

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA**

**SÍNTESE DE ANTENAS PARA CONTROLE DE CAMPOS E
POLARIZAÇÕES**

LEANDRO DE PAULA SANTOS PEREIRA

**ORIENTADOR: MARCO ANTONIO BRASIL TERADA
TESE DE DOUTORADO EM ENGENHARIA ELÉTRICA**

PUBLICAÇÃO: PPGEE.TD-092/2015

BRASÍLIA / DF: MARÇO / 2015

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA**

**SÍNTESE DE ANTENAS PARA CONTROLE DE CAMPOS E
POLARIZAÇÕES**

LEANDRO DE PAULA SANTOS PEREIRA

TESE DE DOUTORADO SUBMETIDA AO DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA DA FACULDADE DE TECNOLOGIA DA UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA, COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR.

APROVADA POR:



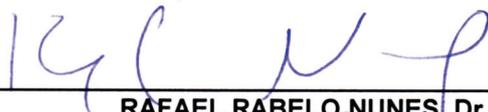
**MARCO ANTONIO BRASIL TERADA, Dr., ENE/UNB
(ORIENTADOR)**



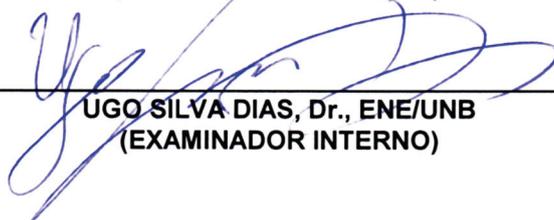
**FRANKLIN DA COSTA SILVA, Dr., ENE/UNB
(EXAMINADOR INTERNO)**



**PAULO HENRIQUE SALES WANDERLEY, Dr., IFB
(EXAMINADOR EXTERNO)**



**RAFAEL RABELO NUNES, Dr., STF
(EXAMINADOR EXTERNO)**



**UGO SILVA DIAS, Dr., ENE/UNB
(EXAMINADOR INTERNO)**

Brasília, 06 de Março de 2015.

FICHA CATALOGRÁFICA

PEREIRA, LEANDRO DE PAULA SANTOS

Síntese de Antenas para Controle de Campos e Polarizações

xiv, 96p., 210 mm x 297 mm (ENE/FT/UnB, Doutor, Engenharia Elétrica, 2015).

Tese de Doutorado – Universidade de Brasília, Faculdade de Tecnologia. Departamento de Engenharia Elétrica.

1. Antenas 2. Campos Elétricos 3. Polarizações

I. ENE/FT/UnB. II. Título (Série)

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

PEREIRA, L. P. S. (2015). Síntese de Antenas para Controle de Campos e Polarizações. Tese de Doutorado em Engenharia Elétrica, Publicação PPGEEE.TD-092/2015, Departamento de Engenharia Elétrica, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 96p.

CESSÃO DE DIREITOS

AUTOR: LEANDRO DE PAULA SANTOS PEREIRA

TÍTULO DA TESE: Síntese de Antenas para Controle de Campos e Polarizações.

GRAU/ANO: Doutor/2015.

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



Leandro de Paula Santos Pereira

Dedico este trabalho a todos que me ajudaram neste período
Em especial a minha esposa Juliane a quem me apoiou durante esse curso
Dedico também aos meus pais Wilson e Ednalva e à minha irmã Larissa.
Obrigado por serem meu apoio

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus, a todas oportunidades que ele têm me concedido, e por sua presença em nossas vidas.

Agradeço ao apoio do professor Marco Terada durante esse período que estivemos trabalhando em conjunto.

Agradeço à minha esposa Juliane pelo apoio, carinho e pelo constante incentivo pelo desenvolvimento de minhas tarefas.

RESUMO

SÍNTESE DE ANTENAS PARA CONTROLE DE CAMPOS E POLARIZAÇÕES

Autor: Leandro de Paula Santos Pereira

Orientador: Marco Antonio Brasil Terada

Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

Brasília, Março de 2015

Este trabalho tem por objetivo desenvolver um procedimento para o controle de campos elétricos em vários pontos no espaço com um conjunto de antenas tridimensionais. Inicialmente foram usadas antenas dipolos ideais, e posteriormente, antenas cornetas piramidais para demonstrar que antenas reais podem ser implementadas para este objetivo. É demonstrado que a nova metodologia de controle de campos pode ser usada para a transmissão de informação em sinais digitais, bem como a multiplexação por divisão espacial, minimizando a interferência por posição espacial dos pontos de observações ou recepções. As interferências podem ter uma maior redução se forem usadas também polarizações 3D ortogonais entre usuários próximos. Dessa forma, pode-se aumentar a quantidade de usuários numa dada região com os mesmos recursos de tempo e frequência. É demonstrado que regiões são formadas onde a interferência entre os usuários é pequena. Visto que na literatura são encontradas aplicações para campos nós toroidais, é mostrado que o controle de campos gerados pelo conjunto de antenas tridimensionais podem ter outras aplicações: a geração de polarizações e linhas de campos nós toroidais. São discutidas duas

formas de geração de polarizações nós torodais: a metodologia de controle de campos e a outra mais direta pela geração de campos com múltiplas frequências de uma fundamental, sendo esta adotada para obter os resultados. Por fim, para a geração de linhas de campos nós toroidais, é apresentada a forma de geração pelo uso da metodologia de controle campos. A originalidade e importância deste trabalho consistem no desenvolvimento e introdução de métodos de síntese de antenas para o controle de campos e polarizações, incluindo as propostas tridimensionais e sua possível ortogonalização. Em especial, a importância desta tese é elucidada na aplicação dos novos resultados em Telecomunicações sem fio, em um cenário de transmissão de informação com modulação ASK e multiplexação SDMA, bem como na geração de linhas de campos nós toroidais, os quais podem ser encontrados na natureza ao redor de planetas, estrelas, em confinamento de plasma e em dispositivos de ressonância magnética nuclear.

