E MEDIDAS DE CAMPO ELÉTRICO EM AMBIENTE INDOOR	42
4.1	Introdução	42
4.2	Definição do ambiente de teste	42
4.3	Simulação FDTD	44
4.4	<i>Setup</i> de medidas	47
4.5	Comparação dos resultados	51
5	CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES	55
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	57

LISTA DE TABELAS

4.1 Equipamentos utilizados nas medições	50
--	----

LISTA DE FIGURAS

2.1	Célula de Yee contendo a posição das componentes dos campos elétrico e magnético em 3D	4
2.2	Regiões da formulação TF/SF no grid FDTD. (a) Regiões de campo total, campo espalhado e a superfície virtual que também é a fonte da onda plana. (b) Detalhe da localização das componentes de campo no grid FDTD em um corte uni-dimensional na direção- x	5
2.3	Extensão da formulação TF/SF para o caso 3D. Parâmetros utilizados para definir a direção de propagação e a polarização da onda incidente .	7
2.4	As seis faces da superfície TF/SF no espaço 3D	8
2.5	(a) Barras condutoras infinitamente longas, paralelas e igualmente espaçadas; e (b) corte bi-dimensional (corte- xy) da estrutura mostrando as componentes de campo nas extremidades da célula unitária	13
2.6	Componentes de fronteira do campo E_z em $y = 0$ representadas por bolinhas brancas (não preenchidas) e demais componentes dos campos E_z , H_x e H_y representados por símbolos pretos preenchidos.	13
2.7	Componentes de fronteira do campo H_x em $y = y_P$ representadas por triangulos brancos (não preenchidos). Componentes do campo E_z e H_y pertencentes à mesma célula (região hachurada) não são fronteiras computacionais.	14
2.8	Vista superior (corte- xy) de uma onda plana incidindo de forma normal em uma estrutura periódica na direção- y	15
2.9	Célula periódica da formulação seno/cosseno em um problema 2D: (a) excitação cossenoidal e (b) excitação senoidal	17
2.10	Onda CTW incidindo em um objeto periódico planar. A célula unitária da estrutura, delimitada por linhas pontilhadas, tem dimensões a e b nas direções x e y . A onda CTW é mostrada em linhas tracejadas. Ela possui números de onda transversais constantes (k_x e k_y) e carrega uma faixa contínua de ângulos de incidência; cada ângulo corresponde a uma componente de frequência da onda	22

2.11	Volume computacional SFDTD. O objeto periódico é inserido entre duas paredes de PML. A estrutura periódica infinita é truncada por meio da condição de fronteira PBC. A onda CTW é inserida no volume computacional por meio de uma superfície virtual em uma dada posição ($z = k_l \Delta z$)	24
3.1	Arquitetura em três camadas da plataforma EM Studio	28
3.2	EM Studio, janela principal	29
3.3	Projeto para encontrar o atraso de propagação após a onda atravessar uma placa dielétrica de 5 cm de espessura	31
3.4	Atraso de propagação após a onda atravessar uma placa dielétrica de 5 cm de espessura	31
3.5	Visão bidimensional (corte- xy) de uma onda plana incidindo normalmente à estrutura PBG composta de seis tubos cilíndricos	32
3.6	Projeto para simulação da estrutura PBG no EM Studio	33
3.7	Comparação entre o coeficiente de transmissão da estrutura PBG obtido por meio da simulação com o EM Studio e o publicado na referência [1]	33
3.8	Intensidade do campo E_z para a estrutura PBG, (a) ao longo do plano xy e (b) ao longo do plano zy , após 542 ps com a estrutura PBG (em azul) sendo iluminada por uma senóide de 14 GHz	34
3.9	FSS de dipolos sobre uma placa dielétrica	35
3.10	Projeto do EM Studio para simulação da FSS de dipolos de arranjo padrão	36
3.11	Projeto do EM Studio para simulação da FSS de dipolos de arranjo deslocado	37
3.12	Intensidade do campo E_z em função do tempo	38
3.13	Comparação entre o coeficiente de reflexão da FSS de dipolos obtido por meio da simulação com o EM Studio e o publicado na referência [2]	38
3.14	FSS cruz de Jerusalém, dimensões em polegadas	39
3.15	Projeto do EM Studio para simulação da cruz de Jerusalém	41
3.16	Comparação entre o coeficiente de transmissão da cruz de Jerusalém obtido por meio da simulação com o EM Studio e o resultado das medidas publicadas na referência [3]	41
4.1	Ambiente sob análise	43
4.2	Dimensões da sala	45
4.3	Janela principal do EM Studio mostrando o projeto para simulação da sala em questão	46

4.4	Tela de resultados de simulação do EM Studio mostrando a intensidade do campo E_z ao longo do plano $z = 1,80$ m, após 960 iterações em uma simulação utilizando PML e excitação senoidal	48
4.5	Tela de resultados de simulação do EM Studio mostrando a intensidade do campo E_z ao longo do plano $z = 1,80$ m, após 2.790 iterações em uma simulação utilizando PBC e excitação senoidal	48
4.6	Vista ampliada da intensidade do campo E_z ao longo do plano $z = 1,80$ m, após 90 iterações em uma simulação utilizando PML e um pulso gaussiano como fonte de excitação	49
4.7	Comparação do campo E_z no interior da sala para $f = 150$ MHz, $\sigma = 0,001$ S/m e alguns valores de ε_r , obtido por simulação, ao longo da linha L1, mostrada na figura 4.2	49
4.8	Comparação do campo E_z no interior da sala para $f = 150$ MHz, $\varepsilon_r = 4,95$ e alguns valores de σ , obtido por simulação, ao longo da linha L1, mostrada na figura 4.2	50
4.9	Antena transmissora apontada para o prédio de salas de professores da FACE/UnB	51
4.10	Aparato utilizado para medição da intensidade do campo indoor	52
4.11	Tela do analisador de espectro com as configurações utilizadas	52
4.12	Comparação entre os valores do campo E_z medido e simulado, sobre a linha L1 (figura 4.2). Características elétricas utilizadas: $\varepsilon_r = 4,95$ e $\sigma = 0,001$ S/m	54
4.13	Comparação entre os valores do campo E_z medido e simulado, sobre a linha L2 (figura 4.2). Características elétricas utilizadas: $\varepsilon_r = 4,95$ e $\sigma = 0,001$ S/m	54

LISTA DE SÍMBOLOS, NOMENCLATURA E ABREVIACÕES

FDTD	<i>Finite Difference Time Domain</i>
PML	<i>Perfectly Matched Layer</i>
PBC	<i>Periodic Boundary Condition</i>
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	Comprimento da célula de Yee nas direções x, y e z
Δ	Comprimento da célula de Yee, quando $\Delta x = \Delta y = \Delta z$
Δt	Intervalo de tempo entre cada iteração FDTD
N_x, N_y, N_z	Número de células do grid FDTD nas direções x, y e z
i	Índice que especifica a posição- x da célula no grid FDTD
j	Índice que especifica a posição- y da célula no grid FDTD
k	Índice que especifica a posição- z da célula no grid FDTD
ϵ_0	Permissividade elétrica do espaço livre, $8,854 \times 10^{-12}$ F/m
ϵ_r	Permissividade elétrica relativa
μ_0	Permeabilidade magnética do espaço livre, $4\pi \times 10^{-7}$ H/m
μ_r	Permeabilidade magnética relativa
σ	Condutividade elétrica
c	Velocidade da luz no espaço-livre
E_x	Componente do campo elétrico na direção- x
E_y	Componente do campo elétrico na direção- y
E_z	Componente do campo elétrico na direção- z
H_x	Componente do campo magnético na direção- x
H_y	Componente do campo magnético na direção- y
H_z	Componente do campo magnético na direção- z
E_{scat}, H_{scat}	Componente espalhada do campo elétrico ou magnético
E_{total}, H_{total}	Componente total do campo elétrico ou magnético
E_{inc}, H_{inc}	Componente incidente do campo elétrico ou magnético

1 INTRODUÇÃO

Alguns problemas do eletromagnetismo possuem periodicidade em uma ou mais direções. Uma estrutura eletromagnética muito utilizada e que apresenta característica periódica são as superfícies seletivas de frequência, mais conhecidas pela sigla em inglês FSS (*frequency selective surfaces*). FSS são superfícies constituídas de um elemento básico formador, que é replicado periodicamente em duas direções. Elas podem ter uma ou mais camadas formando um arranjo periódico de elementos, geralmente metálicos ou aberturas, que exibem comportamento de reflexão ou transmissão total na vizinhança de sua frequência de ressonância. A característica natural de filtragem dessas estruturas contribui significativamente para melhorar o desempenho de sistemas de telecomunicações e para o uso eficiente do espectro eletromagnético [4].

Existem várias aplicações para FSS. Na faixa próxima à luz visível, são utilizadas como polarizadores, divisores e espelhos para aumentar a eficiência de lasers; na faixa de infravermelho, ajudam na coleta de energia solar; na faixa de micro-ondas, permitem a utilização de um refletor para mais de uma antena [5], o desenvolvimento de radomes que operam como filtros, e, recentemente, a aplicação como papel de parede em construções, objetivando confinar sinais dentro ou fora de um cômodo [6, 7].

Outra estrutura periódica que recentemente tem despertado bastante interesse no campo da óptica são os cristais fotônicos, mais conhecidos como estruturas PBG, *photonic bandgap*. PBG é um tipo de nanoestrutura dielétrica periódica que afeta a mobilidade dos fótons, possuindo faixas de frequências em que a propagação eletromagnética não é possível. As PBGs, em princípio, têm aplicação em qualquer situação onde a luz precisa ser manipulada, como no caso de fibras ópticas [8].

Um terceiro exemplo de estrutura que pode ser considerada como periódica seriam os conjuntos de antenas. Como exemplo de aplicação, conjuntos de antenas são parte integrante dos sistemas MIMO (*multiple input multiple output*), tecnologia utilizada pelos mais modernos sistemas de comunicações móveis. O uso de antenas operando em conjunto possibilitam ao sistema de comunicação muito mais controle das características de radiação do conjunto, dando origem ao conceito de antenas inteligentes [9]. Caso a quantidade de elementos do conjunto seja suficientemente grande, é possível, por meio

da análise de apenas um dos elementos, obter diversos parâmetros de interesse, por exemplo, impedância de entrada e parâmetros S.

Um tipo diferente de problema do eletromagnetismo envolvendo estruturas periódicas é aquele no qual a periodicidade está na mesma direção da propagação, ou seja, apresentam periodicidade longitudinal, como ocorre, por exemplo, nos filtros de Bragg. Na presente dissertação, tais problemas não serão considerados. Serão discutidas, apenas, estruturas cujas geometrias têm periodicidade na direção transversal à direção de propagação. Nesse contexto, serão apresentadas algumas técnicas para implementação de condições de fronteiras periódicas utilizando o método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (FDTD - *Finite Difference Time Domain*).

No capítulo 2, serão mostradas as formulações utilizadas para a simulação das condições de fronteiras periódicas e sua implementação computacional. O software empregado nas simulações, bem como alguns exemplos de validação, serão apresentados no capítulo 3. No capítulo 4, mostram-se os resultados da simulação e de medições de campo *indoor* realizadas em uma sala de um dos prédios da FACE (Faculdade de Economia, Administração e Contabilidade), recentemente construído no *campus* Asa Norte da Universidade de Brasília. Por fim, no capítulo 5, são apresentadas as conclusões e sugestões de trabalhos futuros.

2 SIMULAÇÃO DE ESTRUTURAS PERIÓDICAS

2.1 Introdução

Para a análise de estruturas periódicas, é necessário solucionar as equações integrais ou diferenciais de Maxwell, o que pode ser feito com a utilização de métodos numéricos no domínio da frequência ou no domínio do tempo [10].

Métodos no domínio da frequência, como o Método dos Momentos, têm sido utilizados há bastante tempo, mas, apesar do seu constante desenvolvimento, eles possuem limitações difíceis de serem contornadas, principalmente quando se deseja analisar estruturas constituídas por materiais dielétricos [11]. Por sua vez, o método FDTD, proposto por Yee em 1966 [12], procura solucionar diretamente as equações diferenciais de Maxwell no domínio do tempo. Esse método tem sido continuamente aperfeiçoado, principalmente a partir da primeira metade da década de 1990, quando teve início a divulgação de uma grande quantidade de trabalhos na área.

Em particular, superfícies seletivas de frequências, assim como outras estruturas periódicas, podem ser analisadas de forma eficiente com o uso do FDTD, por meio da utilização de condições de fronteiras que simulam o efeito da replicação periódica da estrutura em análise [13]. Nesse contexto, a seguir serão apresentadas diversas técnicas para a implementação computacional do FDTD com o objetivo de simular as estruturas periódicas.

2.2 Formulação Campo-Total/Campo-Espalhado

As estruturas periódicas são analisadas, em regra, estudando-se o seu comportamento após terem sido iluminadas por uma frente de onda plana. No caso de uma FSS, por exemplo, o coeficiente de reflexão pode ser obtido calculando-se a relação entre o campo refletido pela estrutura e o campo incidente na ausência da estrutura. Assim, previamente à implementação computacional das condições de fronteira periódica, será introduzida a formulação da fonte de onda plana mais utilizada no FDTD: a campo-total/campo-espalhado, referida como formulação TF/SF (do inglês, *total-field/scattered-field*).

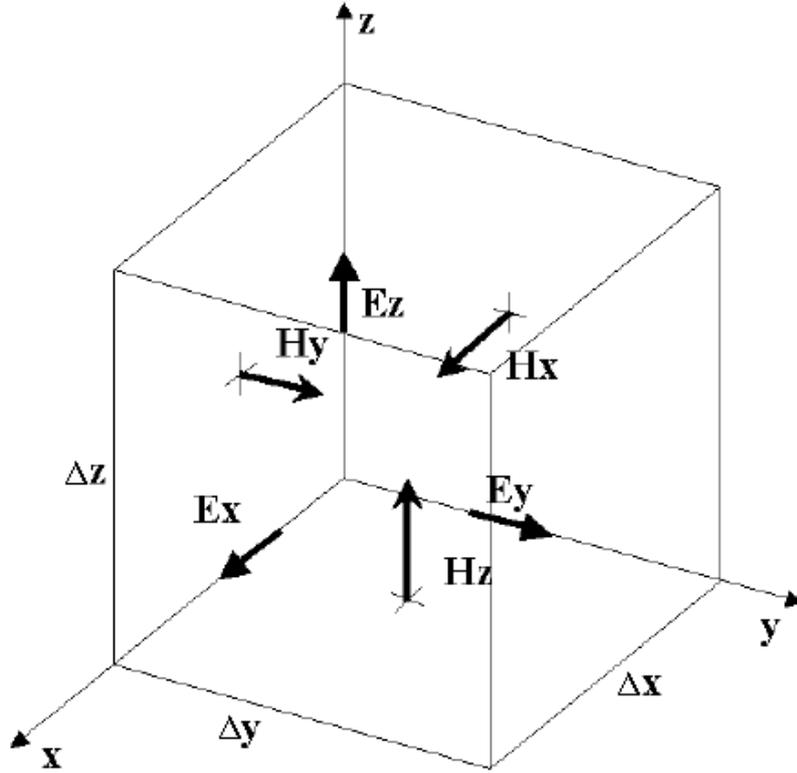


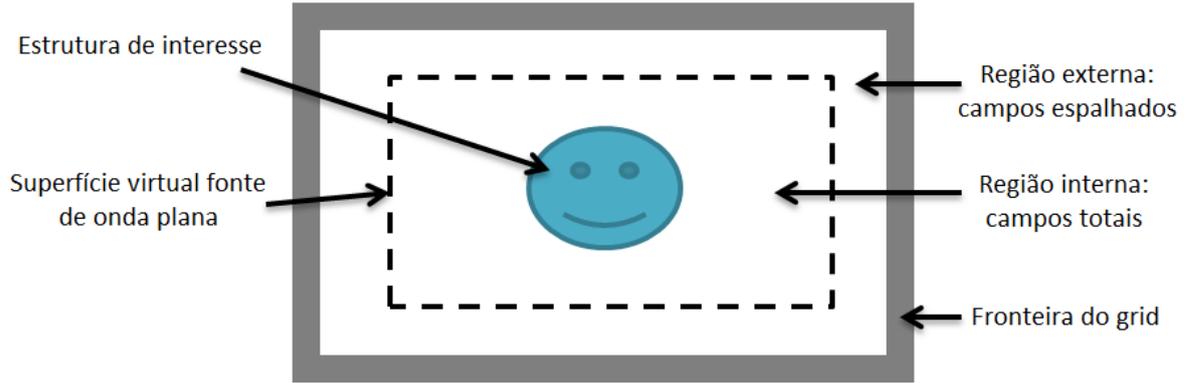
Figura 2.1: Célula de Yee contendo a posição das componentes dos campos elétrico e magnético em 3D.

Apresentada em 1982 [14], a formulação TF/SF foi muito bem sucedida e continua em uso nas atuais implementações de FDTD, pois permite o modelamento de ondas planas que se propagam em direções arbitrárias, com excitações senoidais ou pulsadas de longa duração. Na formulação TF/SF, baseada na linearidade das equações de Maxwell, assume-se que os campos elétrico e magnético totais, ou seja, os campos reais (mensuráveis) \vec{E}_{total} e \vec{H}_{total} , podem ser decompostos da seguinte maneira:

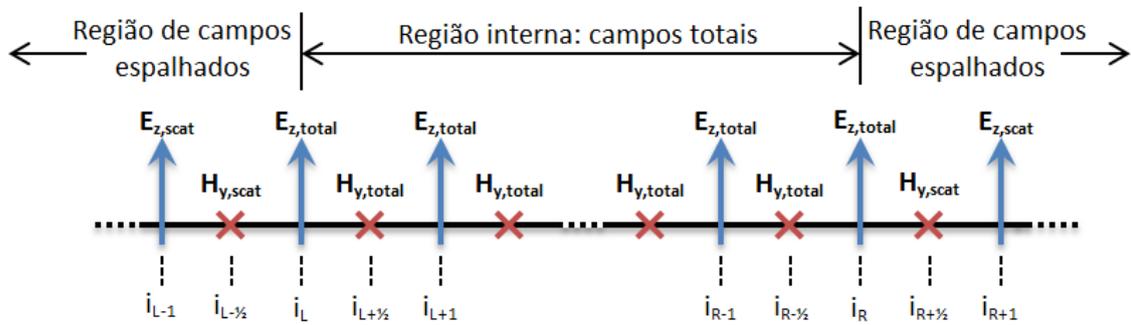
$$\vec{E}_{\text{total}} = \vec{E}_{\text{inc}} + \vec{E}_{\text{scat}} \quad (2.1a)$$

$$\vec{H}_{\text{total}} = \vec{H}_{\text{inc}} + \vec{H}_{\text{scat}} \quad (2.1b)$$

onde \vec{E}_{inc} e \vec{H}_{inc} são os valores dos campos incidentes e \vec{E}_{scat} e \vec{H}_{scat} , dos campos espalhados. Os campos incidentes são assumidos como conhecidos em todos os pontos do espaço ao longo de todas as iterações de tempo, ou seja, são os campos que existiriam se não houvesse nenhum material no espaço computacional. Os campos espalhados, também chamados campos refletidos, não são inicialmente conhecidos, ou seja, são os campos que resultam da interação da onda incidente com os materiais presentes no espaço computacional. As operações de diferenças finitas do algoritmo de FDTD na célula de Yee, mostrada na figura 2.1, podem ser igualmente aplicadas em quaisquer componentes do campo incidente, espalhado ou total. Assim, como visto na figura 2.2,



(a)



(b)

Figura 2.2: Regiões da formulação TF/SF (*total-field/scattered-field*) no grid FDTD. (a) Regiões de campo total, campo espalhado e a superfície virtual de as conecta, que é a fonte da onda plana. (b) Detalhe da localização das componentes de campo no grid FDTD em um corte uni-dimensional na direção- x .

cria-se duas regiões no espaço computacional:

- uma região interna, na qual a estrutura sob análise será inserida e o algoritmo de Yee opera com o campo total;
- uma região externa, na qual o algoritmo de Yee opera apenas com a componente do campo espalhado, o que implica que, nessa região, não existe a componente incidente do campo, mas apenas os campos refletidos, oriundos das interações eletromagnéticas ocorridas na região interna.

A superfície virtual criada entre as regiões interna e externa contém componentes dos campos \vec{E} e \vec{H} cujas iterações ao longo do tempo dependem de outras componentes espacialmente adjacentes. Então, uma componente do campo total que se encontra sobre a superfície virtual depende de outras componentes de campo total da região

interna, mas também depende de componentes de campo espalhado que estão na região externa. Portanto, faz-se necessário uma formulação específica que atue sobre essa superfície, para corrigir a inconsistência gerada ao utilizar diferentes componentes de campo (total e espalhado) na mesma equação.

