

**CARLOS ANTONIO FRANÇA SARTORI**

**AVALIAÇÃO DO AMBIENTE ELETROMAGNÉTICO EM  
ESTRUTURAS ATINGIDAS POR DESCARGAS ATMOSFÉRICAS**

**Dissertação apresentada à Escola  
Politécnica da Universidade de São  
Paulo para obtenção do título de  
Mestre em Engenharia.**

**São Paulo  
1994**

**CARLOS ANTONIO FRANÇA SARTORI**

**AVALIAÇÃO DO AMBIENTE ELETROMAGNÉTICO EM  
ESTRUTURAS ATINGIDAS POR DESCARGAS ATMOSFÉRICAS**

**Dissertação apresentada à Escola  
Politécnica da Universidade de São  
Paulo para obtenção do título de  
Mestre em Engenharia.**

**São Paulo  
1994**



UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
ESCOLA POLITÉCNICA

TERMO DE JULGAMENTO  
DE  
DEFESA DE DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

.dias do mês ds\_ março \_\_\_\_\_ de 1994 ... 09 = 30 ... ^  
no Departamento de Engenharia de Energia e Automação Elétricas

da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, presente a Comissão Julgadora, integrada pelos Senhores Professores Drs. José Roberto Cardoso, Orientador do candidato, Aderbal de Arruda Penteado Júnior e Marcos André Frotta Mattos

iniciou-se a Defesa de Dissertação de Mestrado do Senhor\_

CARLOS ANTONIO FRANÇA SARTORI\_\_\_\_\_

Título da Dissertação- "Avaliação do Ambiente Eletromagnético em Estruturas Atingidas por Descargas Atmosféricas"

Concluída a arguição, procedeu-se ao julgamento na forma regulamentar, tendo a Comissão Julgadora atribuído ao candidato as seguintes notas-

Prof.Dr.José Roberto Cardoso \_\_\_\_\_ ( ^ ° ) f \_\_\_\_\_ , ir \_\_\_\_\_ ;  
Prof.Pr.Aderbal de Arruda Penteado Junior ^10,0; ( Cfgjfc • \_\_\_\_\_ ;  
Prof.Dr .Marcos André Frotta Mattos \_\_\_\_\_ ( jjo.o ) ( Pfc ^- \_\_\_\_\_ )

Para constar, é lavrado o presente termo, que vai assinado pela Comissão Julgadora e pelo Secretário da Sepão de Pós-Graduação

São Paulo, 28 de março de 1994.

Presidente

Secretário

Mara Fátima de Jesus Luz Sanches ^\icx\&-;s2Ía ^.-jki^-

Observações,

Ah^S^'o^.

<^.^c^f " C O\*\* Ce>vm\*"

Homologada pela C.P.G. em reunião realizada 'a

**CARLOS ANTONIO FRANÇA SARTORI**

**Engenheiro eletricista, EPUSP, 1983**

**AVALIAÇÃO DO AMBIENTE ELETROMAGNÉTICO EM  
ESTRUTURAS ATINGIDAS POR DESCARGAS ATMOSFÉRICAS**

**Dissertação apresentada à Escola  
Politécnica da Universidade de São  
Paulo para obtenção do título de  
Mestre em Engenharia.**

**Área de Concentração:  
Engenharia de Energia e Automação  
Elétrica**

**Orientador:  
Prof. Dr. José Roberto Cardoso**

**São Paulo  
1994**

**DEDALUS - Acervo - EPEL**



31500013168

Sartori, Carlos Antonio França

Avaliação do ambiente eletromagnético em estruturas atingidas por descargas atmosféricas. São Paulo, 1994.

102p.

Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Energia e Automação Elétrica.

1. Avaliação de ambientes eletromagnéticos 2. Compatibilidade eletromagnética 3. Descargas atmosféricas 4. Método numérico - Aplicações I. Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Energia e Automação Elétrica II. t

**Aos meus pais, Carlos e Therezinha e  
à minha esposa Ana e filhos, Vitor e Felipe.**

## AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. José Roberto Cardoso, pelas diretrizes e constante incentivo;

Aos profs. Drs. Aderbal A. Penteado Jr., Eduardo César Senger e Jorge M. Janiszewski, pelo interesse e incentivo;

Ao colega Luis Augusto Cruz, pelo companheirismo e estímulo (In Memoriam);

Aos colegas Márcio Pinheiro Abreu, Eduardo Nogueira Oliveira e Marcos César Machado, pelo apoio e incentivo;

A Cnen-Copesp pelo apoio e autorização do uso das suas instalações e equipamentos;

Às bibliotecárias da USP e Cnen-Copesp, pelas grande ajuda prestada durante a busca das referências bibliográficas;

A minha esposa e filhos pelo estímulo e compreensão e

A todos, que direta ou indiretamente, colaboraram durante o desenvolvimento deste trabalho.

## SUMÁRIO

	Pág.
<b>RESUMO</b>	
<b>ABSTRACT</b>	
<b>1. INTRODUÇÃO</b>	1
<b>2. REVISÃO DA LITERATURA</b>	5
<b>3. METODOLOGIA</b>	10
3.1 Considerações gerais	10
3.2 Modelo do raio	10
3.3 Sistema de proteção contra descargas atmosféricas	13
3.4 Determinação das características do elemento tridimensional	15
3.4.1 Equacionamento das linhas de transmissão	15
3.4.2 Definição do elemento tridimensional	25
3.4.3 Definição da matriz de impulso	35
3.4.4 Condições de contorno	38
3.5 Determinação das correntes nas estruturas	38
3.5.1 Correntes no elemento do nó gerador	38
3.5.2 Correntes nos demais elementos(receptores)	39
3.6 Avaliação do ambiente eletromagnético	42
3.6.1 Campo magnético resultante de um dipolo elementar de corrente	42
3.6.2 Campo magnético resultante das correntes no elemento tridimensional proposto	44
3.6.2.1 Campo magnético resultante das correntes que se deslocam ao longo do eixo y	44



3.6.2.2 Campo magnético resultante das correntes que se deslocam ao longo do eixo z	50
3.6.2.3 Campo magnético resultante das correntes que se deslocam ao longo do eixo x	58
3.6.2.4 Intervalos de tempo para validação das expressões de campo	63
<b>4. RESULTADOS</b>	67
4.1 Caso 1: Caso de sensibilidade	68
4.2 Caso 2	71
4.3 Caso 3	73
4.4 Caso 4	74
4.5 Caso 5	76
4.6 Caso 6	78
4.7 Caso 7	80
4.8 Caso 8	80
4.9 Caso 9	81
4.10 Caso 10	81
4.10 Caso 11	83
4.10 Caso 12	83
<b>5. DISCUSSÃO</b>	86
5.1 Análise qualitativa dos resultados	86
5.2 Aplicabilidade do método desenvolvido	92
5.3 Sugestões para trabalhos futuros	94
<b>6. CONCLUSÕES</b>	96
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>	98

## RESUMO

A determinação do ambiente eletromagnético nas vizinhanças de estruturas atingidas por descargas atmosféricas é um dos problemas de maior importância na análise da compatibilidade eletromagnética.

Além das instalações que possuem áreas classificadas quanto ao risco de explosão, onde os aspectos de segurança são primordiais, a avaliação dos efeitos resultantes deste fenômeno assume particular interesse na sociedade atual, já que a utilização de equipamento de alta susceptibilidade, como os eletrônicos, estão presentes nos diversos ramos de atividades, exercendo as mais variadas funções.

O tema deste trabalho foi proposto a partir da necessidade de desenvolvimento de uma metodologia de cálculo de campos eletromagnéticos no interior de edificações, resultantes de uma descarga atmosférica direta, adequada às necessidades de avaliação dos níveis de interferência e energia a eles associados.

O trabalho proposto tem por objetivo desenvolver um método de cálculo para a determinação da distribuição de correntes no sistema externo de proteção contra descargas atmosféricas e das densidades de fluxo ou campos magnéticos em pontos internos às edificações.

É apresentada uma técnica de discretização do fenômeno no espaço e no tempo, com base nos modelos de linhas de transmissão tridimensional e de propagação de ondas para o cálculo das distribuições de correntes e do dipolo infinitesimal variável no tempo e das imagens no cálculo dos campos magnéticos.

A descarga atmosférica é simulada através de uma fonte de corrente unidirecional.

O modelo utilizado apresenta algumas simplificações que, numa segunda etapa, poderão ser reduzidas sem prejuízos à filosofia geral até o momento adotada.

Alguns resultados numéricos são apresentados, onde é avaliada a consistência física e matemática da metodologia adotada.

## ABSTRACT

One of the most important problem related to Electromagnetic Compatibility analysis is the evaluation of the electromagnetic environment around a structure struck by a direct lightning.

Beyond the classified areas, where the insurance aspects related to explosion hazards are very important, the evaluation of the effects resulting from lightning has been assuming a special concern in our modern society due to the use of high susceptibility equipments, like electronic ones, in many social activities in a wide variety of functions.

This work was proposed due to the necessity of developing an electromagnetic field calculation methodology in the interior of a lightning protection system during a lightning stroke, suitable for the evaluation of energy and interference level associated with them.

The objective of the present work is to carry out a numerical model that meets the need of calculating the current distribution in a lightning protection system and the flux density or magnetic field inside the protected volume.

It is introduced a discretization technique in the space and time of the phenomenon based on three-dimensional transmission line and wave propagation model to calculate the current distribution and on the infinitesimal time-varying dipole and image method to calculate the magnetic field.

The lightning stroke is simulated by a unidirectional current source.

It was assumed in this present model some simplifications that could be reduced in a second round, without damage to the general philosophy adopted up to this moment.

Some numerical results are shown in order to evaluate the physical and mathematical consistence of the proposed methodology.

## 1. INTRODUÇÃO

A sociedade moderna tem se mostrado cada vez mais dependente dos sistemas de eletricidade, telecomunicações e de processamento de dados.

Diversas aplicações civis e militares, como plantas de geração de energia, bancos e escritórios comerciais, indústrias químicas, metalúrgicas e demais áreas de processamento, sistemas de abastecimento de água, de tratamento de rejeitos, de alarme e combate têm sua disponibilidade garantida pelos componentes e sistemas eletro-eletrônicos e softwares envolvidos.

Como exemplo, enfatiza-se os aspectos de segurança das usinas nucleares e plantas químicas que utilizam substâncias, nas quais falhas no manuseio, seja no acondicionamento ou durante seu processamento, podem representar riscos elevados à natureza e ao ser humano.[1]

Desta forma, os sistemas de controle relacionados a essas atividades devem ser os mais confiáveis possíveis, mesmo quando sujeitos às condições mais adversas.

Neste contexto, destacam-se as descargas atmosféricas como um dos eventos mais agressivos.

As correntes circulantes nas estruturas de um edifício, resultantes de descargas atmosféricas, diretas ou não, provocam o aparecimento de campos elétricos e magnéticos cujo acoplamento com os meios condutores internos os submetem a transitórios com elevado conteúdo de harmônicos (ampla faixa de frequência interferente) e principalmente a sobretensões de

valores elevados, resultando em danos ou distúrbios ao perfeito funcionamento dos sistemas eletro-eletrônicos. Como se sabe, sobretensões podem provocar o rompimento imediato da isolação ou manifestar-se de forma latente.

Além da ocorrência de eventos simples, onde apenas um dos componentes de um sistema é deteriorado, podem ser previstos problemas decorrentes de eventos múltiplos, onde duas ou mais falhas ocorrem ao mesmo tempo.

A avaliação destes casos é bastante complexa e são possíveis combinações que resultem em efeitos catastróficos.

Um caso possível é a ocorrência de incêndio, falta de energia elétrica e falha nos sistemas de comunicação em uma edificação, devido à ocorrência de uma descarga direta. [1-4]

Vários métodos são utilizados atualmente com o objetivo de proteger estruturas contra descargas atmosféricas, destacando-se os apresentados nas referências [5] e [6], onde, além da preocupação com o sistema de proteção externa, existe também recomendações e critérios que nos possibilitam avaliar, em algumas configurações, os níveis máximos de energia e sobretensões devido a descargas diretas.

Ressalta-se, no entanto, a necessidade atual de desenvolvimento de metodologias de cálculo que possam ser aplicadas na determinação dos níveis de interferência e energia em função do tempo, independente do grau de avaliação necessário e da configuração existente, que associada às metodologias de avaliação de riscos possa atender às necessidades de proteção anteriormente expostas.

Devido à complexidade do fenômeno envolvido e do caráter de pioneirismo dos aspectos referentes à proteção interna, principalmente em sistemas de baixa tensão, praticamente não se tem observado a utilização no Brasil destes conceitos com a frequência e profundidade necessárias.

Por outro lado, existe a conscientização dos técnicos da necessidade da capacitação e desenvolvimento de ferramentas adequadas à utilização nos projetos de proteção contra descargas atmosféricas, com ênfase aos aspectos relacionados à compatibilidade eletromagnética.

Considera-se que, já no projeto de concepção, a determinação do ambiente eletromagnético é necessária pelas implicações na determinação do leiaute mais adequado, tanto no que se refere aos aspectos civis e arquitetônicos, quanto aos relacionados à configuração de sistemas.

Diante deste cenário, o presente trabalho tem como objetivo principal estabelecer de imediato uma metodologia de cálculo da distribuição das correntes nos condutores do sistema de proteção contra descargas atmosféricas e da densidade de fluxo ou campo magnético em pontos internos das edificações.

Embora não faça parte do escopo deste trabalho, o método apresentado também pode ser aplicado em estudos onde a avaliação de potenciais (toque e passo) é necessária.

Observa-se que, devido à complexidade e abrangência do tema, além de não se desenvolver o cálculo do campo elétrico, algumas restrições foram adotadas com o objetivo de satisfazer os prazos, pré-estabelecidos sem prejuízos, porém, da filosofia geral do método desenvolvido.

Dentre as principais, menciona-se a adoção da velocidade de propagação constante igual a da luz, a não consideração do canal de retorno do raio no

cálculo do campo e a representação do sistema de aterramento através de impedância constante.

Este trabalho representa, portanto, uma oportunidade importante para a capacitação necessária à abordagem deste problema e de, numa segunda etapa, complementar o modelo proposto, diminuindo suas restrições até um nível satisfatório à aplicação em engenharia, acenando com uma perspectiva real de desenvolvimento de um código adequado à implementação em microcomputadores pessoais.

Com relação ao status atual do tema, observa-se um pequeno número de trabalhos similares ao proposto publicados a nível mundial.

As pesquisas bibliográficas realizadas até o momento apontam que estudos similares foram realizados por poucas equipes, basicamente concentradas na Itália e Polônia, cujos métodos utilizados são bastante diferentes dos utilizados no modelo aqui proposto.

As referências [10], [13-14] e [16-17] , que consideramos como as mais abrangentes, utilizam basicamente o método das diferenças finitas ou a transformada de Laplace associado ao cálculo do potencial escalar, do vetor potencial e ao método das imagens ou o método dos momentos, respectivamente.

Este trabalho apresenta uma técnica de discretização do fenômeno no espaço e no tempo, tendo como base os modelos de linha de transmissão tridimensional, de propagação de ondas e o dipolo infinitesimal variável no tempo associado ao método das imagens.

## 2. REVISÃO DA LITERATURA

A crescente preocupação com relação à proteção interna das edificações contra descargas atmosféricas pode ser observada analisando-se a literatura existente .[1-22]

Neste capítulo são apresentados resumidamente os principais trabalhos relacionados a esse tema, com ênfase àqueles que se destacam no desenvolvimento de metodologias de cálculo de correntes em estruturas e do ambiente eletromagnético resultante.

Muito embora alguns trabalhos tenham sido publicados já no início da década de oitenta [18], é a partir de meados da década passada que se observa um aumento da quantidade de publicações, onde são estudados tanto os aspectos práticos, quanto os teóricos com maior profundidade . [7-22]

Ao mesmo, tempo, as normas internacionais passam a sofrer alterações, onde, além das proteções externas das edificações, são enfatizados também os aspectos relacionados à proteção interna . [6]

Menciona-se, como exemplo, a possibilidade da avaliação dos níveis de energia e das sobretensões associadas a alguns tipos de arranjo interno de condutores das edificações atingidas por descargas diretas.

Com relação aos aspectos teóricos, destacam-se os trabalhos desenvolvidos por Geri et al.[7-10] e Cristina [15-17] na Itália e por Sowa [11-14] na Polônia .



Nos trabalhos desenvolvidos por Geri et al., observa-se uma evolução crescente a partir de 1988 , sendo que em 1991 é divulgado seu principal trabalho nesta área [10].

O modelo matemático utilizado tem como base o método das diferenças finitas aplicadas no desenvolvimento da representação dos parâmetros elétricos das indutâncias e capacitâncias de um bipolo tipo  $n$  através do algoritmo trapezoidal [8-23]. A solução do circuito resultante da associação dos vários bipolos nos dá a distribuição das correntes e posteriormente, a partir do conceito do potencial vetor a determinação do vetor densidade de fluxo magnético em várias posições do espaço ao longo do tempo.

A descarga atmosférica é representada através de uma fonte de corrente representada por expressões matemáticas (exponencial dupla), não havendo menção com relação à contribuição do canal do raio no cálculo do vetor densidade de fluxo magnético.

Os parâmetros elétricos são calculados através da formulação utilizada em linhas de transmissão e do método das imagens, ressaltando-se a consideração dos efeitos resultantes da ionização ao redor dos condutores .

Nos primeiros trabalhos, o modelo desenvolvido é aplicado em um sistema simplificado de proteção contra descargas atmosféricas, constituído basicamente por um terminal aéreo, um condutor vertical de descida e um condutor horizontal de aterramento [7].

Em publicações posteriores, as quantidades dos elementos constituintes do sistema de proteção são ampliadas [8-9]; além disso, são realizados estudos comparativos entre um sistema convencional " isolado " e um sistema que utiliza as armações das estruturas civis (ferragens) como parte

integrante deste sistema .A estrutura protegida constitui-se de uma parede de concreto armado.

Na referência [10] é apresentado um código que possibilita simular o comportamento transitório eletromagnético ao longo do tempo de um sistema completo de proteção contra descarga atmosférica .

Apresentam-se vários casos onde são calculados os valores das densidades de fluxo magnético e das tensões induzidas no interior das edificações, protegidas por diferentes configurações de sistemas de proteção contra descargas atmosféricas.

Atualmente Geri e Veca vêm trabalhando no aprimoramento deste código com o objetivo de torná-lo capaz de considerar os efeitos do fenômeno de ionização com uma precisão superior a atual, bem como, de se considerar no cálculo dos parâmetros os acoplamentos mútuos dos condutores.

Os trabalhos desenvolvidos por Cristina [15-17] mencionam diversas considerações que complementam os estudos realizados por Geri et ai, tais como, a consideração do canal do raio, do acoplamento entre os condutores e a não linearidade do sistema de aterramento, além de apresentar alguns resultados experimentais utilizados na validação do método.

Com relação ao método utilizado, as principais diferenças estão na utilização do método dos momentos no cálculo do campo e na realização de alguns estudos no domínio da frequência [16].

Por outro lado, os trabalhos publicados por Sowa [11-14] utilizam como método de avaliação da distribuição das correntes a transformada de Laplace aplicada na solução de um circuito composto por indutâncias próprias e mútuas e o potencial vetor no cálculo do campo magnético.

Numa segunda etapa incorpora-se o sistema de aterramento que é representado através de resistências [11].

Apresenta-se também uma análise de alguns resultados experimentais, que complementam o desenvolvimento teórico.

Gostaríamos de ressaltar, embora de maneira breve, alguns trabalhos que apresentam como aspecto principal o desenvolvimento de experimentos relacionados ao tema deste trabalho .

Entre os principais encontram-se os desenvolvidos por Kuramoto et al. [20-21] na N.T.T no Japão e por Montandon [22] junto à companhia telefônica P.T.T na Suíça.

Os trabalhos desenvolvidos por Montandon merecem especial destaque, já que, através de uma simples inspeção dos seus trabalhos, é possível verificar sua grande influência na elaboração da norma D5C-1024-1.

Com relação aos métodos de avaliação dos campos eletromagnéticos , basicamente duas técnicas são apresentadas na literatura .

Rubinstein e Uman apresentam essas duas técnicas (monopolo e dipolo) na referência [24], onde é feita uma análise discutindo-se a validade dos dois métodos.

A técnica do monopolo tem sido utilizada na literatura referente a transmissão e distribuição de energia [25-26] e requer o conhecimento tanto da distribuição da densidade de corrente quanto da densidade de cargas.

A segunda técnica, denominada técnica do dipolo, é amplamente utilizada na teoria de antenas , sendo que sua utilização requer apenas o conhecimento da distribuição da densidade de corrente no espaço e no tempo .

A técnica do dipolo, associada ao cálculo dos campos estabelecidos por uma distribuição qualquer de corrente variável no tempo oriunda de descargas atmosféricas, foi apresentada por Master e Uman em 1983 [27] e, em função de um erro observado por Rubinstein em uma das componentes dos campos, este trabalho foi revisado e reapresentado em 1991 [28].

Observa-se que a principal vantagem deste método está na determinação direta no espaço e no tempo dos campos elétricos e magnéticos através da utilização de expressões analíticas, sem a necessidade de se recorrer a processos numéricos auxiliares.