ABSTRACT

SYNTHESIS OF ANTENNAS FOR FIELD AND POLARIZATION CONTROL

Author: Leandro de Paula Santos Pereira

Supervisor: Marco Antônio Brasil Terada

Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

Brasília, Março de 2015

This work aims to develop a procedure for electric fields control in infinite points in space with an array of three-dimensional antennas. Initially, ideal dipole antennas were used, and thereafter pyramidal horn antennas were used to demonstrate that real antennas can be implemented for this purpose. It is shown that the new method of fields control can be used for the transmission of information into digital signals as well as spatial division multiplexing, minimizing interference by spatial position of the observations or receptions points. Interference may have a greater reduction if 3D orthogonal polarizations are also used between nearby users. Thus, the number of users in a given region can be increased with the same frequency and time resources. It is demonstrated that regions are formed where the interference between users is small. Since in the literature are found applications for torus-knotted fields, it is shown that the fields control generated by the array of three-dimensional antennas may have other applications: the generation of torus-knotted polarization and field line. Two ways of generating torus-knotted polarization are discussed: the method of field control and other more direct by the generation of multiple frequency fields in respect of a fundamental, being this adopted to obtain the results. Finally, the

method of field control is used to show a way to generate torus-knotted field lines. The originality and importance of this work are the development and introduction of methods for synthesis of antennas for the field controls and polarizations, including three-dimensional proposals and their orthogonalization possibility. In particular, the importance of this thesis is elucidated in applications of wireless telecommunications, in a scenario of transmission of information with ASK modulation and SDMA multiplexing, as well as the generation of toroidal field lines, which can be found in nature around planets, stars, in plasmas confinement and nuclear magnetic resonance devices.

ÍNDICE

1.	INTRODUÇÃO	1
1.1.	OBJETIVOS.....	2
1.2.	ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO	3
2.	CONTROLE DE CAMPOS TRIDIMENSIONAIS NO ESPAÇO USANDO ANTENAS DIPOLOS IDEAIS	5
2.1.	ANTENAS DIPOLOS IDEAIS	6
2.2.	METODOLOGIA DE CONTROLE DE CAMPOS ELÉTRICOS PELA DECOMPOSIÇÃO DAS COMPONENTES VETORIAIS.....	7
2.3.	CONTROLE DE CAMPOS ELÉTRICOS EM DOIS PONTOS DO ESPAÇO	16
3.	TRANSMISSÃO DE SINAIS DIGITAIS USANDO A METODOLOGIA DE CONTROLE DE CAMPOS	20
3.1.	TRANSMISSÃO DE SINAIS DIGITAIS ASK.....	20
3.2.	DEGRADAÇÕES DOS CAMPOS GERADOS PELO CONJUNTO DE ANTENAS COM A VARIAÇÃO DAS DISTÂNCIAS DOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES	33
3.2.1.	Degradações para pontos de observações fixos no espaço	33
3.2.2.	Degradações dos campos para diversos pontos no espaço	40
4.	CAMPOS ELÉTRICOS NÓS TOROIDAIS	46
4.1.	TEORIA DE CAMPOS ELÉTRICOS NÓS TOROIDAIS	46
4.2.	POLARIZAÇÕES NÓS TOROIDAIS.....	50
4.3.	LINHAS DE CAMPOS NÓS TOROIDAIS	54

5.	CONTROLE DE CAMPOS ELÉTRICOS UTILIZANDO ANTENAS CORNETAS PIRAMIDAIIS	57
5.1.	ANTENAS CORNETAS PIRAMIDAIIS	57
5.2.	METODOLOGIA DE CONTROLE DE CAMPOS COM CORNETAS PIRAMIDAIIS MEDIANTE DECOMPOSIÇÃO VETORIAL.....	60
5.3.	CONTROLE DE CAMPOS ELÉTRICOS EM DOIS PONTOS DO ESPAÇO	67
6.	CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....	74
6.1.	SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	75
7.	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	77

ÍNDICE DE TABELAS

Tabela	Página
TABELA 3.1 – RESULTADOS DAS CORRENTES DE ALIMENTAÇÃO DAS ANTENAS PARA A TRANSMISSÃO DE SINAIS DIGITAIS ASK, NA CONFIGURAÇÃO DA FIGURA 3.1, E FREQUÊNCIA IGUAL A 100 MHz, OBTENDO ISOLAÇÃO ENTRE OS DOIS PONTOS DE OBSERVAÇÃO.....	23
TABELA 3.2 – ERROS DE AMPLITUDE DE CAMPO ELÉTRICO MÉDIO OBTIDOS PARA OS PONTOS O_{1N} E O_{2N} DAS FIGURAS 3.10 A 3.17 EM RELAÇÃO AOS PONTOS O_1 E O_2 DAS FIGURAS 3.2 A 3.9 RESPECTIVAMENTE.....	39