Como exemplo, seja a propagação de uma onda *TEM* na direção *x*-positivo em um grid linear unidimensional vazio, cujas componentes são E_z e H_y , de acordo com a figura 2.2(b). Nesse caso, a equação de Yee para atualização do campo E_z em qualquer ponto do grid que esteja na região interna (campo total) é dada por

$$E_{z,\text{total}} \Big|_i^{n+1} = E_{z,\text{total}} \Big|_i^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} \left(H_{y,\text{total}} \Big|_{i+1/2}^{n+1/2} - H_{y,\text{total}} \Big|_{i-1/2}^{n+1/2} \right) \quad (2.2)$$

Note que (2.2) poderia ser escrita da mesma forma para a região externa (campo espalhado) apenas alterando-se os subscritos para $E_{z,\text{scat}}$ e $H_{y,\text{scat}}$, em ambos os lados da equação. Assim, a equação de atualização do campo $E_{z,\text{total}}$ localizado no ponto i_L , interface entre as regiões interna e externa, seria dada por

$$E_{z,\text{total}} \Big|_{i_L}^{n+1} = E_{z,\text{total}} \Big|_{i_L}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} \left(H_{y,\text{total}} \Big|_{i_L+1/2}^{n+1/2} - H_{y,\text{scat}} \Big|_{i_L-1/2}^{n+1/2} \right) \quad (2.3)$$

Em (2.3), tanto o campo $H_{y,\text{total}} \Big|_{i_L+1/2}$, que se encontra, no espaço computacional, à direita de E_z , quanto o campo $H_{y,\text{scat}} \Big|_{i_L-1/2}$, posicionado imediatamente à esquerda de E_z , são armazenados na memória a cada iteração. Entretanto, (2.3) apresenta um erro, pois soma duas componentes distintas do campo H_y . Como, para obter $E_{z,\text{total}}$, é necessário ter apenas componentes totais do lado direito de (2.3), basta considerar que

$$- \left(H_{y,\text{total}} \Big|_{i_L-1/2}^{n+1/2} \right) = -H_{y,\text{scat}} \Big|_{i_L-1/2}^{n+1/2} - H_{y,\text{inc}} \Big|_{i_L-1/2}^{n+1/2} \quad (2.4)$$

e substituir (2.4) em (2.3), obtendo-se

$$E_{z,\text{total}} \Big|_{i_L}^{n+1} = E_{z,\text{total}} \Big|_{i_L}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} \left(H_{y,\text{total}} \Big|_{i_L+1/2}^{n+1/2} - H_{y,\text{scat}} \Big|_{i_L-1/2}^{n+1/2} \right) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} H_{y,\text{inc}} \Big|_{i_L-1/2}^{n+1/2} \quad (2.5)$$

Com o termo incidente acrescentado, a equação (2.5) torna-se correta e consistente. Além disso, como os campos total e espalhado já estão armazenados na memória, para

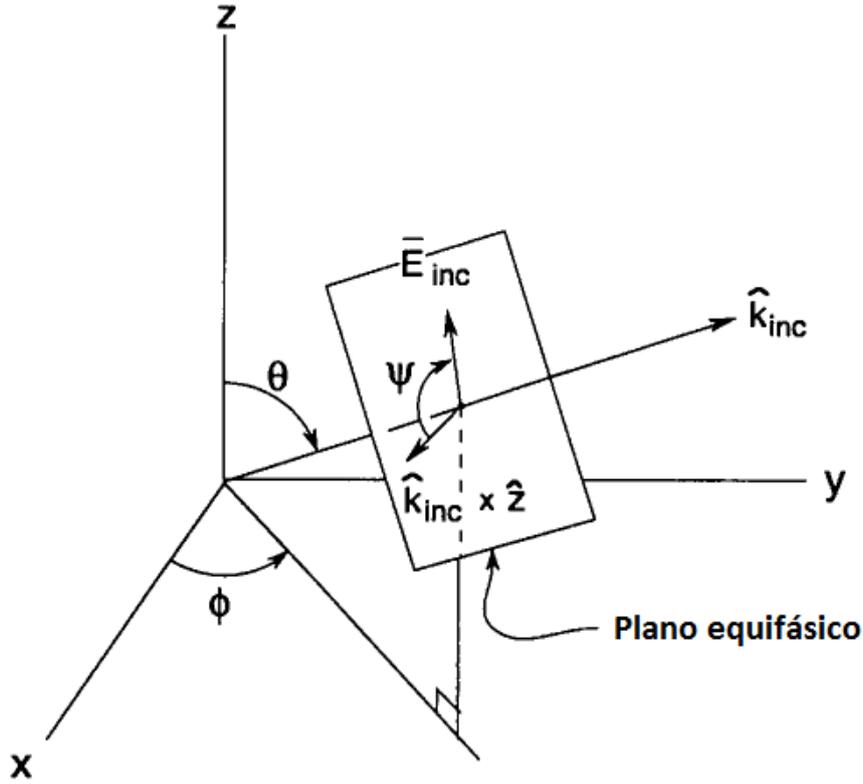


Figura 2.3: Extensão da formulação TF/SF para o caso 3D. Parâmetros utilizados para definir a direção de propagação e a polarização da onda incidente.

implementar a fronteira TF/SF basta somar ou subtrair a componente adequada do campo incidente. Essa característica permite utilizar o código FDTD existente, apenas alterando os campos já calculados, o que efetivamente cria uma onda plana a partir da superfície virtual que automaticamente separa as regiões de campo total e campo espalhado.

A formulação apresentada pode ser prontamente estendida para o caso tridimensional. A figura 2.3 mostra os parâmetros utilizados para definir a direção de propagação e a polarização da onda incidente no espaço 3D. Usando o sistema padrão de coordenadas esféricas, o vetor de onda unitário \hat{k}_{inc} , vetor que aponta para a direção de propagação, normal ao plano equifásico da frente de onda, é definido a partir do ângulo θ relativo ao eixo- $z+$, com $0^\circ < \theta < 180^\circ$, e ângulo ϕ relativo ao eixo- $x+$, com $0^\circ \leq \phi < 360^\circ$. Para especificar a polarização da onda incidente, primeiramente é definida uma direção de referência, no plano equifásico da frente de onda, dada pelo vetor resultante do produto vetorial entre o vetor de onda unitário e o eixo- z ($\hat{k}_{inc} \times \hat{z}$). A partir da direção de referência, pode-se definir a orientação do campo incidente no plano equifásico por meio do ângulo ψ , com $0^\circ \leq \psi < 360^\circ$ no sentido horário. Caso $\theta = 0^\circ$, ou $\theta = 180^\circ$, a polarização da onda é simplesmente definida pelo ângulo ϕ em relação ao eixo- $x+$.

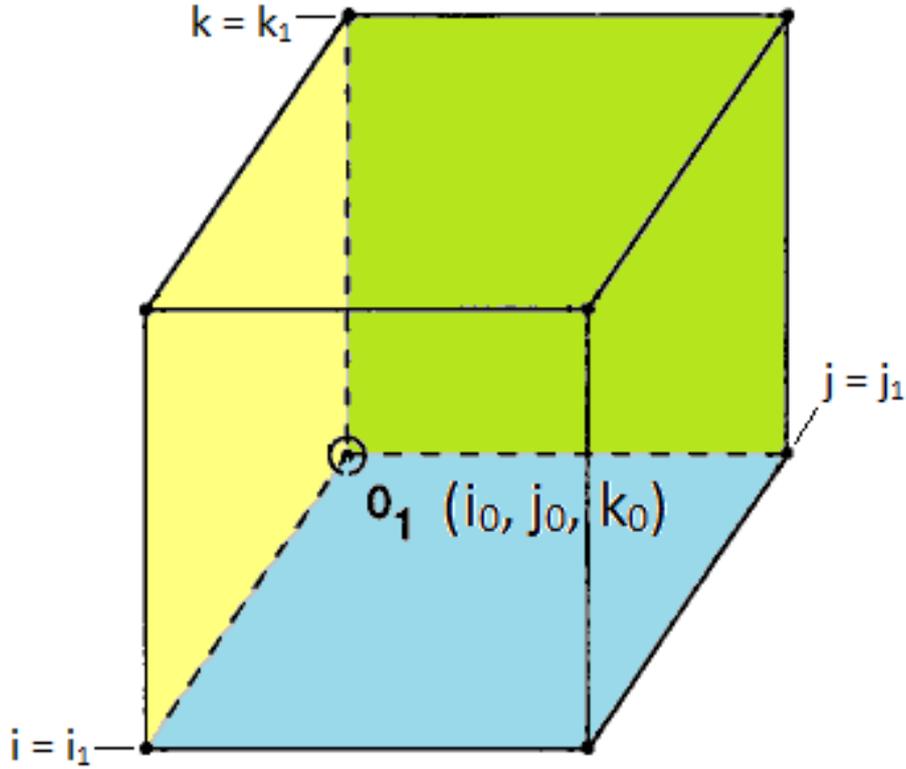


Figura 2.4: As seis faces da superfície TF/SF no espaço 3D.

Como visto na figura 2.4 a interface TF/SF em 3D possui seis faces. Dessa forma, de modo similar ao utilizado para obter a equação (2.5), é necessário aplicar as seguintes condições de consistências:

- Na face $j = j_0$,

- Posição dos campos $E_x: -\frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta} H_{z,inc} \Big|_{i,j_0-1/2,k}^{n+1/2}$
- Posição dos campos $E_z: +\frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta} H_{x,inc} \Big|_{i,j_0-1/2,k}^{n+1/2}$

- Na face $j = j_1$,

- Posição dos campos $E_x: +\frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta} H_{z,inc} \Big|_{i,j_1+1/2,k}^{n+1/2}$
- Posição dos campos $E_z: -\frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta} H_{x,inc} \Big|_{i,j_1+1/2,k}^{n+1/2}$

- Na face $k = k_0$,

- Posição dos campos $E_x: +\frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta} H_{y,inc} \Big|_{i,j,k_0-1/2}^{n+1/2}$
- Posição dos campos $E_y: -\frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta} H_{x,inc} \Big|_{i,j,k_0-1/2}^{n+1/2}$

- Na face $k = k_1$,
 - Posição dos campos $E_x: -\frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta} H_{y,\text{inc}} \Big|_{i,j,k_1+1/2}^{n+1/2}$
 - Posição dos campos $E_y: +\frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta} H_{x,\text{inc}} \Big|_{i,j,k_1+1/2}^{n+1/2}$
- Na face $i = i_0$,
 - Posição dos campos $E_y: +\frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta} H_{z,\text{inc}} \Big|_{i_0-1/2,j,k}^{n+1/2}$
 - Posição dos campos $E_z: -\frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta} H_{y,\text{inc}} \Big|_{i_0-1/2,j,k}^{n+1/2}$
- Na face $i = i_1$,
 - Posição dos campos $E_y: -\frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta} H_{z,\text{inc}} \Big|_{i_1+1/2,j,k}^{n+1/2}$
 - Posição dos campos $E_z: +\frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta} H_{y,\text{inc}} \Big|_{i_1+1/2,j,k}^{n+1/2}$

onde Δt é intervalo entre cada iteração, Δ é o comprimento da célula de Yee e ε_0 corresponde à permissividade elétrica do espaço livre. Os índices i , j e k representam a posição da célula no grid e, para cada condição de consistência apresentada acima, devem ser varridos adequadamente de modo que todas as componentes do campo E que estejam na superfície TF/SF referente a uma dada face sejam corrigidas. O mesmo se aplica para os campos H, entretanto, estes situam-se imediatamente à meia-célula ($\Delta/2$) para fora da superfície definida pelos campos E. Tomando-se os mesmos cuidados quanto aos índices, as condições de consistências para o campo H são dadas a seguir, onde μ_0 representa a permeabilidade magnética do espaço livre.

- Na face $j = j_0 - 1/2$,
 - Posição dos campos $H_z: -\frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} E_{x,\text{inc}} \Big|_{i,j_0,k}^n$
 - Posição dos campos $H_x: +\frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} E_{z,\text{inc}} \Big|_{i,j_0,k}^n$
- Na face $j = j_1 + 1/2$,
 - Posição dos campos $H_z: +\frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} E_{x,\text{inc}} \Big|_{i,j_1,k}^n$
 - Posição dos campos $H_x: -\frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} E_{z,\text{inc}} \Big|_{i,j_1,k}^n$
- Na face $k = k_0 - 1/2$,
 - Posição dos campos $H_y: +\frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} E_{x,\text{inc}} \Big|_{i,j,k_0}^n$

- Posição dos campos H_x : $-\frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} E_{y,\text{inc}} \Big|_{i,j,k_0}^n$
- Na face $k = k_1 + 1/2$,
 - Posição dos campos H_y : $-\frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} E_{x,\text{inc}} \Big|_{i,j,k_1}^n$
 - Posição dos campos H_x : $+\frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} E_{y,\text{inc}} \Big|_{i,j,k_1}^n$
- Na face $i = i_0 - 1/2$,
 - Posição dos campos H_z : $+\frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} E_{y,\text{inc}} \Big|_{i_0,j,k}^n$
 - Posição dos campos H_y : $-\frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} E_{z,\text{inc}} \Big|_{i_0,j,k}^n$
- Na face $i = i_1 + 1/2$,
 - Posição dos campos H_z : $-\frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} E_{y,\text{inc}} \Big|_{i_1,j,k}^n$
 - Posição dos campos H_y : $+\frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} E_{z,\text{inc}} \Big|_{i_1,j,k}^n$

Os campos E_{inc} e H_{inc} são conhecidos, pois correspondem aos campos de uma onda plana uniforme, que podem ser calculados em todos os pontos do espaço para todos os instantes de tempo. No caso de uma onda plana que se propaga de modo perpendicular a uma das faces da superfície TF/SF, basta aplicar a excitação desejada à componente desejada. Entretanto, para o caso mais geral de incidência oblíqua, deve-se decompor o campo da onda incidente em suas componentes. De acordo com a geometria apresentada na figura 2.3, tem-se que

$$H_{x,\text{inc}} \Big|_d^{n+1/2} = H_{\text{inc}} \Big|_d^{n+1/2} (\sin \psi \sin \phi + \cos \psi \cos \theta \cos \phi) \quad (2.6a)$$

$$H_{y,\text{inc}} \Big|_d^{n+1/2} = H_{\text{inc}} \Big|_d^{n+1/2} (-\sin \psi \cos \phi + \cos \psi \cos \theta \sin \phi) \quad (2.6b)$$

$$H_{z,\text{inc}} \Big|_d^{n+1/2} = H_{\text{inc}} \Big|_d^{n+1/2} (-\cos \psi \sin \theta) \quad (2.6c)$$

$$E_{x,\text{inc}} \Big|_d^n = E_{\text{inc}} \Big|_d^n (\cos \psi \sin \phi - \sin \psi \cos \theta \cos \phi) \quad (2.6d)$$

$$E_{y,\text{inc}} \Big|_d^n = E_{\text{inc}} \Big|_d^n (-\cos \psi \cos \phi - \sin \psi \cos \theta \sin \phi) \quad (2.6e)$$

$$E_{z,\text{inc}} \Big|_d^n = E_{\text{inc}} \Big|_d^n (\sin \psi \sin \theta) \quad (2.6f)$$

onde d é a distância da projeção da componente em questão ao longo da linha definida pelo vetor de onda unitário a partir da origem considerada. Assim, no caso de uma onda incidente a partir da origem O_1 , posição (i_0, j_0) na figura 2.4, e considerando \vec{r}_{comp} o vetor posição da componente de interesse a partir da origem O_1 , tem-se que:

$$d = \hat{k}_{\text{inc}} \cdot \vec{r}_{\text{comp}} \quad (2.7)$$

onde

$$\hat{k}_{\text{inc}} = \hat{x} \sin \theta \cos \phi + \hat{y} \sin \theta \sin \phi + \hat{z} \cos \theta \quad (2.8)$$

e

$$\vec{r}_{\text{comp}} = (i_{\text{comp}} - i_0)\hat{x} + (j_{\text{comp}} - j_0)\hat{y} + (k_{\text{comp}} - k_0)\hat{z}. \quad (2.9)$$

Nessas expressões, $(i_{\text{comp}}, j_{\text{comp}}, k_{\text{comp}})$ é a posição da componente de interesse no grid computacional.

Componentes do campo que possuem a mesma distância d a partir da origem O_1 estão no mesmo plano equifásico da onda incidente. Caso a origem escolhida esteja em outro vértice da superfície TF/SF, deve-se aplicar as correções geométricas apropriadas.

A evolução temporal dos valores de H_{inc} e E_{inc} pode ser facilmente obtida por meio de um grid FDTD-unidimensional com célula de comprimento d que roda independentemente, porém simultaneamente, ao grid 3D. A excitação desejada é aplicada diretamente no grid unidimensional. Nesse caso, a distância d expressa por (2.7) é discretizada, de modo que a cada célula do grid unidimensional tem-se uma superfície equifásica diferente. Caso a projeção da componente de interesse não coincida com uma dessas superfícies, pode-se fazer uma interpolação de seus valores. Estudos já foram realizados para otimizar o valor de d a fim de minimizar os erros de dispersão numérica [15].

Recentemente, técnicas otimizadas de se obter o campo incidente para a formulação TF/SF foram propostas [16, 17], porém seguindo a mesma idéia de usar um grid unidimensional auxiliar.

Implementando-se a formulação TF/SF apresentada, ao rodar o algoritmo, será criada uma fonte de onda plana.

2.3 Condições de fronteira periódica

As técnicas empregadas para implementar as condições de fronteira periódica (PBC - *periodic boundary conditions*) são divididas em duas classes: métodos de campo direto

e métodos de campos transformados [1]. A seguir, são apresentados alguns desses métodos, que serão abordados na seguinte sequência:

- Métodos de campo direto
 - Formulação para incidência normal
 - Formulação seno/cosseno
- Métodos de campos transformados
 - Formulação *split-field*
 - Formulação *spectral* FDTD

2.3.1 Definição do problema de PBC

Os elementos utilizados nas estruturas periódicas de interesse (FSS, PBG e conjuntos de antenas) possuem, em geral, pequenos detalhes que necessitam ser precisamente modelados, para que o comportamento eletromagnético da estrutura seja corretamente previsto. Como essas estruturas são constituídas de muitas réplicas de um elemento básico, o nível de refinamento necessário exige uma quantidade impraticável de recursos computacionais. Por esse motivo, apenas o elemento básico é modelado e condições de fronteiras PBC são utilizadas para simular o efeito periódico causado pelas infinitas réplicas virtuais do elemento considerado.

A figura 2.5 ilustra uma estrutura constituída por barras metálicas paralelas, igualmente espaçadas. As barras se repetem na direção y e são consideradas infinitas na direção z . Uma onda plana uniforme incide sobre a estrutura, com um ângulo ϕ_I em relação ao eixo- x . Nesse caso, o problema possui geometria TM_z e as equações do algoritmo FDTD convencional são:

$$H_x \Big|_{i,j+1/2}^{n+1/2} = D_a H_x \Big|_{i,j+1/2}^{n-1/2} + D_b (E_z \Big|_{i,j+1}^n - E_z \Big|_{i,j}^n) \quad (2.10a)$$

$$H_y \Big|_{i+1/2,j}^{n+1/2} = D_a H_y \Big|_{i+1/2,j}^{n-1/2} + D_b (E_z \Big|_{i,j+1}^n - E_z \Big|_{i,j}^n) \quad (2.10b)$$

$$E_z \Big|_{i,j}^{n+1} = C_a E_z \Big|_{i,j}^n + C_b (H_y \Big|_{i+1/2,j}^{n+1/2} - H_y \Big|_{i-1/2,j}^{n+1/2} + H_x \Big|_{i,j-1/2}^{n+1/2} - H_x \Big|_{i,j+1/2}^{n+1/2}) \quad (2.10c)$$

onde D_a , D_b , C_a e C_b são constantes cujas especificações podem ser omitidas para simplificar o entendimento da equação. Na sequência, o interesse se restringe à posição espacial das componentes de campo e em suas interdependências.

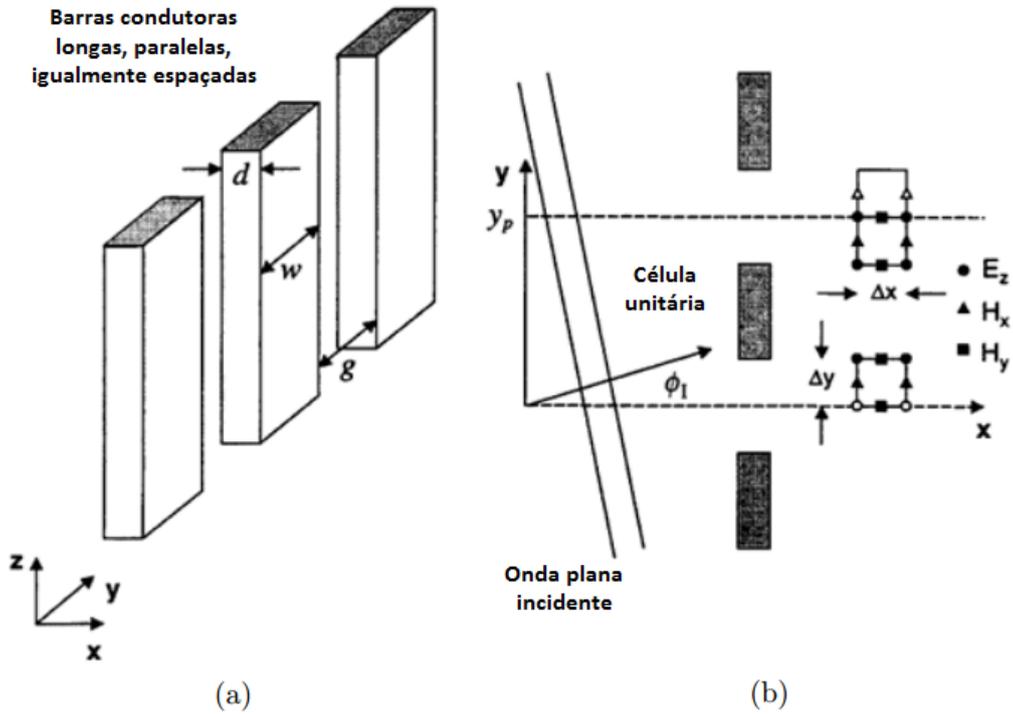


Figura 2.5: (a) Barras condutoras infinitamente longas, paralelas e igualmente espaçadas; e (b) corte bi-dimensional (corte- xy) da estrutura mostrando as componentes de campo nas extremidades da célula unitária.

Conforme mostra a figura 2.5, o espaço a ser simulado (célula unitária) se estende de $y = 0$ até $y = y_p$. Na figura 2.6, observa-se que o campo E_z em $y = 0$ pertence ao grid, porém não pode ser atualizado por meio de (2.10c), pois o campo H_x logo abaixo dele não existe no espaço computacional. Assim, E_z na fronteira computacional em $y = 0$ precisa ser atualizado de outra forma.

Segundo a figura 2.7, o campo E_z em $y = y_p$ também faz parte da célula unitária e pode ser atualizado a cada iteração por meio da equação (2.10c), porque o campo H_x acima

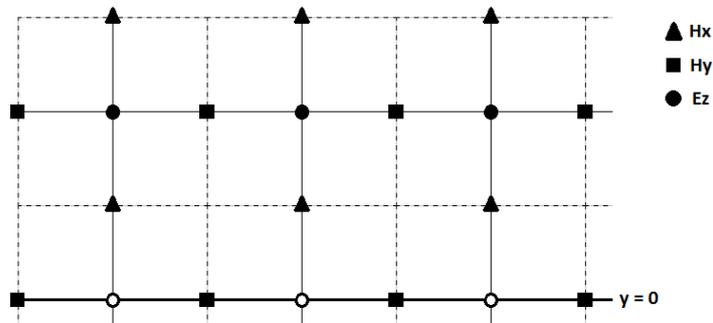


Figura 2.6: Componentes de fronteira do campo E_z em $y = 0$ representadas por bolinhas brancas (não preenchidas) e demais componentes dos campos E_z , H_x e H_y representados por símbolos pretos preenchidos.