## 3. METODOLOGIA

### 3.1 Considerações gerais

Este capítulo tem por objetivo apresentar a formulação matemática e os modelos utilizados no desenvolvimento deste trabalho.

Como aspecto principal, tem-se a busca de um elemento adequado à técnica proposta de discretização no espaço e no tempo do fenômeno envolvido, onde dado um pulso de corrente ou tensão possam ser determinadas as correntes incidentes e refletidas nos nós do elemento e o campo magnético resultante em um determinado ponto do espaço.

O efeito resultante é obtido através da associação de vários elementos em função da geometria e do espaço de tempo considerado.

A motivação principal surgiu a partir da referência [29], que foi utilizada como ponto de partida para o desenvolvimento de um elemento tridimensional adequado às necessidades anteriormente expostas.

Apresenta-se a seguir a metodologia a ser utilizada na determinação do ambiente eletromagnético nas vizinhanças de estruturas atingidas por descargas atmosféricas.

### 3.2 Modelo do raio

As descargas atmosféricas serão simuladas através de uma fonte de corrente ideal e unidirecional cuja forma de onda, correspondente a variação do valor de corrente ao longo do tempo no ponto de impacto, será representada através de uma expressão matemática.

Não serão discutidos neste trabalho os mecanismos de formação do raio, nem mesmo os seus valores estatísticos característicos.

A referência [30] propõe a utilização de uma expressão, obtida pela soma de duas funções tipo rampa de inclinações  $A_1$  e  $A_2$ , conforme figura 3.2.1.

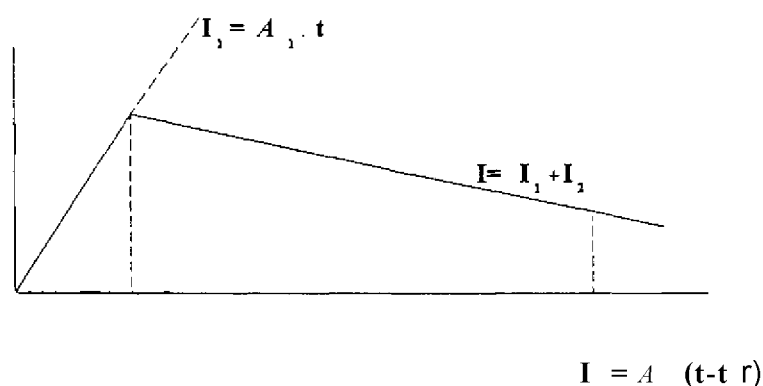


Figura 3.2.1 Obtenção da onda de corrente através da soma de duas funções tipo rampa.

Observa-se que  $A_1$  é a inclinação ou taxa de crescimento da frente de onda e que  $A_2$  mais  $A_1$  é a inclinação da "cauda" da onda.

A tabela 3.2.1 apresenta valores de  $A_1$  e  $A_2$ , para uma onda de corrente "por unidade" de valor de crista de 1kA, para vários valores de tempo de subida  $t_f$  e para o valor de meia cauda  $t_y$  igual a 50 us.

Tabela 3.2.1 Valores de  $A_1$  e  $A_2$ , (Forma de Onda)

$t_r$ (lis)	$A_1$ (kA/fis)	$A_2$ (kA/fis)
0,75	1,33	-1,34
1,00	1,00	-1,01
1,25	0,80	-0,81
1,50	0,67	-0,68
1,75	0,57	-0,58
2,00	0,50	-0,51
3,00	0,33	-0,34

Fonte [30]

Para qualquer combinação dos valores  $A_1, t_r, Q$  tem-se

$$\hat{A} = \frac{1}{\sqrt{2}} \hat{A} \quad (3.1)$$

Outra função normalmente utilizada é a exponencial dupla [7-10,15,17] :

$$f = f_0 \cdot [ \exp(-\alpha \cdot t) + \exp(-\beta \cdot t) ] \quad (3.2)$$

onde,  $I_M$  é o valor do pico de corrente e os valores de  $a$  e  $j\beta$  são obtidos analiticamente em função do tempo de subida  $t_r$  e do valor do tempo de meia cauda  $t_y$ .

Os valores dos tempos de subida e de meia cauda correspondem aproximadamente aos valores de 90% e 50% do valor de pico.

Uma definição mais precisa é apresentada na figura 3.2.2, onde S, é a frente; R, a cauda; M, o valor de pico;  $i_{00}$ , o início convencional para a contagem dos tempos;  $t_r$  e  $t_y$ , os tempos de subida e de meia cauda.

<b>t</b>	$M$		
	// s		
$i_{00}$			

Figura 3.2.2 Grandezas características de uma onda impulsiva.

Como exemplo, apresenta-se os seguintes valores característicos:

$I_M = 30$  kA,  $\tau = 1,4 \cdot 10^{-8}$  s e  $p = 6 \cdot 10^{-11}$  correspondente aos valores de  $t_r$  e  $t_y$  de 1 e 50 /  $\mu$ s, respectivamente [15,17].



### 3.3 Sistema de proteção externa contra descargas atmosféricas

A proteção externa das edificações contra descargas atmosférica é constituída basicamente por condutores horizontais e verticais representados pelos captadores aéreos, condutores de descida, anéis de equalização e terminais de aterramento.

Tais condutores podem ser montados externamente ao volume de proteção ou serem utilizados como meio condutor as estruturas metálicas ou armações de ferro embutidas em concreto [18].

Neste trabalho, o sistema de proteção contra descarga atmosférica (S.P.C.D.A) será o definido através da configuração apresentada na figura 3.3.1, onde os condutores estão "isolados" das estruturas civis.

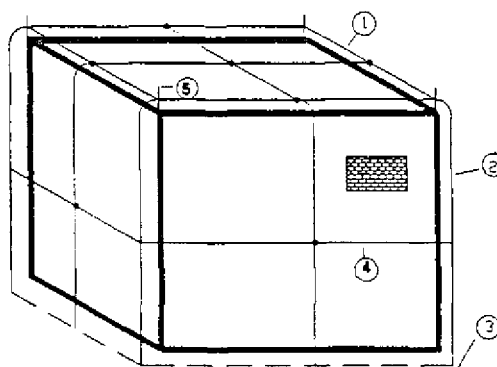


Figura 3.3.1 Representação genérica de um S.P.C.D.A.

1. Malha superior, 2. Conductor de descida, 3. Terminal de aterramento, 4. Anel de equalização intermediário e
5. Haste de captação.

Não serão detalhados neste trabalho os aspectos referentes ao projeto dos S.P.C.D.A. Recomenda-se, no entanto, as referências [5] e [6] como ferramentas necessárias quando da sua elaboração.

### 3.4 Determinação das características do elemento tridimensional

#### 3.4.1 Equacionamento das linhas de transmissão

A figura 3.4.1.1 apresenta um circuito T equivalente que será utilizado na representação de um trecho curto de uma linha de transmissão de dois condutores, onde os parâmetros de linha identificados por R,L,G e C são os valores por unidade de comprimento, da resistência, indutância, condutância e capacitância, respectivamente.

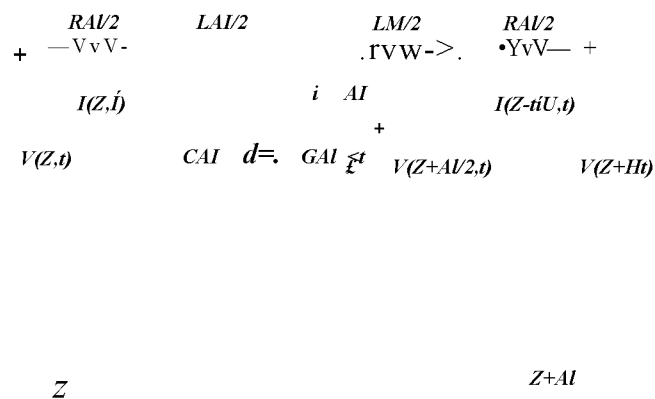


Figura 3.4.1.1 Modelo do circuito T equivalente, utilizado na representação de um comprimento elementar de uma linha de transmissão.

Observa-se que outros modelos poderiam ser utilizados, resultando, no entanto, no mesmo conjunto de equações apresentado a seguir.

As variações instantâneas dos valores  $V$  e  $I$  das tensões e correntes em um trecho de linha de comprimento  $Al$  serão avaliadas, sem perda de generalidade, considerando-se o sentido de propagação das ondas ao longo do eixo positivo  $Z$  como sendo do gerador para a carga.

Aplicando-se a lei de Kirchhoff para a tensão no "loop" esquerdo do circuito T equivalente, obtém-se:

$$V(z,t) = R \frac{I(z,t)}{2} + L \frac{\dot{I}(z,t)}{2} + V(z+Al/2,t)$$

ou

$$\frac{dV(z, Al/2, t)}{dz} = -R I(z, t) - L \frac{dI(z, t)}{dt}$$

Fazendo-se  $A \dot{I} = \dot{I}$  tem-se:

$$\frac{dV(z,t)}{dz} = -R I(z,t) - L \frac{dI(z,t)}{dt} \quad (3.3)$$

De maneira similar aplicando-se a lei de Kirchhoff no nó principal do circuito T obtém-se:

$$\begin{aligned} I(z,t) &= I(z+Al,t) + AI \\ &= I(z+AL,t) + GAlV(z+Al/2,t) + CAI \frac{dV(z+Al/2,t)}{dt} \end{aligned}$$

ou

$$I(z + Al, t) - I(z, t) = G V(z + Al/2, t) + C \frac{dV(z + Al/2, t)}{dt}$$

Fazendo-se  $Al \rightarrow 0$  tem-se:

$$\frac{dI(z, t)}{dz} = G V(z, t) + C \frac{dV(z, t)}{dt} \tag{3.4}$$

Derivando-se a equação anterior em relação a  $t$  e a eq.(3.3) em relação a  $z$  resulta :

$$\frac{d^2 I}{dz^2} + \frac{d^2 I}{dt^2} \tag{3.3a}$$

$$\frac{d^2 I}{dz^2} = G \frac{dV}{dt} + C \frac{d^2 V}{dt^2} \tag{3.4a}$$

Substituindo-se as eq. (3.4) e (3.4a) na eq. (3.3a) tem-se:

$$\frac{d^2 I}{dz^2} = G \frac{dV}{dt} + C \frac{d^2 V}{dt^2} + \frac{d^2 I}{dt^2} \tag{3.5}$$

Da mesma forma obtém-se para a corrente / a equação :

$$\frac{d^2 \hat{I}}{dz^2} = LC \frac{d \hat{I}}{dt} + (RC + GL) \hat{I} + RGI \quad (3.6)$$

Observa-se que as eq. (3.5) e (3.6) apresentam como forma geral a equação:

$$\frac{d^2 \hat{O}}{dz^2} = LC \frac{d \hat{O}}{dt} + (RC + GL) \hat{O} + RGI \quad (3.7)$$

onde  $\hat{O}(z,t)$  representa as variáveis  $\hat{O}$  e  $t$ .

Para uma linha sem perdas, onde  $R = G = 0$ , a equação anterior passa a ser representada pela equação diferencial (3.8), denominada Equação de Helmholtz, ou simplesmente equação de onda [31].

$$\frac{d^2 \hat{O}}{dz^2} = LC \frac{d^2 \hat{O}}{dt^2} \quad (3.8)$$

Desta forma, o circuito T equivalente passa a ser representado conforme figura 3.4.1.2.



Figura 3.4.1.2 Modelo do circuito T equivalente, utilizado na representação de um comprimento elementar de uma linha de transmissão, sem perdas.

Nestas condições, as equações (3.3) e (3.4) passam a ser representadas por:

$$\frac{\partial}{\partial z} \hat{V}(z, t) = L \frac{\partial}{\partial t} f(z, t) \quad (3.3b)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} I(z, t) = C \frac{\partial}{\partial t} V(z, t) \quad (3.4b)$$

Adotando-se como solução das equações (3.3b) e (3.4b) a relação

$$V = ZI \quad (3.9)$$

onde  $Z$  representa a *impedância característica da linha*, e substituindo-se nas equações acima obtém-se :

$$\frac{\partial}{\partial z} f(z, t) = -C \frac{\partial}{\partial t} V(z, t) \quad (3.4c)$$

Resultando nas seguintes equações

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (3.10)$$

$$f = \frac{V}{Z} \quad (3.9a)$$

Substituindo-se o valor de  $Z$ , dado pela equação (3.10), em (3.3c) resulta

$$\frac{\partial f(z,t)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial t} [V(z,t)] \quad (3.3d)$$

Analisando-se a expressão (3.3d), levando-se em conta primeiramente o sinal positivo, observa-se que uma diminuição da tensão no espaço de  $\Delta z$ , do ponto  $z$  ao ponto  $z+\Delta z$ , resulta em um aumento da tensão com o tempo, isto é, a tensão em cada ponto  $z$  é maior no instante  $t+\Delta t$  de  $\Delta z$ .

Desta forma, como esse aumento é independente de  $z$ , obtemos no instante  $t+\Delta t$  o mesmo valor da tensão apenas deslocado de  $\Delta z$ .

A figura 3.4.1.3 representa o deslocamento de uma tensão impulsiva, observando-se a inalterabilidade da sua forma.

A''

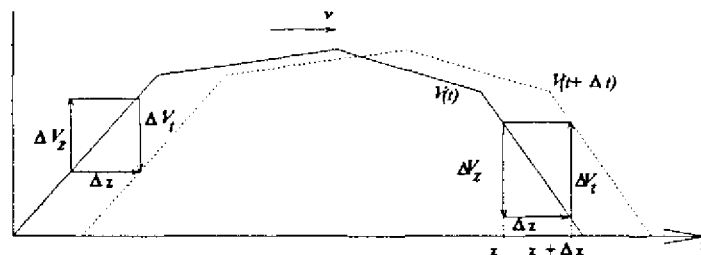


Figura 3.4.1.3 Representação do deslocamento de uma tensão impulsiva mostrando a inalterabilidade da sua forma.

O valor de  $\Delta z$ , tal que uma diminuição da tensão  $\Delta y$  resulta em um aumento da tensão  $\Delta y$  pode ser obtido através da eq. (3.3d).

Para  $y_z = A$ , obtém-se:

$$Az = VZc$$

ou

$$\frac{\Delta z}{\Delta t} = v = VZc \quad (3.11)$$

Analogamente, obtém-se para o sinal negativo da raiz da eq. (3.3d), uma velocidade na direção oposta de z.

A equação (3.11) pode, então, ser melhor representada por:

$$\frac{\Delta z}{\Delta t} = \pm VZc \quad (3.11a)$$

Expressões análogas são obtidas para a corrente.

Portanto, ***a tensão e corrente se propagam com velocidade constante e sem alteração de forma, enquanto as constantes da linha não se alterarem*** [32].

Neste trabalho será admitida como válida a relação  $LC = \mu_0 \epsilon_0$  [33], resultando numa velocidade de propagação constante igual à velocidade da luz (c).

$$VZc = c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (3.11b)$$



Isto é, admite-se que os condutores serão envolvidos por um meio de permeabilidade relativa ( $\mu_r$ ) e permissividade relativa ( $\epsilon_r$ ) com valores unitários e que a indutância total será aproximada pela indutância externa.

Resumindo-se, propagam-se na linha duas tensões com velocidade  $v$  e duas correntes proporcionais aos valores de tensão.

Esta velocidade, para uma linha sem perdas e homogênea, independe dos valores de tensão e corrente e depende apenas dos parâmetros  $L$  e  $C$ .

Os sinais positivo e negativo correspondem aos impulsos de tensão e corrente que se deslocam no sentido positivo (para frente) e negativo (para trás) de propagação da onda, sendo denominados neste trabalho por ***impulsos progressivos e impulsos regressivos***, respectivamente.

São válidas as seguintes relações :

$$V = \pm Z I \quad (3.9a)$$

$$I = -\frac{V}{Z} \quad (3.9c)$$

$V$  e  $I$  representam as correntes e tensões progressivas e regressivas.

Ressalta-se a independência entre essas variáveis durante suas propagações, sendo que a tensão e corrente total numa linha é obtida pela superposição dos seus impulsos progressivos e regressivos.

Analisando-se as tensões e correntes em um ponto de derivação, por exemplo, em um ponto onde existe a união de várias linhas ou onde existe

alteração no valor da impedância característica, resultam as equações de tensão e corrente descritas a seguir :

Designar-se-á por  $V_o$  e  $I_o$  a tensão e corrente no ponto de derivação e por  $Z_1$  e  $Z_2$  as impedâncias características da linha que chega e da que se conecta ao ponto de derivação, conforme figura 3.4.1.4.

$$V + V' = V_o \quad (3-12)$$

e

$$I + I' = I_o \quad (3.13)$$

Das eq.(3.9b), (3.9c) e (3.13) tem-se

$$Z_1 \quad Z_c \quad Z_2 \quad (3.14)$$

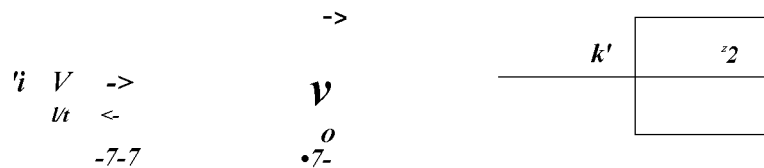


Figura 3.4.1.4 Representação dos pontos de derivação analisados.

Pode-se obter, portanto, através das equações anteriores, os valores dos impulsos de tensão "original" e o que é "devolvido", denominados incidentes e refletidos, respectivamente, e a tensão no ponto de derivação, resultando nas equações conhecidas como **Leis de Reflexão**. [32]

$$V = Y V$$

$$K = \frac{V_r}{V_i} \quad (3.16)$$

Onde,

$$r = \frac{V_r}{V_i} \quad \text{é o "Coeficiente de Reflexão"} \quad (3.17)$$

e

$$\alpha = \frac{2Z}{Z_0 + Z} \quad \text{é o "Coeficiente de Transmissão"} \quad (3.18)$$

Em um ponto de derivação onde existe "n" linhas diferentes que saiam do ponto de derivação tem-se:

$$V_i = \sum_{n=1}^n V_n \quad (3.19)$$

$$Z_{in} = \frac{1}{\sum_{n=1}^n \frac{1}{Z_n}}, \quad \text{onde } Z_n \text{ é a impedância característica da linha } n. \quad (3.20)$$

Observa-se que, no caso de existir n linhas com impedância característica  $Z_n$ , a tensão incidente nas linhas será :

### 3.4.2 Definição do elemento tridimensional

Conforme mencionado anteriormente, o desenvolvimento do elemento tridimensional a ser definido neste capítulo, surgiu a partir do método denominado TLM ("Transmission Line Matrix Method ou Transmission Line Modeling"), desenvolvido originalmente por Johns (1971) [29].

O modelamento por linhas de transmissão é um método numérico utilizado na solução de problemas de cálculo de campos, que tem como base a equivalência entre as equações de Maxwell e as equações das tensões e correntes em uma malha contínua, formada por linhas de transmissão de dois condutores.

Desta forma, o TLM é um processo de discretização onde se substitui um sistema contínuo por um arranjo composto por uma malha retangular de linhas de transmissão, fazendo-se uma analogia entre os parâmetros de campo e os elétricos, cujos valores serão obtidos através de um processo iterativo [31,34].

Este trabalho não utiliza esta metodologia no cálculo de campo, porém, foi desenvolvido a partir do equacionamento apresentado na determinação da resposta de um nó da malha a um pulso de tensão.

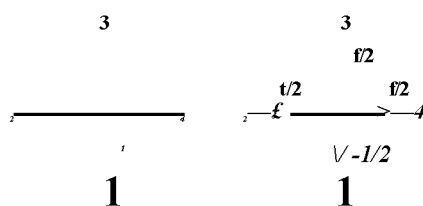


Figura 3.4.2.1 Resposta de um nó da malha a um pulso de tensão unitário.

Para um pulso incidente no nó (central ou paralelo) formado pela intersecção das linhas de transmissão, onde as impedâncias de cada trecho são admitidas iguais a  $Z_c$ , obtém-se as relações a seguir :

$$\text{Impedância resultante } Z_{res} : \quad Z_{res} = \frac{1}{\frac{1}{Z_c} + \frac{1}{Z_c} + \frac{1}{Z_c}} = \frac{Z_c}{3} \quad (3.22)$$

$$\text{Coeficiente de reflexão } T : \quad r = \frac{Z_{res} - Z_c}{Z_{res} + Z_c} = -\frac{1}{2} \quad (3.23)$$

$$\text{Coeficiente de transmissão } O : \quad \frac{2Z_{res}}{Z_c + Z_{res}} \approx \frac{1}{2} \quad (3.24)$$

Desta forma, para um pulso unitário de tensão no instante  $t = K \cdot \Delta t$  incidindo no nó 1 tem-se, no instante " $(K+1)$ " um pulso de tensão refletido do nó central em direção ao nó 1 igual a  $-1/2$  e pulsos de tensão "refletidos" em direção aos demais nós iguais a  $1/2$ . Estes valores serão os valores dos pulsos de tensão no instante " $(k+2)$ " refletidos dos nós séries 1,2,3 e 4.

O caso mais geral para a geometria plana é representado pela figura 3.4.2.2, onde admite-se a existência de pulsos incidentes oriundos dos quatro nós  $n$ , denominados nós séries .