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura	Página
FIG. 2.1 – ANTENA DIPOLO IDEAL.....	6
FIG. 2.2 – VETORES E ÂNGULO REPRESENTATIVOS DAS EQUAÇÕES (2-9) A (2-12) E (2-13) RESPECTIVAMENTE.....	9
FIG. 2.3 – CONJUNTO DE SEIS ANTENAS DIPOLOS IDEAIS TRABALHANDO SIMULTANEAMENTE PARA O CONTROLE DO CAMPO ELÉTRICO DE DOIS PONTOS. AS ANTENAS 1, 2, 3 ESTÃO EQUIDISTANTES DE UM COMPRIMENTO DE ONDA DO PONTO DE OBSERVAÇÃO O_1 , ENQUANTO AS RESTANTES ESTÃO EQUIDISTANTES DE UM COMPRIMENTO DE ONDA DO PONTO DE OBSERVAÇÃO O_2	16
FIG. 2.4 – CAMPO ELÉTRICO INSTANTÂNEO RESULTANTE NO PONTO DE OBSERVAÇÃO O_1 , DADO EM V/m , GERANDO UMA POLARIZAÇÃO CIRCULAR NO PLANO XY	18
FIG. 2.5 – CAMPO ELÉTRICO INSTANTÂNEO RESULTANTE NO PONTO DE OBSERVAÇÃO O_2 , DADO EM V/m , GERANDO UMA POLARIZAÇÃO LINEAR NO EIXO Z	18
FIG. 3.1 – CONJUNTO DE SEIS ANTENAS DIPOLOS IDEAIS TRABALHANDO SIMULTANEAMENTE PARA O CONTROLE DO CAMPO ELÉTRICO DE DOIS PONTOS, LOCALIZADOS NO EIXO Y A UMA DISTÂNCIA D_0 DA ORIGEM. AS ANTENAS 1, 2, 3 ESTÃO EQUIDISTANTES DE UMA DISTÂNCIA D_A DO PONTO DE OBSERVAÇÃO O_1 , ASSIM COMO AS ANTENAS 4, 5 E 6 QUE ESTÃO EQUIDISTANTES DE UMA DISTÂNCIA D_A DO PONTO DE OBSERVAÇÃO O_2	20
FIG. 3.2 – CAMPOS ELÉTRICOS INSTANTÂNEOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES O_1 (À ESQUERDA) E O_2 (À DIREITA), DADOS EM V/m , QUANDO OS SINAIS DESEJADOS SÃO NULOS EM O_1 E BIT 0 EM O_2 , E COM ALIMENTAÇÃO DAS ANTENAS CONFORME TABELA 3.1.	24
FIG. 3.3 – CAMPOS ELÉTRICOS INSTANTÂNEOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES O_1 (À ESQUERDA) E O_2 (À DIREITA), DADOS EM V/m , QUANDO OS SINAIS DESEJADOS SÃO NULOS EM O_1 E BIT 1 EM O_2 , E COM ALIMENTAÇÃO DAS ANTENAS CONFORME TABELA 3.1.	24

FIG. 3.4 – CAMPOS ELÉTRICOS INSTANTÂNEOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES O_1 (À ESQUERDA) E O_2 (À DIREITA), DADOS EM V/M, QUANDO OS SINAIS DESEJADOS SÃO BIT 0 EM O_1 E NULO EM O_2 , E COM ALIMENTAÇÃO DAS ANTENAS CONFORME TABELA 3.1.....	25
FIG. 3.5 – CAMPOS ELÉTRICOS INSTANTÂNEOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES O_1 (À ESQUERDA) E O_2 (À DIREITA), DADOS EM V/M, QUANDO OS SINAIS DESEJADOS SÃO BIT 1 EM O_1 E NULO EM O_2 , E COM ALIMENTAÇÃO DAS ANTENAS CONFORME TABELA 3.1.....	25
FIG. 3.6 – CAMPOS ELÉTRICOS INSTANTÂNEOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES O_1 (À ESQUERDA) E O_2 (À DIREITA), DADOS EM V/M, QUANDO OS SINAIS DESEJADOS SÃO BIT 0 EM O_1 E O_2 , E COM ALIMENTAÇÃO DAS ANTENAS CONFORME TABELA 3.1.....	26
FIG. 3.7 – CAMPOS ELÉTRICOS INSTANTÂNEOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES O_1 E O_2 , DADO EM V/M, QUANDO OS SINAIS DESEJADOS SÃO BIT 0 EM O_1 E BIT 1 EM O_2 , E COM ALIMENTAÇÃO DAS ANTENAS CONFORME TABELA 3.1.....	26
FIG. 3.8 – CAMPOS ELÉTRICOS INSTANTÂNEOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES O_1 E O_2 , DADO EM V/M, QUANDO OS SINAIS DESEJADOS SÃO BIT 1 EM O_1 E BIT 0 EM O_2 , E COM ALIMENTAÇÃO DAS ANTENAS CONFORME TABELA 3.1.....	27
FIG. 3.9 – CAMPOS ELÉTRICOS INSTANTÂNEOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES O_1 E O_2 , DADO EM V/M, QUANDO O SINAL DESEJADO É BIT 1 EM O_1 E BIT 1 EM O_2 , E COM ALIMENTAÇÃO DAS ANTENAS CONFORME TABELA 3.1.....	27
FIG. 3.10 – CAMPOS ELÉTRICOS INSTANTÂNEOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES O_{1N} (À ESQUERDA) E O_{2N} (À DIREITA), DADOS EM V/M, QUANDO OS SINAIS DESEJADOS SÃO NULOS EM O_1 E BIT 0 EM O_2	34
FIG. 3.11 – CAMPOS ELÉTRICOS INSTANTÂNEOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES O_{1N} (À ESQUERDA) E O_{2N} (À DIREITA), DADOS EM V/M, QUANDO OS SINAIS DESEJADOS SÃO NULOS EM O_1 E BIT 1 EM O_2	34
FIG. 3.12 – CAMPOS ELÉTRICOS INSTANTÂNEOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES O_{1N} (À ESQUERDA) E O_{2N} (À DIREITA), DADOS EM V/M, QUANDO OS SINAIS DESEJADOS SÃO BIT 0 EM O_1 E NULO EM O_2	35