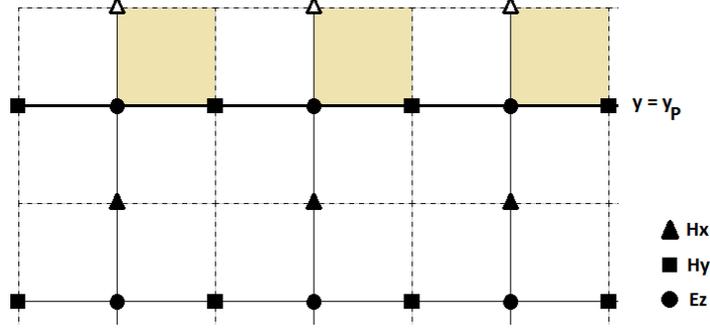


Figura 2.7: Componentes de fronteira do campo H_x em $y = y_P$ representadas por triângulos brancos (não preenchidos). Componentes do campo E_z e H_y pertencentes à mesma célula (região hachurada) não são fronteiras computacionais.

dele existe computacionalmente (faz parte da mesma célula hachurada). No entanto, H_x , que está em $y = y_P + 1/2\Delta y$ na fronteira computacional, precisa ser atualizado de outra forma, porque o campo E_z acima dele não existe no espaço computacional.

Nas figuras 2.6 e 2.7, os campos com símbolos em branco (sem preenchimento), devem ser determinados utilizando PBC, que é responsável por relacionar os campos abaixo e acima da célula unitária. Naturalmente, essa relação depende do ângulo de incidência ϕ_I da onda na estrutura. Para a geometria mostrada na figura 2.5, a relação de periodicidade pode ser expressa, no domínio fasorial, por:

$$\bar{H}_x(x, y = y_P + \Delta y/2) = \bar{H}_x(x, y = \Delta y/2)\exp(-jk_y y_P) \quad (2.11a)$$

$$\bar{E}_z(x, y = 0) = \bar{E}_z(x, y = y_P)\exp(+jk_y y_P) \quad (2.11b)$$

onde $k_y = k_0 \sin \phi_I$ e k_0 é o número de onda no espaço livre.

Segundo a equação (2.11), o campo H_x na posição $y = y_P + 1/2\Delta y$ (fronteira) é igual ao campo H_x na posição $y = 1/2\Delta y$, após decorrido algum tempo. O termo exponencial expressa o tempo necessário para a onda se propagar de uma distância y_P na direção- y . Analogamente, o campo E_z na posição $y = y_P$ é uma versão atrasada do campo E_z em $y = 0$. Porém, como o campo E_z é desconhecido na fronteira $y = 0$, pode-se dizer que E_z , na posição $y = 0$, é uma versão adiantada de E_z em $y = y_P$ (que está armazenado na memória RAM e é atualizado em cada iteração). Isso fica mais claro transformando (2.11) para domínio do tempo:

$$H_x(x, y = y_P + \Delta y/2, t) = H_x(x, y = \Delta y/2, t - \text{frac}y_P \sin \phi_I c) \quad (2.12a)$$

$$E_z(x, y = 0, t) = E_z(x, y = y_P, t + \text{frac}y_P \sin \phi_I c) \quad (2.12b)$$

Pela equação (2.12), observa-se que a PBC envolve campos no passado e no futuro. Os campos de fronteira que dependem de um valor do passado podem ser facilmente

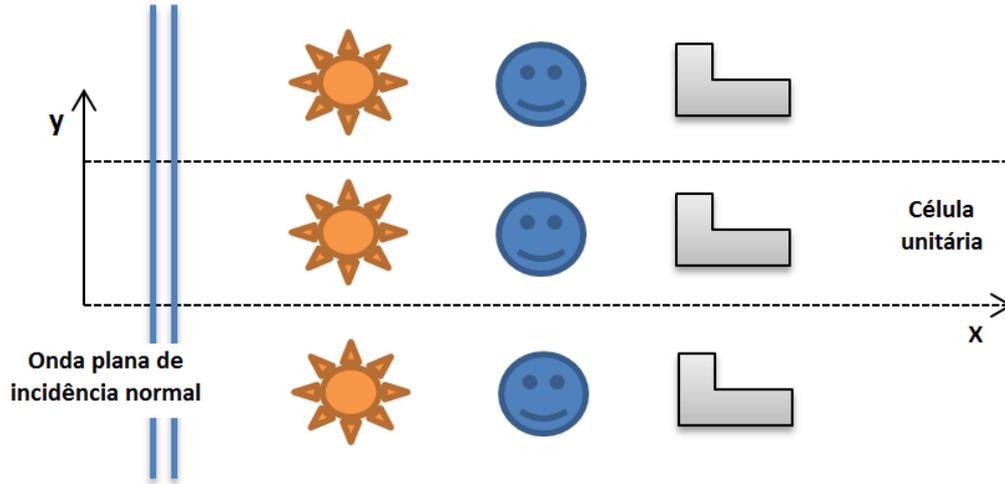


Figura 2.8: Vista superior (corte- xy) de uma onda plana incidindo de forma normal em uma estrutura periódica na direção- y .

obtidos, armazenando-se computacionalmente os campos já calculados nas iterações de tempo anteriores. Porém, os campos que dependem de um valor futuro ainda não foram calculados. Para essa situação, não há soluções simples. Esse é o problema que as formulações de PBC precisam resolver.

2.3.2 Formulação para incidência normal

Toda a dificuldade associada à PBC, explicada na subseção anterior, não existe para incidência normal, pois, neste caso, não ocorre atrasos ou avanços dos campos. Considerando o caso 2D apresentado na figura 2.8, observa-se que a frente de onda não tem inclinação, ela atinge as fronteiras (inferior e superior) ao mesmo tempo. Fazendo $\phi_I = 0$ na equação (2.12), tem-se que

$$H_x(x, y = y_P + \Delta y/2, t) = H_x(x, y = \Delta y/2, t) \quad (2.13a)$$

$$E_z(x, y = 0, t) = E_z(x, y = y_P, t) \quad (2.13b)$$

Assim, a PBC para incidência normal depende apenas de campos calculados na iteração corrente.

Na implementação da PBC para incidência normal em três dimensões (3D), é necessário, primeiro, estabelecer a direção de propagação da onda incidente, e então aplicar a PBC nos campos de fronteira das outras quatro faces transversais à direção de propagação. Na parte inferior de determinada face, os campos de fronteira são as componentes de E paralelas à face, enquanto que, na parte superior de determinada face, as componentes de H paralelas à face são os campos de fronteira.

Caso o efeito periódico desejado seja em apenas uma das direções transversais à onda incidente, então basta aplicar PBC nas duas faces correspondentes. Como exemplo, considere um problema cuja onda se propague no sentido y -positivo. Se a periodicidade for na direção- x , então E_y e E_z são os campos de fronteira na face- yz inferior (plano $x = 0$), e H_y e H_z são os campos de fronteira na face- yz superior (plano $x = x_{\max}$). Se a periodicidade for na direção- z , então E_x e E_y são os campos de fronteira na face- xy inferior (plano $z = 0$), e H_x e H_y são os campos de fronteira na face- xy superior (plano $z = z_{\max}$).

Em resumo, para incidência normal, a implementação computacional da PBC de um problema de tamanho $N_x \times N_y \times N_z$ células, ou seja, células variando de $x : [0 \cdots N_x - 1]$, $y : [0 \cdots N_y - 1]$, $z : [0 \cdots N_z - 1]$, é dada por:

- Estrutura periódica na direção- x :

$$E_y(x = 0, y, z) = E_y(x = N_x - 1, y, z)$$

$$E_z(x = 0, y, z) = E_z(x = N_x - 1, y, z)$$

$$H_y(x = N_x - 1, y, z) = H_y(x = 0, y, z)$$

$$H_z(x = N_x - 1, y, z) = H_z(x = 0, y, z)$$

- Estrutura periódica na direção- z :

$$E_x(x, y, z = 0) = E_x(x, y, z = N_z - 1)$$

$$E_y(x, y, z = 0) = E_y(x, y, z = N_z - 1)$$

$$H_x(x, y, z = N_z - 1) = H_x(x, y, z = 0)$$

$$H_y(x, y, z = N_z - 1) = H_y(x, y, z = 0)$$

2.3.3 Formulação seno/cosseno

A formulação seno/cosseno soluciona o problema de PBC apenas para uma única frequência. Nesse caso, embora a capacidade intrínseca do método FDTD de analisar uma ampla banda de frequências com uma única simulação seja perdida, as demais características são mantidas. A formulação utiliza dois grids distintos computados simultaneamente: um é excitado com uma fonte cossenoidal e o outro, com uma fonte senoidal. A figura 2.9 mostra um esquema dessa situação para um problema 2D.

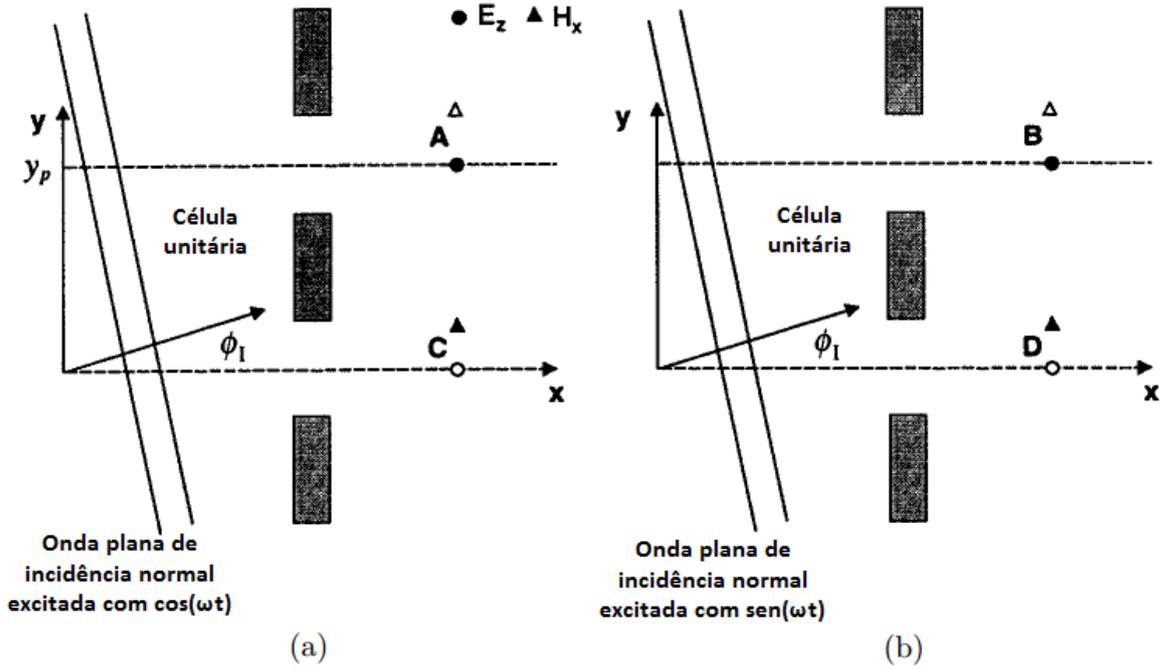


Figura 2.9: Célula periódica da formulação seno/cosseno em um problema 2D: (a) excitação cossenoidal e (b) excitação senoidal.

Com a formulação seno/cosseno, inicialmente, na fronteira da célula unitária, no caso da figura 2.9 ao longo de $y = y_P$ e de $y = 1/2\Delta y$, os campos E_z e H_x são combinados, a cada iteração, para formar um número complexo. Em seguida, a relação de periodicidade apresentada na equação (2.11) é utilizada para realizar os devidos deslocamentos de fase de cada sinal, e os campos complexos são calculados nos pontos de fronteira desconhecidos. Por fim, a parte real do campo complexo obtido é utilizada para atualizar a fronteira desconhecida do grid cossenoidal e a parte imaginária, para atualizar o grid senoidal. De acordo com a figura 2.9, isso pode ser escrito da seguinte forma:

$$E_z(C) = \text{Re}\left\{[E_z(A) + jE_z(B)]\exp(+jk_y y_P)\right\} \quad (2.14a)$$

$$E_z(D) = \text{Im}\left\{[E_z(A) + jE_z(B)]\exp(+jk_y y_P)\right\} \quad (2.14b)$$

$$H_x(A) = \text{Re}\left\{[H_x(C) + jH_x(D)]\exp(-jk_y y_P)\right\} \quad (2.14c)$$

$$H_x(B) = \text{Im}\left\{[H_x(C) + jH_x(D)]\exp(-jk_y y_P)\right\} \quad (2.14d)$$

A formulação seno/cosseno tem sido muito utilizada devido à sua facilidade de entendimento e implementação computacional, e também porque permite a análise de estruturas periódica para o caso de incidência oblíqua [18–20]. Sua maior desvantagem é que cada simulação fornece resultados apenas para uma frequência. Quando se

deseja analisar determinada estrutura em função da frequência, é necessário efetuar várias simulações, o que torna a simulação muito demorada.

2.3.4 Formulação *split-field*

A formulação *split-field* utiliza uma transformação dos campos para remover o gradiente de fase existente no grid [21], eliminando a necessidade de determinação de “campos futuros” no espaço transformado. As equações resultantes são discretizadas e escritas de acordo com o método FDTD, entretanto, nessas equações, surgem termos adicionais que causam degradação na estabilidade do algoritmo.

Para introduzir a formulação com mais clareza, considere as equações de Maxwell em duas dimensões, para o caso TM_z , no domínio da frequência:

$$\frac{\partial \bar{E}_z}{\partial y} = -j\omega\mu\bar{H}_x \quad (2.15a)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_z}{\partial x} = -j\omega\mu\bar{H}_y \quad (2.15b)$$

$$\frac{\partial \bar{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \bar{H}_x}{\partial y} = -j\omega\varepsilon\bar{E}_z \quad (2.15c)$$

Para remover o gradiente de fase existente no grid, um novo conjunto de campos pode ser definido como

$$\bar{P}_z = \bar{E}_z \exp(jk_y y) \quad (2.16a)$$

$$\bar{Q}_x = \eta_0 \bar{H}_x \exp(jk_y y) \quad (2.16b)$$

$$\bar{Q}_y = \eta_0 \bar{H}_y \exp(jk_y y) \quad (2.16c)$$

Reescrevendo as equações (2.16a) e (2.16b) em termos dos campos \bar{E}_z e \bar{H}_x , respectivamente, e substituindo na equação (2.11), a condição de periodicidade dos campos transformados será dada simplesmente por

$$\begin{aligned} \bar{P}_z(x, y = 0) &= \bar{P}_z(x, y = y_P) \\ \bar{Q}_x(x, y = \Delta y/2) &= \bar{Q}_x(x, y = y_P + \Delta y/2) \end{aligned} \quad (2.17)$$

Substituindo (2.16) em (2.15) e expressando-as no domínio do tempo ($j\omega \Leftrightarrow \partial/\partial t$), tem-se, para a situação em que a estrutura periódica em análise está no espaço livre

(sem perdas):

$$\frac{\mu_r}{c} \frac{\partial Q_x}{\partial t} = -\frac{\partial P_z}{\partial y} + \left\{ \frac{\sin \phi_I}{c} \frac{\partial P_z}{\partial t} \right\} \quad (2.18a)$$

$$\frac{\mu_r}{c} \frac{\partial Q_y}{\partial t} = \frac{\partial P_z}{\partial x} \quad (2.18b)$$

$$\frac{\varepsilon_r}{c} \frac{\partial P_z}{\partial t} = \frac{\partial Q_y}{\partial x} - \frac{\partial Q_x}{\partial y} + \left\{ \frac{\sin \phi_I}{c} \frac{\partial Q_x}{\partial t} \right\} \quad (2.18c)$$

A equação (2.18) possui termos extras (entre chaves) que envolvem derivação no tempo, o que torna a sua discretização extremamente complexa. A formulação *split-field* contorna esse problema dividindo o campo em duas partes (daí vem o nome da formulação). Para eliminar os termos entre chaves em (2.18), são introduzidas as variáveis Q_{xa} e P_{za} da seguinte maneira

$$Q_x = Q_{xa} + \frac{\sin \phi_I}{\mu_r} P_z \quad (2.19a)$$

$$P_z = P_{za} + \frac{\sin \phi_I}{\varepsilon_r} Q_x \quad (2.19b)$$

Substituindo (2.19) no lado esquerdo de (2.18) resulta em

$$\frac{\mu_r}{c} \frac{\partial Q_{xa}}{\partial t} = -\frac{\partial P_z}{\partial y} \quad (2.20a)$$

$$\frac{\mu_r}{c} \frac{\partial Q_y}{\partial t} = \frac{\partial P_z}{\partial x} \quad (2.20b)$$

$$\frac{\varepsilon_r}{c} \frac{\partial P_{za}}{\partial t} = \frac{\partial Q_y}{\partial x} - \frac{\partial Q_x}{\partial y} \quad (2.20c)$$

O conjunto (2.20) é similar às equações de Maxwell e, portanto, podem ser discretizadas de acordo com o algoritmo básico de Yee. Assim, tem-se:

$$Q_{xa} \Big|_{i,j}^{n+1/2} = Q_{xa} \Big|_{i,j}^{n-1/2} - \frac{T_y}{\mu_r} \left(P_z \Big|_{i,j}^n - P_z \Big|_{i,j-1}^n \right) \quad (2.21a)$$

$$Q_y \Big|_{i,j}^{n+1/2} = Q_y \Big|_{i,j}^{n-1/2} + \frac{aT_y}{\mu_r} \left(P_z \Big|_{i,j}^n - P_z \Big|_{i-1,j}^n \right) \quad (2.21b)$$

$$P_{za} \Big|_{i,j}^{n+1/2} = P_{za} \Big|_{i,j}^{n-1/2} + \frac{aT_y}{\varepsilon_r} \left(Q_y \Big|_{i,j}^n - Q_y \Big|_{i-1,j}^n \right) - \frac{T_y}{\varepsilon_r} \left(Q_x \Big|_{i,j}^n - Q_x \Big|_{i,j-1}^n \right) \quad (2.21c)$$

onde $a = \Delta y / \Delta x$ e $T_y = c\Delta t / \Delta y$. Uma vez determinados Q_{xa} e P_{za} , pode-se utilizar (2.19) para determinar os campos totais Q_x e P_z . Substituindo (2.19b) em (2.19a), tem-se que:

$$Q_x \left(1 - \frac{\sin^2 \phi_I}{\mu_r \varepsilon_r} \right) = Q_{xa} + \frac{\sin \phi_I}{\mu_r} P_{za} \quad (2.22a)$$

$$P_z = P_{za} + \frac{\sin \phi_I}{\varepsilon_r} Q_x \quad (2.22b)$$

Finalmente, pode-se discretizar o sistema (2.22). Antes disso, note que (2.22a) determina Q_x a partir de Q_{xa} e P_{za} , que estão no mesmo *time-step*, porém não estão na mesma posição no grid, assim, é necessário efetuar uma média espacial do termo P_{za} . Igualmente, antes de discretizar (2.22b), é necessário efetuar uma média espacial do termo Q_x . Sendo assim, tem-se que:

$$Q_x \Big|_{i,j}^{n+1/2} = \mu_r \varepsilon_r A Q_{xa} \Big|_{i,j}^{n+1/2} + \frac{\varepsilon_r A \sin \phi_I}{2} \left(P_{za} \Big|_{i,j+1}^{n+1/2} + P_{za} \Big|_{i,j}^{n+1/2} \right) \quad (2.23a)$$

$$P_z \Big|_{i,j}^{n+1/2} = P_{za} \Big|_{i,j}^{n+1/2} + \frac{\sin \phi_I}{2\varepsilon_r} \left(Q_x \Big|_{i,j}^{n+1/2} + Q_x \Big|_{i,j-1}^{n+1/2} \right) \quad (2.23b)$$

onde $A = 1/(\mu_r \varepsilon_r - \sin^2 \phi_I)$.

É importante notar algumas diferenças entre as atualizações dos campos realizadas por (2.21) e (2.23) e as fórmulas convencionais de atualização dos campos do método FDTD, que são encontradas fazendo $\phi_I = 0$:

- A presença de derivadas no tempo e também no espaço para a mesma variável na mesma equação fez que o algoritmo de Yee tivesse de ser modificado, gerando impacto na estabilidade da formulação *split-field*.
- O critério de estabilidade de Courant é modificado e varia de acordo com o ângulo de incidência, ϕ_I .
- A formulação *split-field* é estável para ângulos menores que 90° , porém, à medida que aumenta o ângulo de incidência, é necessário reduzir o tamanho da célula ou o passo de tempo, para manter o algoritmo estável. Para ângulos próximos à 90° , a formulação exigirá recursos computacionais e tempo de simulação muito elevados. Para a incidência rasante ($\phi_I = 90^\circ$), a formulação é instável.
- Uma análise de dispersão numérica revela que, na formulação *split-field*, a dispersão numérica aumenta à medida que aumenta o ângulo de incidência.

Cabe ainda ressaltar que, nas direções onde não há periodicidade, é necessário aplicar condições absorventes, como a PML (*perfectly matched layer*). Entretanto, o equacionamento da condição absorvente, normalmente expressa em função dos campos E e H, precisa ser definido em função dos campos P e Q, seguindo o mesmo procedimento apresentado nesta seção. O equacionamento da PML em função dos campos P e Q pode ser verificado em [22].

2.3.5 Formulação *spectral* FDTD

A formulação *split-field* introduz termos extras nas equações, o que adiciona complexidade à implementação e altera a estabilidade do algoritmo FDTD original. Na formulação *split-field*, para evitar problemas de instabilidade, à medida que o ângulo de incidência aumenta, é necessário escolher um *time-step* cada vez menor, tornando o tempo de simulação proibitivo. Já a formulação seno/cosseno é estável para incidências com ângulos rasantes (90°), mas elimina a característica banda larga do método FDTD, sendo necessária uma simulação para cada frequência de interesse.

A mais recente formulação para solução do problema de PBC é conhecida como *spectral* FDTD [23], ou simplesmente SFDTD. O ponto chave dessa formulação é utilizar uma fonte de onda denominada CTW (do inglês, *constant transverse wavenumber*). Como o próprio nome sugere, a onda CTW possui o número de onda transversal (à direção de propagação) constante, varrendo, portanto, com uma única onda, diversos ângulos de incidência, diferentemente da onda plana tradicional que possui um ângulo único de incidência. O número de onda transversal constante elimina a diferença de fase na fronteira do grid, assim como no caso de incidência de normal, fazendo com que a PBC possa ser aplicada diretamente no domínio do tempo.