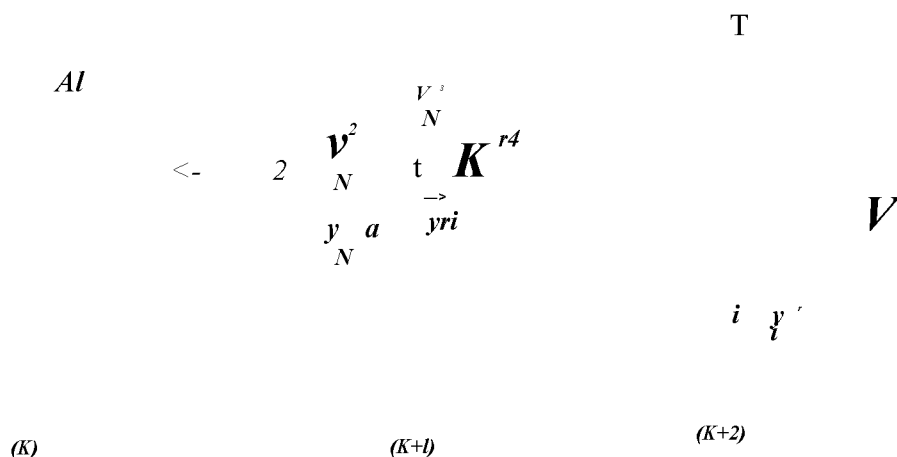


Figura 3.4.2.2 Resposta de um nó da malha aos pulsos de tensão (Caso Geral no plano )

Definindo-se  $fV_n'$  e  $\hat{\phantom{V}}$  como os pulsos de tensão incidentes no nó  $n$  e refletidos do nó  $n$  em um instante  $t = (k - \Delta)/c$  e  $c$  é a velocidade da luz ( $3 \cdot 10^{10}$  cm/s), a relação entre os pulsos de tensão  $fV_n'$  e  $\hat{\phantom{V}}$  pode ser definida com o auxílio da figura anterior .

Para  $n = 1, 2, 3$  e  $4$ , as tensões incidentes nos nós  $n$  no instante "k" são

$$V_1, V_2, V_3 \text{ e } V_4$$

Para a linha correspondente ao nó  $n=1$ , no instante (k+1) tem-se

$fV_N(z,x,y)$  e  $\hat{V}_N(z,x,y)$  representarão os pulsos de tensões incidentes no nó  $(z,x,y)$  e refletidos do nó  $(z,x,y)$  cuja direção é definida pelo nó  $n$ , no instante  $t = K \Delta / c$  .

ou

$$\frac{1}{7} \left[ \frac{v^2}{AT} + \frac{r^2}{4} - \frac{V^2}{K} - \frac{V^2}{N} \right]$$

OU

$$LjLt = \frac{K^2 N}{J} - \frac{K^2 N}{N} \quad (3.25)$$

Para o instante "(k+2)" tem-se :

$$K+Y = N \quad (3.26)$$

Analogamente, obtém-se as mesmas equações para os demais nós, resultando, nas seguintes fórmulas de recorrência :

$$K+Y_v = 2 \sum_{Lm=1}^{\infty} \frac{1}{L^2} \quad (3.27)$$

$$K+2^N = 2 \sum_{M=1}^{\infty} \frac{1}{M^2} = \sum_{M=1}^{\infty} \frac{1}{M^2} \quad (3.28)$$

Desta forma, pode-se correlacionar as tensões incidentes em um instante  $t = K^j/\wedge_c$  com as tensões refletidas em instantes posteriores.

Ressalta-se que a expressão apresentada por Johns [29] é :

$$K+Yn \quad m=| \wedge^m \wedge^K \wedge^n \quad (3.29)$$

A diferença entre as equações advém da discretização do fenômeno que é feita em intervalos definidos por  $t =$  e **não** por  $t = K \wedge f \wedge$ .

Além disso, não são definidas na referência [29] as tensões  $n (z,x,y)$   
 ®  $V_k^n fax,y$ .

Isto é, embora o elemento seja o mesmo, o "aproveitamento matemático" é um pouco diferente e a conveniência desta formulação diferenciada poderá ser observada no decorrer neste trabalho.

A partir do desenvolvimento apresentado para o elemento plano foram feitas algumas tentativas de aplicação direta deste elemento, porém, em função da geometria das estruturas a serem estudadas, logo percebeu-se a conveniência de se desenvolver um "elemento tridimensional" .

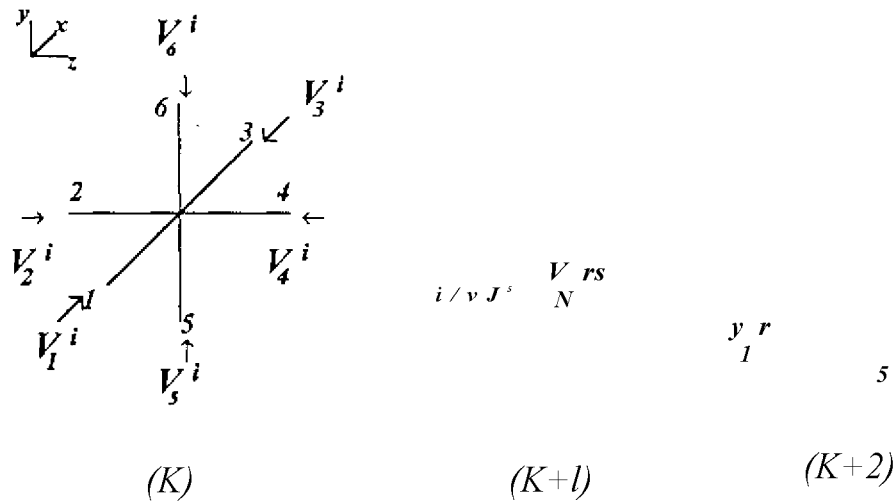


Figura 3.4.2.3 Resposta de um nó da malha aos pulsos de tensão  
 (Elemento Tridimensional Proposto)



De uma maneira similar ao realizado para o elemento plano é feito o desenvolvimento do elemento tridimensional, tendo-se como auxílio a figura 3.4.2.3 .

Para  $n=1,2,\dots,6$  as tensões incidentes nos nós  $n$  no instante " $k$ " serão:

Para a linha correspondente ao nó 1, no instante " $(K+1)$ " tem-se

$$X_k = r_{kt} f + o_h \{ V_{+K} V_i + V_- \} + a_v \{ V; + V \} \quad (3.30)$$

ou substituindo-se  $r_{kt}$  ( $< J_k$  1), já que,  $— G_k$  [35] (3.31)

$$* + r N \sim \wedge h \quad \ell \quad K' i \quad \wedge v \quad K^* \quad \gg i \quad (3.32)$$

Os índices  $h$  e  $v$  estarão associados às características das linhas horizontais e verticais, correspondentes aos nós 1,2,3,4 e 5,6, respectivamente.

Tem-se desta forma, para  $n=1,2,3$  e 4 a seguinte fórmula de recorrência:

$$m=1 \quad m \quad m=5 \quad m$$

Assim sendo, para a linha correspondente ao nó  $n=5$  tem-se

substituindo-se  $T_v$  por  $(CT_v - 1)$  obtém-se

$$\gg i=1 \quad m \quad m=5 \quad m$$

Obteve-se, desta forma, uma expressão geral para  $\ll = 7,2$ .  
apresentada a seguir :

$$w=1 \quad m \quad m=5 \quad m$$

Para o instante " $(K+2)$ " tem-se :

$$m=1 \quad m \quad m=5 \quad \ll$$

Utilizando-se a representação matricial, as equações anteriores passam a ser representadas por :

$${}_K [V_i(z, x, y)] = [(\Gamma(I, J))_{k2}] [V; (z, x, y)] \quad (3.38)$$

que é a relação entre as tensões refletidas e incidentes em um instante  $k$  e  $(k-2)$  em um nó definido pela posição  $(z, x, y)$ .

A relação da tensão entre instantes consecutivos pode ser obtida, por exemplo, substituindo-se o vetor coluna,  $V^{\wedge}(z, x, y)$  por  ${}_K [V^{TM}(z, x, y)]$

A matriz  $[o(I, J)]$  será denominada *matriz dos coeficientes de transmissão*.

$$\left[ \begin{array}{c} q \\ q \\ q \\ q \\ q \end{array} \right] \begin{array}{ccccc} q & q & q & q & q \\ (q-D) & q & q & q & q \\ q & (q-D) & q & q & q \\ q & q & q & (q-1) & q & q \\ q & q & q & q & (q-D) & q \\ q & q & q & q & q & (q-$$

As conexões entre os elementos podem ser representadas através da matriz , que será denominada *matriz de conexão*, de acordo com a seguinte expressão

$$\begin{array}{c}
 \left. \begin{array}{l}
 {}_k V_i(z, x, y) \\
 {}_k V'_i(z, x, y) \\
 {}_k K_i(z, x, y) \\
 {}_k V_i(z, x, y) \\
 {}_k V'_i(z, x, y) \\
 {}_k V_i(z, x, y)
 \end{array} \right\} = [C(I, J)] \left. \begin{array}{l}
 I_i^r(z, x + A, y) \\
 J^i(z + Al, x, y) \\
 F_i^r(z, x - A, y) \\
 j\hat{u}(z, x, y + Al) \\
 \&(z, x, y - 6l)
 \end{array} \right\}
 \end{array} \quad (3.39)$$

A matriz de conexão  $[C(7, J)]$  apresenta a seguinte configuração

$$[C(J, J)] \begin{array}{cccccc}
 \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{1} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\
 \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{1} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\
 \mathbf{1} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\
 \mathbf{0} & \mathbf{1} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\
 \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{1} \\
 \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{1} & \mathbf{0}
 \end{array}$$

A equação (3.39) mostra-nos como os impulsos emergentes de um nó, dado pela posição  $(z, x, y)$ , se transformam em impulsos incidentes nos nós série dos nós vizinhos.

Portanto, através das equações anteriores (3.38) e (3.39) pode-se determinar as intensidades, posições e direções dos impulsos em um nó no instante  $k$  através dos seus valores no instante anterior.

Isto é, após a iniciação dos valores dos impulsos de tensão em um instante  $t=0$ , é possível determinar-se a resposta aos impulsos através do cálculo em instantes sucessivos do estado da malha.

A determinação das tensões nos nós do elemento tridimensional é possível ser determinada aplicando-se as equações resultantes da Lei das Reflexões.

Para o nó central ou paralelo tem-se:

$$K + YN \wedge K^2 \quad K + \sqrt{N} \wedge K^2 \quad K + \sqrt{N} \sim K^2 n \quad (3.40)$$

$$\text{como : } K, Yn = \sum_{m=1}^4 h Y_j \wedge \sim K K + \dots \wedge j F \quad \sum_{m=5}^6 \quad (3.36)$$

substituindo-se a expressão (3.36) na (3.40) obtém-se :

$$K, V, (z, x, y) = G_{i, y} + \left( \sum_{m=1}^4 T_m X / \sum_{m=5}^6 m \right) \quad (3.41)$$

ou matricialmente através da expressão a seguir :

$$K + f_p(Z, X, Y) = [T_1 \quad a_1 \quad a_1 \quad a_1 \quad o_v \quad o_v \quad | \quad \begin{matrix} lY2 \\ fY! \end{matrix}] \quad (3.42)$$

A tensão no contorno do elemento, ou seja a tensão nos nós série ( $n = 1, 2, \dots, 6$ ) é determinada através das expressões a seguir :

$$i y n ( z > x > y ) = K^v n ( z > x > y ) + K^v n ( z > x > y ) \quad (3-43)$$

ou matricialmente através da soma dos vetores coluna, conforme a expressão a seguir:

$$\kappa [K(z, x, y)] = V_n'(z, x, y) + V_n'(z, x, y) \quad (3-44)$$

A aplicação do elemento tridimensional em estruturas atingidas por descargas atmosféricas requer o desenvolvimento de outras definições, além das apresentadas até o momento, que serão discutidas a partir do próximo item .

### 3.4.3 Definição da matriz de impulso

Considerando-se a injeção de um impulso de corrente em um nó central de um elemento tridimensional genérico, que através das características

definidas no item 3.2 simulam uma descarga atmosférica direta em uma estrutura, resultam as seguintes expressões :

$$jV_N(z', x, y) = \frac{V_S}{K} - \frac{V_N}{K} - \dots - \frac{V_N}{K} \quad (3.45)$$

$$fJS = K^r S^e res \quad (3.46)$$

$$K^r S^e = \frac{K^r S^e}{res} + \frac{K^r N}{n_1} + \dots + \frac{K^r N}{n} + \dots + \frac{K^r N}{n_6} \quad (3.47)$$

onde,  $K^r S^e$  e  $iFS$ , representam o impulso de corrente e o impulso de tensão, resultante da descarga atmosférica em um instante  $K$ , no ponto de impacto definido pelo nó central, cujas coordenadas são  $(z, x, y)$ .

Das equações anteriores obtém-se :

$$res = \frac{K^r S^e}{K^r S^e} - \dots - \frac{K^r N}{n} \quad (3.48)$$

Considerando-se o plano horizontal definido pelos eixos  $z$  e  $x$ , representando-se as impedâncias características dos trechos de linha horizontais e verticais por  $Z_h$  e  $Z_v$ , e por  $n_h$  e  $n_v$ , o número de nós série "horizontais" ( $n=1, 2, 3$  e  $4$ ) e "verticais" ( $n=5$  e  $6$ ), respectivamente, a expressão anterior pode ser descrita da seguinte forma :

$$Z_S = \sum_{n=l}^{n_h} \frac{1}{z} + \sum_{n=l}^{n_v} \frac{1}{z-i} \quad \frac{1}{Z_h} + \frac{1}{Z_v} \quad (3.49)$$

Desta forma, pode-se considerar elementos com um número de nós série inferior a seis.

A matriz, denominada de *matriz de impulso*, corresponderá à representação das equações (3.46) e (3.47) na forma matricial através do vetor coluna descrito a seguir :

$$\begin{aligned} & Z_s(1) \\ & Z_s(2) \\ & \dots \\ & Z_s(J) \end{aligned} \quad \begin{aligned} & [V_s(z, x, y)]_k \\ & [Z_s(l)]_k \end{aligned} \quad I_s \quad (3.50)$$

$$Z_s(6)$$

onde,  $Z_s(J)$  será igual a 0 quando o nó série  $n$ , correspondente a  $n=l$ , não existir e igual a  $Z_s$  quando o nó série  $n=l$  fizer parte do elemento tridimensional.

Desta forma, as equações (3.38) e (3.42), para o elemento atingido, passam a ser descritas conforme a seguir :

$$[F;(z,x,y)]_k = \{cT(l,J)\}^k [F;(z,x,y)]_{k+1} + \dots + [F;(z,x,y)]_k \quad (3.51)$$

e



$$y_n(Z, X, Y) = [c_n \quad G_n \quad G_n \quad G_n \quad G_n \quad G_n] \quad (3.52)$$

$\forall i$   
 $t_i$   
 $\bar{t}_i$   
 $. t_i .$

### 3.4.4 Condições de contorno

De um modo geral, os elementos se relacionam através da matriz dos Coeficientes de Transmissão e de Conexões .

Para os nós série "conectados" ao sistema de aterramento é válida a relação a seguir :

$$jV_o^r(z, x, y) - jY_k V_j(z, x, y) = T_{at}^{\wedge}(z, x, y) \quad (3.53)$$

onde,

$$\Gamma_{at} = \quad (3.54)$$

## 3.5 Determinação das correntes nas estruturas

### 3.5.1 Correntes no elemento do nó gerador

Define-se "Nó Gerador" como o nó atingido pela descarga atmosférica.

As correntes ao longo de uma linha definida pelo nó  $n$  de um elemento, que incorpora o nó gerador, serão obtidas conforme expressões a seguir :

(3.55)

mas, como  $k^N O^{JO} \sim K-l \quad 0 > \quad X$  , utilizando-se a equação (3.39) pode-se escrever a seguinte expressão na forma matricial:

$$J_{l,,}(z,x,y) = \int_Z^1 K(z,x,y) \quad i \quad [C(l,J)]J P:(z,x,y,A/l) \quad (3.56)$$

onde  $^1$  , é uma matriz diagonal (6x6)  $\{a_{nn} = ^1\}$  e  $J_{l,,}(z,x,>')$  um vetor coluna (6x1), cujos elementos já foram definidos anteriormente.

Convencionar-se-á para o nó gerador, os valores das coordenadas (z,x,y) como (0,0,0).

### 3.5.2 Correntes nos demais elementos(receptores)

A determinação das correntes nos demais elementos, dependerá dos sentidos de propagação dos impulsos incidentes e refletidos no elemento considerado, que poderão ser definidos como impulsos progressivos ou regressivos, conforme o sentido de propagação do fenômeno.

Para a determinação do sentido de propagação da onda, definiu-se uma matriz, cujos sinais dos seus elementos unitários serão resultantes da observação do fenômeno de propagação de onda na rede de malhas de uma estrutura tridimensional qualquer .

A figura 3.5.2.1 mostra a propagação dos impulsos em uma malha, situada no plano  $(z,x)$ , nos instantes  $K= 1,3,5$  e  $7$ , cujos pontos de incidência correspondem aos nós centrais dos elementos.

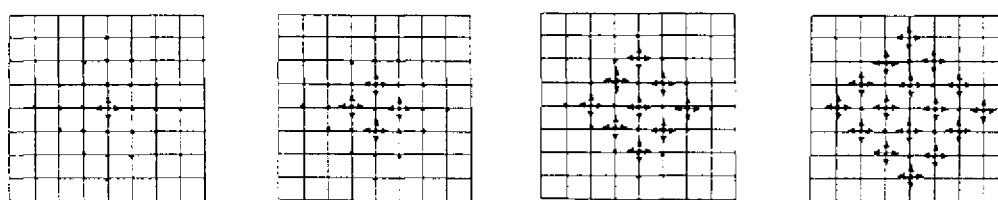


Figura 3.5.2.1 Comportamento de uma malha bidimensional, nos instantes  $K=1,3,5$  e  $7$ , excitada por um pulso .

Omitiu-se a representação dos pontos de incidência nos instantes  $K=2,4$  e  $6$ , correspondentes aos nós série do elemento.

O instante  $K=1$ , corresponde ao "instante de excitação da malha".

O processo de propagação, representado na figura anterior, constituir-se-á na base de elaboração da matriz a ser denominada ***matriz de propagação***.

Observa-se que, quando a coordenada "z" é maior que zero, os impulsos incidentes ocorrem sempre no nó 2 e que, quando a coordenada "x" é maior que zero, os impulsos incidentes ocorrem sempre no nó 1 dos elementos. Para as coordenadas negativas, os pontos de incidência serão os nós 4 e 3 respectivamente.

Desta forma, o sentido de propagação do fenômeno em cada um dos casos anteriormente analisados, será dado pelos impulsos incidentes nos nós mencionados e pelos impulsos refletidos nos demais nós série.

A seqüência apresentada, assemelha-se à perturbação em um lago provocada, por exemplo, por uma pedra. A diferença está na representação de maneira discreta do fenômeno.

Para um caso geral de uma rede tridimensional, constata-se que o sentido de propagação do fenômeno coincide com os impulsos incidentes nos nós série 2,1 e 5, para as coordenadas positivas de z,x e y, e com os impulsos incidentes nos nós 4,3 e 6, para as coordenadas negativas.

Nas situações acima, o sentido de propagação do fenômeno nos demais nós será dado pelos impulsos refletidos.

Com base no que foi exposto anteriormente, atribuindo-se o valor zero para as coordenadas positivas e um para as coordenadas negativas e fazendo-se corresponder aos impulsos de cada nó  $n$  do elemento, cujo sentido de propagação coincida com o do fenômeno, o valor unitário positivos, constrói-se a tabela 3.5.2.1.

Tabela 3.5.2.1 Apresentação das matrizes de propagação SR(I,n) e SI(I,n)

				SR (I,n)						SI( I,n )					
z	X	Y	I\ n	1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
0	0	0	1	-1	-1	1	1	-1	1	1	1	-1	-1	1	-1
0	0	1	2	-1	-1	1	1	1	-1	1	1	-1	-1	-1	1
0	1	0	3	1	-1	-1	1	-1	1	-1	1		1	-1	1
0	1	1	4	1	-1	-1	1	1	-1	-1	1		1	-1	1
1	0	0	5	-1	1	1	-1	-1	1	1	-1	-1		1	1
1	0	1	6	-1	1	1	-1	1	-1	1	-1	-1		1	-1
1	1	0	7	1	1	-1	-1	-1	1	-1	-1		1	1	1
1	1	1	8	1	1	-1	-1	1	-1	-1	-1		1	1	-1

Define-se, desta forma, duas matrizes de propagação, uma para os impulsos refletidos dos nós série ( $SR(I,n)$ ) e outra ( $SI(I,n)$ ) para os impulsos incidentes nos nós série dos elementos.