FIG. 3.13 – CAMPOS ELÉTRICOS INSTANTÂNEOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES O_{1N} (À ESQUERDA) E O_{2N} (À DIREITA), DADOS EM V/M, QUANDO OS SINAIS DESEJADOS SÃO BIT 1 EM O_1 E NULO EM O_2	35
FIG. 3.14 – CAMPOS ELÉTRICOS INSTANTÂNEOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES O_{1N} (À ESQUERDA) E O_{2N} (À DIREITA), DADOS EM V/M, QUANDO OS SINAIS DESEJADOS SÃO BIT 0 EM O_1 E O_2	36
FIG. 3.15 – CAMPOS ELÉTRICOS INSTANTÂNEOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES O_{1N} E O_{2N} , DADO EM V/M, QUANDO OS SINAIS DESEJADOS SÃO BIT 0 EM O_1 E BIT 1 EM O_2 .	36
FIG. 3.16 – CAMPOS ELÉTRICOS INSTANTÂNEOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES O_{1N} E O_{2N} , DADO EM V/M, QUANDO OS SINAIS DESEJADOS SÃO BIT 1 EM O_1 E BIT 0 EM O_2 .	37
FIG. 3.17 – CAMPOS ELÉTRICOS INSTANTÂNEOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES O_{1N} E O_{2N} , DADO EM V/M, QUANDO O SINAL DESEJADO É BIT 1 EM O_1 E BIT 1 EM O_2	37
FIG. 3.18 – AMPLITUDES MÉDIAS TEMPORAIS DOS CAMPOS ELÉTRICOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES ENTRE O_1 E O_2 , DADO EM V/M, QUANDO O SINAL DESEJADO É BIT 1 EM O_1 E BIT 0 EM O_2	41
FIG. 3.19 – AMPLITUDES MÉDIAS TEMPORAIS DOS CAMPOS ELÉTRICOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES ENTRE O_1 E -90° , DADO EM V/M, QUANDO O SINAL DESEJADO É BIT 1 EM O_1 E BIT 0 EM O_2	41
FIG. 3.20 – AMPLITUDES MÉDIAS TEMPORAIS DOS CAMPOS ELÉTRICOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES ENTRE 90° E O_2 , DADO EM V/M, QUANDO O SINAL DESEJADO É BIT 1 EM O_1 E BIT 0 EM O_2	42
FIG. 3.21 – AMPLITUDES MÉDIAS TEMPORAIS DOS CAMPOS ELÉTRICOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES ENTRE O_1 E O_2 , DADO EM V/M, QUANDO O SINAL DESEJADO É BIT 1 EM O_1 E BIT 0 EM O_2 . PARA A GERAÇÃO DA CURVA, FORAM UTILIZADOS 9.998 PONTOS, INCLUINDO A ORIGEM E OS PONTOS O_1 E O_2	43
FIG. 3.22 – AMPLITUDES MÉDIAS TEMPORAIS DOS CAMPOS ELÉTRICOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES ENTRE O_1 E -90° , DADO EM V/M, QUANDO O SINAL DESEJADO É	