Considere as componentes longitudinal- \hat{l} e transversal- \hat{t} de uma onda plana TE (o caso TM pode ser escrito de forma semelhante), conforme figura 2.10. No domínio da frequência, pode-se escrever:

$$\vec{E}_t = e^{jk_x x} e^{jk_y y} e^{jk_z(z-z_0)} \times e^{-k_0^2/\sigma^2} \hat{t} \quad (2.24a)$$

$$\vec{H}_l = e^{jk_x x} e^{jk_y y} e^{jk_z(z-z_0)} Y_{TE} \times e^{-k_0^2/\sigma^2} \hat{l} \quad (2.24b)$$

onde $Y_{TE} = k_z/\eta_0 k_0$, $k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}$, $k_0 = 2\pi f/c$, f é a frequência, c , a velocidade da luz, k_x e k_y são os números de onda transversais, k_z é o número de onda normal, $j = \sqrt{-1}$ e $\eta_0 = 120\pi \Omega$ é a impedância do espaço livre. O termo $\exp(-k_0^2/\sigma^2)$ corresponde a um pulso gaussiano usado para limitar a largura de banda da onda [1].

A onda CTW no domínio do tempo é calculada aplicando a transformada inversa de Fourier em (2.24). Como a CTW é caracterizada por apresentar números de onda transversais constantes, o par (k_x, k_y) , em (2.24), são considerados números constantes, ou seja, não dependem da frequência, e portanto, podem sair da transformada. Assim,

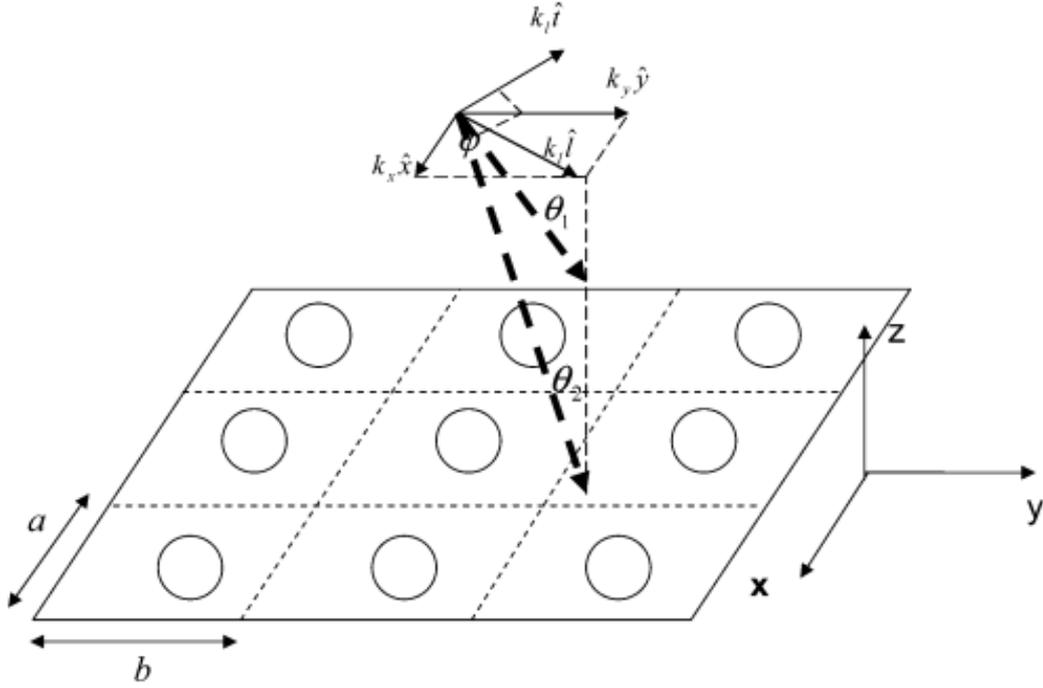


Figura 2.10: Onda CTW incidindo em um objeto periódico planar. A célula unitária da estrutura, delimitada por linhas pontilhadas, tem dimensões a e b nas direções x e y . A onda CTW é mostrada em linhas tracejadas. Ela possui números de onda transversais constantes (k_x e k_y) e carrega uma faixa contínua de ângulos de incidência; cada ângulo corresponde a uma componente de frequência da onda.

as componentes \hat{l} e \hat{t} da onda CTW podem ser escritas como:

$$E_t^{CTW} = e^{jk_x x} e^{jk_y y} \times \mathfrak{S}^{-1} \left[e^{jk_z(z-z_0)} e^{-k_0^2/\sigma^2} \right] \quad (2.25a)$$

$$H_l^{CTW} = e^{jk_x x} e^{jk_y y} \times \mathfrak{S}^{-1} \left[e^{jk_z(z-z_0)} Y_{TE}(k_0) e^{-k_0^2/\sigma^2} \right] \quad (2.25b)$$

onde \mathfrak{S}^{-1} representa a transformada inversa de Fourier.

O fato de os números de onda k_x e k_y serem constantes em (2.25) faz com que a onda CTW, à medida que se propaga pelo ambiente, não sofra nenhum atraso no plano- xy . Isso pode ser demonstrado na seguinte forma:

$$E_t^{CTW}(x - x_0, y - y_0, z, t) = e^{-jk_x x_0} e^{-jk_y y_0} E_t^{CTW}(x, y, z, t) \quad (2.26a)$$

$$H_l^{CTW}(x - x_0, y - y_0, z, t) = e^{-jk_x x_0} e^{-jk_y y_0} H_l^{CTW}(x, y, z, t) \quad (2.26b)$$

A equação (2.26) significa que o campo da onda CTW em $(x - x_0, y - y_0, z, t)$ é igual ao seu valor em (x, y, z, t) multiplicado por uma constante, o número complexo $\exp(-jk_x x_0) \exp(-jk_y y_0)$. Isso indica, portanto, que a onda CTW não sofre atraso no plano- xy .

A partir da geometria da figura 2.10, conclui-se que é possível decompor as componentes

(\hat{l}, \hat{t}) em suas componentes cartesianas:

$$E_x^{CTW} = -\frac{k_y}{k_l} E_t^{CTW} \quad (2.27a)$$

$$E_y^{CTW} = \frac{k_x}{k_l} E_t^{CTW} \quad (2.27b)$$

$$H_x^{CTW} = \frac{k_x}{k_l} H_l^{CTW} \quad (2.27c)$$

$$H_y^{CTW} = \frac{k_y}{k_l} H_l^{CTW} \quad (2.27d)$$

onde $k_l = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$. Assim, por exemplo, se $k_x = 0$ e $k_y \neq 0$, então a onda terá componentes E_x e H_y . Analogamente a onda terá componentes E_y e H_x quando $k_y = 0$ e $k_x \neq 0$.

A figura 2.11 mostra o espaço computacional e como a onda CTW deve ser inserida nele. Nas partes superior e inferior, o espaço computacional deve ser truncado utilizando condições de absorção, como a condição PML (*perfectly matched layer*) [24]. A estrutura periódica é colocada entre os blocos de PML e, nas direções- xy , o espaço é truncado com a PBC.

A formulação SFDTD utiliza o algoritmo tradicional de Yee e a onda CTW é inserida no grid computacional por meio da superfície virtual da formulação TF/SF. Isso é feito simplesmente aplicando os campos da equação (2.27) como sendo termos de campo incidente na formulação apresentada na seção 2.2.

Assim a condição PBC na formulação SFDTD pode ser implementada da seguinte forma:

$$E_x \Big|_{i+1/2, 0, k}^n = E_x \Big|_{i+1/2, N_y, k}^n \exp(-jk_y b) \quad (2.28a)$$

$$E_z \Big|_{i, 0, k+1/2}^n = E_z \Big|_{i, N_y, k+1/2}^n \exp(-jk_y b) \quad (2.28b)$$

$$H_x \Big|_{i, N_y+1/2, k+1/2}^{n+1/2} = H_x \Big|_{i, 1/2, k+1/2}^{n+1/2} \exp(+jk_y b) \quad (2.28c)$$

$$H_z \Big|_{i+1/2, N_y+1/2, k}^{n+1/2} = H_z \Big|_{i+1/2, 1/2, k}^{n+1/2} \exp(+jk_y b) \quad (2.28d)$$

$$E_y \Big|_{0, j+1/2, k}^n = E_y \Big|_{N_x, j+1/2, k}^n \exp(-jk_x a) \quad (2.28e)$$

$$E_z \Big|_{0, j, k+1/2}^n = E_z \Big|_{N_x, j, k+1/2}^n \exp(-jk_x a) \quad (2.28f)$$

$$H_y \Big|_{N_x+1/2, j, k+1/2}^{n+1/2} = H_y \Big|_{1/2, j, k+1/2}^{n+1/2} \exp(+jk_x a) \quad (2.28g)$$

$$H_z \Big|_{N_x+1/2, j+1/2, k}^{n+1/2} = H_z \Big|_{1/2, j+1/2, k}^{n+1/2} \exp(+jk_x a) \quad (2.28h)$$

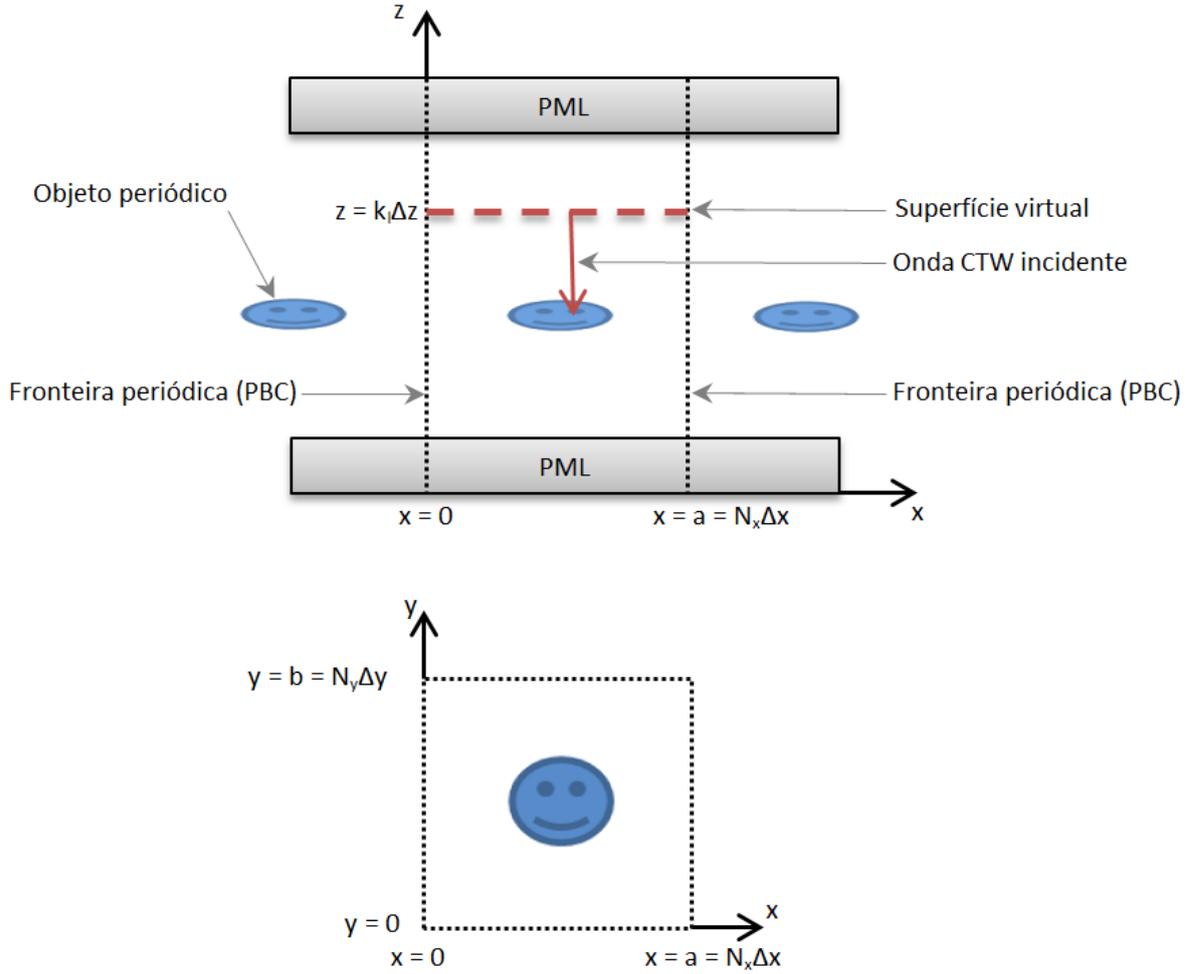


Figura 2.11: Volume computacional SFDTD. O objeto periódico é inserido entre duas paredes de PML. A estrutura periódica infinita é truncada por meio da condição de fronteira PBC. A onda CTW é inserida no volume computacional por meio de uma superfície virtual em uma dada posição ($z = k_l \Delta z$).

onde $a = N_x \Delta x$ e $b = N_y \Delta y$ são as dimensões da célula unitária nas direções- xy . Observe que os termos exponenciais em (2.28) possuem sinais positivos para os campos H e negativos para os campos E . É justamente isso que implementa a questão dos campos no passado e no futuro, conforme visto na subseção 2.3.1.

Uma única onda CTW possui uma faixa contínua de ângulos de incidência, cada ângulo corresponde a uma dada frequência. A relação entre o ângulo de incidência (θ, ϕ) e os números de onda transversais (k_x, k_y) e k_0 é dada por

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{k_l}{k_0} \right) \quad (2.29a)$$

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{k_y}{k_x} \right) \quad (2.29b)$$

A equação (2.29) mostra que, nas altas frequências ($k_0 \gg k_l$), o ângulo de incidência é

aproximadamente normal, isto é, $\theta = 0^\circ$. Nas baixas frequências ($k_0 \approx k_l$), o ângulo de incidência é praticamente rasante, isto é, $\theta = 90^\circ$. Note que com uma única simulação a formulação SFDTD cobre toda faixa de ângulos de incidência e de frequências, podendo ser considerado um método banda larga. Entretanto, as frequências e ângulos de incidência estão combinados por (2.29). Assim, caso se deseje obter o comportamento do campo para apenas um determinado ângulo de incidência ao longo de várias frequências, será necessário realizar diversas simulações para vários valores de (k_x, k_y) . Nesse caso, obtém-se a informação para as várias frequências de interesse e também a informação de vários ângulos de incidência, além do ângulo de interesse.

A formulação SFDTD mantém o mesmo critério de estabilidade que o algoritmo FDTD original $c\Delta t < 1/\sqrt{1/\Delta x^2 + 1/\Delta y^2 + 1/\Delta z^2}$, que não varia com o ângulo de incidência. Para implementar a fonte CTW em um código FDTD existente, todas as variáveis de campos que são números reais precisam ser trocadas por números complexos. A formulação SFDTD realiza a computação numérica no domínio do tempo, porém usando campos complexos.

De acordo com [25], uma simulação efetuada com a formulação *split-field* para o caso de incidência normal demora cerca de 30 vezes mais do que uma única simulação da formulação SFDTD. Assim, caso haja interesse em obter a resposta para um único ângulo de incidência próximo de $\theta = 0^\circ$ com mais de 30 pontos de frequência, então a formulação *split-field* seria mais eficiente. Entretanto, à medida que o ângulo de incidência aumenta, a formulação *split-field* necessita de um tempo de simulação cada vez maior, tornando a formulação SFDTD mais vantajosa, principalmente por fornecer a resposta para todos os ângulos de incidência.

3 RESULTADOS NUMÉRICOS DE ESPALHAMENTO

3.1 Introdução

Atualmente, estão disponíveis softwares comerciais que implementam diversas características necessárias à análise de uma grande gama de problemas, tais como geração automática da malha, diferentes tipos de excitação, condições de absorção, malhas não uniformes e conformadas, além de possibilitarem a visualização gráfica do modelo e dos resultados da simulação. Entretanto, por serem extremamente completos e poderosos, esses softwares têm alto custo de aquisição, que normalmente está na casa de dezenas de milhares dólares, por licença de utilização. O custo elevado os tornam praticamente inacessíveis para a utilização por estudantes de engenharia, por pequenas empresas ou até mesmo por universidades.

Os códigos mais modernos que implementam o FDTD possuem características que os tornam capazes de analisar com grande precisão uma infinidade de problemas que envolvam a propagação de ondas eletromagnéticas. Sua abrangência vai das tradicionais aplicações na análise e projeto de antenas e dispositivos de micro-ondas até as mais recentes aplicações nas áreas de fotônica, superfícies seletivas de frequência, dispositivos eletrônicos de alta velocidade, estudo da interação de ondas eletromagnéticas em tecidos biológicos, entre outras [1].

Neste capítulo, inicialmente, será apresentado o software utilizado neste trabalho: o EM Studio, uma plataforma de simulação eletromagnética de arquitetura modular desenvolvida no Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade de Brasília [26].

Na sequência, serão mostrados alguns resultados obtidos por meio da implementação da formulação discutida no capítulo 2. As estruturas periódicas que foram simuladas tiveram os seus resultados de análise publicados na literatura, os quais foram utilizados como exemplos de validação da implementação computacional realizada.

3.2 Plataforma EM Studio

O uso de métodos numéricos é fundamental no estudo de estruturas eletromagnéticas complexas ou da propagação de ondas em ambientes *indoor*. Métodos numéricos podem ser inseridos em um software destinado a resolver um problema específico [27, 28], mas também podem ser implementados em um software mais geral, que permita ao usuário definir um novo problema a ser simulado. A possibilidade de definir problemas genéricos é, sem dúvida, mais útil para o usuário. Nesse sentido, foi pensada a plataforma EM Studio [29].

A definição do problema a ser analisado pode ser feita de várias formas. Algumas aplicações, como o NEC [30], usam arquivos de texto como entrada; outras, como o CST Studio [31], usam uma interface gráfica (GUI). Para o usuário, a interface gráfica é normalmente mais amigável que o console. Ter uma interface amigável é uma característica desejada de um software, pois um sistema sem essa característica normalmente está condenado ao fracasso. A arquitetura proposta para a plataforma EM Studio buscou atender essa particularidade. Embora o número de requisitos de um sistema de simulação seja alto, sempre existem três que devem ser satisfeitos por todo sistema desse tipo: definir o problema, simular o problema e visualizar os resultados [32]. A arquitetura do EM Studio possui três camadas: uma para representar a interface gráfica (GUI); outra para representar a implementação de métodos numéricos (Core); e uma terceira para conectar as camadas GUI e Core (Moderator), conforme figura 3.1. Dessa forma, o acoplamento entre os métodos numéricos (camada Core) e as funções e métodos utilizados para definir e visualizar o problema (presentes na camada GUI) é reduzido, possibilitando que uma camada seja eventualmente substituída. Isso facilita a inserção de novos métodos numéricos na camada Core, ou ainda, facilita a alteração ou criação de novas funcionalidades aos métodos numéricos existentes.

A camada GUI se comunica com a camada Core usando o Moderator e transferindo DTOs (*Data Transfer Object*). Quando a simulação termina, o Core retorna objetos do tipo Result, que são enviados para a camada GUI, a fim de serem visualizados.

A versão atual do sistema foi escrita em C++ usando as bibliotecas wxWidgets [33] e OpenGL [34] para a criação da interface gráfica. O método numérico inicialmente disponível é o FDTD, usando a abordagem definida em [27]. A interface gráfica da tela inicial do EM Studio, mostrada da figura 3.2, possui três partes:

- árvore de itens disponíveis (canto inferior esquerdo): onde estão disponíveis todos

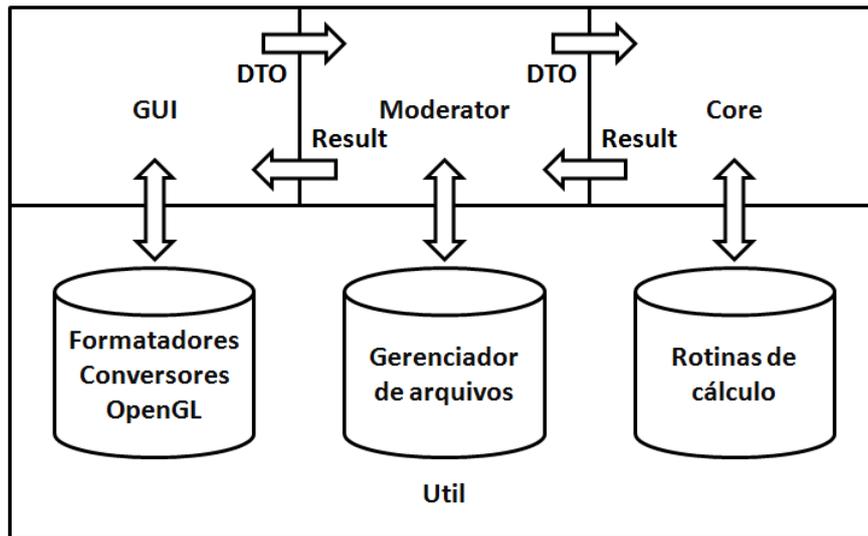


Figura 3.1: Arquitetura em três camadas da plataforma EM Studio.

os elementos que o usuário pode utilizar para construir seu projeto;

- árvore de projeto (canto superior esquerdo): mostra todos os elementos que constituem o projeto do usuário;
- painel de visualização (direita): mostra o desenho do projeto definido pelo usuário.

Os elementos nas árvores de itens disponíveis e de projeto são organizados em quatro tipos:

- métodos: representam os métodos numéricos disponíveis para simulação;
- fontes: são os elementos que de alguma forma produzem campos eletromagnéticos, como as antenas;
- objetos: são elementos simples, que podem estar associados a diferentes materiais;
- sondas: são elementos usados para inspecionar algumas propriedades do projeto, como visualizar o campo em determinado ponto ou caminho.