As linhas das matrizes de propagação determinam as matrizes diagonal  $SR^p(a_n = SR(I,n))$  e  $SI^p(a_n = SI(I,n))$ , respectivamente, cujos elementos estão associados aos smais das relações  $\sim_n$  e  $\sim_n$ , sendo possível se estabelecer as seguintes expressões para os "elementos receptores":

$$[I_n(z,x,y)] = \int SR^p K(z,x,Y) + \int SI^p V^{TM}(z,x,y) \quad (3.57)$$

ou

$$[I_n(z,x,y)] = SR^p [V_n(z,x)] + \int [C(I,J)] SR^p [V_n(z,x,y,M)] \quad (3-58)$$

### 3.6 Avaliação do ambiente eletromagnético

#### 3.6.1 Campo magnético resultante de um dipolo elementar de corrente

O Campo Magnético  $\mathbf{B}$ , resultante de um dipolo elementar de corrente, localizado ao longo do eixo  $y$ , em  $y'$  e em um comprimento  $dy'$  pode ser obtido através da seguinte expressão : [27,28]

$$dB^r(P, YJ) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{I(\mathbf{y}', t - \frac{R}{c})}{R^2} d\mathbf{y}' \quad (3.59)$$

Os fatores geométricos utilizados na eq. (3.59) estão definidos na figura 3.6.1.1.,  $\mu_0$  é a permeabilidade do vácuo e  $i(y', t - \frac{R}{c})$  é a corrente em função do tempo, considerada uniformemente distribuída, que se propaga com velocidade constante  $v$  na direção  $y$ . A coordenada  $y'$  indica a posição da fonte de corrente.

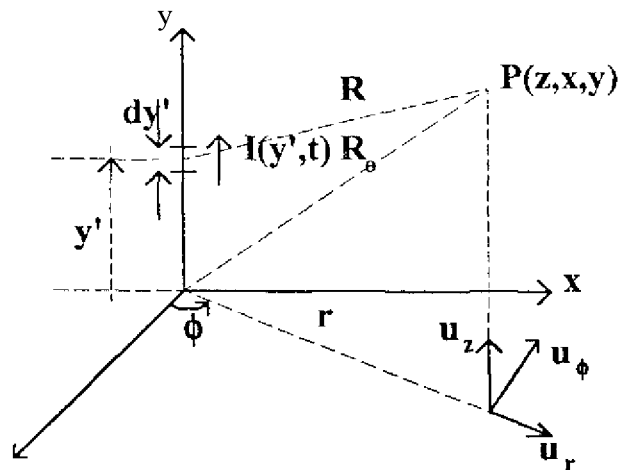


Figura 3.6.1.1 Definição dos fatores geométricos utilizados no cálculo do campo magnético .

Se a equação anterior for particularizada para uma função degrau de corrente, definida por:

$$i(y', t) = \begin{cases} I_0 & \text{se } t > \frac{y'}{v} \\ 0 & \text{se } t < \frac{y'}{v} \end{cases}, \text{ onde } \begin{cases} 0 < v < c \\ I_0 > 0 \end{cases} \quad (3.60)$$

(a função de Heaviside  $u(\zeta)$  assegura que a corrente será zero para  $y' > vt$ ), a primeira parcela da eq.(3.59) será representada pela seguinte expressão :

$$\underline{\mathbf{q}}V = \frac{R}{y'}$$

O segundo termo da eq.(3.59) resultará em um valor diferente de zero apenas devido à descontinuidade da corrente, e assumirá o seguinte valor [28]:

$$\frac{4\pi R}{v} \frac{1}{\sqrt{(y-y')^2 + r^2}} - \frac{j}{c} \frac{\partial}{\partial t} \frac{y' + y}{\sqrt{(y-y')^2 + r^2}} \quad (3.59b)$$

Desta forma, o campo magnético devido a uma função degrau de corrente, uniformemente distribuída, que se propaga ao longo do eixo  $y$  com velocidade  $v$ , pode ser obtida integrando-se a função resultante da soma das eq. (3.59a) e (3.59b).

### 3.6.2 Campo magnético resultante das correntes no elemento tridimensional proposto

#### 3.6.2.1 Campo magnético resultante das correntes que se deslocam ao longo do eixo $y$

As figuras 3.6.2.1.1 e 3.6.2.1.2 serão utilizadas como auxílio no desenvolvimento do cálculo do campo magnético.

Da figura 3.6.2.1.1 obtém-se as seguintes relações :

$$(3.60)$$

$$Y_{OI} = Y_S - (Y_0 - Y_S) = Y_S - Y_0 \quad (3.61)$$

$$Y_{JNAXI} = Y_S \left( \frac{V_{ha}^*}{\dots} \right) \dots \quad (3.62)$$

$$K = \frac{(Y - Y_0)^2 + S \dots R_0}{\dots} = Jjy - yJ + r^2 \quad (3.63) \text{ e } (3.64)$$

$$r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2} \quad (3.65)$$

$$(3.66) \text{ e } (3.67)$$

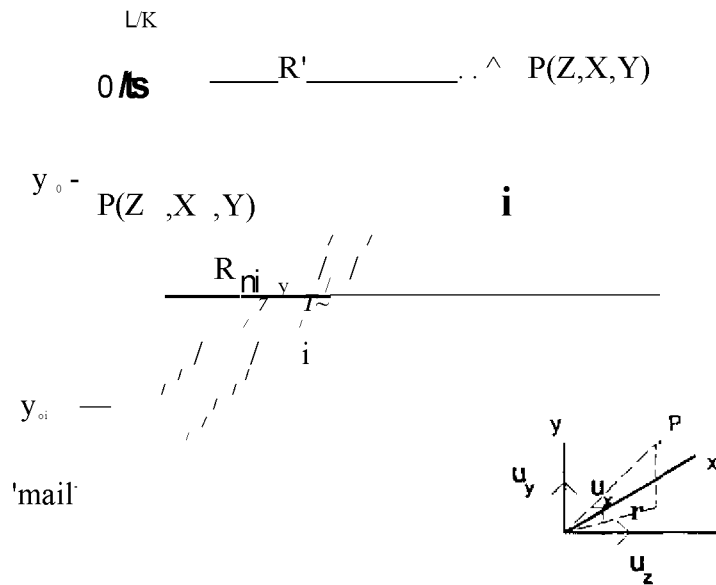


Figura 3.6.2.1.1 Representação do deslocamento do degrau de corrente de amplitude  $I_0$  e da sua imagem, ao longo do eixo y.



As coordenadas dos pontos  $P(z^*, x_0, y_0)$  e  $P(z, x, y)$  indicam as posições do nó central do elemento e do local onde será calculado o campo magnético.

A coordenada  $y$ , indica a posição do plano de referência adotado.

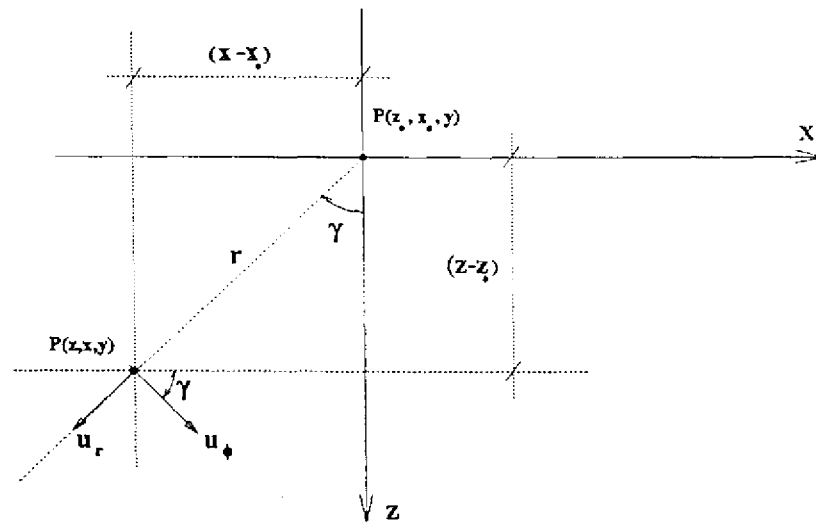


Figura 3.6.2.1.2 Representação das coordenadas cilíndricas e cartesianas no plano  $(z, x)$ .

As seguintes relações, obtidas por inspeção da figura 3.6.2.1.2, possibilitam a transformação das coordenadas cilíndricas em cartesianas no plano  $(z, x)$ :

$$\begin{pmatrix} u_x \\ u_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin \gamma & \cos \gamma \\ \cos \gamma & \sin \gamma \end{pmatrix} u. \quad (3.68)$$

$r$

onde,  $Y$  é o ângulo formado entre  $r$  e o eixo  $z$ .

O campo magnético resultante das correntes  $I^{\wedge}I^{\wedge}I^{\wedge}el^{\wedge}$  que se deslocam ao longo do eixo  $y$ , em um elemento localizado em  $(z_0, x_0, y_0)$ , será representado por  $B_{s_0}$ .

O valor de  $B_{s_0}$  resulta da integral da função dada pela soma das equações (3.59a) e (3.59b), quando associadas às correntes que se deslocam ao longo do eixo  $y$ , cujos limites de integração serão definidos conforme os sentidos de deslocamento dos degraus de corrente considerados e das suas imagens.

Desta forma, admitindo-se os sentidos de deslocamento do degrau de corrente de  $y_0$  para  $y_{max}$  da sua imagem de  $V^{\wedge}$  para  $y_i$ , obtém-se :

$$= \underbrace{j^m \sim eq.(3.59^{\wedge} + 3.596)}_{y_0} + \underbrace{J^{**} eq.(3.59a + 3.59b)}_{y_{max}} \quad (3.71i)$$

$$F \sim \frac{I^3 Z S 5^3}{cR} \quad (3.71a)$$

$$\hat{A} \sim \epsilon \mathbf{4} \hat{A} \sim \hat{A} \quad \hat{A} \cdot \mathbf{1} + \mathbf{W} \mathbf{1} \mathbf{3} \mathbf{Z} \mathbf{I} \mathbf{Z} \mathbf{S} \mathbf{1} \mathbf{K} \quad (3.71b)$$

Expressões semelhantes podem ser obtidas para os demais sentidos de deslocamento dos degraus de corrente e das suas imagens.

Assim sendo, considerando-se os respectivos sentidos de propagação das correntes  $I^{\wedge}, I_s, I_e I^{\wedge}$  e das suas imagens como sendo os limites de integração das eq.(3.59a) e (3.59b), resultam as seguintes expressões :

$$B^{\wedge} \hat{z}_o, x_o, yJ = \sim \hat{A} \cdot \dots + \mathbf{1} \cdot \dots \mathbf{K} \quad (3.72)$$

onde:

$$B^{\wedge} \hat{z}_o, x_o, yJ = \frac{An}{An} \left[ r_s SR(I,6) - r_e SI(I,6) \right] F(6) - \frac{An}{An} \left[ i; sR(i,5) - r_s si(i,5) \right] F(5) \quad (3.73)$$

Ressalta-se, que a inclusão dos valores de SR(I,n) e SI(I,n) visa "reconciliar" os sentidos de propagação real das correntes / g , / ^ , / ^ / ^ , já que, as expressões foram desenvolvidas segundo a orientação do vetor unitário  $\hat{e}_z$ , que está vinculado às direções das correntes. Desta forma, desvinculou-se o cálculo do campo da convenção anteriormente adotada durante o cálculo das correntes, isto é, o campo magnético será calculado a partir das correntes refletidas e incidentes e não a partir da corrente resultante dessas duas. Este fato não é evidenciado na literatura existente.

Como as expressões de campo estão vinculadas a intervalos de tempo, relacionados, não só, à posição onde se deseja calcular o campo, mas também, aos períodos de deslocamento dos degraus de corrente, essa metodologia faz-se necessária.

Este assunto será retomado posteriormente, onde serão discutidos os "intervalos de validação das expressões de campo".

Com exceção da função "F(n)", que será apresentada a seguir, os demais parâmetros utilizados nas equações (3.72) e 3.73) já foram definidos anteriormente.

$$\begin{aligned}
 F(n) = & \frac{1}{r} \frac{A(n)}{\sqrt{Jr^2 + A^2(n)}} - \frac{B(n)}{\sqrt{Jr^2 + B^2(n)}} \\
 & + \frac{1}{c\sqrt{r^2 + B^2(n)}} \left( \frac{1}{v} - \frac{B(n)}{c\sqrt{Jr^2 + B^2(n)}} \right) \\
 & + \frac{1}{r} \frac{C(n)}{\sqrt{Jr^2 + C^2(n)}} - \frac{D(n)}{\sqrt{Jr^2 + D^2(n)}} \\
 & + \frac{1}{c\sqrt{r^2 + D^2(n)}} \left( \frac{1}{v} - \frac{D(n)}{c\sqrt{r^2 + D^2(n)}} \right)
 \end{aligned}
 \tag{3.74}$$

Os valores de A(n), B(n), C(n) e D(n), utilizados na eq.(3.74), encontram-se na tabela 3.6.2.1.1. Observa-se, que esses valores estão relacionados com

os sentidos de percurso dos degraus de correntes, ou seja, com os intervalos de integração considerados.

Tabela 3.6.2.1.1 Valores de A(n),B(n),C(n) e D(n) da eq. (3.74)

(n)	A(n)	B(n)	C(n)	D(n)
5	$y-y_0+M/2$	$y-y_0$	$y-2y_s + y_0 - Ai/2$	$y-2y_s + y_0$
6	$y-y_0$	$y-y_0-MI/2$	$y-2y_s+y_0$	$y-2y_s+y_0+ál/2$

### 3.6.2.2 Campo magnético resultante das correntes que se deslocam ao longo do eixo z

O desenvolvimento apresentado neste item é análogo ao apresentado no item anterior.

As figuras 3.6.2.2.1 e 3.6.2.2.2 serão utilizadas como auxílio no desenvolvimento do cálculo do campo magnético.

Ressalta-se que algumas notações, utilizadas no item anterior, foram repetidas neste item, sem prejuízo porém, do raciocínio necessário ao desenvolvimento do cálculo do campo devido às correntes que se deslocam ao longo do eixo z.

Das figuras 3.6.2.2.1 e 3.6.2.2 obtém-se as seguintes relações

$$z_{max} = z + A // 2 \tag{3.75}$$

$$Y_j = Y_s - (Y_0 - Y_s) = Y_s - Y_0 \tag{3.61}$$

$$z = z \tag{3.76}$$

$$R_o^{maxi} = \max_{z, y} |R_{oi}| = J(z - z_0)^2 + r; \tag{3.77} \text{ e } (3.78)$$

$$r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (j - v_0)^2}, \quad r_0 = \sqrt{(x - x_0)^2 + (v - y_0)^2} \tag{3.79} \text{ e } (3.80)$$

$$R' = \sqrt{(z - z_0)^2 + r^2}, \quad R = \sqrt{(z - z_0)^2 + r^2} \tag{3.81} \text{ e } (3.82)$$

L/K

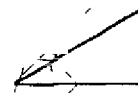
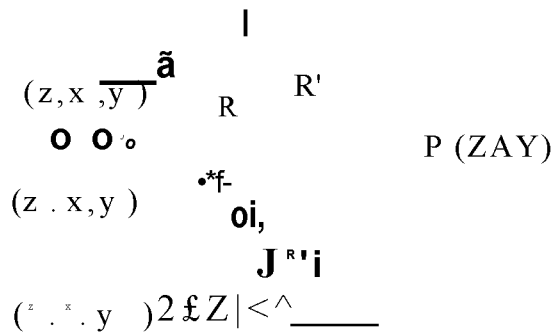


Figura 3.6.2.2.1 Representação do deslocamento do degrau de corrente de amplitude \$l\_0\$ e da sua imagem, na direção do eixo \$z\$.

As coordenadas dos pontos \$P(z\_0, x\_0, y\_0)\$ e \$P(z, x, y)\$ indicam as posições do nó central do elemento e do local onde será calculado o campo magnético.

A coordenada \$y\_0\$ indica a posição do plano de referência adotado.

Quando a direção do deslocamento considerada é a direção  $z$ , os deslocamentos dos degraus de corrente e das suas imagens não ocorrem em um mesmo eixo.

Neste caso, adotou-se, como recurso de cálculo, dois sistemas auxiliares de coordenadas cilíndricas, um relacionado ao degrau de corrente e o outro à sua imagem.

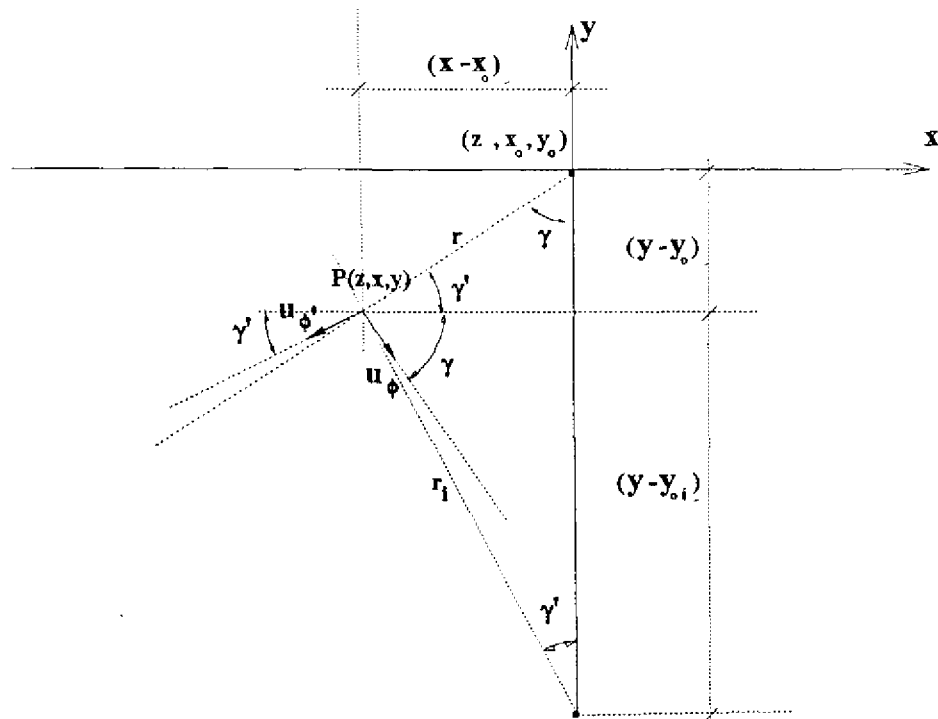


Figura 3.6.2.2.2 Representação das coordenadas cilíndricas e cartesianas no plano  $(x,y)$ .

As seguintes relações, obtidas por inspeção da figura 3.6.2.2.2, possibilitam a transformação das coordenadas cilíndricas em cartesianas no plano  $(x,y)$ :

$$\begin{pmatrix} -r \\ u_{ri} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\cos \gamma & \sin \gamma \\ \sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \end{pmatrix} \quad (3.83)$$

$$\begin{pmatrix} -r \\ u_{ri} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\cos \gamma^* & \sin \gamma^* \\ \sin \gamma^* & \cos \gamma^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \end{pmatrix} \quad (3.84)$$

$$\sin \gamma = \frac{y - y_0}{r} \quad (3.85)$$

$$\cos \gamma = \frac{(y - y_0)'}{r} \quad (3.86)$$

$$\sin \gamma^* = \frac{(y - y_0)'}{r} \quad (3.87)$$

$$\cos \gamma^* = \frac{(y - y_0)}{r} \quad (3.88)$$

onde,  $\gamma$  e  $\gamma^*$  são os ângulos formados entre  $r$  e o eixo  $y$  e entre  $r_i$  e o eixo  $y$ , respectivamente.



O campo magnético resultante das correntes  $I^{\wedge}I^{\wedge}el^{\wedge}$ , que se deslocam ao longo do eixo z, em um elemento localizado em  $(z_0, x_0, y_0)$ , será representado por  $\wedge^2 4 \cdot$

De maneira análoga ao que foi apresentado no item anterior, o valor de  $\wedge^2 4$  resulta da integral da função dada pela soma das equações (3.59a) e (3.59b) associadas, neste caso, às correntes que se deslocam ao longo do eixo z.