BIT 1 EM O_1 E BIT 0 EM O_2	43
FIG. 3.23 – AMPLITUDES MÉDIAS TEMPORAIS DOS CAMPOS ELÉTRICOS RESULTANTES NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES ENTRE 900λ E O_2 , DADO EM V/M, QUANDO O SINAL DESEJADO É BIT 1 EM O_1 E BIT 0 EM O_2	44
FIG. 3.24 – AMPLITUDES MÉDIAS TEMPORAIS DOS CAMPOS ELÉTRICOS RESULTANTES, DADO EM V/M, NOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES INICIANDO EM O_1 E AFASTANDO 100λ NAS DIREÇÕES Y, -X E -Z, QUANDO O SINAL DESEJADO É BIT 1 EM O_1 E NULO EM O_2 . FORAM UTILIZANDO 1.000 PONTOS PARA A GERAÇÃO DE CADA CURVA.....	45
FIG. 4.1 – REPRESENTAÇÃO DE UM TORÓIDE CENTRALIZADO NO EIXO Z, GERADO PELA ROTAÇÃO DE CÍRCULO DE RAIO A EM TORNO DE UM EIXO DE RAIO D.	46
FIG. 4.2 – NÓ TRIVIAL (1,2) REPRESENTADO NO PLANO XY, USANDO $A = 5$ E $D = 10$ NA EQUAÇÃO (4-2).....	47
FIG. 4.3 – NÓ TRIVIAL (3,1) REPRESENTADO NO PLANO XY, USANDO $A = 5$ E $D = 10$ NA EQUAÇÃO (4-2).....	48
FIG. 4.4 – NÓ TRIFÓLIO (3,2) REPRESENTADO NO PLANO XY, USANDO $A = 5$ E $D = 10$ NA EQUAÇÃO (4-2).....	49
FIG. 4.5 – POLARIZAÇÃO NÓ TOROIDAL (5,3) REPRESENTADO NO PLANO XY, GERADA POR UM CONJUNTO DE TRÊS ANTENAS DIPOLOS IDEAIS.....	53
FIG. 4.6 – POLARIZAÇÃO NÓ TOROIDAL (5,3) REPRESENTADO NO ESPAÇO TRIDIMENSIONAL, GERADA POR UM CONJUNTO DE TRÊS ANTENAS DIPOLOS IDEAIS.....	54
FIG. 5.1 – ANTENA CORNETA PIRAMIDAL ORIENTADA NO EIXO Z.....	58
FIG. 5.2 – ANTENA CORNETA PIRAMIDAL LOCALIZADO NO PONTO P_1 PARA O CONTROLE DE CAMPO ELÉTRICO NO PONTO O_1	61
FIG. 5.3 – CONJUNTO DE SEIS ANTENAS CORNETAS PIRAMIDAIAS TRABALHANDO SIMULTANEAMENTE PARA O CONTROLE DO CAMPO ELÉTRICO DE DOIS PONTOS. AS ANTENAS 1, 2, 3 ESTÃO EQUIDISTANTES DE UMA DISTÂNCIA D_A DO PONTO DE OBSERVAÇÃO	

O_1 , ASSIM COMO AS ANTENAS 4, 5 E 6 QUE ESTÃO EQUIDISTANTES DE UMA DISTÂNCIA D_A
DO PONTO DE OBSERVAÇÃO O_2 70

FIG. 5.4 – CAMPO ELÉTRICO INSTANTÂNEO RESULTANTE NO PONTO DE OBSERVAÇÃO O_1 , DADO
EM V/m , GERANDO UMA POLARIZAÇÃO CIRCULAR NO PLANO XY 72

FIG. 5.5 – CAMPO ELÉTRICO INSTANTÂNEO RESULTANTE NO PONTO DE OBSERVAÇÃO O_2 , DADO
EM V/m , GERANDO UMA POLARIZAÇÃO LINEAR NO EIXO Z 72

ACRÔNIMOS

MIMO – Multiple-Input Multiple-Output

SISO – Single-Input Single-Output

LTE – Long Term Evolution

SDMA – Space-Division Multiple Access

ASK – Amplitude-shift Keying

1. INTRODUÇÃO

Conjuntos de antenas têm sido largamente utilizados, pois eles oferecem inúmeras vantagens em relação aos sistemas de entrada e saída única – SISO. Em sistemas de múltiplas entradas e saídas – MIMO – várias antenas são usadas para diferentes propósitos: modelamento do diagrama de radiação, diversidade e multiplexação espacial [1].

Uma tecnologia mais recente, *Massive MIMO*, tem como vantagens o aumento da capacidade do canal por multiplexação espacial, mediante a concentração de energia numa região extremamente pequena. Ela tem como característica a utilização de algumas centenas de antenas simultaneamente servindo muitas dezenas de terminais, como o mesmo recurso de frequência e tempo. Recentemente, ela tem sido usada em tecnologias como LTE [2,3].

Assim, o estudo de conjunto de antenas é importante para as aplicações das tecnologias atuais e também para o desenvolvimento de novas tecnologias.

Na dissertação de Mestrado [4], foi investigada a utilização de conjuntos de antenas tridimensionais formando um volume tais como encontrados em [5,6] para a geração de polarizações tridimensionais, incluindo as ortogonais. Esse trabalho continuou naturalmente no Doutorado com a extensão do controle de campos para nós toroidais e aplicações SDMA.

Em [4], foram apresentados os conceitos de polarizações tridimensionais, que é a alteração determinística e periódica do vetor intensidade de campo elétrico em qualquer direção do espaço tridimensional. Mostrou-se que a polarização tridimensional é formada por várias polarizações convencionais (linear, circular ou elíptica) situadas em planos distintos.

A geração das polarizações tridimensionais pode ser feita mediante antenas ideais e reais, e depende principalmente da variação dos parâmetros de entrada da antena. Para antenas dipolos ideais, as entradas são as correntes elétricas, enquanto para antenas cornetas piramidais, o campo elétrico na abertura é o parâmetro de entrada [7].

Mostrou-se que qualquer variação de amplitude ou fase da alimentação provoca uma mudança de plano da polarização. Como essas variações são controladas e podem ocorrer a qualquer instante, qualquer figura formada pela polarização tridimensional pode ser obtida.