Os elementos que compõem um projeto possuem propriedades que podem ser editadas por meio de janela específica. Cada elemento possui um conjunto distinto de propriedades, de modo que a janela mostrada será diferente para elementos distintos. O usuário deve escolher quais as unidades de comprimento, tempo e frequência associadas ao projeto, que serão visualizadas na barra de *status*, conforme ilustra a figura 3.2. Para

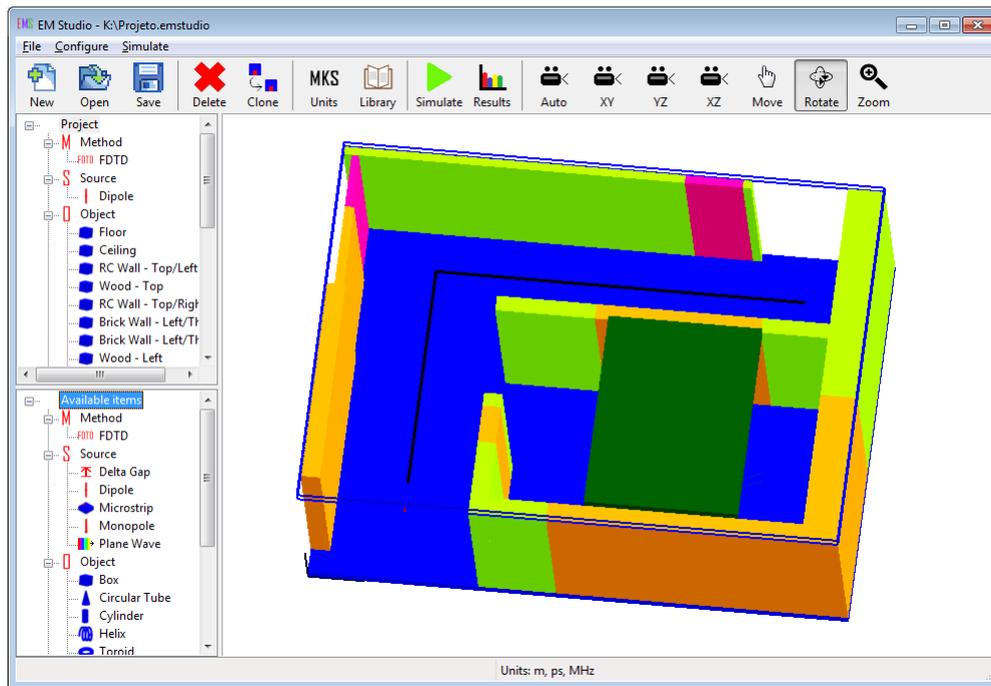


Figura 3.2: EM Studio, janela principal.

a edição de propriedades, o sistema considera que as informações são fornecidas nas unidades definidas pelo usuário.

Após a simulação do problema, cada elemento utilizado no projeto poderá gerar resultados, que serão exibidos para o usuário por meio de diferentes visões, tais como tabelas, gráficos- xy , gráficos polares, gráficos tridimensionais e até mesmo animações.

Neste trabalho, diante dessa característica que permite que novos elementos sejam acoplados ao sistema de forma simples e rápida, apenas a camada Core foi modificada, tal que a funcionalidade de simulação FDTD envolvendo condições de fronteira periódica foi adicionada ao software EM Studio. A seguir, são apresentados resultados que foram utilizados para a validação dessa nova funcionalidade.

3.3 Propagação através de uma placa dielétrica

Um exemplo relacionado à propagação é o cálculo do atraso que ocorre quando a onda atravessa uma placa dielétrica. Segundo o documento IEEE Std 1597.2-2010 [35], esse é um dos problemas de referência utilizado na validação de softwares de simulação. O problema consiste em encontrar o efeito no tempo de propagação de uma onda quando ela atravessa uma placa dielétrica. Neste caso, utilizou-se uma placa com 5 cm de espessura e considerada infinita no comprimento e na largura, de forma que

os efeitos de borda possam ser desconsiderados. Os resultados são apresentados em relação ao atraso de propagação em espaço livre para dielétricos com permissividade elétrica relativa (ϵ_r) iguais a 2,5, 5 e 10.

A figura 3.3 mostra a janela do EM Studio para simulação desse problema. A placa dielétrica é modelada por meio de um objeto com o material definido de acordo com a especificação desejada. Para simular uma placa infinita, foi utilizada a condição de absorção periódica nos limites nas direções x e z . Na direção y , foi utilizada a PML (*Perfectly Matched Layer*) como condição de absorção.

A fonte é uma onda plana com excitação gaussiana (frequência de corte de 10 GHz), com direção de propagação perpendicular à placa dielétrica. Para encontrar os resultados, foi inserida uma sonda após a placa, que coleta o campo E_z de 100 MHz a 10 GHz. São necessárias quatro simulações: uma para o espaço livre e outras três para os materiais especificados.

Como algumas operações devem ser efetuadas com os resultados das simulações, os dados foram exportados do EM Studio e tratados em outro software. A figura 3.4 mostra, em círculos, os resultados simulados e, em linhas contínuas, resultados divulgados no *Workshop Computational Benchmarking*, em 2004 [36].

Embora esse seja um problema relativamente simples, ele é importante para validar o sistema utilizado. Além disso, a estrutura simulada tem relação com situações reais e pode representar, por exemplo, um sinal atravessando uma parede dentro de uma residência.

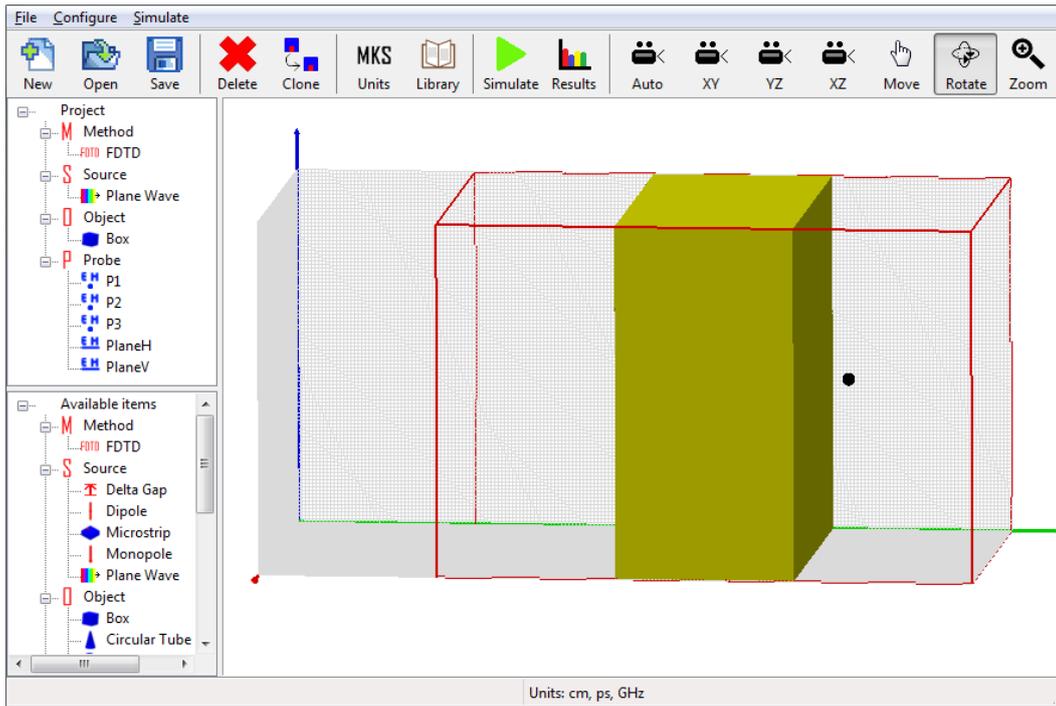


Figura 3.3: Projeto para encontrar o atraso de propagação após a onda atravessar uma placa dielétrica de 5 cm de espessura.

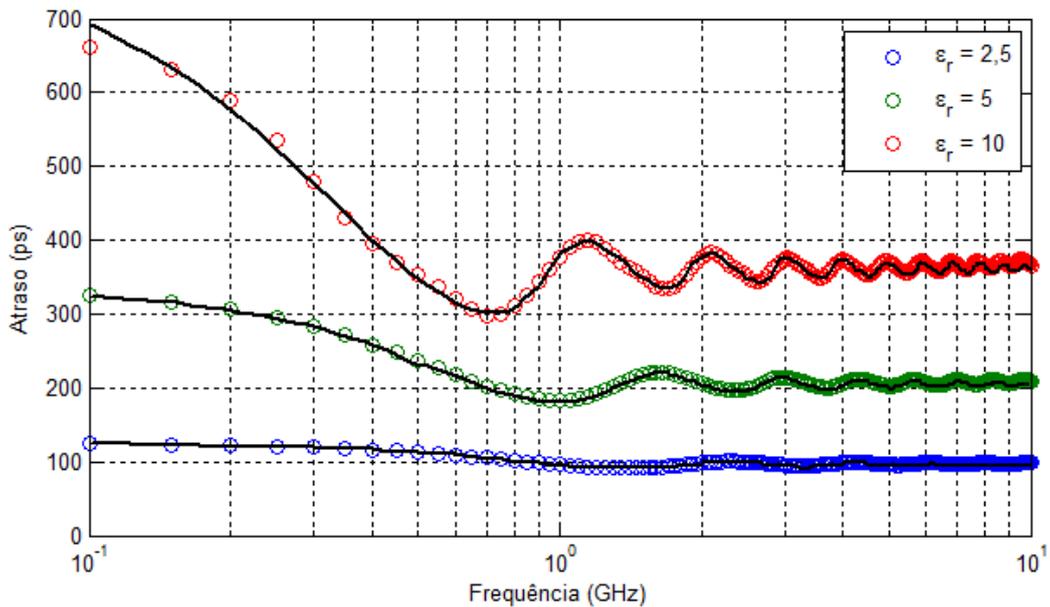


Figura 3.4: Atraso de propagação após a onda atravessar uma placa dielétrica de 5 cm de espessura.

3.4 Photonic Bandgap

A figura 3.5 mostra a configuração em duas dimensões de uma estrutura do tipo PBG (*photonic bandgap*), composta de seis tubos cilíndricos de 4 mm de diâmetro na direção-

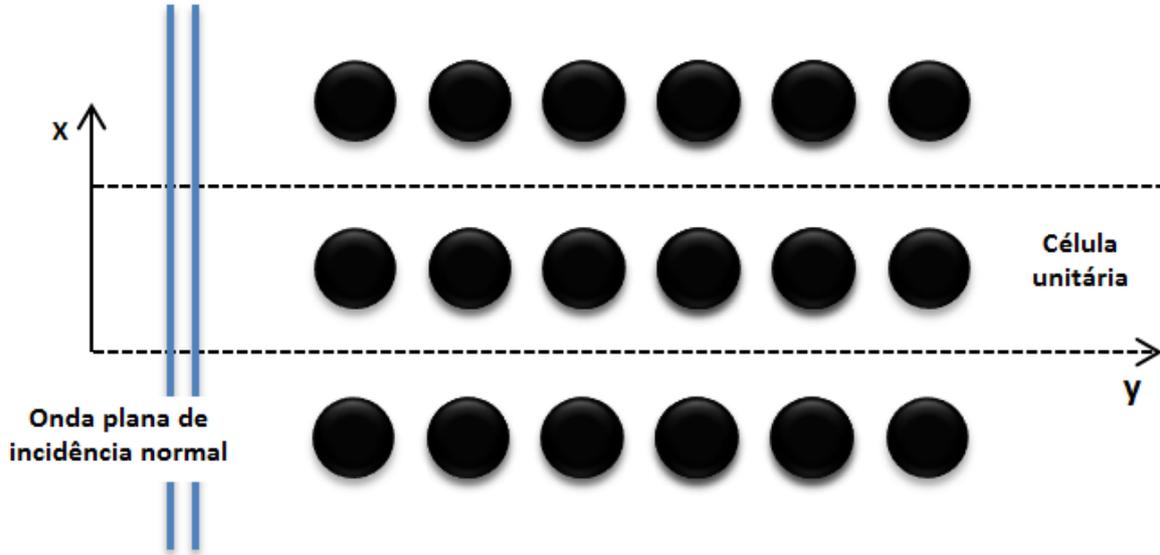


Figura 3.5: Visão bidimensional (corte- xy) de uma onda plana incidindo normalmente à estrutura PBG composta de seis tubos cilíndricos.

x , e com periodicidade na direção- x . Os tubos são constituídos de vidro *pyrex* com permissividade elétrica relativa $\varepsilon_r = 4,2$. O coeficiente de transmissão para essa estrutura, obtido a partir de um grid FDTD em 2D, com células de 0,25 mm de lado, foi apresentado em [1].

No EM Studio, a referida estrutura foi simulada em um domínio computacional em 3D, com dimensões 9 mm \times 72 mm \times 9 mm, o qual foi dividido em uma malha uniforme de 36 \times 288 \times 36 células, nas direções x , y e z , respectivamente, tal que cada célula cúbica tem lado $\Delta = 0,25$ mm.

A estrutura foi iluminada por um onda plana com incidência normal, se propagando na direção- y , sentido positivo, e inserida no plano $y = 4,5$ mm. A excitação consistiu de um pulso gaussiano com frequência de corte de 3 dB em 30 GHz, que garante uma relação de dispersão mínima de $\lambda/\Delta = 40$.

Neste caso, utilizou-se condições de fronteira periódicas nas direções x e z , e, na direção- y , condição de absorção do tipo PML (*perfectly matched layer*). A figura 3.6 mostra a janela do EM Studio com a estrutura em análise.

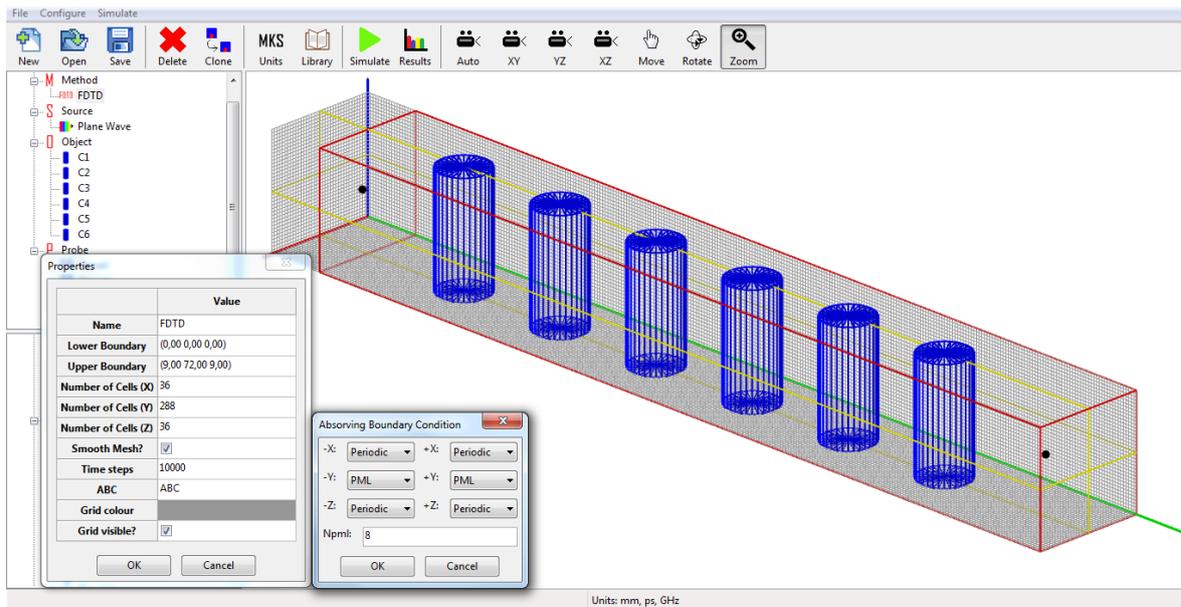


Figura 3.6: Projeto para simulação da estrutura PBG no EM Studio.

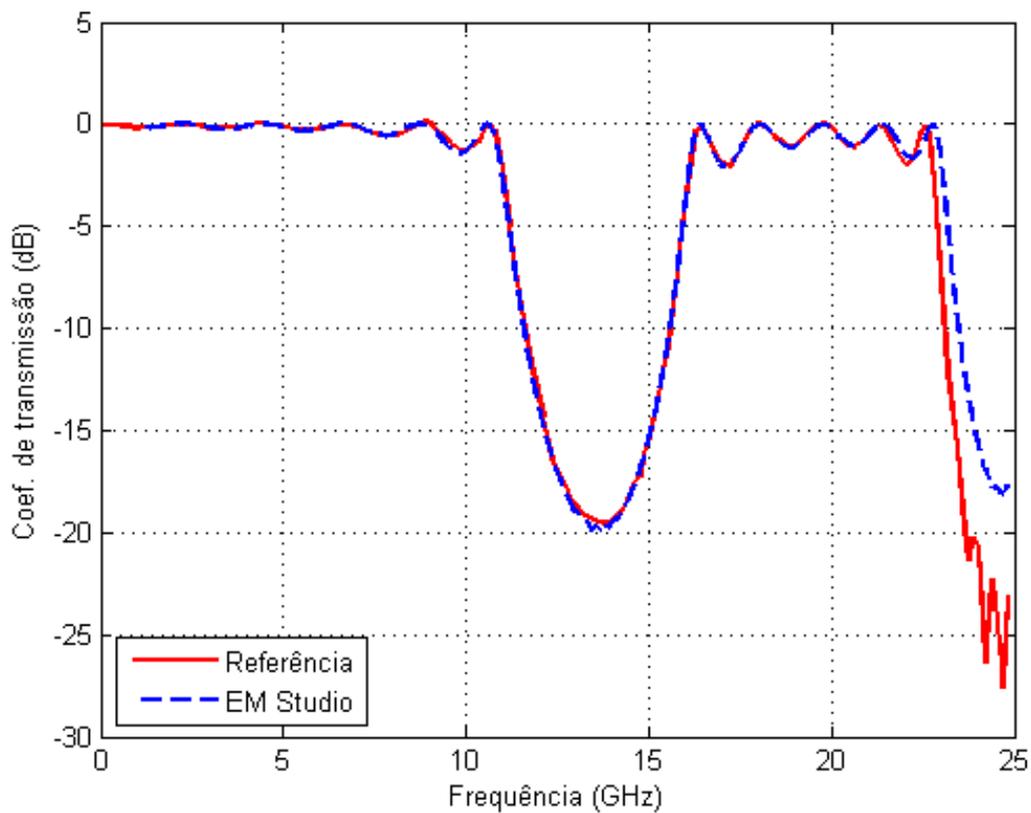


Figura 3.7: Comparação entre o coeficiente de transmissão da estrutura PBG obtido por meio da simulação com o EM Studio e o publicado na referência [1].

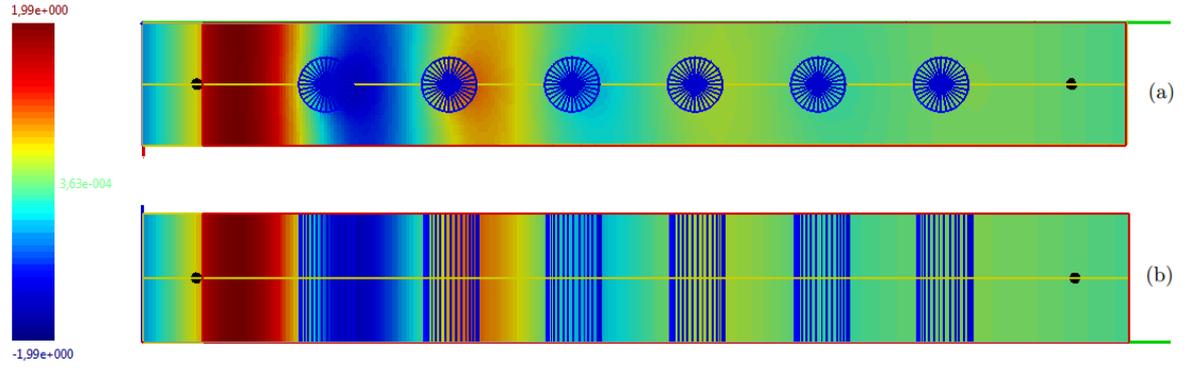


Figura 3.8: Intensidade do campo E_z para a estrutura PBG, (a) ao longo do plano xy e (b) ao longo do plano zy , após 542 ps com a estrutura PBG (em azul) sendo iluminada por uma senóide de 14 GHz.

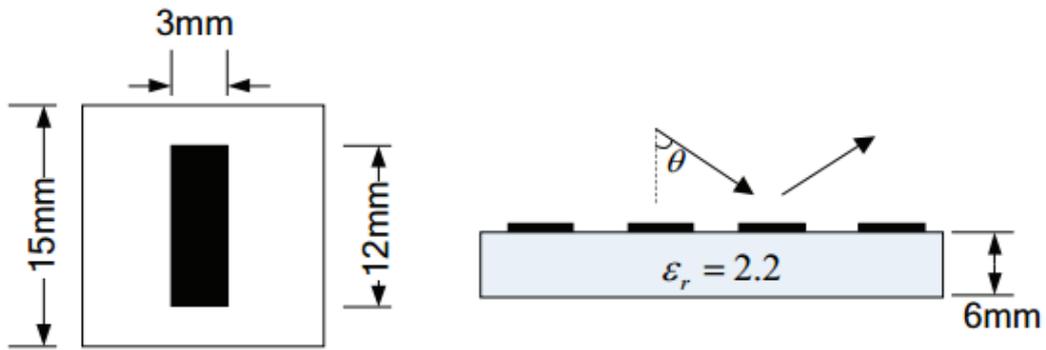
O coeficiente de transmissão da estrutura foi determinado a partir dos valores do campo elétrico E_z no ponto $x = 4,5$ mm, $y = 68$ mm, $z = 4,5$ mm, observados ao longo de um total de 10 mil iterações no domínio do tempo. Duas simulações foram realizadas: uma com a estrutura presente, conforme figura 3.6, para se obter o campo transmitido; e outra excluindo a estrutura, para se obter apenas o campo incidente no ponto de interesse. Após a aplicação da transformada de Fourier nos valores no domínio do tempo dos campo transmitido e incidente, obtém-se o coeficiente de transmissão, no domínio da frequência.

A figura 3.7 apresenta os resultados obtidos, comparados àqueles disponíveis em [1]. Observa-se uma excelente concordância entre eles, exceto para frequências acima de 23 GHz, cuja diferença de valores pode ser devida à excitação e ao fator de estabilidade do método FDTD utilizados em [1], os quais não foram mencionados. Neste trabalho, todas as simulações apresentadas utilizam fator de estabilidade $s = c\Delta t/\Delta = 0,5$.