Desta forma, admitindo-se os sentidos de deslocamento do degrau de corrente de  $z_0$  para  $z_{max}$  e o da sua imagem de  $z_{max}$  para  $z_0$ , obtém-se :

$$\int_{z_0}^{z_{max}} eq.(3.59a + 3.59b) + \int_{z_{max}}^{z_0} eq.(3.59a + 3.59b) \quad (3.89)$$

$\leftarrow$   $\longrightarrow$                        $\leftarrow$   $\longrightarrow$

Observa-se que, neste caso, o valor da corrente da imagem, correspondente aos limites de integração estipulados, será  $-I_0$ .

$$\sim rT \quad \text{dirigi} \quad \circ \quad \frac{\hat{A}(z-z_0) - j(z-z_{max})}{cR} \quad \underline{flIr} \quad \underline{1}$$

$$B^* \sim \{JnV\} \sim T_{oi} \quad W \sim J^+ \quad \frac{(z-z'_{0+max})^{j1}}{\wedge} (3.89b)$$

Assim sendo, considerando-se os respectivos sentidos de propagação das correntes  $I^{\wedge}I^{\wedge}el^{\wedge}$  e das suas imagens como sendo os limites de integração das eq.(3.59a) e (3.59b), resultam as seguintes expressões :

$$(3.90)$$

onde:

$$\begin{aligned} \backslash_{\ast} (z_{\ast}, x_{\ast}, y_{\ast}) &= \frac{\wedge V_{\ast}}{47I} \mathbf{SR}(1,4) - r_{\ast} \mathbf{SI} (1, 4) \mathbf{JFR}(4) \\ &\quad \wedge [1_2^{\wedge}(1,2) - 1^{\wedge}(1,2)] F^{\wedge}(2) \end{aligned} \quad (3.91)$$

$$\begin{aligned} B, Jz_{\ast}, x_{\ast}, y_{\ast} &= \wedge [I_i \mathbf{SR}(1,4) - r_{\ast} \mathbf{SI}(1,4)] - \\ &\quad \frac{\wedge}{4n} [r_{\ast} \mathbf{SR}(1,2) \sim m(1,2) \mathbf{WK}2] \end{aligned} \quad (3.92)$$

Em coordenadas cartesianas tem-se :

$${}^{\ast}2A = -{}^{\wedge}24^{c \circ \circ s} Y^u_x + {}^{\wedge}24^{s \circ \circ n} Y U, \quad (3.93) \text{ e } (3.94)$$

Adotando-se a representação matricial, a eq.(3.90) pode ser escrita na seguinte forma :

$$\begin{aligned}
 B_{21}(z_0, x_0, y_0) &= \frac{[i:SR(IA)-I]SI(IA)}{[FR(4)]} \quad FI(4)] \\
 &\quad \frac{[I_2SR(I,2) - I_2SI(I,2)]}{[FR(2)]} \quad \text{e } \gamma(2)]
 \end{aligned}
 \tag{3.90a}$$

ede (3.83) e (3.84):

$$\begin{vmatrix} w_0 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -\cos \gamma & \sin \gamma \\ -\cos \gamma' & \sin \gamma' \end{vmatrix} \begin{vmatrix} u_x \\ u_y \end{vmatrix}
 \tag{3.95}$$

São válidos os mesmos comentários, realizados no item anterior, referentes à inclusão dos valores de  $SR(I,n)$  e  $SI(I,n)$  nas expressões.

As seguintes expressões representam as funções  $FR(n)$  e  $FI(n)$ :

$$\begin{aligned}
 FR(n) &= \frac{1}{r} \frac{A(n)}{j^{r+A(n)}} \frac{B(n)}{c^{r^2+B(n)}} + \\
 &\quad \frac{1}{c^{r^2+B(n)}} \frac{B(n)}{B(n)}
 \end{aligned}
 \tag{3.96}$$

$$\begin{aligned}
 FI(n) &= \frac{1}{n} \frac{C(n)}{c^{r^2+C(n)}} \frac{D(n)}{c^{r^2+D(n)}} + \\
 &\quad \frac{1}{c^{r^2+D(n)}} \frac{D(n)}{D(n)}
 \end{aligned}
 \tag{3.97}$$

As expressões anteriores são similares à eq. (3.74) apresentada no item anterior.

Observa-se que as diferenças resultam dos deslocamentos dos degraus de corrente e das suas imagens em diferentes eixos, na direção de  $z$ .

Este fato está representado na eq.(3.90a) e através de uma simples inspeção da equação, pode-se observar a correlação de  $FR(n)$  e  $FI(n)$  com os sistemas auxiliares de coordenadas cilíndricas dos degraus e das imagens, respectivamente, através de *e u s*.

Ressalta-se que os valores de  $r$  e  $r_i$  das equações desenvolvidas neste item são os representados pelas eq.(3.79) e (3.80).

Os valores de  $A(n), B(n), C(n)$  e  $D(n)$ , utilizados nas eq.(3.96) e (3.97), encontram-se na tabela 3.6.2.2.1.

Tabela 3.6.2.2.1 Valores de  $A(n), B(n), C(n)$  e  $D(n)$  das eq. (3.96) e (3.97), utilizadas no cálculo do campo  $\hat{A}^2$

$(n)$	$A(n)$	$B(n)$	$C(n)$	$D(n)$
<b>2</b>	$z - z_0 + \hat{A} // 2$	$z - z_0$	$z - z_0 + \hat{A} // 2$	$z - z_0$
<b>4</b>	$z - z_n$	$z - z_n - A // 2$	$z - z_n$	$z - z_n - \hat{A} // 2$

### 3.6.2.3 Campo magnético resultante das correntes que se deslocam ao longo do eixo x

O desenvolvimento apresentado neste item é bastante similar ao apresentado no item anterior.

Serão utilizadas as figuras 3.6.2.3.1 e 3.6.2.3.2 como auxílio no desenvolvimento do cálculo do campo magnético, sendo válidos os mesmos comentários referentes a utilização de algumas notações já utilizadas no item anterior.

Das figuras 3.6.2.3.1 e 3.6.2.3.2 obtém-se as seguintes relações :

$$x^*u_s = x_0 + U^2 \quad (3-98)$$

$$y \quad a = y_s - (y_0 - y)^z \quad y_s - y_0 \quad (3.6i)$$

$$\frac{x_{maxi} = x_{max}}{\quad} \quad (3-99)$$

$$r_o = \sqrt{(x-x_0)^2 + r^2} \quad R_{oi} = \sqrt{(x-x_0)^2 + r^2} \quad (3.101) \text{ e } (3.102)$$

$$r = \sqrt{(z-z_0)^2 + (y-y_0)^2}, \quad r_i = \sqrt{(z-z_0)^2 + (y-y_0)^2} \quad (3.103) \text{ e } (3.104)$$

$$R_{oi} = \sqrt{(x-x_0)^2 + r^2} \quad R_{oi} = \sqrt{(x-x_0)^2 + r^2} \quad (3.105) \text{ e } (3.106)$$

As coordenadas dos pontos  $P(z_0, x_0, y_0)$  e  $P(z, x, y)$  indicam as posições do nó central do elemento e do local onde será calculado o campo magnético.

A coordenada  $y_s$  indica a posição do plano de referência adotado.

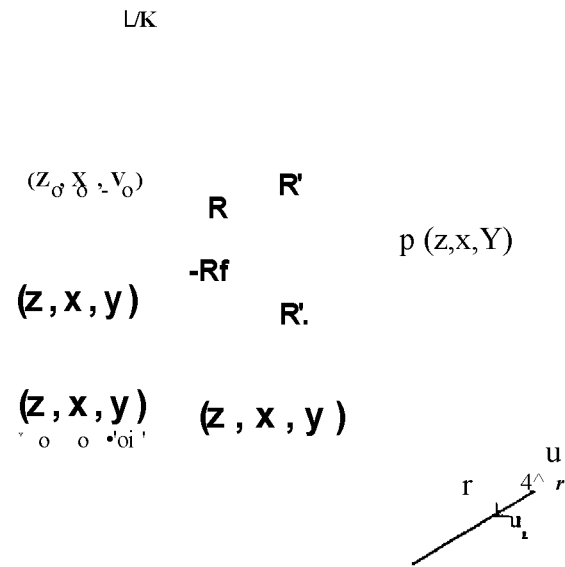


Figura 3.6.2.3.1 Representação do deslocamento do degrau de corrente de amplitude  $I_0$  e da sua imagem, na direção do eixo x.

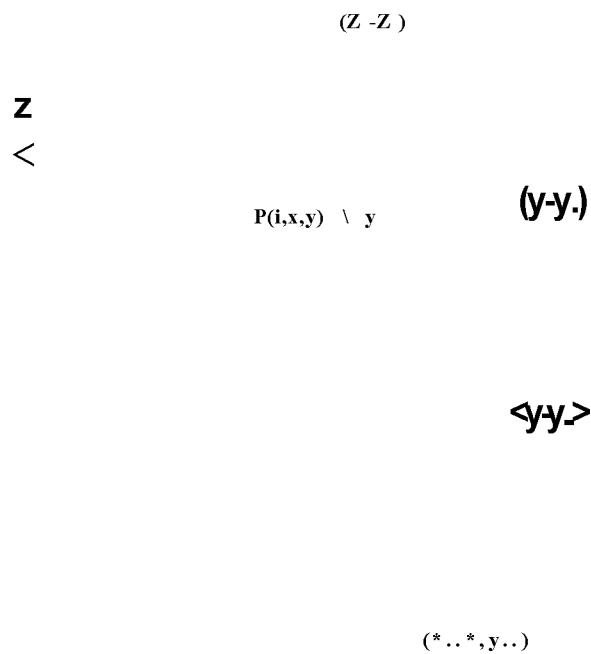


Figura 3.6.2.3.2 Representação das coordenadas cilíndricas e cartesianas no plano  $(z, y)$ .

Assim como no item anterior, adotou-se dois sistemas auxiliares de coordenadas cilíndricas, um relacionado ao degrau de corrente e o outro à sua imagem.

Da figura 3.6.2.3.2, obtém-se as seguintes relações que possibilitam a transformação das coordenadas cilíndricas em cartesianas no plano (z,y) :

$$\begin{vmatrix} u_x \\ u_y \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cos \gamma & -\sin \gamma \\ \sin \gamma & \cos \gamma \end{vmatrix} \begin{vmatrix} u_x \\ u_y \end{vmatrix} \quad (3.107)$$

$$\begin{vmatrix} u_x \\ u_y \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cos \gamma' & -\sin \gamma' \\ \sin \gamma' & \cos \gamma' \end{vmatrix} \begin{vmatrix} u_x \\ u_y \end{vmatrix} \quad (3.108)$$

$$\sin \gamma = \frac{z - z_0}{r} \quad (3.109)$$

$$\cos \gamma = \frac{y - y_0}{r} \quad (3.110)$$

$$\sin \gamma' = \frac{z - z_0}{r} \quad (3.111)$$

$$\cos \gamma' = \frac{y - y_0}{r} \quad (3.112)$$

onde,  $Y$  e  $Y$  são os ângulos formados entre  $r$  e o eixo  $y$  e entre  $r_i$  e o eixo  $y$ , respectivamente.

Desta forma, de maneira análoga ao que foi apresentado no item anterior, o campo magnético  $\hat{B}_3$ , resultante das correntes  $I_j, I_{el}$ , que se deslocam ao longo do eixo  $x$  em um elemento localizado em  $(z_0, x_0, y_0)$ , poderá ser obtido pelas seguintes expressões :

$$\hat{B}_3(z_0, x_0, y_0) = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_j \frac{I_j}{r^3} \mathbf{r} \times \mathbf{r}_i + \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{el} \frac{I_{el}}{r^3} \mathbf{r} \times \mathbf{r}_i \quad (3.113)$$

onde:

$$\hat{B}_3(z_0, x_0, y_0) = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_j [I_j SR(I, 3) - I_j SI(I, 3)] FR(3) + \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{el} [I_{el} SR(I, 1) - I_{el} SI(I, 1)] FR(1) \quad (3.114)$$

$$B_{3i}(z_0, x_0, y_0) = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_j [I_j SR(I, 3) - r_{3i} SI(I, 3)] F(3) + \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{el} [I_{el} SR(I, 1) - I_{el} SI(I, 1)] F(1) \quad (3.115)$$

Em coordenadas cartesianas tem-se



$$\begin{aligned}
 B_m &= B_m \cos y u_z - B_{031} \sin y u \\
 &= M^{\circ \circ s} Y^{\circ z} \sim {}^{\circ}VN \sin y^* w
 \end{aligned}
 \tag{3.116} \text{ e } \tag{3.117}$$

Adotando-se a representação matricial, a eq.(3.113) pode ser escrita na seguinte forma:

$$\begin{aligned}
 B_{31}(z, x, y) &= \begin{matrix} - \\ 4n \end{matrix} \begin{matrix} i \\ SR(I, 3) - IiSI(I, 3) \end{matrix} \begin{matrix} ] \\ [FR(3) \end{matrix} \quad FI(3) \\
 & \quad \begin{matrix} \mathbf{M} \\ 4n \end{matrix} \begin{matrix} U; SR(I, 1) - IiSI(I, 1) \end{matrix} \begin{matrix} ] \\ [FR() \end{matrix} \quad FI()
 \end{aligned}
 \tag{3.113a}$$

ede (3.107) e (3.108):

$$\begin{aligned}
 \cos y & - \sin y \\
 \cos 7 & - \sin / u_y.
 \end{aligned}
 \tag{3.118}$$

Analogamente, são válidos os mesmos comentários, realizados no item anterior, referentes à inclusão dos valores de  $SR(I, n)$  e  $SI(I, n)$  nas expressões.

As funções  $FR(n)$  e  $FI(n)$  serão as mesmas desenvolvidas no item anterior:

$$\begin{array}{cc}
 & B(n) \\
 r & jr^i + A(n) \quad \wedge r^i + B^i(n) \\
 & r \quad 1
 \end{array}$$

$$FI(n) = -[ \dots ] + \frac{r_i}{c[r_i^2 + D(n)]} \quad (3.97)$$

Ressalta-se, no entanto, que os valores de  $r$  e  $r_i$  das equações são os representados pelas eq.(3.103) e (3.104) e que os valores de  $A(n), B(n), C(n)$  e  $D(n)$  encontram-se na tabela 3.6.2.3.1.

Tabela 3.6.2.3.1 Valores de  $A(n), B(n), C(n)$  e  $D(n)$  das eq.(3.96) e (3.97), utilizadas no cálculo do campo  $B^{\wedge}$

<b>(n)</b>	<b>A(n)</b>	<b>B(n)</b>	<b>C(n)</b>	<b>D(n)</b>
<b>1</b>	$x-x_0+Al/2$	$X-X_0$	$x-x_0+Al/2$	$X-X_0$
<b>3</b>	$x - x_0$	$x-x_0-Al/2$	$x-x_0$	$x-x_0-Al/2$

### 3.6.2.4 Intervalos de tempo para validação das expressões de campo

Em uma primeira abordagem, o intervalo de tempo, correspondente ao degrau de corrente, dado pela figura 3.6.2.4.1, que valida a expressão para o

cálculo de campo, é  $f(\frac{z}{c} + \frac{z}{V})$  onde  $V$  é a velocidade de deslocamento do degrau de corrente e  $c$  a velocidade da luz no vácuo.

Admitindo-se as correntes do tipo degrau, de valor  $I$ , e definidas no intervalo de tempo  $t_1 \sim t_2$  onde  $t_0$  é o valor central, a configuração adotada para a curva da corrente em função do tempo pode ser a representada pela figura 3.6.2.4.2, onde  $\Delta t$  é o incremento de tempo dado por  $\Delta t = \dots$ .

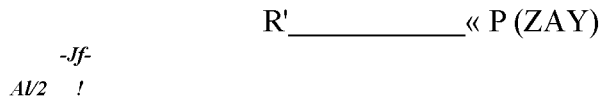


Figura 3.6.2.4.1 Degrau de corrente



Figura 3.6.2.4.2  $I = f(t)$

Desta forma, para o caso de um elemento, que neste momento também poderia ser denominado "célula emissora", serão admitidos os seguintes intervalos de tempo, onde serão válidas as expressões de cálculo do campo, correspondentes à contribuição de cada uma das correntes do elemento:

$t_1 \sim t_2$  e  $t_3 \sim t_4$ , correspondentes aos intervalos de tempo :

$t_1 \sim t_2$  (correntes refletidas) e

$C_m$  (K C a x (correntes incidentes).

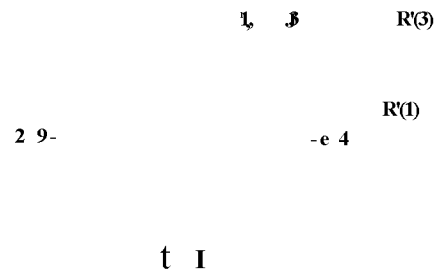


Figura 3.6.2.4.3 Representação de um elemento ou célula emissora e do ponto onde o campo será avaliado

Utilizando-se as definições anteriormente apresentadas e com o auxílio da figura 3.6.2.4.3 obtém-se :

$$f_{\min} = \frac{\dots}{\dots} \quad (3.119)$$

$$\dots \quad (3.120)$$

$$\dots \quad (3.121)$$

$$\frac{\dots}{c} \quad (3.122)$$

onde,  $\hat{r}_0$  é a distância entre o ponto  $P(z,x,y)$  e o ponto  $P_0(x_0,y_0)$ ,  $R'(n)$  a distância entre o nó série  $n$  e o ponto  $P(z,x,y)$  e as demais variáveis conforme já apresentadas anteriormente ao longo deste trabalho.

$$\begin{array}{ccc}
 & t_k - X/2 & \\
 N & & N \\
 & t_k + X/2 & \\
 N & A/2 & N \\
 & & t_k + T/2 + A/2v
 \end{array}$$

Figura 3.6.2.4.4 Deslocamento da corrente incidente no nó  $n$  durante o intervalo de validação das expressões de campo

Observa-se, desta forma, a importância da vinculação do cálculo do campo, não só à posição onde se deseja avaliar o campo, mas também, aos sentidos dos deslocamentos dos degraus de corrente de um elemento, devido à sua relevância na determinação do intervalo de validação das expressões de campo.

Isto é, fazendo-se uma análise física superficial, pode-se dizer que o campo não se faz "sentir" instantaneamente, sendo necessário a consideração do efeito das distâncias e dos sentidos de percurso das correntes.

## 4. RESULTADOS

Com base na metodologia apresentada no item 3, implementou-se, inicialmente, via "planilha de cálculo" Lotus-3, um caso teste, obtendo-se vários resultados para uma estrutura plana, constituída por dois condutores verticais e um horizontal.

Este primeiro caso, denominado caso de sensibilidade, foi utilizado posteriormente durante o desenvolvimento de um código, em linguagem de programação Fortran, como base na avaliação do desempenho deste código, através da comparação dos resultados obtidos por essas duas ferramentas.

Considerado satisfatório o desempenho do código, foram simuladas várias situações para um evento de uma descarga atmosférica em uma estrutura tridimensional.

Com exceção do caso 11, em todas as demais simulações, a descarga atmosférica foi representada pelas funções  $I=0,5t$  (kA), para  $t < 2/\alpha$ , e  $I=10[0,5t - 0,51(t - 2)]$  (kA), para  $t > 2/\alpha$ .

As impedâncias características foram determinadas através da formulação tradicional de linhas de transmissão, apresentada nas referências [30] e [36].

Os resultados obtidos, dos diversos casos simulados em computador, são apresentados a seguir:

#### 4.1 Caso 1: Caso de sensibilidade

A figura 4.1.1 representa uma estrutura atingida por uma descarga atmosférica no ponto  $(0,0,0)$ , cujas impedâncias características das linhas horizontal e vertical valem  $245,38Q$  e  $112,74ft$ , respectivamente.

Adotou-se o valor  $5Q$  para a resistência de aterramento ( $R_a$ ).

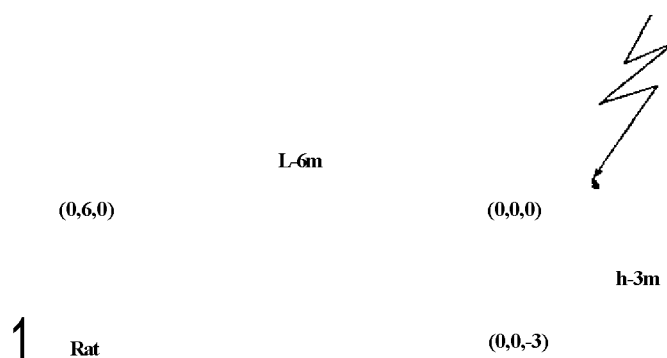


Figura 4.1.1 Esquema de uma estrutura atingida por uma descarga atmosférica no ponto  $(0,0,0)$

As posições e as características geométricas dos elementos ou células, utilizados neste exemplo de aplicação, são apresentadas na figura 4.1.2.