Como exemplo foi gerada a polarização esférica num ponto dentro do conjunto de antenas, e foi provado que, à medida que esse ponto se afasta do conjunto, haverá degradação da esfera. Se o ponto ficar fora do conjunto e afastado das antenas, a polarização tridimensional se torna uma polarização bidimensional.

Além disso, foi visto que uma das aplicações das polarizações tridimensionais é o controle das polarizações ortogonais. Com isso, é possível aumentar a capacidade do *link* ou aplicar em diversidade. Para a primeira situação, com duas polarizações ortogonais, a capacidade é aumentada por um fator de 2, em que dois sinais distintos são transmitidos por canais polarizados ortogonalmente na mesma frequência. Para diversidade, o mesmo sinal é transmitido por canais polarizados ortogonalmente e o canal com menos desvanecimento é usado [8].

Com o controle das polarizações mediante a teoria de polarizações tridimensionais, é possível obter simultaneamente até 3 polarizações ortogonais, sejam elas linear, circular ou elíptica.

Dessa forma, este trabalho é uma continuação do trabalho anterior, por utilizar o mesmo conjunto de antenas tridimensionais e os conceitos descritos em [4]. Como será visto posteriormente, mediante o controle de campos elétricos, é possível também aumentar a capacidade do canal, obtendo multiplexação por divisão espacial por uma nova técnica. Ainda, com o controle das polarizações ortogonais intercaladas a essa técnica, é possível reduzir a interferência entre usuários próximos, aumentando portanto a razão sinal-ruído (S/R).

1.1. OBJETIVOS

Este trabalho tem por objetivo desenvolver uma metodologia para controle de campos elétricos utilizando conjuntos de antenas tridimensionais. Foram usadas antenas dipolos ideais, mostrando o controle dos campos elétricos gerados, bem como as

polarizações. Adicionalmente, foram usadas antenas cornetas piramidais para o controle de campos, a fim de demonstrar que antenas reais também podem ser implementadas para esta finalidade. Com o intuito de otimizar os ganhos das antenas e obter resultados mais estáveis, a técnica de projetos desenvolvida em [7] foi utilizada.

Com a técnica de multiplexação por divisão espacial desenvolvida, é possível aumentar a quantidade de usuários numa dada região utilizando os mesmos recursos de frequência e tempo, com o mínimo de interferência possível entre os usuários. Essa interferência será mais reduzida se forem utilizadas simultaneamente polarizações ortogonais, intercaladas entre os usuários. É utilizada uma nova abordagem, em contraste com os sistemas atuais e descritos na literatura.

Além disso, é discutido o conceito de campos elétricos nós toroidais, cujas configurações são importantes em aplicações de confinamento de plasma, e armadilha de partículas para gases atômicos frios [9]. Com o uso de conjunto de antenas volumétrico, é possível gerar polarizações e linhas de campos nós toroidais.

A originalidade e importância desta tese baseia-se no desenvolvimento e introdução de técnicas de síntese de antenas para o controle de campos e polarizações eletromagnéticas, incluindo as propostas tridimensionais e sua possível ortogonalização. A importância deste trabalho é apresentada principalmente na aplicação dos novos resultados em Telecomunicações sem fio, em um cenário de transmissão de informação com modulação ASK e multiplexação SDMA, além da geração de linhas de campos nós toroidais, os quais podem ser encontrados na natureza ao redor de planetas, estrelas, em confinamento de plasma e em dispositivos de ressonância magnética nuclear.

1.2. ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO

Inicialmente, no capítulo 2, é apresentada a metodologia de controle de campos elétricos utilizando conjunto de antenas dipolos ideais formando um volume. Na seção 2.1, é feita uma introdução dos campos elétricos gerados com antenas dipolos ideais. Na seção 2.2, é detalhada a metodologia desenvolvida. Na seção 2.3, é apresentado o controle de campos em dois pontos no espaço.

No capítulo 3, é apresentada uma aplicação do controle de campos, que é a utilização da metodologia para transmissão de sinais digitais e obtenção da multiplexação por divisão espacial. Na seção 3.1, é apresentada a transmissão de sinais digitais ASK com antenas dipolos ideais. Na seção 3.2, é apresentada a degradação dos campos à medida que os usuários afastam do ponto onde o campo está sendo controlado.

No capítulo 4, é apresentada a geração de campos nós toroidais, que é uma outra aplicação para o controle de campos. Na seção 4.1, os campos nós toroidais são estudados mediante abordagem simplificada. Na seção 4.2, é apresentada a metodologia para a geração de polarizações nós torodais. Já na seção 4.3, é apresentada a metodologia para a geração de linhas de campos nós toroidais.

No capítulo 5, é apresentada a metodologia de controle de campos utilizando um conjunto volumétrico de antenas cornetas piramidais. Na seção 5.1, é feita uma introdução dos campos elétricos gerados com antenas cornetas piramidais. Na seção 5.2, é detalhada a metodologia desenvolvida. Na seção 5.3, é realizado o controle de campos em dois pontos no espaço utilizando a metodologia da seção 5.2 simultaneamente com o método de projeto de otimização do ganho da antena.