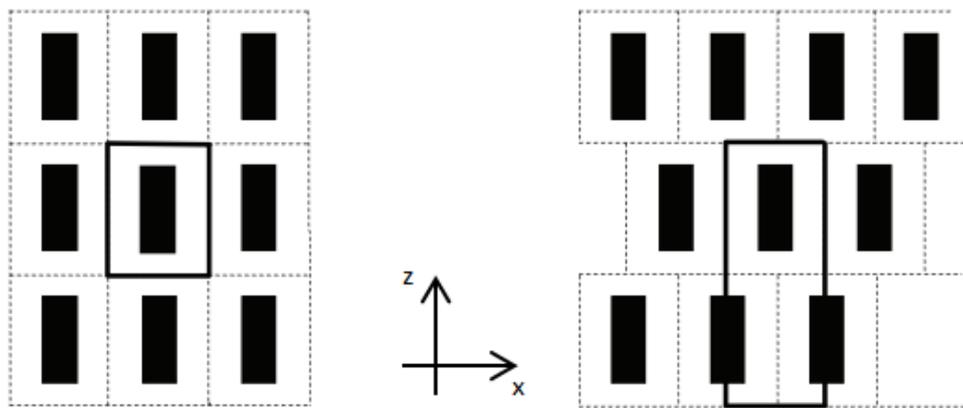
A figura 3.8 mostra a intensidade do campo E_z ao longo dos planos horizontal e vertical que cortam o centro do grid, para uma fonte senoidal de 14 GHz. Verifica-se que o campo é simétrico, como era de se esperar. Verifica-se também a propriedade da estrutura PBG em questão de bloquear a propagação de ondas na faixa de 14 GHz.

3.5 FSS de dipolos

Nesta simulação, foi realizada a análise de uma estrutura FSS composta de um dipolo condutor retangular de 12 mm de altura (direção- z) por 3 mm de largura, na direção- x , conforme ilustra a figura 3.9. O dipolo, considerado condutor elétrico perfeito, situa-se



(a)



(b)

Figura 3.9: FSS de dipolos sobre uma placa dielétrica. (a) Geometria da estrutura. (b) Diferentes opções de células periódicas: arranjo padrão (à esquerda) e arranjo deslocado (à direita)

sobre uma placa dielétrica ($\epsilon_r = 2,2$) de 6 mm de espessura, na direção- y . A estrutura está inserida em uma célula periódica quadrada de 15 mm de lado quando utilizado o arranjo padrão. No caso do arranjo deslocado, o espaço na direção- z é duplicado, e a célula periódica unitária transforma-se em um retângulo de 30 mm de altura por 15 mm de lado.

A FSS de dipolos no arranjo padrão foi inserida em um domínio computacional de dimensões 15 mm \times 26 mm \times 15 mm, o qual foi dividido em uma malha uniforme de 60 \times 104 \times 60 células, tal que cada célula cúbica tem lado $\Delta = 0,25$ mm. No caso do arranjo deslocado, como dito anteriormente, basta duplicar na direção- z , perfazendo um domínio computacional de dimensões 15 mm \times 26 mm \times 30 mm (60 \times 104 \times 120 células).

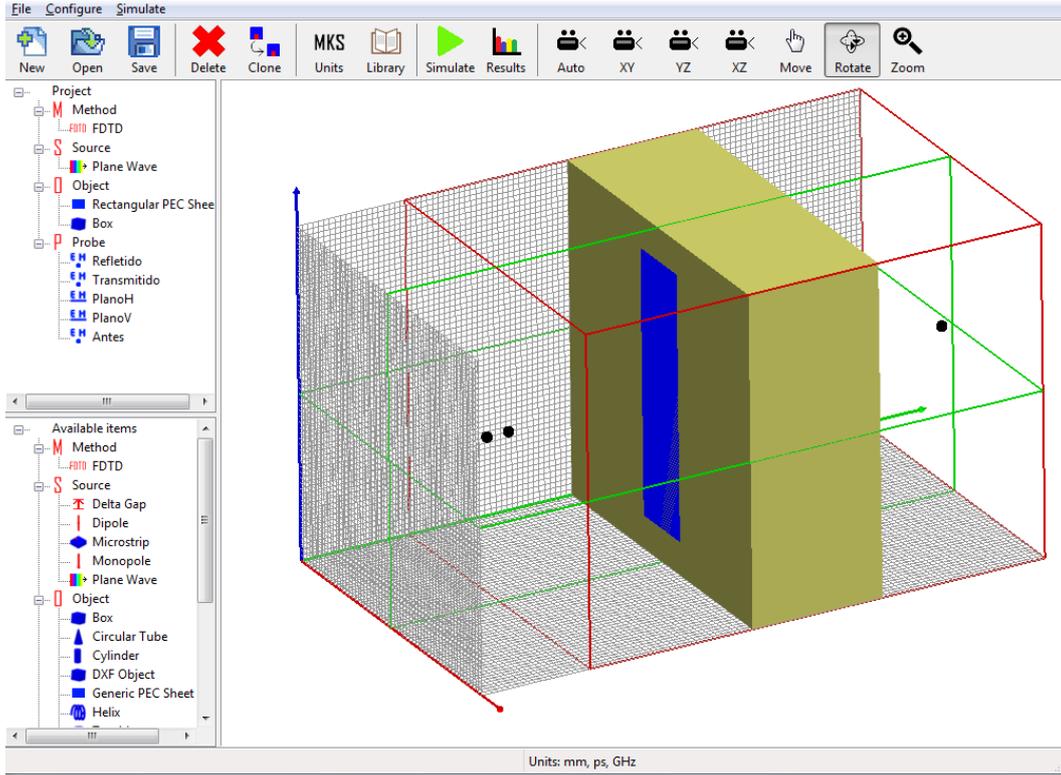


Figura 3.10: Projeto do EM Studio para simulação da FSS de dipolos de arranjo padrão.

As estruturas foram iluminadas por uma onda plana com incidência normal, se propagando na direção- y , sentido positivo, e inserida no plano $y = 5$ mm. A excitação consistiu de um pulso gaussiano de frequência de corte de 3 dB igual a 20 GHz, que garante uma relação de dispersão mínima de $\lambda/\Delta = 60$.

As condições de fronteira periódica foram aplicadas nas direções x e z e, na direção- y , utilizou-se a condição tipo PML. A face metálica de ambas estruturas foi posicionada no plano $y = 12,5$ mm. A figura 3.10 mostra a janela do EM Studio com a estrutura no arranjo padrão e a figura 3.11, no arranjo deslocado.

Neste caso, estamos interessados em obter o coeficiente de reflexão da FSS em função da frequência $R(f)$, que é dado pela relação entre o módulo do campo refletido E_z^{ref} e o módulo do campo incidente E_z^{inc} , conforme [2]

$$|R(f)| = \frac{|E_z^{\text{ref}}(f)|}{|E_z^{\text{inc}}(f)|} \quad (3.1)$$

Analogamente ao exemplo apresentado na seção 3.4, foram realizadas duas simulações (para cada arranjo): uma para obter o campo refletido e outra para obter apenas

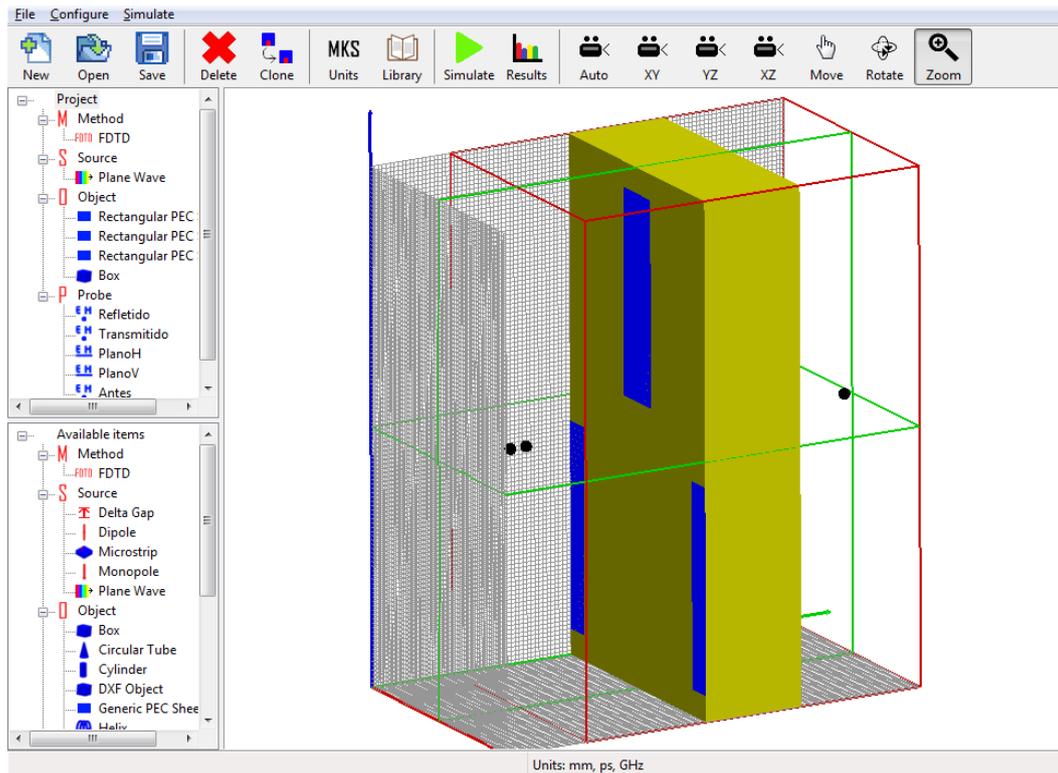


Figura 3.11: Projeto do EM Studio para simulação da FSS de dipolos de arranjo deslocado.

o campo incidente. Os campos foram observados no ponto $x = 7,5$ mm, $y = 4,5$ mm, $z = 7,5$ mm, ao longo de 5 mil iterações no domínio do tempo. Esse ponto foi posicionado antes da FSS e também antes da superfície que injeta a onda plana no grid, dessa forma, de acordo com a formulação TF/SF apresentada na seção 2.2, obtém-se apenas o campo refletido pela estrutura. Caso fosse escolhido um ponto entre a superfície TF/SF e a estrutura, seria necessário extrair o campo refletido do campo total.

A figura 3.12 mostra o resultado obtido para o campo E_z^{ref} no domínio do tempo para a estrutura no arranjo padrão. Observa-se que o sinal decai bastante ao longo do tempo, entretanto, mantém uma pequena oscilação. A dissipação dessa oscilação poderia ocorrer caso a simulação fosse realizada por um tempo muito maior, mas isso não é necessário uma vez que a oscilação é devida à característica de ressonância que é própria da estrutura em questão.

A figura 3.13 mostra os resultados obtidos, comparados com os apresentados na referência [2]. Novamente, observa-se uma boa concordância entre eles.

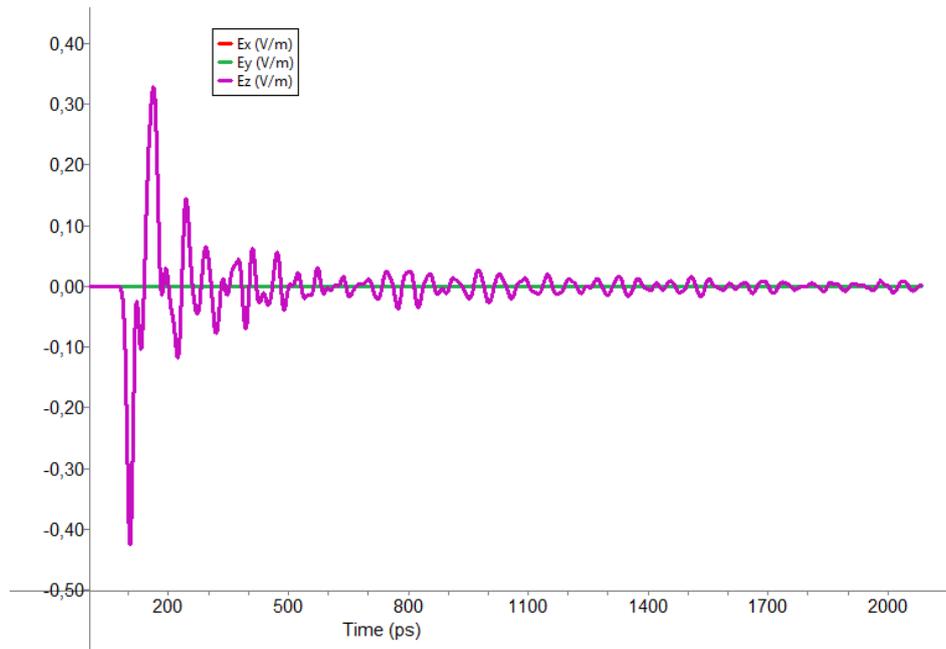


Figura 3.12: Intensidade do campo E_z em função do tempo para a estrutura FSS de dipolos de arranjo padrão.

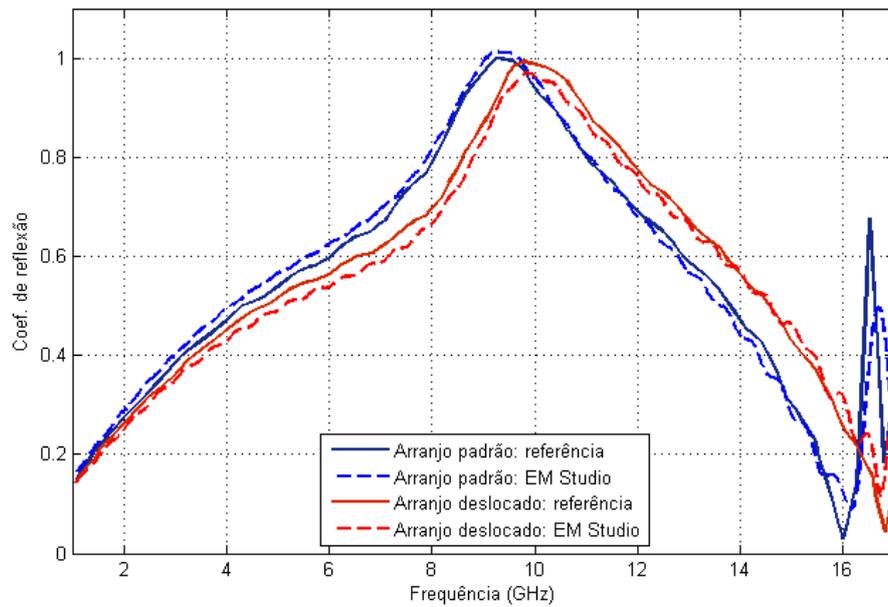


Figura 3.13: Comparação entre o coeficiente de reflexão da FSS de dipolos obtido por meio da simulação com o EM Studio e o publicado na referência [2].

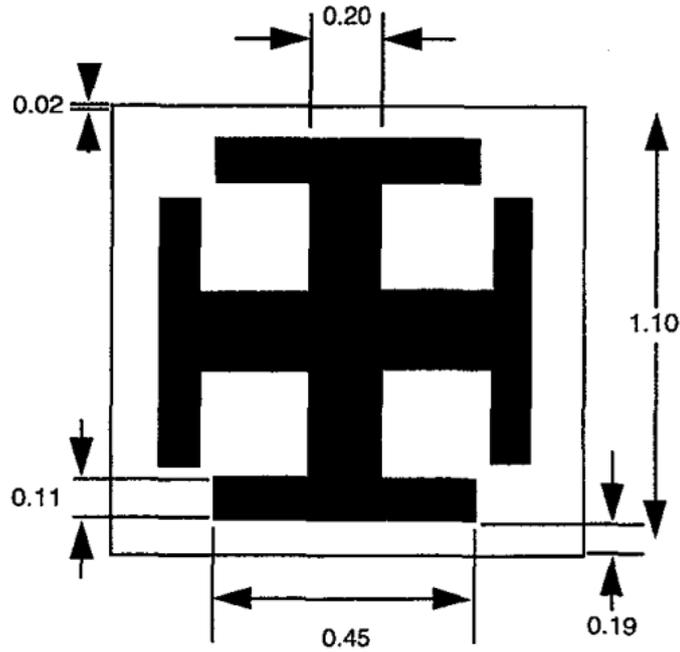


Figura 3.14: Geometria da estrutura FSS cruz de Jerusalém, dimensões em polegadas. A FSS é composta de um elemento metálico em forma de cruz inserido em uma fina grade metálica.

3.6 Cruz de Jerusalém

A denominada cruz de Jerusalém é uma das estruturas mais utilizadas em projetos de FSS [5]. Ela consiste de dois condutores formando uma cruz, com elementos capacitivos em cada extremidade, os quais, geralmente, são inseridos simetricamente no centro de uma grade condutora. Os elementos capacitivos agem como filtros passa baixas, enquanto a grade metálica apresenta uma característica indutiva, agindo como um filtro passa altas para as ondas de radiofrequências.

A principal vantagem da cruz de Jerusalém, em relação a elementos que desempenham a mesma função como, por exemplo, um simples quadrado condutor, é a quantidade de fatores geométricos que permitem ajustar vários parâmetros de interesse, como frequência de ressonância e largura de banda da faixa a ser rejeitada.

A figura 3.14 ilustra a cruz de Jerusalém a ser simulada, cujas dimensões estão em polegadas. A estrutura foi inserida em um domínio computacional de dimensões 1,1 pol \times 1,1 pol \times 1,1 pol, o qual foi dividido em uma malha uniforme de 110 \times 110 \times 110 células, tal que cada célula cúbica tem lado $\Delta = 0,01$ pol. A face metálica da estrutura foi posicionada no plano $y = 0,55$ pol, sobre uma placa dielétrica de 0,3 pol de espessura na direção- y .

A estrutura foi iluminada por uma onda plana de incidência normal, se propagando na direção- y , sentido positivo, e inserida no plano $y = 0,1$ pol. A excitação consistiu de um pulso gaussiano de frequência de corte de 3 dB igual a 15 GHz, que garante uma relação de dispersão mínima de $\lambda/\Delta = 78$. Relação dessa ordem geralmente não é necessária e revela que o grid está bem refinado, entretanto, tal refinamento (0,01 pol = 0,254 mm) foi imposto pelas dimensões da estrutura em questão. As condições de fronteira periódica foram aplicadas nas direções x e z , e, na direção- y , utilizou-se a condição do tipo PML.

Na simulação, foram necessários cerca de 160 MB de memória RAM e quase uma hora de processamento, para realizar 4 mil iterações no domínio do tempo em um computador equipado com processador Intel®Core™2 Duo CPU (E7200 @2.53GHz) e 4 GB de memória RAM. Nesse caso, optou-se pela precisão em detrimento do tempo de simulação. Se fosse usado, por exemplo, um grid de $\Delta = 0,02$ pol (metade do refinamento anterior), seriam necessários cerca de 20 MB de memória RAM e 7 minutos de tempo de execução; contudo, essa simulação representaria uma estrutura aproximada, que teria suas medidas truncadas em múltiplos de $\Delta = 0,02$ pol.

Por outro lado, se, ao invés de utilizar as condições de fronteira periódica, fosse empregado o método FDTD convencional, replicando espacialmente algumas dezenas de células unitárias para aproximar a característica periódica da estrutura, os recursos computacionais necessários seriam proibitivos.

O coeficiente de transmissão da estrutura foi obtido a partir dos valores do campo elétrico observados na posição $x = 0,55$ pol, $y = 1,08$ pol, $z = 0,55$ pol, da mesma maneira explicada na seção 3.4, para três valores distintos de permissividade elétrica relativa (ϵ_r) do dielétrico: 2,2, 3,4 e 4,7. O ambiente do EM Studio com a estrutura em análise é mostrado na figura 3.15.

A figura 3.16 apresenta uma comparação entre os resultados de medidas, disponíveis na referência [3], e das simulações realizadas. Ressalta-se que, no artigo de referência [3], não é informado o valor da permissividade elétrica relativa do material dielétrico utilizado na construção do protótipo medido, apenas menciona que o material é uma fibra de vidro. É possível encontrar fibras de vidro com ϵ_r variando, tipicamente, de 2 a 5. Observa-se, pela simulação, que o valor de ϵ_r utilizado em [3] é próximo de 3,4, pois, nesse caso, a simulação foi capaz de prever com precisão a frequência de ressonância e a intensidade da rejeição do sinal.

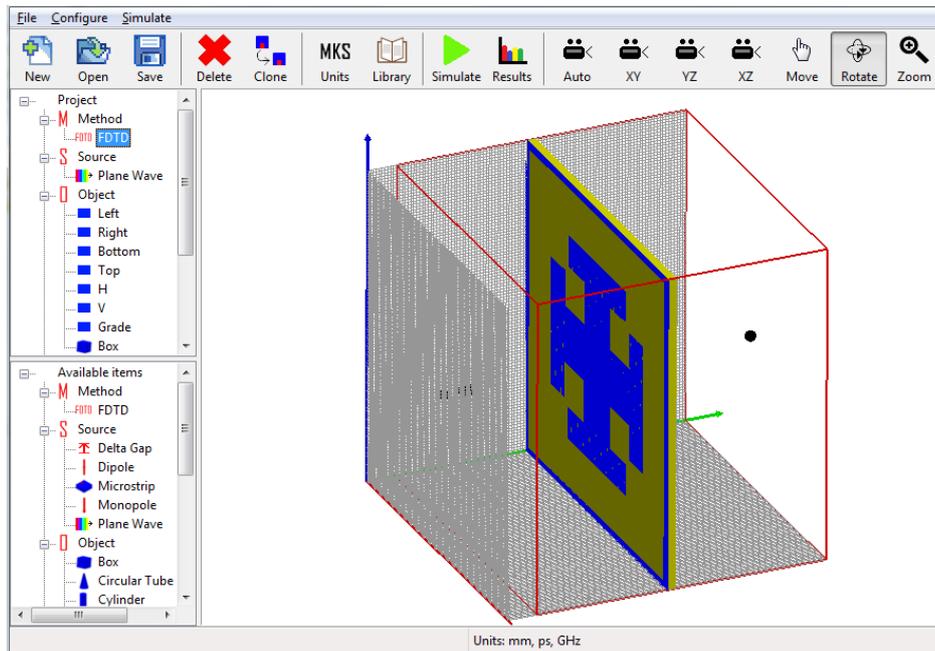


Figura 3.15: Projeto do EM Studio para simulação da cruz de Jerusalém.