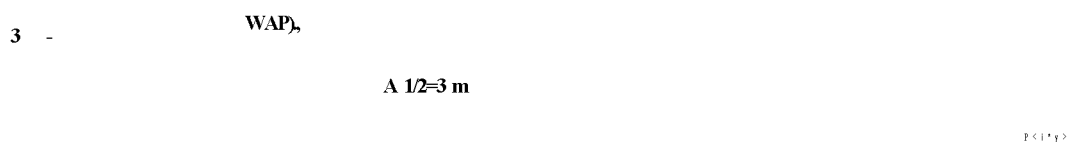


Figura 4.1.2 Representação das células ou elementos tridimensionais utilizados

Os valores das tensões, das correntes e do campo magnético, determinados a partir da metodologia e dos critérios anteriormente definidos, podem ser observados nas figuras apresentadas a seguir :

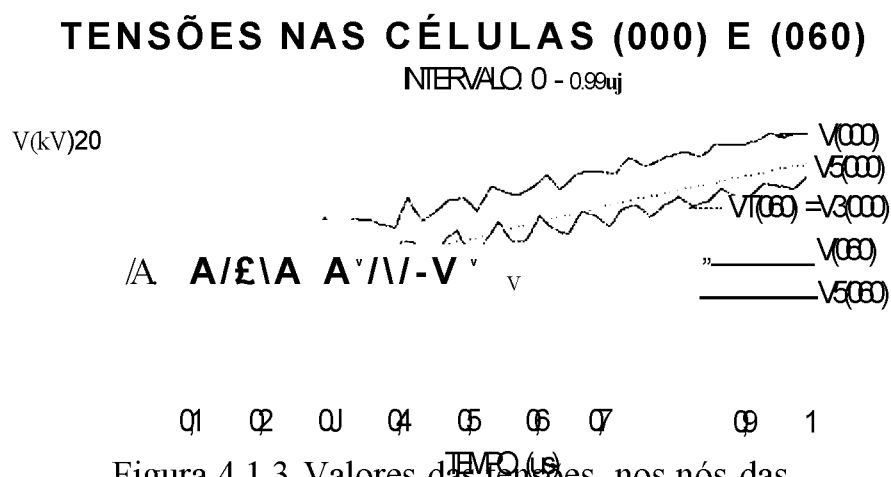


Figura 4.1.3 Valores das tensões, nos nós das células, em função do tempo

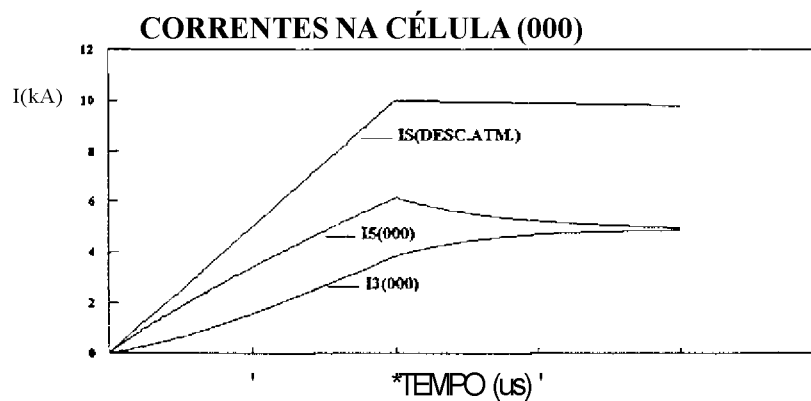


Figura 4.1.4 Representação da descarga atmosférica e dos valores das correntes, na célula localizada no ponto (0,0,0), em função do tempo



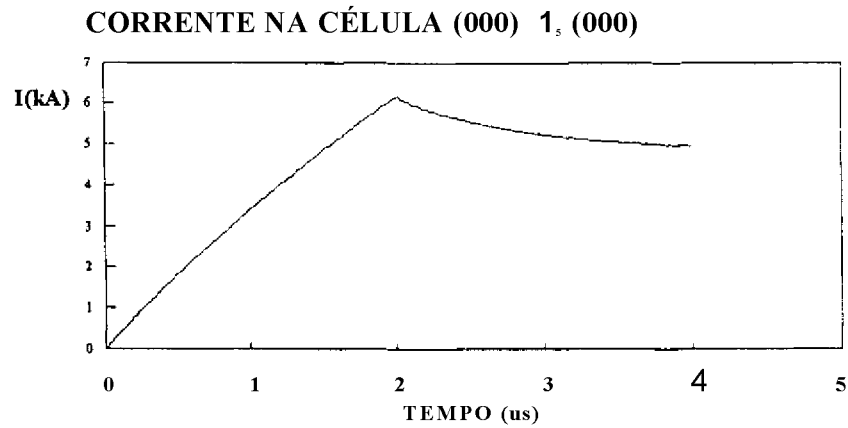


Figura 4.1.5 Valores da corrente  $7_3(0,0,0)$  em função do tempo

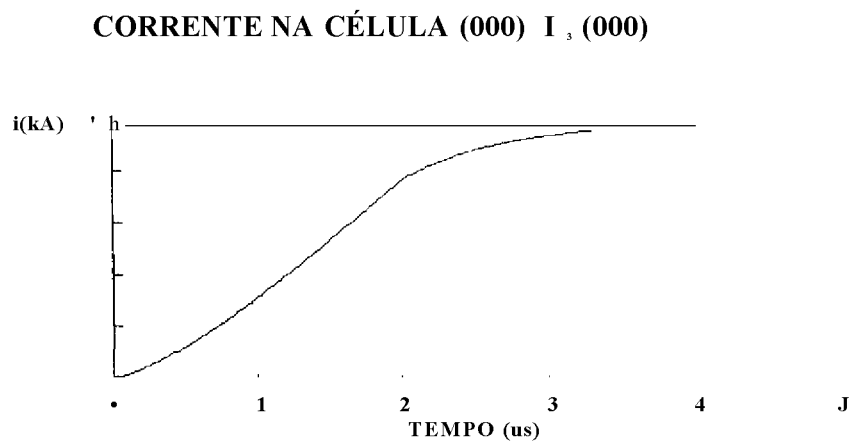


Figura 4.1.6 Valores da corrente  $7_3(0,0,0)$  em função do tempo

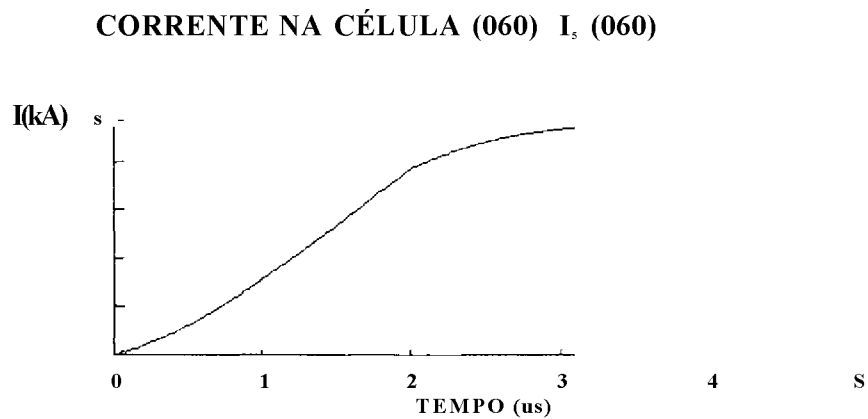


Figura 4.1.7 Valores da corrente  $7_3(0,6,0)$  em função do tempo

### CORRENTE NA CÉLULA (060) I, (060)

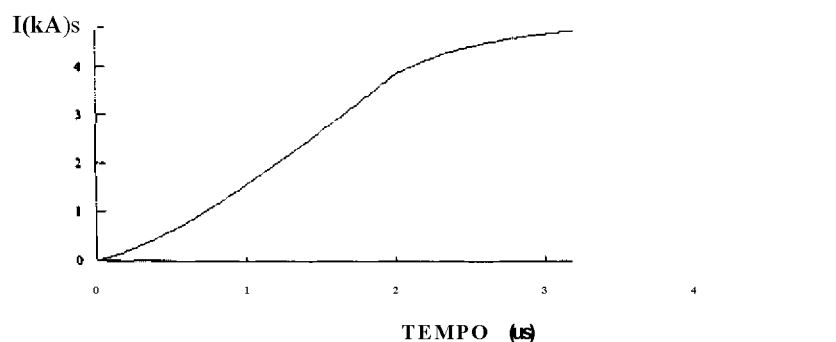


Figura 4.1.8 Valores da corrente 7,(0,6,0) em função do tempo

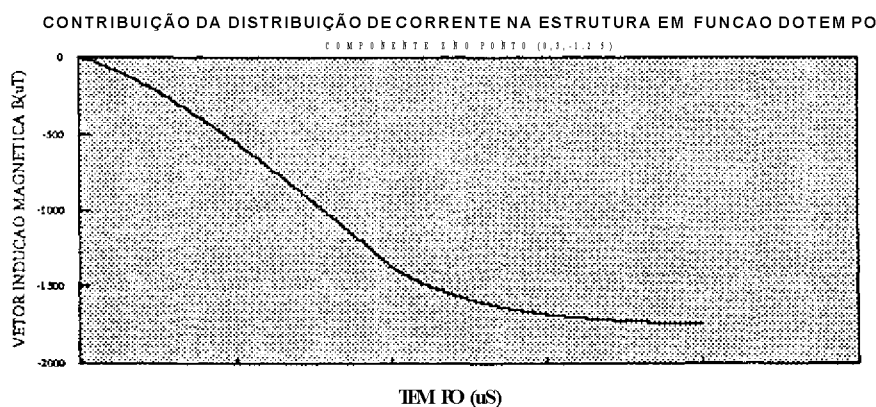


Figura 4.1.9 Representação do campo magnético no ponto (0,3,-1,25), devido à distribuição das correntes na estrutura, em função do tempo

## 4.2 Caso 2

Representa a mesma configuração geométrica apresentada no caso 1.

Neste caso, não se considerou as impedâncias mútuas no cálculo da impedância característica das linhas verticais.

As impedâncias características das linhas horizontal e vertical valem 245,38ft e 147,07Q, respectivamente.

Como no caso anterior, adotou-se o valor  $5Q$  para a resistência de aterramento ( $R_g$ ).

Os valores das correntes e do campo magnético podem ser observados nas figuras apresentadas a seguir :

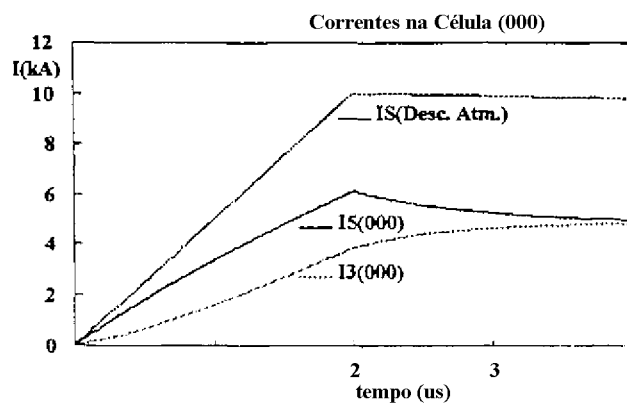


Figura 4.2.1 Representação da descarga atmosférica e dos valores das correntes, na célula localizada no ponto  $(0,0,0)$ , em função do tempo

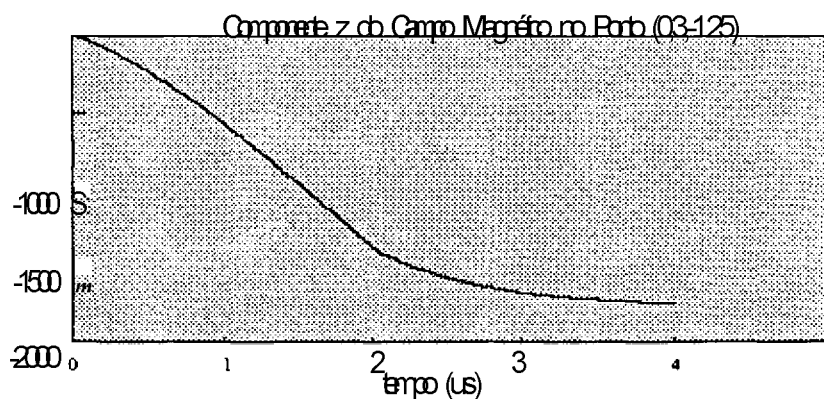


Figura 4.2.2 Representação do campo magnético no ponto  $(0,3,-1,25)$ , devido à distribuição das correntes na estrutura, em função do tempo

### 4.3 Caso 3

Utilizando-se a mesma configuração geométrica e características elétricas do caso 2, o campo magnético no ponto P(3,3,-1,5) é avaliado.

Os valores do campo magnético (Módulo e Componentes) podem ser observados nas figuras apresentadas a seguir :

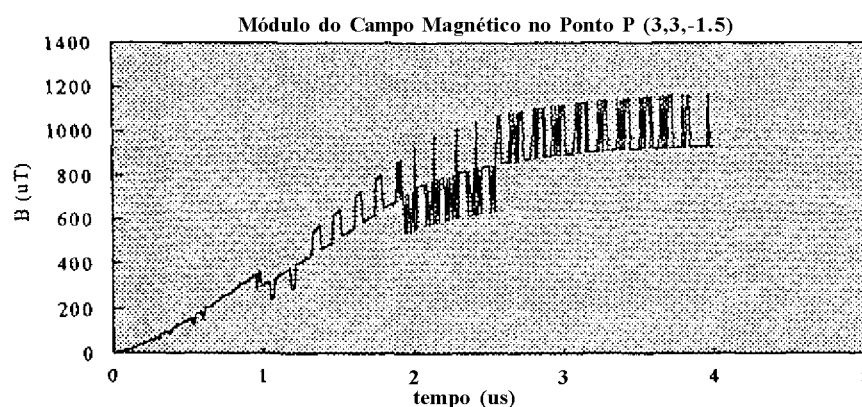


Figura 4.3.1 Representação do módulo do campo magnético no ponto (3,3,-1,5), devido à distribuição das correntes na estrutura, em função do tempo

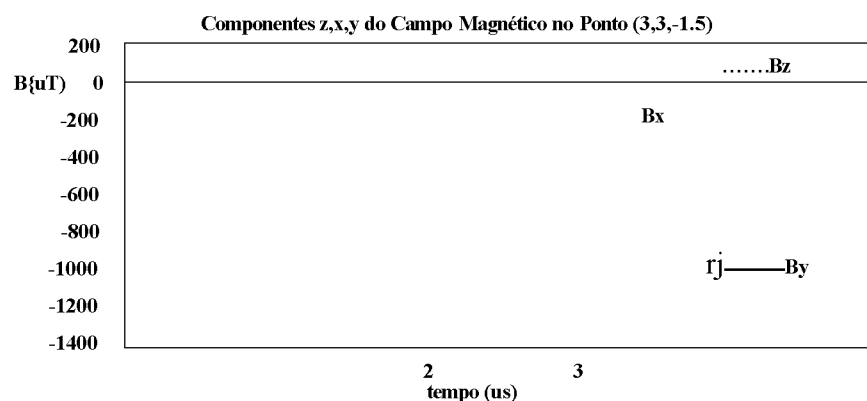


Figura 4.3.2 Componentes do campo magnético no ponto (3,3,-1,5), devido à distribuição das correntes na estrutura, em função do tempo

#### 4.4 Caso 4

A figura 4.4.1 representa uma estrutura tridimensional atingida por uma descarga atmosférica no ponto  $(0,0,0)$ , cujas impedâncias características das linhas horizontal e vertical valem  $424,92Q$  e  $323,97D$ , respectivamente.

Adotou-se o valor  $5Q$  para a resistência de aterramento ( $R_g$ ).

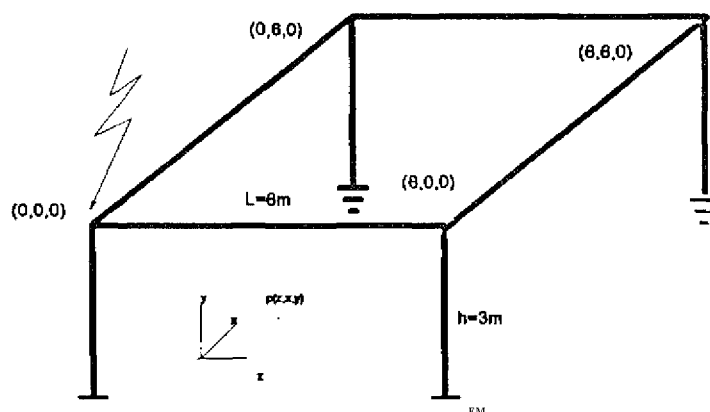


Figura 4.4.1 Esquema de uma estrutura tridimensional atingida por uma descarga atmosférica no ponto  $(0,0,0)$

O elemento ou célula utilizado neste caso é o mesmo apresentado no caso 1.

Os valores das correntes e do campo magnético (Módulo e Componentes) podem ser observados nas figuras apresentadas a seguir :

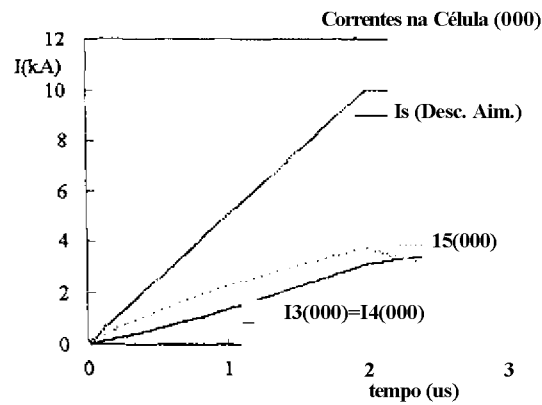


Figura 4.4.2 Representação da descarga atmosférica e dos valores das correntes, na célula localizada no ponto (0,0,0), em função do tempo

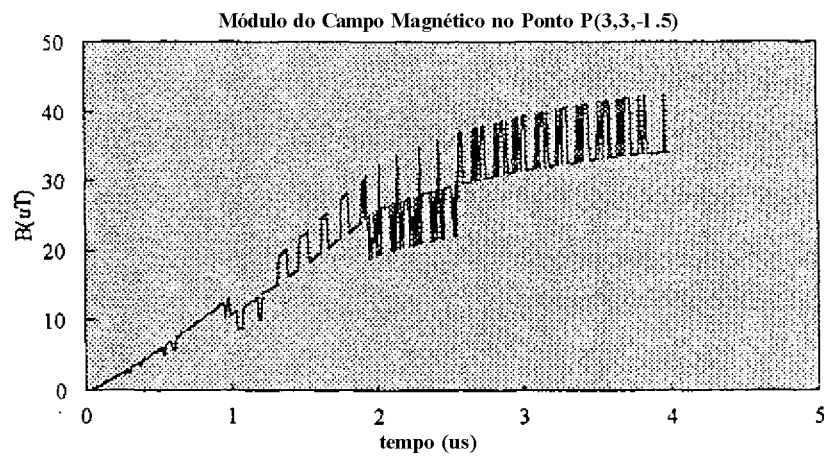


Figura 4.4.3 Representação do módulo do campo magnético no ponto (3,3,-1,5), devido à distribuição das correntes na estrutura, em função do tempo

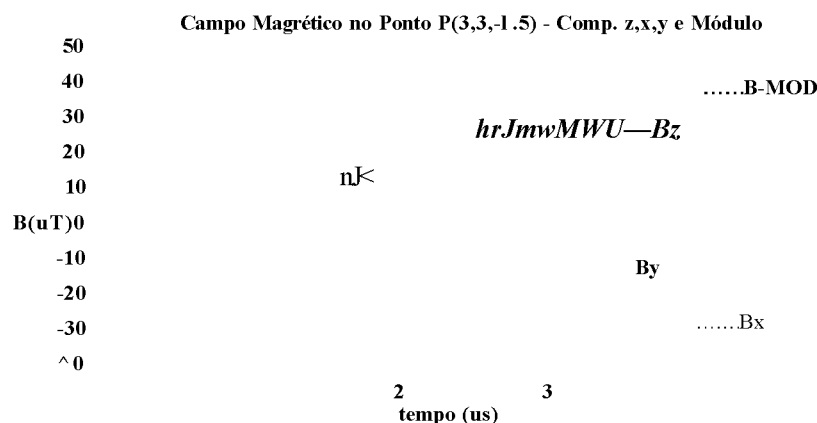


Figura 4.4.4 Módulo e componentes do campo magnético no ponto (3,3,-1,5), devido à distribuição das correntes na estrutura, em função do tempo

#### 4.5 Caso 5

São válidas as mesmas considerações apresentadas no caso 4, porém, adotou-se o valor  $10\Omega$  para a resistência de aterramento ( $R$ ). Os valores das correntes e do campo magnético (Módulo e Componentes) podem ser observados nas figuras apresentadas a seguir :

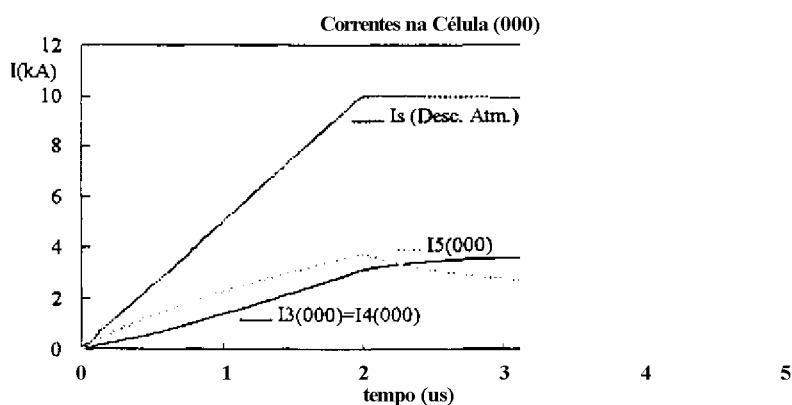


Figura 4.5.1 Representação da descarga atmosférica e dos valores das correntes, na célula localizada no ponto (0,0,0), em função do tempo

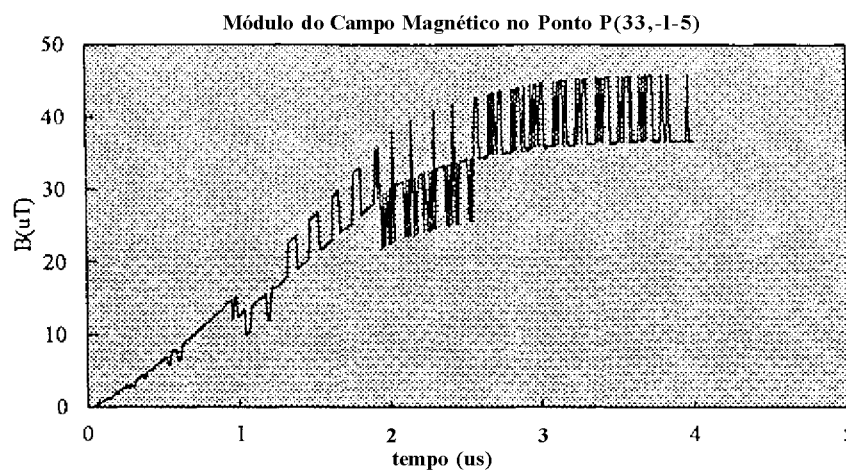


Figura 4.5.2 Representação do módulo do campo magnético no ponto (3,3,-1,5), devido à distribuição das correntes na estrutura, em função do tempo