Por fim, no capítulo 6, são apresentadas as conclusões do trabalho, bem como sugestões para trabalhos futuros.

2. CONTROLE DE CAMPOS TRIDIMENSIONAIS NO ESPAÇO USANDO ANTENAS DIPOLOS IDEAIS

O campo elétrico instantâneo num ponto do espaço é definido pela sua intensidade e direção. Para antenas, o diagrama de radiação, ganho, polarização e outras características são determinadas pelo campo elétrico radiado e, por isso, este assume uma atribuição relevante. Em campos distantes, o campo elétrico e magnéticos estão relacionados pela impedância intrínseca do meio.

Neste capítulo, serão apresentados conjuntos de antenas formando um volume para controle do campo elétrico em vários pontos do espaço simultaneamente. Com o controle dos valores de amplitudes, fases e direções desejados dos campos em n pontos do espaço, é possível reduzir as interferências dos sinais recebidos, ou seja, haverá uma maior isolamento desses n pontos, caso antenas receptoras fossem posicionadas nos locais de controle.

A metodologia de projeto tem como base a utilização de uma frequência de propagação única. Assim, se a transmissão dos sinais ocorresse em uma frequência fixa única, as interferências seriam idealmente nulas, ao desprezar acoplamentos mútuos pelo posicionamento das antenas transmissoras e receptoras distantes uma das outras. O acoplamento mútuo é desprezível caso as distâncias entre todas as antenas transmissoras e as antenas receptoras sejam mantidas numa distância maior ou igual à exigida para campos distantes [10].

Se a transmissão ocorrer para sinais de banda estreita, essa isolamento ainda é mantida. No entanto, ao utilizar sinais de banda larga, de tal modo que o sinal de banda passante possua componentes espectrais relevantes muito distantes da frequência de projeto, o campo elétrico resultante será mais divergente do campo elétrico desejado. Por outro lado, à medida que os componentes espectrais dos sinais estão próximos da frequência de projeto, o campo elétrico se torna próximo do desejado.

Com essa metodologia de projeto que será apresentada, é possível aumentar a capacidade do número de usuários utilizando a mesma faixa de frequência, característica do SDMA.

Inicialmente, serão utilizadas antenas dipolos ideais para demonstrar a possibilidade de controle dos campos em infinitos pontos do espaço. Após isso, será mostrado o comportamento dos campos fora dos pontos de controle. Para ilustrar como a isolação entre os sinais ocorreria, será mostrado uma transmissão de uma sequência de bits em dois pontos de observações, e a isolação proporcionada.

2.1. ANTENAS DIPOLOS IDEAIS

Para uma fonte de excitação senoidal, a antena produzirá uma onda de campo elétrico senoidal em regime permanente:

$$\mathfrak{E}_u(v, t) = \mathcal{E}_u(v, t) \mathbf{a}_u, \quad (2-1)$$

$$\mathcal{E}_u(v, t) = E_u \cos(\omega t - kv + \phi_u) = \text{Re}\{E_u e^{j(\omega t - kv + \phi_u)}\}, \quad (2-2)$$

em que v é a posição do ponto no espaço \mathbb{R}^3 , \mathbf{a}_u é a direção do vetor campo elétrico, E_u é a amplitude máxima da componente na direção \mathbf{a}_u , k é a constante de propagação complexa da onda e ϕ_u é a componente da fase.

A figura 2.1 apresenta uma antena dipolo ideal orientada no eixo z.

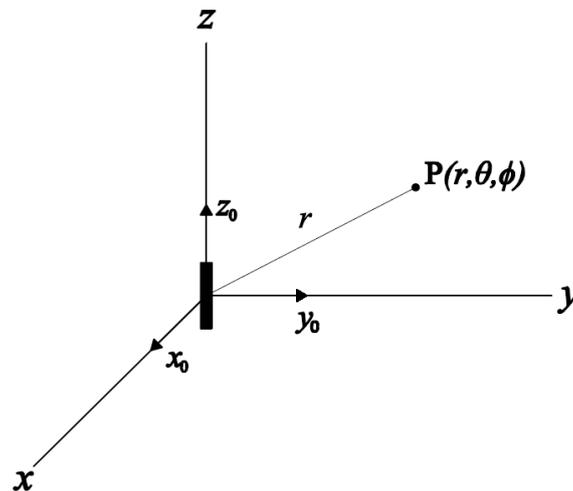


Fig. 2.1 – Antena dipolo ideal.

A antena dipolo ideal produz um campo na forma fasorial conforme as equações (2-3) a (2-5) [11].

$$\mathbf{E}(r, \theta) = E_r \mathbf{a}_r + E_\theta \mathbf{a}_\theta, \quad (2-3)$$

com

$$E_r = \frac{Ih}{4\pi} e^{-jkr} \left(\frac{2\eta}{r^2} + \frac{2}{j\omega\epsilon r^3} \right) \cos \theta, \quad (2-4)$$

$$E_\theta = \frac{Ih}{4\pi} e^{-jkr} \left(\frac{j\omega\mu}{r} + \frac{\eta}{r^2} + \frac{1}{j\omega\epsilon r^3} \right) \sin \theta, \quad (2-5)$$

em que I é o fasor de corrente na forma $I = I_p e^{j\psi}$, $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ e $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$.