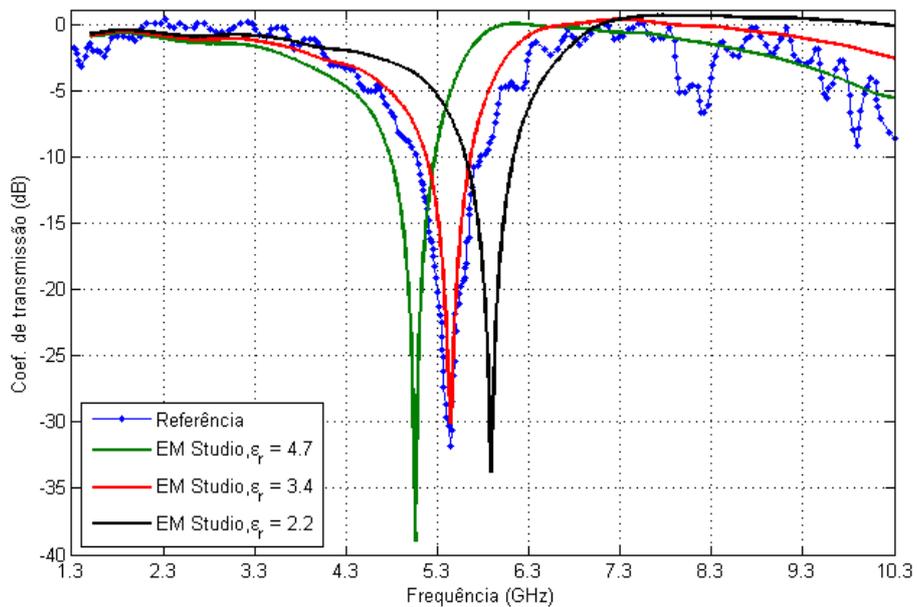


Figura 3.16: Comparação entre o coeficiente de transmissão da cruz de Jerusalém obtido por meio da simulação com o EM Studio e o resultado das medidas publicadas na referência [3], considerando três situações: $\epsilon_r = 2,2$, $\epsilon_r = 3,4$ e $\epsilon_r = 4,7$.

4 SIMULAÇÃO E MEDIDAS DE CAMPO ELÉTRICO EM AMBIENTE INDOOR

4.1 Introdução

O conhecimento do campo elétrico em ambientes *indoor* é importante por vários motivos. Como exemplo, permite determinar o melhor posicionamento para instalar uma antena de recepção, ou ainda, planejar e otimizar a instalação de estações repetidoras ou estações rádio base de sistemas de comunicações móveis. Em função da interação da onda eletromagnética com os materiais e estruturas existentes em um ambiente *indoor*, torna-se impossível calcular analiticamente a intensidade do campo elétrico, exceto para casos muito simplificados. Para analisar ambientes reais, algum tipo de ferramenta computacional se faz necessária.

Devido a sua habilidade natural de tratar estruturas complexas e com diferentes tipos de materiais, o método FDTD tem sido utilizado para analisar vários problemas de engenharia [37, 38]. Uma das maiores restrições do método é que, dependendo do tamanho da estrutura a ser simulada, é necessário grande quantidade de recursos computacionais. Entretanto, na atual fase de desenvolvimento da tecnologia, a velocidade de processamento e a capacidade de memória RAM dos computadores pessoais têm possibilitado, cada vez mais, a utilização do FDTD, inclusive em aplicações de propagação de sinais *indoor* [39].

Neste capítulo, serão apresentadas simulações realizadas para a determinação da intensidade de campo elétrico em ambiente *indoor*. Os resultados são comparados com valores de campo elétrico obtidos a partir de medições efetuadas em um prédio localizado no *campus* da Universidade de Brasília.

4.2 Definição do ambiente de teste

Para a realização dos testes, foi escolhido um prédio de salas de professores da Faculdade de Economia, Administração e Contabilidade (FACE), da Universidade de Brasília (UnB). Esse prédio foi convenientemente escolhido por ainda estar desocupado e sem mobília, o que facilitou a logística para a realização das medidas. A figura 4.1 mostra o ambiente sob análise.



(a)



(b)

Figura 4.1: Ambiente sob análise. (a) Vista externa do prédio. (b) Vista interna da sala.

Conforme a figura 4.1(a), o prédio aparenta possuir uma característica periódica na direção horizontal. Por esse motivo, foram realizados dois tipos de simulações: um modelando a sala isolada, e outro modelando um conjunto de salas. No primeiro caso, considerou-se a sala de forma isolada no espaço e a PML foi usada como condição de absorção. No segundo caso, utilizou-se a condição de fronteira periódica (PBC) como uma tentativa de modelar corretamente o contexto de que a sala pertence a um conjunto de salas similares. Nesta situação, a PBC foi aplicada somente na direção horizontal, não cabendo sua aplicação na direção vertical, pois o prédio possui apenas dois pavimentos (andar térreo e andar superior). Na direção vertical, utilizou-se sempre a condição PML.

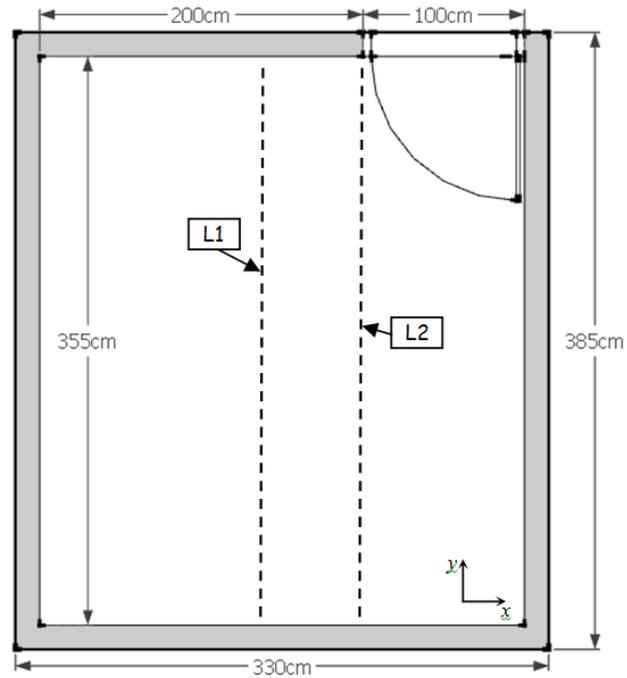
Em função das dimensões da sala, da ocupação do espectro na região e dos recursos computacionais exigidos, optou-se pela realização das simulações e medidas na faixa de VHF, na qual foi utilizada a frequência de 150 MHz.

4.3 Simulação FDTD

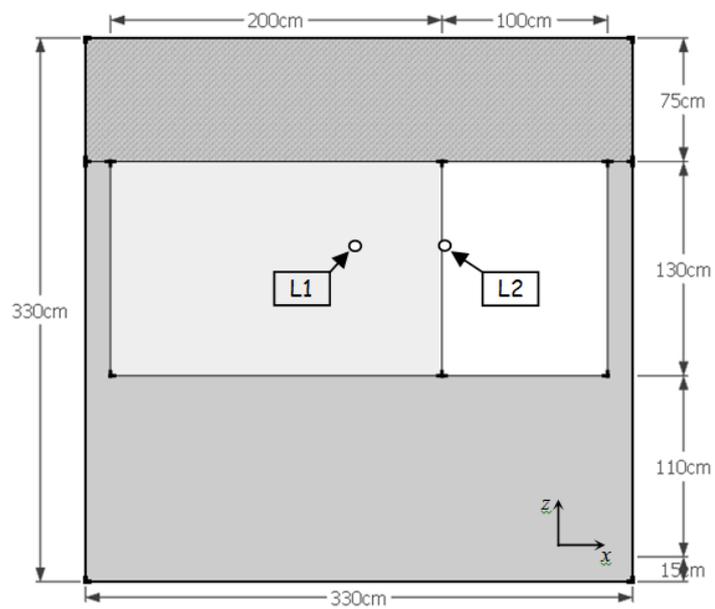
A sala ilustrada na figura 4.1(b) foi modelada e simulada numericamente por meio do EM Studio, que foi executado em um computador pessoal. As dimensões da sala, no modelo computacional, estão descritas na figura 4.2. É importante observar que, devido ao posicionamento do vão da porta e da parede dos fundos, à altura do peitoril e à presença de uma estrutura metálica na fachada, a sala não possui simetria em nenhuma direção.

Como mostra a figura 4.2(b), na fachada da sala ocorre a primeira interação da frente de onda incidente que se propaga do exterior em direção à sala. A fachada da sala possui três partes: o peitoril de 1,10 m de altura, constituído do mesmo material das paredes laterais; a janela de vidro com 1,30 m de altura; e uma esquadria de alumínio de 75 cm, no topo da fachada. Considerou-se que todas as paredes laterais, chão e teto são constituídos do mesmo material e possuem 15 cm de espessura. Em função de sua espessura reduzida, desconsiderou-se o vidro da janela, portanto, a sala foi modelada como se não houvesse janela. A esquadria de alumínio foi modelada por meio de uma folha metálica perfeitamente condutora.

A sala foi inserida em um grid retangular uniforme com células cúbicas de lado $\Delta = 5$ cm ($86 \times 97 \times 86$ células). Considerando a frequência de 150 MHz, a dimensão da célula é quarenta vezes menor do que o comprimento de onda ($\Delta = \lambda/40$), suficientemente



(a)



(b)

Figura 4.2: Dimensões da sala. (a) Planta baixa da sala. As linhas $L1$ e $L2$ mostram as posições em que foram coletadas medidas do campo elétrico. (b) Fachada na sala mostrando a estrutura metálica (acima), a parede do fundo (em cinza claro) e o vão da porta (em branco).

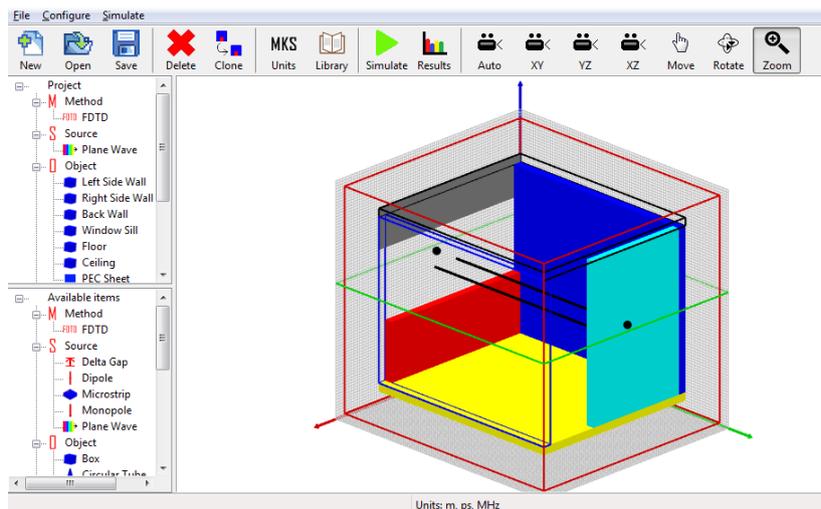


Figura 4.3: Janela principal do EM Studio mostrando o projeto para simulação da sala em questão.

pequena para limitar a níveis insignificantes o efeito de dispersão numérica durante a simulação FDTD.

Quando a PML é usada, um espaço livre de 50 cm é deixado entre as paredes da sala e as fronteiras computacionais, em todas as direções. Neste caso, pode-se assumir que a onda que atinge a fronteira do problema é totalmente absorvida na fronteira, pois a reflexão ocorrida é atenuada em cerca de seis a oito ordens de grandeza. Quando a PBC é usada, considerou-se incidência normal e apenas a metade da espessura das paredes laterais, 7,5 cm, foi inserida no espaço computacional. A PBC foi aplicada somente nas faces- yz , da mesma forma apresentada na seção 2.3.2.

Para simular o transmissor, foi utilizada uma fonte de onda plana com dois tipos de excitação: um pulso gaussiano com frequência de corte de 3 dB em 600 MHz e uma onda senoidal de 150 MHz, ambos com amplitude unitária e propagação no sentido positivo do eixo- y . A figura 4.3 mostra a janela do EM Studio contendo o projeto para simulação da sala em questão. As figuras 4.4 e 4.5 mostram o ambiente simulado e a intensidade do campo E_z ao longo do plano $z = 1,80$ m, algum tempo após a onda senoidal interagir com toda a sala. As condições de fronteira nas figuras 4.4 e 4.5 são, respectivamente, PML e PBC. A fonte senoidal é útil para detectar os chamados *hot spots*, ou seja, os pontos onde o campo elétrico apresenta maior amplitude de oscilação. Em ambos os casos nota-se que o campo apresenta as maiores oscilações próximo às paredes laterais.

A figura 4.6 mostra em detalhes a intensidade do campo E_z no plano $z = 1,80$ m,

alguns instantes após um pulso gaussiano atingir a fachada da sala. Nesse caso, a PML está sendo usada. Observa-se o atraso sofrido pela onda no interior da parede, devido ao fato de as paredes laterais serem constituídas de um material tendo permissividade elétrica relativa (ϵ_r) maior que a do espaço livre, ou seja, $\epsilon_r > 1$.

As paredes, chão e teto, em todas as simulações, foram modeladas com o mesmo material, ou seja, mesmas características elétricas. Dependendo do tipo de material utilizado nas construções, a permissividade relativa das paredes varia, em geral, de 2 a 10, e a condutividade elétrica (σ), de 0,001 a 0,05 S/m [40, 41]. A definição precisa das características elétricas dos materiais que compõem o ambiente é essencial para prever o perfil do campo elétrico em um ambiente *indoor*.

A figura 4.7 mostra que uma pequena variação no valor de ϵ_r provoca alterações consideráveis no campo elétrico dentro da sala. Em alguns pontos, pode-se observar diferenças superiores a 10 dB. A figura 4.8 apresenta a variação do campo elétrico no interior da sala para alguns valores típicos de σ . Verifica-se uma grande variação de E_z , principalmente após 2 m de distância da janela. Isso pode ser explicado pelo fato de que, quanto mais a onda se propaga para o interior da sala, mais ela interage com a estrutura e, conseqüentemente, sofre mais influência do material que compõe as paredes, chão e teto. Como a janela foi considerada espaço livre, a variação do campo elétrico no início da sala é pequena para a altura considerada ($z = 1,80$ m), pois não há transição brusca entre as regiões *indoor* e *outdoor*.

4.4 *Setup* de medidas

Os equipamentos descritos na tabela 4.1 foram utilizados para medições da intensidade do campo elétrico no interior da sala. Um gerador de sinais transmitindo uma portadora não modulada de 150 MHz foi conectado a uma antena diretiva, apropriada para a faixa, com polarização vertical. A antena transmissora foi posicionada do lado de fora do prédio a uma distância grande o suficiente para garantir que o sinal que atinge o prédio seja considerado uma onda plana uniforme com incidência normal. A antena transmissora foi alinhada com o centro da sala, conforme figura 4.9.

Dentro da sala, a intensidade da portadora foi medida com uma sonda (antena telescópica) conectada ao analisador de espectro. A sonda, polarizada verticalmente e apoiada sobre um tripé a 1,80 m do chão, foi deslocada por vários pontos no interior da sala. A figura 4.10 mostra o *setup* de medidas usado para obter o perfil do campo elétrico ao longo de uma linha no interior da sala. Na recepção, foi utilizada uma simples

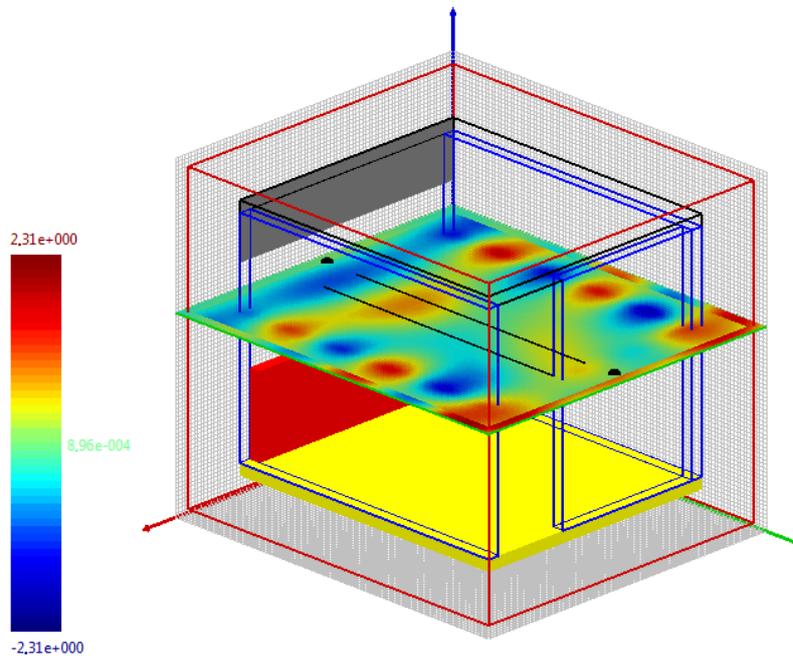


Figura 4.4: Tela de resultados de simulação do EM Studio mostrando a intensidade do campo E_z ao longo do plano $z = 1,80$ m, após 960 iterações em uma simulação utilizando PML e excitação senoidal.

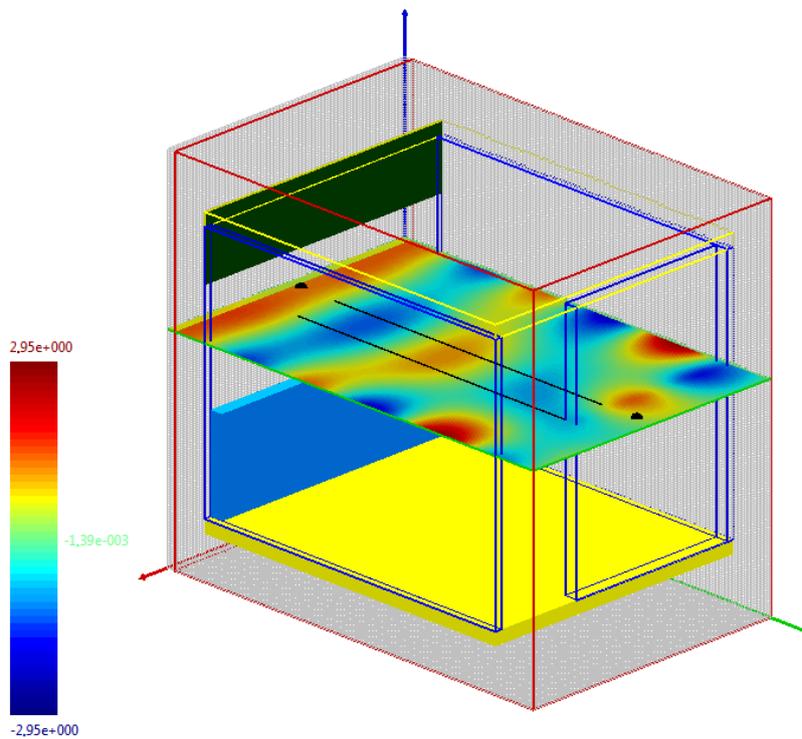


Figura 4.5: Tela de resultados de simulação do EM Studio mostrando a intensidade do campo E_z ao longo do plano $z = 1,80$ m, após 2.790 iterações em uma simulação utilizando PBC e excitação senoidal.

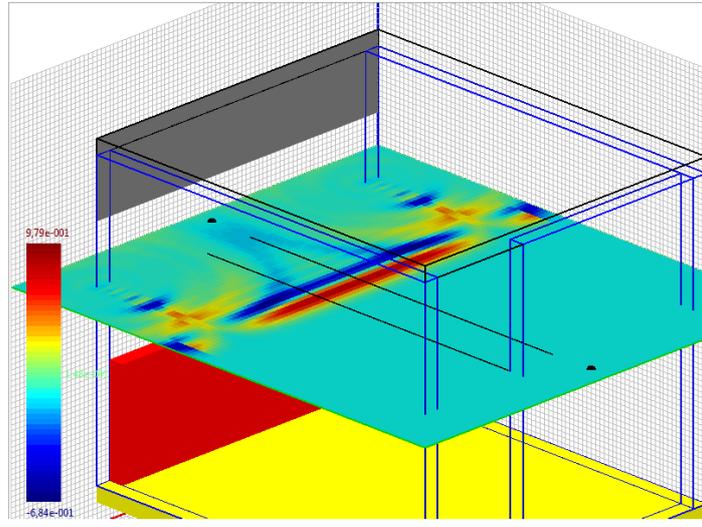


Figura 4.6: Vista ampliada da intensidade do campo E_z ao longo do plano $z = 1,80$ m, após 90 iterações em uma simulação utilizando PML e um pulso gaussiano como fonte de excitação.

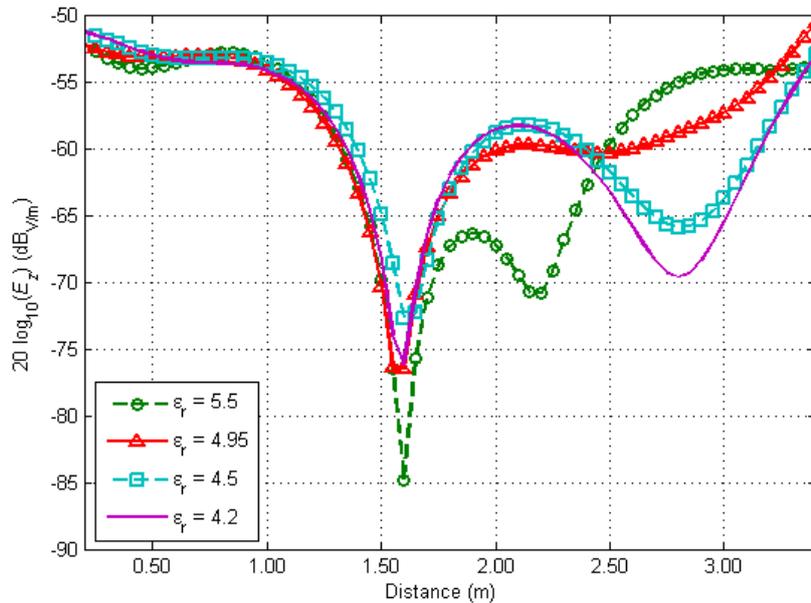


Figura 4.7: Comparação do campo E_z no interior da sala para $f = 150$ MHz, $\sigma = 0,001$ S/m e alguns valores de ϵ_r , obtido por simulação, ao longo da linha L1, mostrada na figura 4.2.