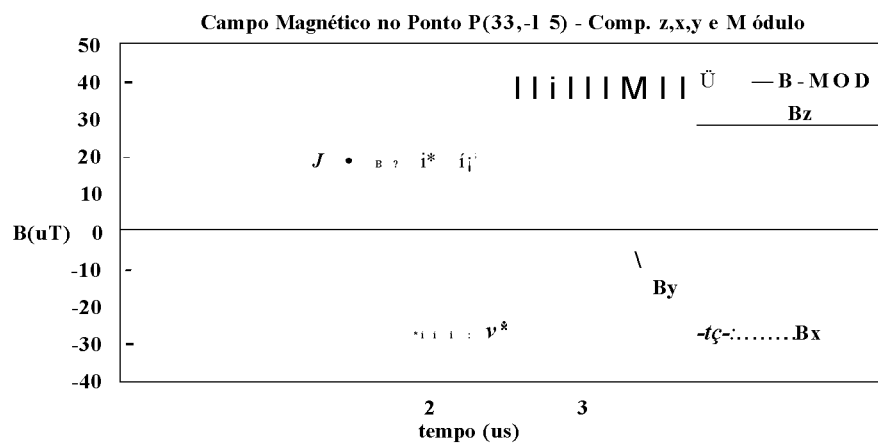


Figura 4.5.3 Módulo e componentes do campo magnético no ponto (3,3,-1,5), devido à distribuição das correntes na estrutura, em função do tempo



#### 4.6 Caso 6

Representa as mesmas condições do caso 5, porém, adotou-se o valor  $0,5\Omega$  para a resistência de aterramento ( $R$ ). Os valores das correntes e do campo magnético (Módulo e Componentes) podem ser observados nas figuras apresentadas a seguir :

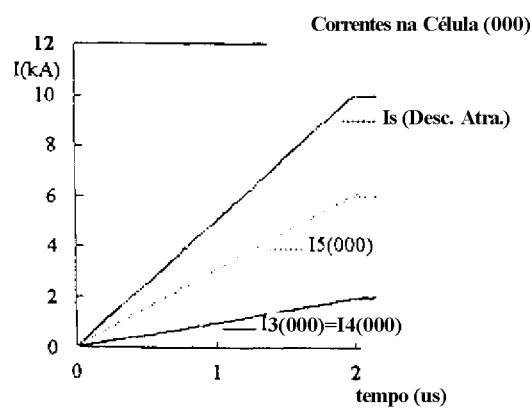


Figura 4.6.1 Representação da descarga atmosférica e dos valores das correntes, na célula localizada no ponto  $(0,0,0)$ , em função do tempo

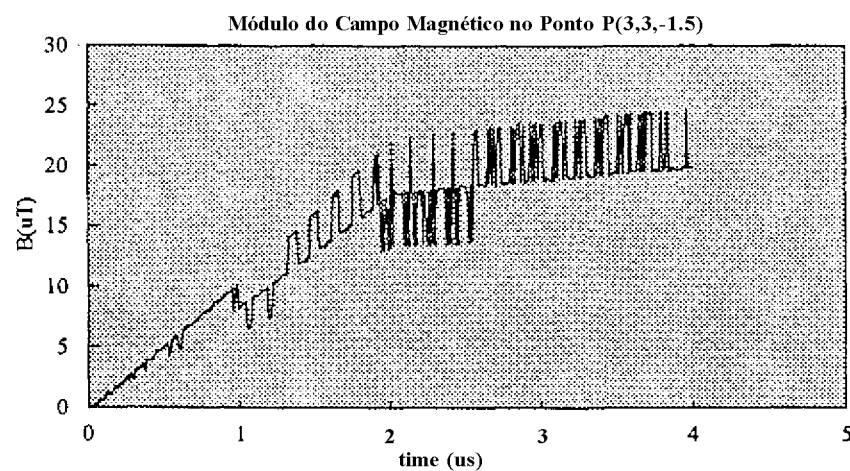


Figura 4.6.2 Representação do módulo do campo magnético no ponto  $(3,3,-1,5)$ , devido à distribuição das correntes na estrutura, em função do tempo

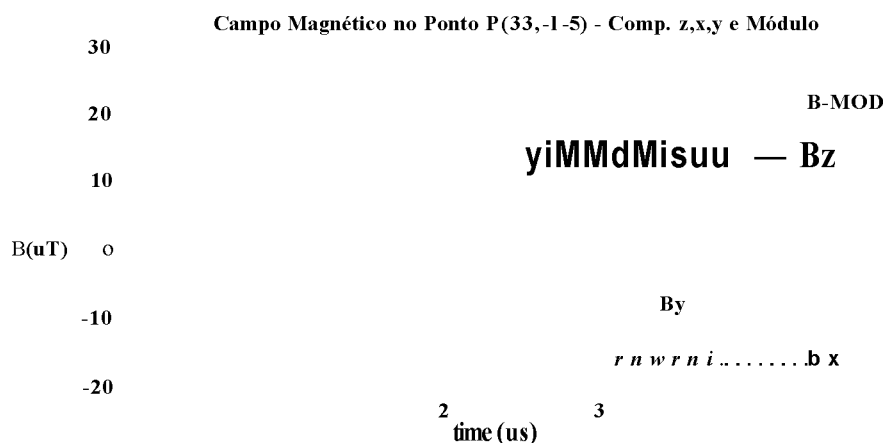


Figura 4.6.3 Módulo e componentes do campo magnético no ponto (3,3,-1,5), devido à distribuição das correntes na estrutura, em função do tempo

As distribuições de corrente na célula (000) em função da resistência de aterramento, representadas nos casos 4,5 e 6, são apresentadas concomitantemente na figura a seguir:

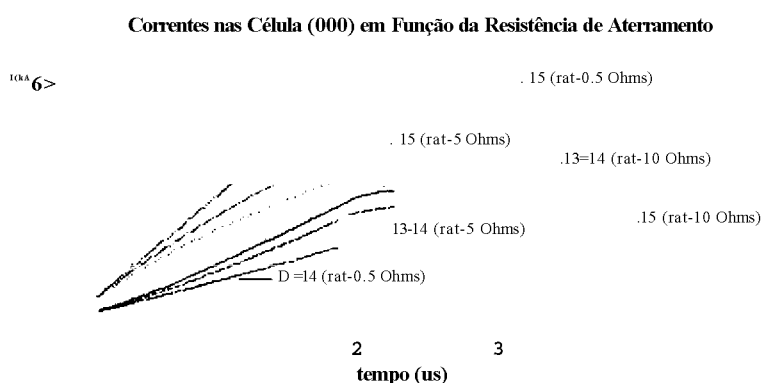


Figura 4.6.4 Correntes na célula (000) em função da resistência de aterramento

#### 4.7 Caso 7

Corresponde à mesma configuração apresentada no caso 4, porém, o ponto onde o campo magnético é avaliado é o ponto (1,1,-1,5).

O módulo do campo magnético em função do tempo é representado na figura a seguir:

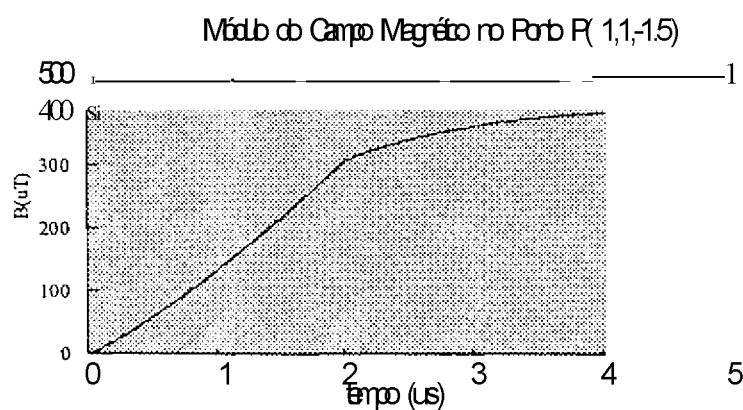


Figura 4.7.1 Representação do módulo do campo magnético no ponto (1,1,-1,5), devido à distribuição das correntes na estrutura, em função do tempo

#### 4.8 Caso 8

Mesma configuração do caso 4, porém, o ponto considerado é (2,2,-1,5).

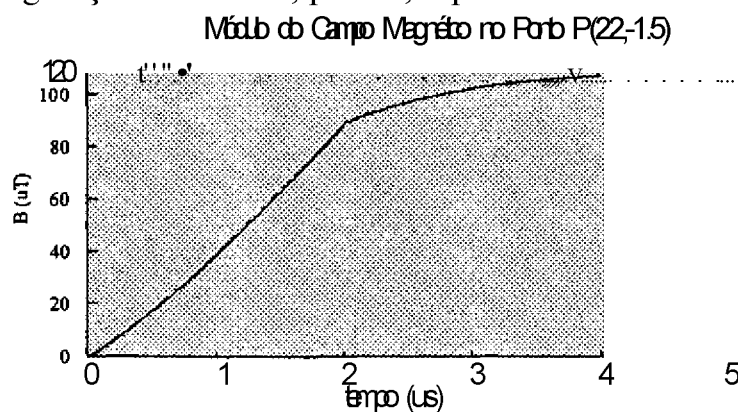


Figura 4.8.1 Representação do módulo do campo magnético no ponto (2,2,-1,5), devido à distribuição das correntes na estrutura, em função do tempo

#### 4.9 Caso 9

Mesma configuração do caso 4, porém, o ponto considerado é (4,4,-1,5).

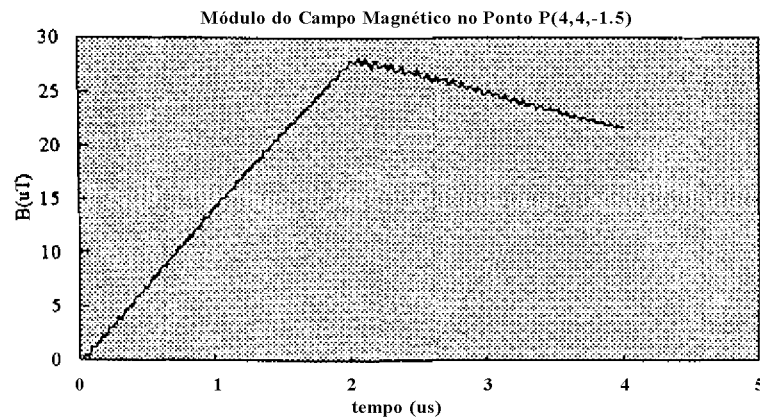


Figura 4.9.1 Representação do módulo do campo magnético no ponto (4,4,-1,5), devido à distribuição das correntes na estrutura, em função do tempo

#### 4.10 Caso 10

Mesma configuração do caso 4, porém, o ponto considerado é (5,5,-1,5).

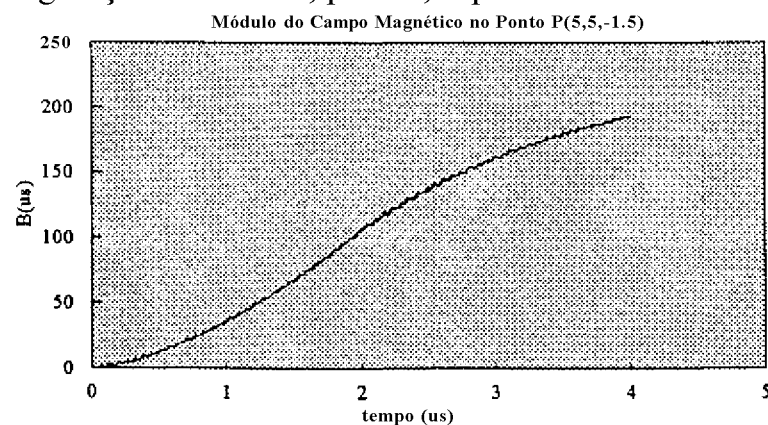


Figura 4.10.1 Representação do módulo do campo magnético no ponto (5,5,-1,5), devido à distribuição das correntes na estrutura, em função do tempo

O módulo do campo magnético em função do tempo, para a configuração apresentada no caso 4, avaliado ao longo da diagonal dada pelos eixos z e x e a uma altura de 1,5m do solo, está representado na figura a seguir:

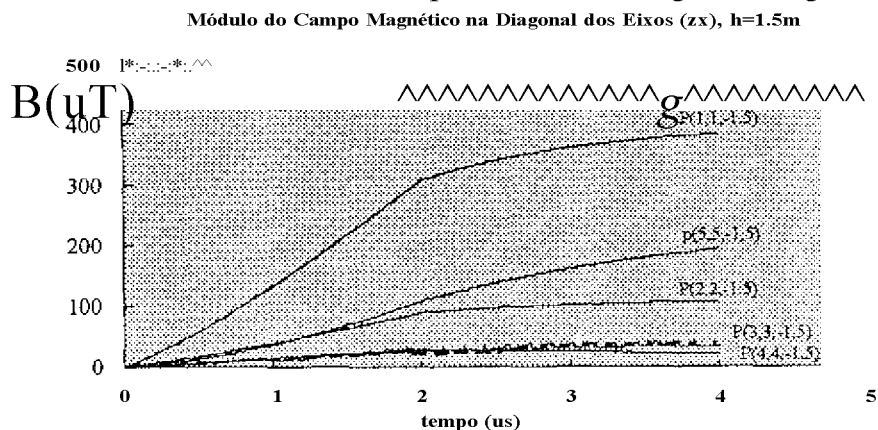


Figura 4.10.2 Representação do módulo do campo magnético na diagonal dos eixos z e x a uma altura  $h=1,5m$ , em função do tempo

Para o instante  $t=2/\mu s$ , o perfil do módulo do campo magnético, nas condições anteriormente descritas, pode ser visualizado através da seguinte figura:

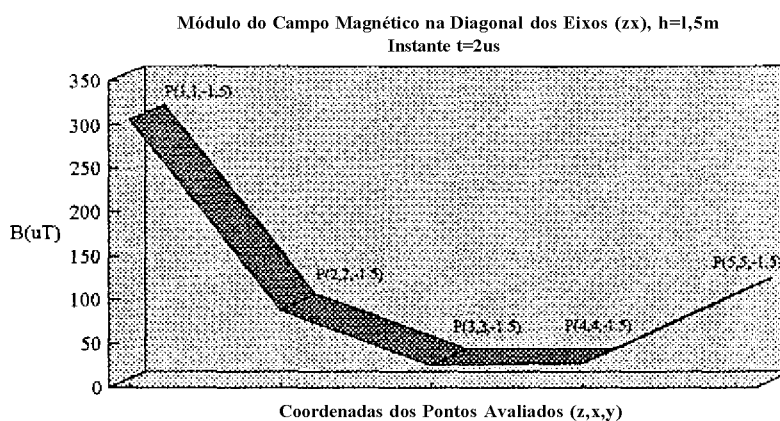


Figura 4.10.3 Perfil do módulo do campo magnético na diagonal dos eixos z e x, a uma altura  $h=1,5m$ ,  $t = 2\mu s$

#### 4.11 Caso 11

Corresponde à mesma configuração apresentada no caso 4, porém, a descarga atmosférica é simulada pelas funções  $i=2,5t$  (kA), para  $t < 2, \mu s$ , e  $I=50[0,5t - 0,51(t - 2)]$  (kA), para  $t \geq 2$ .

O módulo do campo magnético em função do tempo é representado na figura a seguir:

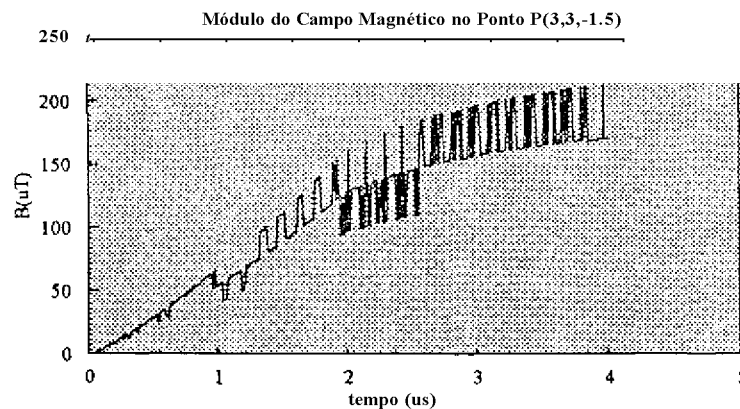


Figura 4.11.1 Representação do módulo do campo magnético no ponto (3,3,-1,5), devido à distribuição das correntes na estrutura, em função do tempo

#### 4.12 Caso 12

Neste caso são adotadas as mesmas características elétricas do caso 4, porém, alterou-se o número de descidas da estrutura tridimensional anteriormente considerada, conforme representada na figura 4.12.1.

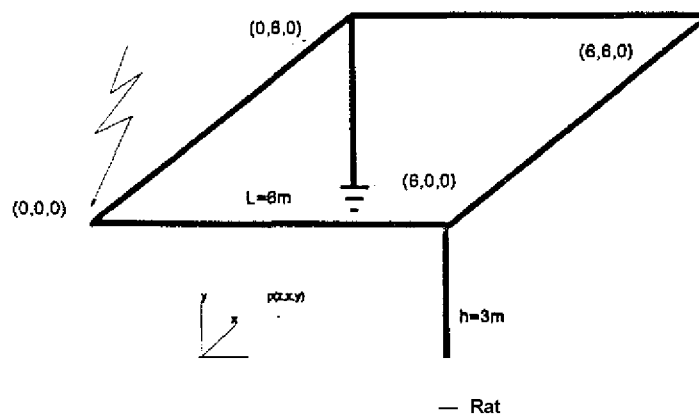


Figura 4.12.1 Esquema de uma estrutura tridimensional atingida por uma descarga atmosférica no ponto  $(0,0,0)$  ( Duas descidas)

Os valores das correntes na célula (000) e do campo magnético (Módulo e Componentes) no ponto  $(3,3,-1,5)$  podem ser observados nas figuras apresentadas a seguir :

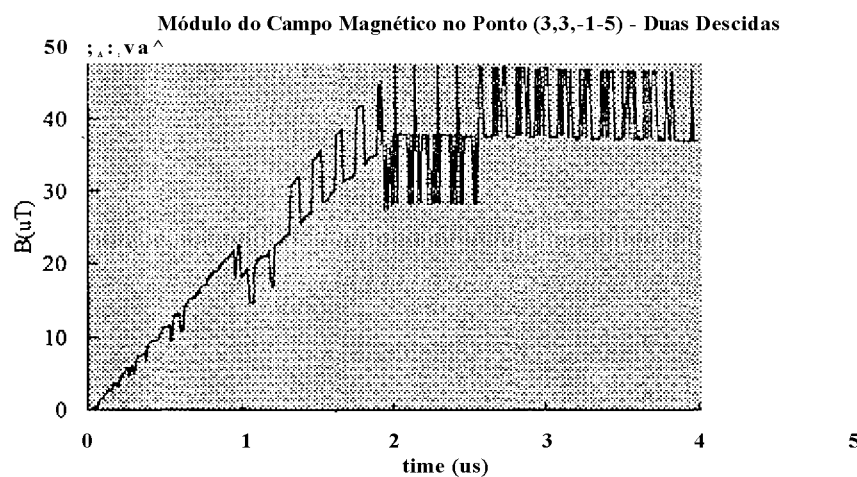


Figura 4.12.2 Representação do módulo do campo magnético no ponto  $(3,3,-1,5)$ , devido à distribuição das correntes na estrutura, em função do tempo

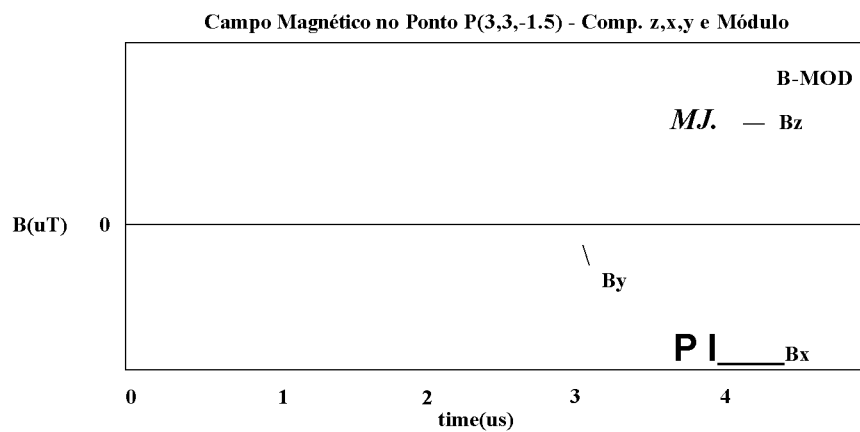


Figura 4.12.3 Módulo e componentes do campo magnético no ponto (3,3,-1,5), devido à distribuição das correntes na estrutura, em função do tempo



## 5. DISCUSSÃO

Este capítulo tem por objetivo realizar uma avaliação do modelo proposto, com base na experiência adquirida durante o desenvolvimento deste trabalho e nos resultados anteriormente apresentados.

### 5.1 Análise qualitativa dos resultados

As simulações apresentadas no item 4. mostraram que os valores de correntes e do campo magnético podem variar consideravelmente em função dos parâmetros considerados.

Pretende-se, desta forma, através de correlações entre os diversos resultados apresentados, realizar algumas considerações entre os parâmetros envolvidos.

- Os casos 1 e 2 simulam situações onde a influência da consideração ou não dos acoplamentos mútuos entre os condutores no cálculo das impedâncias características é considerada na determinação da distribuição de correntes e do campo magnético.

Na determinação dos valores das impedâncias características utilizou-se a formulação tradicional de linhas de transmissão apresentada em [30] e [36].

Analisando-se as figuras apresentadas nos itens 4.1 e 4.2 não se observa alterações consideráveis, tanto nas formas, quanto nos valores da distribuição de correntes e do campo magnético.

No entanto, devido à simplicidade dos casos avaliados, seria prematuro tirar uma conclusão que correlacionasse este parâmetro com as formas e valores da distribuição de correntes e do campo magnético.

Embora alguns trabalhos considerem os acoplamentos mútuos entre os condutores na obtenção dos seus resultados [11-14] e [15-17], não se observa nestas publicações estudos comparativos que correlacionem as variáveis consideradas neste item.

No entanto, a precisão na determinação das impedâncias características é importante, já que, mesmo que não se observe alterações significativas nos seus valores, pequenas variações na forma das curvas da distribuição de corrente e do campo magnético poderão resultar em alterações significativas nos valores das suas derivadas, que estão diretamente relacionadas com os valores de energia e tensões induzidas.

Esta consideração pode ser observada em [10], onde Geri observa que, embora a consideração do efeito de ionização, que está relacionado à velocidade de propagação das ondas e com os valores das impedâncias características, não é significativo na determinação do módulo do campo magnético, poderá este efeito resultar em alterações significativas na sua forma e conseqüentemente nas demais variáveis relacionadas a este fato.

- A análise dos casos 2 e 3 e dos casos 4,7,8,9 e 10 têm por objetivo avaliar o comportamento do campo magnético em função da distância do

ponto de incidência e do tipo de estrutura atingida pela descarga atmosférica.

a) Comparando-se os valores apresentados nas figuras 4.2.2 e 4.3.1 observa-se uma redução acentuada no valor do campo magnético.

Este resultado já era esperado, considerando-se que a intensidade do campo magnético é inversamente proporcional à distância.

Nos pontos internos das estruturas tridimensionais, o valor do módulo do campo magnético apresenta uma queda assintótica quando se afasta do ponto de incidência da descarga atmosférica, observando-se, em seguida, um crescimento deste valor em função das contribuições das correntes nos elementos mais próximos dos pontos avaliados. As figuras 4.10.2 e 4.10.3 representam o módulo do campo magnético na diagonal dos eixos z e x, a uma altura de 1,5 m do solo, no interior da estrutura dada pela figura 4.4.1, onde se observa o comportamento anteriormente descrito.

Outra observação importante pode ser feita comparando-se os valores dos módulos do campo magnético, devido à circulação das correntes nas estruturas plana e tridimensional.

Comparando-se a figura 4.3.1 com as figuras 4.4.3 e 4.10.2, conclui-se que a estrutura tridimensional atua como uma blindagem efetiva, independentemente do ponto onde o campo magnético é considerado.

Ressalta-se, desta forma, a importância da configuração do sistema de proteção contra descargas atmosféricas.

Nas referências [8],[10],[20] e [21], as mesmas considerações realizadas anteriormente, com relação ao "perfil" do módulo do campo magnético, são observadas. Os resultados apresentados nas referências [20] e [21] foram obtidos experimentalmente através da injeção de correntes, via um gerador

de pulsos, nas estruturas de um dos edifícios da companhia telefônica NTT (Telecommunication Networks Laboratories) no Japão.

Enfatiza-se estes resultados obtidos experimentalmente por Kuramoto et al., já que a coincidência do comportamento do campo magnético obtido experimentalmente e através do modelo teórico desenvolvido neste trabalho valida, de uma forma qualitativa, os resultados aqui apresentados.

**b)** Com relação às formas abruptas observadas nas curvas representativas dos campos magnéticos, pode-se dizer que as diferenças nas variações de intensidade são resultantes dos diferentes intervalos de validação das correntes dos elementos.

A distribuição de campo com variações mais abruptas é a observada no ponto (3,3,-1,5), onde os intervalos de validação são mais uniformes comparando-se com os demais pontos avaliados.

**c)** No caso 7, observa-se que, conforme os valores máximos dos campos magnéticos nos pontos avaliados diminuem, existe uma tendência da forma do campo em se aproximar da forma da descarga atmosférica.

**d)** Menciona-se, também, a consistência dos resultados apresentados, quando são relacionados as componentes dos campos magnéticos nos diversos pontos. Este fato pode ser verificado utilizando-se da "regra da mão direita".

- A influência da resistência de aterramento na distribuição das correntes e do campo magnético pode ser analisada através dos resultados apresentados nos casos 4,5 e 6.

Observa-se que, quanto menores os valores das resistências de aterramento, menores os valores máximos dos campos magnéticos.

Com relação às distribuições das correntes, observa-se um crescimento tanto do valor, quanto da inclinação das correntes na descida, correspondente à incidência do raio, com a diminuição dos valores das resistências de aterramento.

Este fato resulta da influência dos valores das resistências de aterramento nos valores dos coeficientes de reflexão nos nós em contato com o solo .

Os resultados teóricos e experimentais apresentados por Sowa [11,13] e por Cristina et al. [17] confirmam o comportamento da distribuição das correntes, em função das resistências de aterramento, anteriormente apresentados.

Com relação ao campo magnético, não se observa na literatura existente uma correlação direta entre os valores máximos do campo magnético e os valores das resistências de aterramento.

Ressalta-se, no entanto, a conveniência da utilização de sistemas de aterramentos, cuja configuração propicie uma distribuição de corrente favorável ao bom desempenho do sistema de proteção contra descargas atmosféricas, resultando, portanto, em valores reduzidos de energia e tensões induzidas [6 e 17].

- O caso 11 representa o comportamento do campo magnético em função da intensidade da descarga atmosférica.

Os resultados mostram um crescimento linear do módulo do campo magnético, conforme previsto na metodologia apresentada no capítulo3.

- A avaliação do comportamento do campo magnético em função do número de descidas da estrutura ou sistema de proteção contra descargas

atmosféricas pode ser feita comparando-se as figuras 4.4.3 e 4.12.2, que correlacionam o caso 4, representando a estrutura com quatro descidas, com o caso 12, representando a estrutura com duas descidas.

Observa-se um aumento da taxa de crescimento e do valor máximo do campo magnético com a redução do número de descidas.

A importância da configuração do sistema de proteção contra descargas atmosféricas, em particular do número de descidas, é enfatizada na literatura existente [6,10 e 17].

Estudos semelhantes foram realizados por Geri [10], onde foram analisadas diversas configurações de sistemas de proteção contra descargas atmosféricas. De acordo com o seu modelo, os resultados obtidos não demonstram que os valores do campo magnético apresentem sempre uma redução com o acréscimo de descidas na estrutura considerada, dependendo basicamente do ponto onde o campo é avaliado em função do local onde elas são inseridas.

A referência [6] indica uma proporcionalidade direta entre os valores das tensões induzidas e a raiz quadrada do espaçamento médio entre as descidas de um sistema de proteção contra descargas atmosféricas do tipo convencional ou do tipo formado por estruturas metálicas ou de aço envolto em concreto. Para os valores de energia, observa-se uma relação direta com o espaçamento médio.

- De um modo geral, a ordem de grandeza dos resultados apresentados no capítulo anterior apresentam muito boa aproximação quando comparados com os resultados teóricos apresentados por Geri et al. em [8,10], para uma estrutura plana e descarga atmosférica com valor de pico de 10kA, e com os

resultados experimentais apresentados por Kuramoto et al, para uma estrutura tridimensional de dimensões semelhantes às consideradas neste trabalho [21].

A comparação entre os valores apresentados em [21] e os obtidos através da metodologia apresentada neste trabalho, foram feitas considerando-se linear o crescimento do campo magnético em relação os valores de pico das correntes injetadas na estrutura. Os valores de pico considerados em [21] foram de 1 kA e 50 A.

## **5.2 Aplicabilidade do método desenvolvido**

As expectativas iniciais, relacionadas ao método proposto, foram confirmadas. A metodologia desenvolvida mostrou-se bastante conveniente durante o desenvolvimento do código.

O fato de não existir a necessidade de se inverter matrizes, de se resolver sistemas de equações e do método proposto ter como característica intrínseca não apresentar problemas de convergência estão entre as principais vantagens, inicialmente observadas, que contribuíram na adoção deste método no desenvolvimento deste trabalho.

Algumas dificuldades surgiram durante o desenvolvimento do código.

Embora não fizesse parte desta etapa inicial do trabalho, tais dificuldades resultaram, principalmente, da falta de experiência em se desenvolver programas computacionais em microcomputadores.

O método apresentado, por estar relacionado à simulação de fenômenos no espaço e no tempo, apresenta uma relação direta entre a necessidade de guardar resultados e a disponibilidade de memória a ser utilizada.

Desta forma, se durante o desenvolvimento do código não forem tomadas medidas com relação a este fato, a programação em equipamentos que apresentem limitações de memória, quer sejam resultantes do sistema operacional ou da linguagem de programação, poderão inviabilizar os resultados pretendidos.

Diante disto, optou-se pelo desenvolvimento deste código em computadores de maior porte.

- O estágio atual de desenvolvimento do código possibilita a avaliação da distribuição das correntes e dos potenciais no sistema de proteção contra descargas atmosféricas, bem como do campo magnético nas proximidades de estruturas planas e tridimensionais, cujos meios condutores estejam envoltos em ar.

- Conforme enfatizado nos capítulos anteriores, a não consideração de fenômenos não lineares, do acoplamento mútuo entre condutores no cálculo das impedâncias características, do canal de retomo do raio, inclusive a consideração de descargas sucessivas, e de velocidades de propagações diferentes da velocidade da luz são as principais restrições da metodologia apresentada.

Portanto, dados como a função representativa da descarga atmosférica e as impedâncias características dos condutores devem ser considerados como "dados de entrada" nesta etapa de desenvolvimento do código mencionado.

- Enfatiza-se que as restrições adotadas até o momento, com exceção da não consideração do canal do raio, conduzem a resultados a favor da



segurança, quando se considera os aspectos necessários à avaliação do desempenho de um sistema de proteção contra descarga atmosféricas.

### **5.3 Sugestões para trabalhos futuros**

Com o objetivo de se complementar este trabalho, sugere-se que, nas etapas futuras, sejam desenvolvidas pesquisas que propiciem a consideração dos seguintes fatores no modelo atual de avaliação do ambiente eletromagnético no interior de estruturas atingidas por descargas atmosféricas :

- desenvolvimento de um modelo mais preciso para o cálculo das impedâncias características, considerando-se os efeitos não lineares, tais como os resultantes da ionização, e do acoplamento mútuo entre condutores no cálculo das impedâncias características;
- consideração da malha de piso como parte integrante do sistema de aterramento;
- consideração do canal de retorno do raio, inclusive a inclusão de descargas sucessivas no modelo da descarga atmosférica;
- consideração de velocidades de propagações diferentes da velocidade da luz, tanto do canal do raio, quanto das ondas de corrente e tensão nas estruturas;
- implementação do cálculo do campo elétrico;
- implementação do cálculo das energias e tensões induzidas nos meios condutores internos às estruturas consideradas e

- adaptação do código atualmente desenvolvido à utilização em microcomputadores pessoais, inclusive implementando-se uma rotina de geração automática dos elementos ou células.

Devido às dificuldades em se obter nas publicações resultados com uma combinação ideal de parâmetros que exerçam influência significativa na determinação, tanto das formas, quanto das amplitudes das distribuições das correntes nas estruturas e dos campos magnéticos, realizou-se no capítulo anterior uma análise qualitativa dos resultados.

Com o intuito de se complementar as pesquisas anteriormente mencionadas, sugere-se a realização de estudos experimentais que possibilitem uma análise quantitativa de alguns casos particulares, convenientes na validação da metodologia apresentada neste trabalho.

## 6. CONCLUSÃO

Com base nos itens anteriores, conclui-se que os objetivos inicialmente previstos foram plenamente atingidos.

O estágio atual de desenvolvimento deste trabalho viabiliza a utilização de uma ferramenta que permite a avaliação das distribuições de correntes e dos campos magnéticos em estruturas atingidas por descargas atmosféricas, com aplicações diretas na verificação do desempenho dos sistemas de proteção contra descargas atmosféricas.

Uma aplicação, particularmente importante, é a utilização da metodologia apresentada na definição dos leiautes das instalações, tais como, de subestações ou plantas químicas em estruturas metálicas.

A metodologia desenvolvida apresenta algumas características que se mostram bastante atraentes, quando comparadas com as demais mencionadas neste trabalho, principalmente sob o ponto de vista computacional, permitindo a obtenção direta dos valores das variáveis desejadas.

Implementaram-se algumas correções na metodologia de determinação das componentes do campo magnético, conforme observações realizadas por Rubinstein em [28], além da consideração de intervalos de validação para as correntes refletidas e incidentes, que não foram notadas nos demais trabalhos, similares a este, divulgados até o momento.

A análise qualitativa mostra que os resultados apresentados, quando comparados aos resultados publicados na literatura existente, são bastante consistentes.

Embora algumas restrições tenham sido adotadas durante o desenvolvimento deste trabalho, observa-se um avanço na proposta inicial com a implementação de um código em linguagem FORTRAN que nos posiciona tecnologicamente em um nível que, além de consolidar a nossa participação no desenvolvimento de trabalhos na área de compatibilidade eletromagnética, estabelece a possibilidade de desenvolvimento de novas pesquisas teóricas e práticas relacionadas à simulação dos fenômenos resultantes de descargas atmosféricas.

Ressalta-se, no entanto, que este trabalho faz parte do início de um ciclo de atividades tecnológicas que somente será consolidado quando atingidas as metas propostas no capítulo anterior.

**REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS**

- [1] **LUNDQUIST, S. Lightning protection and lightning research - strategy 2000. In: 21\* INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIGHTNING PROTECTION, Berlin, 1992. Proceedings, p.1-3.**
- [2] **LUNDQUIST, S. Effects on the society of an intense lightning storm. In: 21\* INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIGHTNING PROTECTION, Berlin, 1992. Proceedings, p.445-6.**
- [3] **LUNDQUIST, S. Fires caused by lightning and electric wires. In: 21" INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIGHTNING PROTECTION, Berlin, 1992. Proceedings, p.475-8.**
- [4] **BERTA, LET AL. Ignating effects of discharges induced by lightning. In: 21\* INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIGHTNING PROTECTION, Berlin, 1992. Proceedings, p.459-62.**
- [5] **Proteção de edificações contra descargas atmosféricas. Texto básico para revisão da norma NB-165, fundamentada no documento IEC 81(C.O)21, 1988.**
- [6] **IEC-1024-1 : Protection of structures against lightning. May, 1992.**
- [7] **DEL VECHIO, P.; GERI A.; VECA G. M. Calculation of lightning's E.M. effects on surrounding structure. IEEE Transactions on Magnetics, v.24, n.6, p.2697-9, Nov. 1988.**
- [8] **CASINOVI, G.; GERI A.; VECA G. M. Magnetic field map around a wall with a complete lightning protection system. IEEE Transactions on Magnetics, v.25, n.4, p.2980-2, July 1989.**

- [9] DEL VECHIO, P.; GERI A.; VECA G. M. Magnetic field near a concrete wall during a lightning stroke. IEEE Transactions on Magnetics, v.25, n.5, p.4006-8, Sept. 1989.
- [10] GERI, A.; VECA, G. M. A complete lightning protection system simulation in the EMI analysis. In: 1991 INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, Cherry Hill - N.J, 1991. Proceedings, p.90-5.
- [11] SOWA, A. Surge current distribution in building during a direct lightning stroke. In: 1991 INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, Cherry Hill - N.J, 1991. Proceedings, p. 103-5.
- [12] SOWA, A. Lightning overvoltage in wires within buildings. In: 1991 INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, Cherry Hill - N.J, 1991. Proceedings, p.99-102.
- [13] SOWA, A. Calculation of lightning current distribution in buildings. In: 21\* INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIGHTNING PROTECTION, Berlin, 1992. Proceedings, p.111-5.
- [14] SOWA, A. Lightning voltages induced inside the building during a direct stroke. In: 21\* INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIGHTNING PROTECTION, Berlin, 1992. Proceedings, p.165-9.
- [15] CRISTINA, S.; ORLANDI, A. Currents distribution calculation in lightning stroked struture in presence of non-linear ground impedance. In: 20''' INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIGHTNING PROTECTION, Interlaken, 1990. Proceedings. p.3.11p1-6.

- [16] CRISTINA, S.; ORLANDI, A. ~ EMC effects of lightning protection system: shielding properties of roof grid. In: 1991 INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, Cherry Hill-N.J, 1991. **Proceedings**, p.78-83.
- [17] CRISTINA, S.; ORLANDI A.; FELIZIANI M. EMC condition in structures directly struck by lightning: sensitivity analyses of the prediction model. In: 21\* INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIGHTNING PROTECTION, Berlin, 1992. **Proceedings**, p.153-8.
- [18] BRUHIN, J.P. Shielding efficiency of reinforcing steel in concrete against lightning. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, Wronclaw, 1982. **Proceedings**, p.477-84.
- [19] MATTOS, M. A. DA F.; CAIXETA, G. P. Interection struture - lightning and the generated electromagnetic field. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, China, 1992. **Proceedings**.
- [20] SATO, M.; KURAMOTO, S. Surge current distribution in telecommunication buildings caused by direct lightning stroke. In: 9<sup>th</sup> INTERNATIONAL SYMPOSIUM AND TECHNICAL EXIHIBITION ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, Zurich, 1991. **Proceedings**, p.251-6.
- [21] KURAMOTO, S.; SATO, M.; OHTA, M. Surge current and voltage distribution in a reinforced concrete building caused by direct lightning stroke. In: 1991 INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, Cherry Hill - N.J, 1991. **Proceedings**, p.84-9.

- [22] MONT ANDÓN, E. Protection of telecommunication equipment - Compact Course B. In: II INTERNATIONAL SEMINARIUM ON LIGHTNING AND LIGHTNING PROTECTION, II SIPDA. Guaratinguetá, 1992..
- [23] DOMMEL H. W. Digital computer solution of electromagnetic transients in single and multiphase networks. **IEEE Transactions Power Apparatus and Systems**, v.88, p.388-9, April 1969.
- [24] RUBINSTEIN M.; UMAN, M. A. Methods for calculating the electromagnetic fields from a known source distribution: Application to lightning. **IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility**, v.31, n.2, p.183-9, Nov. 1989.
- [25] GOLDE, R. H. The lightning conductor. In: GOLDE, R. H, ed. **Lightning**. London, Academic Press, 1977. v.2.
- [26] PIANTINI, A. **Contribuição ao estudo das tensões induzidas em linhas de distribuição por descargas atmosféricas diretas**. São Paulo, 1991. 205p. Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica, Universidade de São Paulo.
- [27] MASTER, M. J., UMAN, M. A. Transient electric and magnetic fields associated with establishing a finite electrostatic dipole. **American Journal of Physics**, v.51, n.2, Feb. 1983.
- [28] RUBINSTEIN M.; UMAN, M. A. Transient electric and magnetic fields associated with establishing a finite electrostatic dipolo, revised. **IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility**, v.33, n.4, p.312-20, Nov. 1991.



- JOHNS, P. B.; BEURLE, R. L. Numerical solution of 2-dimensional scattering problems using a transmission line matrix. **Proc. IEE**, v.H8,n.9, p. 1203-8, Sept. 1971.
- ANDERSON, J. G. Lightning performance of EHV-UHV lines. In: ELECTRIC POWER RESEARCH INSTITUTE. **Transmission line reference book 345kV and above**. 2nd ed. Palo Alto, EPRI, 1982. chap.12,p.545-97.
- MATTHEW; SADIKU, N. O. **Numerical techniques in electromagnetics**. Boca Raton, CRC Press. Inc., 1992. chap.7, p.501-69 : Transmission - line - matrix method.
- WELLAUER, M. **Introdução à técnica das altas tensões**. São Paulo,Polígono, EDUSP, 1973.
- PAUL, C. R. **Introdution to electromagnetic compatibility**. New York, John Wiley & Sons, Inc. 1992.
- HOEFER, W. J. R. The transmission line matrix method - Theory and application. **IEEE Transactions on Microwaves Theory and Techniques**, v.MTT-33, n.10, p.882-93, Oct. 1985.
- CARDOSO, J.R. **Curso de linhas de transmissão - Transitorios e Regime Permanente - Ondas eletromagnéticas**. Apostila do Curso.
- LAT, M. V. et al. **Application guide for surge arrester on distribution systems. Report for The Canadian Electrical Association**. Toronto, Ontario Hydro, Sept. 1988.



M24092