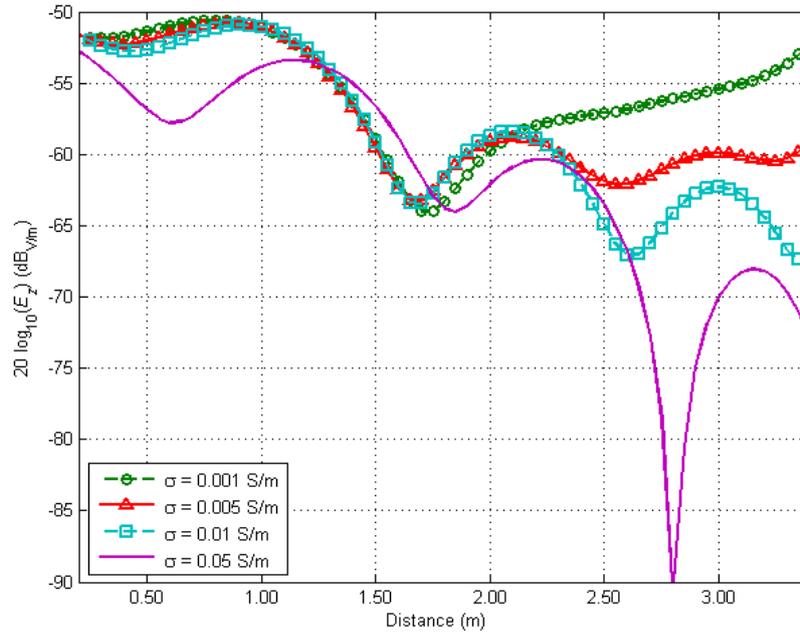


Figura 4.8: Comparação do campo E_z no interior da sala para $f = 150$ MHz, $\epsilon_r = 4,95$ e alguns valores de σ , obtido por simulação, ao longo da linha L1, mostrada na figura 4.2.

Tabela 4.1: Equipamentos utilizados nas medições

Item	Especificação
Gerador de sinais	IFR Systems Aeroflex, 2042 Low Noise Signal Generator, 10 kHz a 5,4 GHz
Antena transmissora	Rohde & Schwarz, HL033, 80 MHz a 2 GHz
Analizador de espectro	Rohde & Schwarz, FSL6, 9 kHz a 6 GHz
Antena Receptora	JBM, J2043 telescopic antenna, 80 MHz a 1,9 GHz

antena telescópica, pois o interesse não era medir o valor absoluto do campo, mas sim determinar a variação do campo elétrico no interior da sala e com isso, por exemplo, determinar a localização de campos mínimos ou máximos.

O analisador de espectro foi configurado para obter o valor médio de 200 varreduras de 100 ms cada, o que fornece uma medida média do campo elétrico ao longo de uma janela de 20 s. Esse tempo serve para minizar perturbações externas, de forma a garantir que a medida não seja prejudicada por influência de espúrios ou ruídos eletromagnéticos transitórios que, porventura, ocorram no ambiente. A figura 4.11 mostra a tela do analisador de espectro com todas as suas configurações, medindo uma amostra da portadora em 150 MHz.



Figura 4.9: Antena transmissora apontada para o prédio de salas de professores da FACE/UnB.

Com o procedimento aqui exposto foi possível obter os perfis do campo elétrico ao longo de linhas no interior da sala, os quais serão comparados com os resultados da simulação na seção a seguir.

4.5 Comparação dos resultados

Como as características elétricas do material de construção da parede eram desconhecidos, foram feitas novas simulações com base nos resultados das medições. Objetivando identificar quais eram os valores mais apropriados, alterou-se, nas simulações, os valores de ϵ_r e σ do material das paredes. Os resultados foram comparados com as medições de intensidade de campo elétrico efetuadas no interior da sala. Dessa forma, obteve-se que os valores mais apropriados são $\epsilon_r = 4,95$ e $\sigma = 0,001 \text{ S/m}$.

As figuras 4.12 e 4.13 mostram, respectivamente, os valores do campo medido, para $f = 150 \text{ MHz}$ ao longo das linhas L1 e L2 e também os resultados obtidos por meio das simulações realizadas com PML e com PBC. Note que, apesar de o prédio aparentar ter características periódicas, a simulação com PML forneceu valores mais aproximados do campo medido. Uma das possíveis razões para isso se deve ao fato de a simulação com PBC considerar infinitas salas adjacentes idênticas (uma do lado da outra), porém, no

prédio em questão, tem-se uma fileira de apenas seis salas, as quais possuem plantas diferentes (a posição da porta é diferente).

Mesmo no caso da PML, que forneceu melhores resultados, ainda percebe-se diferenças entre os valores medidos e simulados. Entre outros fatores, isso poder ser causado pelos valores reais de ε_r e σ serem desconhecidos e também que, por simplicidade, a sala foi idealmente modelada. Alguns detalhes da sala não foram considerados, como, por exemplo, a janela, a porta e conduítes internos.

Outro ponto a ser mencionado, é que a sala foi tratada de forma isolada, sendo atingida por uma onda plana uniforme de incidência normal. No caso real (medido), o campo no interior da sala certamente sofre influência das demais estruturas do prédio, externas à sala, e também da posição e do tipo de antena usada para transmitir o sinal. Idealmente, todo esse ambiente poderia ser simulado, incluindo todo o prédio com seus detalhes internos, o ambiente externo e a antena transmissora, porém tal sofisticação demandaria recursos computacionais e tempo indisponíveis.

Todos os fatores apresentados podem introduzir imprecisões ao modelo simulado. Ainda assim, a simulação foi capaz de prever o ponto de mínimo com um erro menor que 15 cm, o que representa 7,5% do comprimento de onda ou 3 células do grid ($\Delta = 5$ cm). A simulação também foi capaz de prever corretamente o formato da curva de perfil do campo elétrico *indoor*.

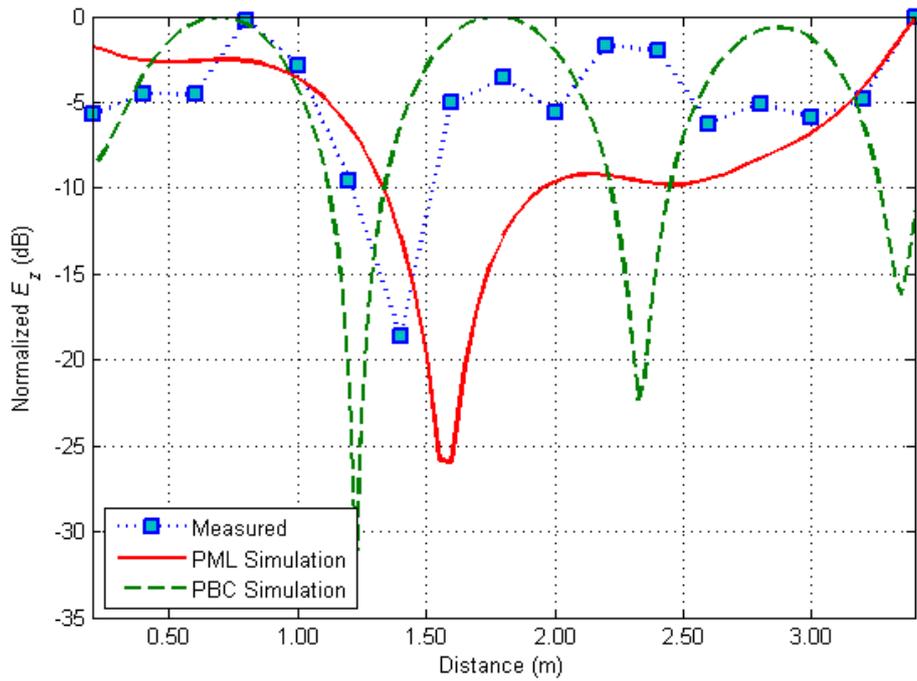


Figura 4.12: Comparação entre os valores do campo E_z medido e simulado sobre a linha L1 da figura 4.2, para $f = 150$ MHz, $\varepsilon_r = 4,95$ e $\sigma = 0,001$ S/m.

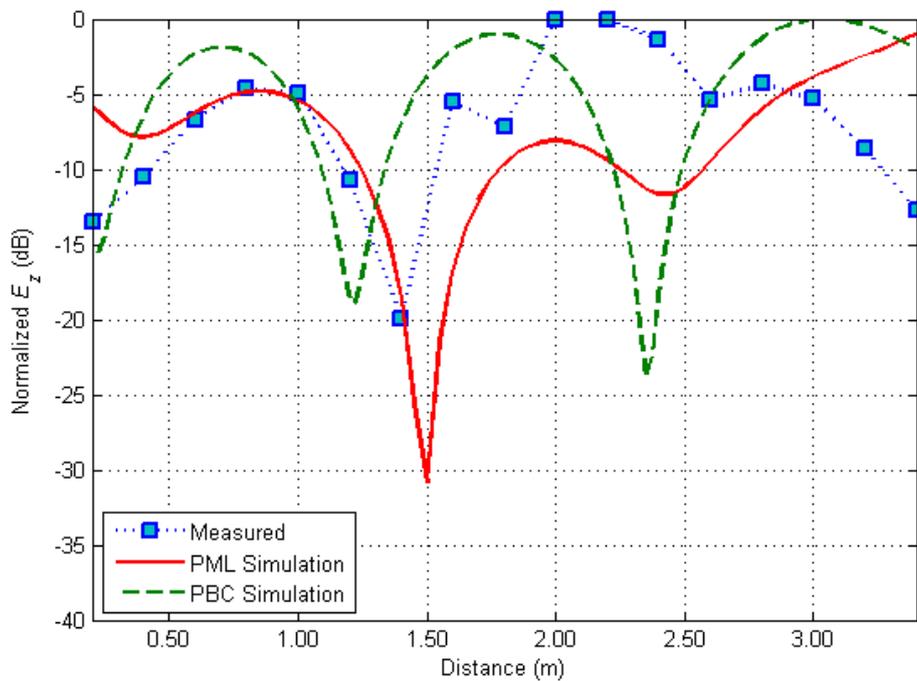


Figura 4.13: Comparação entre os valores do campo E_z medido e simulado sobre a linha L2 da figura 4.2, para $f = 150$ MHz, $\varepsilon_r = 4,95$ e $\sigma = 0,001$ S/m

5 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

Neste trabalho foram abordadas algumas das formulações que são o estado da arte para simulação de estruturas periódicas usando o método FDTD. Por meio de condições de fronteiras que simulam o efeito da replicação infinita de uma célula unitária, é possível modelar com precisão o comportamento de estruturas complexas tais como superfícies seletivas de frequências e *photonic bandgaps*. A importância das condições de fronteira periódica se deve fundamentalmente ao ganho de desempenho computacional na análise de estruturas periódicas.

A formulação da condição de fronteira periódica para incidência normal foi adicionada ao software EM Studio [29]. Para validar a aplicação, foram apresentados, no capítulo 3, diversos exemplos de estruturas periódicas. Suas características foram simuladas por meio do software desenvolvido e comparadas com os resultados apresentados na literatura. As estruturas aqui tratadas são comumente utilizadas na solução de alguns problemas de engenharia devido às suas características de espalhamento, apresentando reflexão em uma dada faixa de frequência de interesse e transmissão em outras.

De modo a aumentar a aplicabilidade da ferramenta desenvolvida, o EM Studio foi utilizado para análise de um problema de propagação *indoor* em um prédio com características periódicas. Os resultados de medidas de intensidade de campo elétrico realizadas no ambiente *indoor* foram, de forma normalizada, comparados aos das simulações efetuadas, com o objetivo de obter o perfil do campo elétrico. Esse trabalho foi publicado e apresentado na *15th SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference - IMOC 2013* [42]. Diante dos resultados obtidos, concluiu-se que as condições de fronteira periódica não eram apropriadas para modelar corretamente o ambiente em questão. À primeira vista o prédio de salas de professores da FACE/UnB aparentava possuir característica periódica horizontal, entretanto, um olhar mais atento revelou que, na verdade, o ambiente medido não poderia ser modelado por uma sequência infinita de salas dispostas de forma adjacente.

O sinal *indoor* depende fortemente das propriedades elétricas dos materiais que compõem o ambiente e que são utilizados para construir as estruturas. Como mostrado,

uma pequena variação na permissividade elétrica relativa e na condutividade elétrica dos materiais utilizados na construção gera mudanças consideráveis no comportamento do campo *indoor*. Deve-se frisar, portanto, que a determinação precisa das características elétricas dos materiais que compõem o ambiente é um fator relevante no resultado das simulações.

Apesar disso, foi obtida boa concordância entre as medidas realizadas e as simulações FDTD usando a PML como condição de absorção, ou seja, considerando o modelo de sala isolada. O método FDTD mais uma vez se mostrou uma poderosa ferramenta para prever o comportamento do campo eletromagnético em ambientes *indoor*, podendo ser utilizado, por exemplo, para determinar o melhor local para posicionar uma antena receptora ou, ainda, planejar e otimizar a instalação de repetidores, pontos de acesso ou estações base para sistemas móveis de rádio.

Todas as aplicações para análise de estruturas periódicas ficaram restritas, neste trabalho, a problemas de incidência normal. Durante o trabalho, foi possível realizar a implementação computacional de uma fonte de onda plana para qualquer direção (θ, ϕ, ψ) , em que θ e ϕ são os ângulos convencionais das coordenadas esféricas, que ditam a direção e o sentido da onda, e o ângulo ψ é um parâmetro que permite ajustar a polarização da onda. Entretanto, não foi possível validar as condições de fronteira periódica que permitissem a análise de ondas com incidências oblíquas.

Como sugestão de trabalhos futuros, recomenda-se incrementar a plataforma EM Studio adicionando formulações tais como as apresentadas nas seções 2.3.5 e 2.3.4, que permitam a análise de problemas periódicos com incidência oblíqua. Como extensão do caso apresentado no capítulo 4, sugere-se a realização de medidas e simulações em outras frequências. A utilização de outras frequências é perfeitamente possível e desejável, em especial nas faixas de TV digital, de sistemas de telefonia móvel e sistemas *ISM*. Porém, à medida que a frequência aumenta, a demanda de memória RAM e o tempo de simulação aumentam de forma significativa. Por exemplo, o correto modelamento da faixa de 2.690 MHz utilizada pelo LTE (*Long Term Evolution*) para um ambiente cúbico de 3 m, necessitaria de um grid computacional de mais de 500 células em cada direção, o que facilmente demandaria enorme quantidade de memória RAM e tempo de processamento.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] A. Taflove and S. C. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, 2nd ed. Artech House, 2000.
- [2] Y. Mao, B. Chen, and B. Fang, “Analysis of frequency selective surfaces using alternating-direction-implicit spectral finite-difference time-domain method,” in *International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT)*, vol. 3, Shenzhen, China, May 2012, pp. 1–3.
- [3] W. Gregorwich, “The design and development of frequency selective surfaces for phased arrays,” in *Aerospace Conference, 1999. Proceedings. 1999 IEEE*, vol. 5, 1999, pp. 471–479 vol.5.
- [4] R. Mittra, C. H. Chan, and T. Cwik, “Techniques for analyzing frequency selective surfaces — a review,” in *Proceedings of the IEEE*, vol.76, no.12, Dec. 1988, pp. 1593–1615.
- [5] B. A. Munk, *Frequency selective surfaces : theory and design*, 1st ed. John Wiley & Sons, 2000.
- [6] F. A. Chaudhry, M. Raspopoulos, and S. Stavrou, “Effect of frequency selective surfaces on radio wave propagation in indoor environments,” in *Wireless Conference 2005 - Next Generation Wireless and Mobile Communications and Services (European Wireless)*, 11th European, 2005, pp. 1–5.
- [7] G. H. H. Sung, K. W. Sowerby, M. J. Neve, and A. G. Williamson, “A frequency-selective wall for interference reduction in wireless indoor environments,” *Antennas and Propagation Magazine, IEEE*, vol. 48, no. 5, pp. 29–37, 2006.
- [8] T. Birks, “Photonic bandgap fibres,” in *34th European Conference on Optical Communication, ECOC*, 2008, pp. 1–30.
- [9] L. C. Fernandes, “Aplicações de antenas adaptativas em sistemas de comunicações móveis,” Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Elétrica, Universidade de Brasília, Mar. 2007.

- [10] D. B. Davidson, “A review of important recent developments in full-wave CEM for RF and microwave engineering [computational electromagnetics],” in *Proceedings ICCEA 3rd International Conference on Computational Electromagnetics and Its Applications*, 2004, pp. PS/1–PS/4.
- [11] W. L. Stutzman and G. A. Thiele, *Antenna Theory and Design*, 2nd ed. John Wiley & Sons, 1998.
- [12] K. S. Yee, “Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media,” *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 14, pp. 302–307, 1966.
- [13] P. Harms, R. Mittra, and W. Ko, “Implementation of periodic boundary condition in the finite-difference time-domain algorithm for FSS structures,” *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 14, no. 9, pp. 1317–1324, Sep. 1994.
- [14] K. R. Umashankar and A. Taflove, “A novel method to analyze electromagnetic scattering of complex objects,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 24, pp. 397–405, 1982.
- [15] C. Guiffaut and K. Mahdjoubi, “A perfect wideband plane wave injector for FDTD method,” in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2000. IEEE*, vol. 1, 2000, pp. 236–239 vol.1.
- [16] T. Tan and M. Potter, “Optimized analytic field propagator (O-AFP) for plane wave injection in FDTD simulations,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 58, no. 3, pp. 824–831, 2010.
- [17] J. B. Schneider and Z. Chen, “Incorporating the G-TFSF concept into the analytic field propagation TFSF method,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 59, no. 9, pp. 3296–3304, 2011.
- [18] R. Mittra and W. Ko, “Implementation of floquet boundary condition in FDTD for FSS analysis,” in *Proceedings IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, vol.1*, Ann Harbor, MI, Jun. 1993, pp. 14–17.
- [19] D. T. Prescott and N. V. Shuley, “Extensions to the FDTD method for analysis of infinitely periodic arrays,” *IEEE Microw. Guided Wave Lett.*, vol. 4, pp. 352–354, 1994.
- [20] B. Davidson, A. G. Smith, and J. J. van Tonder, “The analysis, measurement and design of frequency selective surfaces,” in *10th International Conference on*

- Antennas and Propagation, IEEE conference publication no. 436*, Apr. 1997, pp. 156–1259.
- [21] J. A. Roden, S. D. Gedney, M. P. Kesler, J. G. Maloney, and P. H. Harms, “Time-domain analysis of periodic structures at oblique incidence: orthogonal and non-orthogonal FDTD implementations,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 46, no. 4, pp. 420–427, 1998.
- [22] M. P. Kesler, J. G. Maloney, P. H. Harms, and A. Roden, “Incorporating lossy materials and PML into the split-field update FDTD method,” in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1998. IEEE*, vol. 1, 1998, pp. 554–557 vol.1.
- [23] A. Aminian and Y. Rahmat-Samii, “Spectral FDTD: a novel technique for the analysis of oblique incident plane wave on periodic structures,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 54, no. 6, pp. 1818–1825, 2006.
- [24] J.-P. Berenger, “A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves,” *Journal of Computational Physics*, vol. 114, no. 2, pp. 185 – 200, 1994.
- [25] K. Toyoda, T. Uno, and T. Arima, “Comparison of FT-FDTD and spectral domain FDTD for periodic structures,” in *iWAT 2008. International Workshop on Antenna Technology: Small Antennas and Novel Metamaterials*, 2008, pp. 191–194.
- [26] L. C. Fernandes and A. J. M. Soares, “Software architecture for the design of electromagnetic simulators [EM Programmer’s Notebook],” *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 55, pp. 155–168, 2013.
- [27] D. M. Sullivan, *Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method*. IEEE Press, 2000.
- [28] R. Rabelo, M. A. B. Terada, and W. Stutzman, “Analysis of reflector antennas through the World Wide Web,” *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 49, no. 2, pp. 113–116, Apr. 2007.
- [29] L. C. Fernandes, “Representação de ambientes urbanos para o cálculo da perda de propagação nas faixas de 1 MHz e 900 MHz,” Tese de Doutorado, Departamento de Engenharia Elétrica, Universidade de Brasília, Oct. 2012.
- [30] Numerical electromagnetic code. [Online]. Available: <http://www.nec2.org>
- [31] Computer simulation technology. [Online]. Available: <http://www.cst.com>

- [32] L. C. Fernandes and A. J. M. Soares, “Arquitetura de software para análise numérica de antenas e dispositivos de micro-ondas,” in *Proc. 15º Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica (SBMO) e 10º Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo (CBMag)*, João Pessoa, Brasil, Aug. 2012.
- [33] J. Smart and K. Hock, *Cross-Platform GUI Programming with wxWidgets*. Prentice Hall, 2005.
- [34] D. Schreiner, M. Voo, J. Neider, and T. Davis, *OpenGL Programming Guide: The Official Guide to Learning OpenGL*, 6th ed. Addison-Wesley, 2007.
- [35] *IEEE Recommended Practice for Validation of Computational Electromagnetics Computer Modeling and Simulations - IEEE Std. 1597.2-2010*, IEEE Electromagnetic Compatibility Society Std., Feb. 2011.
- [36] “Benchmark problem no. 18,” EMSS, 2004, apresentado no Workshop ‘Computational Benchmarking’.
- [37] Syahrial, H. Takeno, Y. Nakatsu, T. Hasegawa, and M. Omiya, “Indoor propagation characteristics at 2.4 GHz for IEEE802.11n wireless local area network,” in *TENCON 2011 - 2011 IEEE Region 10 Conference*, Nov. 2011, pp. 1361–1366.
- [38] A. C. M. Austin and C. D. Sarris, “Ultra-wideband interference modelling for indoor wireless channels using the FDTD method,” in *Antennas and Propagation Society International Symposium (APSURSI) 2012 IEEE*, Jul. 2012, pp. 8–14.
- [39] L. A. R. Ramirez, L. A. R. S. Mello, and F. J. V. Hasselmann, “Application of FDTD to the analysis of indoor coverage,” in *3rd European Conference on Antennas and Propagation, EuCAP 2009*, Mar. 2009, pp. 2248–2251.
- [40] S. Saunders and A. Aragon-Zavala, *Antennas and Propagation for Wireless Communication Systems*, 2nd ed. John Wiley & Sons, 2007.
- [41] R. Sato and H. Shirai, “Simplified analysis for indoor propagation of a WLAN channel,” in *IEEE Topical Conference on Wireless Communication Technology*, 2003, pp. 248–249.
- [42] A. P. de Azevedo, A. J. M. Soares, and L. C. Fernandes, “Measurements and FDTD simulations of electric fields in indoor environment at 150 MHz,” in *Proceedings of the 15th SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference IMOC*, Rio de Janeiro, Brazil, Aug. 2013.