Assim, é verificado que o campo elétrico produzido por uma antena pode ser controlado pela amplitude e fase da fonte de excitação, no caso a corrente elétrica.

Para a geração de polarizações tridimensionais, foi demonstrado que são necessárias no mínimo duas antenas para pontos em campos próximos e três antenas para pontos em campos distantes [4,12]. No entanto, como será demonstrado, para o controle total da amplitude e direção do campo elétrico num ponto, devem ser utilizadas três antenas.

2.2. METODOLOGIA DE CONTROLE DE CAMPOS ELÉTRICOS PELA DECOMPOSIÇÃO DAS COMPONENTES VETORIAIS

Esta seção define a metodologia de controle de campos elétricos para conjunto de antenas dipolos ideais. Quando são usadas m antenas para o controle de n pontos no espaço, os campos elétricos individuais gerados por cada antena devem ser somados para obter o campo resultante. O método mais direto para isso é decompor as componentes esféricas das direção \mathbf{a}_r e \mathbf{a}_θ nas coordenadas cartesianas \mathbf{a}_x , \mathbf{a}_y e \mathbf{a}_z , pois as direções destas coordenadas não mudam com a localização e a variação do ponto de observação.

Utilizando (2-4) e (2-5), o campo elétrico resultante num ponto qualquer pode ser reescrito como:

$$\mathbf{E} = E_r \mathbf{a}_r + E_\theta \mathbf{a}_\theta = E_x \mathbf{a}_x + E_y \mathbf{a}_y + E_z \mathbf{a}_z, \quad (2-6)$$

com

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_x &= E_x \mathbf{a}_x = (E_r a_{rx} + E_\theta a_{\theta x}) \mathbf{a}_x \\ \mathbf{E}_y &= E_y \mathbf{a}_y = (E_r a_{ry} + E_\theta a_{\theta y}) \mathbf{a}_y, \\ \mathbf{E}_z &= E_z \mathbf{a}_z = (E_r a_{rz} + E_\theta a_{\theta z}) \mathbf{a}_z \end{aligned} \quad (2-7)$$

em que a_{rx} , a_{ry} e a_{rz} representam respectivamente a decomposição das componentes do vetor unitário \mathbf{a}_r nas direções \mathbf{a}_x , \mathbf{a}_y e \mathbf{a}_z . Igualmente, $a_{\theta x}$, $a_{\theta y}$ e $a_{\theta z}$ representam respectivamente a decomposição das componentes do vetor unitário \mathbf{a}_θ nas direções \mathbf{a}_x , \mathbf{a}_y e \mathbf{a}_z . A equação (2-8) apresenta essa decomposição:

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_r &= a_{rx} \mathbf{a}_x + a_{ry} \mathbf{a}_y + a_{rz} \mathbf{a}_z \\ \mathbf{a}_\theta &= a_{\theta x} \mathbf{a}_x + a_{\theta y} \mathbf{a}_y + a_{\theta z} \mathbf{a}_z \end{aligned} \quad (2-8)$$

Os valores obtidos por (2-8) dependem da posição e do sentido da antena, bem como do ponto de observação ou de controle do campo elétrico. Em [4,12], as polarizações tridimensionais geradas consideravam as antenas com sentidos fixos e alinhados com o ponto de observação, com o intuito de simplificar as equações. Neste trabalho, diferentemente, as antenas podem assumir qualquer sentido, e o controle do campo elétrico pode ser obtido teoricamente em infinitos pontos simultaneamente. Da mesma maneira, o conjunto de antenas usado em [5,6] para o controle do campo elétrico permite que as antenas possam girar, mudando, portanto o sentido de orientação. Isso garante uma maior liberdade no projeto de antenas.

Considerando uma antena localizada no ponto P_1 , e um ponto de observação em O_1 , tem-se, em coordenadas cartesianas:

$$\mathbf{P}_1 = x_1 \mathbf{a}_x + y_1 \mathbf{a}_y + z_1 \mathbf{a}_z = (x_1 \quad y_1 \quad z_1)^T, \quad (2-9)$$

$$\mathbf{S}_1 = x_{s1} \mathbf{a}_x + y_{s1} \mathbf{a}_y + z_{s1} \mathbf{a}_z = (x_{s1} \quad y_{s1} \quad z_{s1})^T, \quad (2-10)$$

$$\mathbf{O}_1 = x_{o1} \mathbf{a}_x + y_{o1} \mathbf{a}_y + z_{o1} \mathbf{a}_z = (x_{o1} \quad y_{o1} \quad z_{o1})^T, \quad (2-11)$$

em que \mathbf{P}_1 representa o vetor posição da antena 1, \mathbf{S}_1 o vetor sentido da antena 1, e \mathbf{O}_1 o vetor posição do ponto de observação 1. O sobrescrito T nas equações foi usado para simplificação, e indica a transposta do vetor linha. Todos esses vetores estão referenciados à origem do sistema cartesiano. Os vetores \mathbf{P}_1 e \mathbf{O}_1 partem da origem e vão até os pontos especificados, sendo que as distâncias representam os módulos. \mathbf{S}_1 parte do ponto \mathbf{P}_1 e é definido aqui como um vetor unitário, sendo seu módulo igual a 1. O vetor distância \mathbf{D}_{11} entre o ponto \mathbf{O}_1 e \mathbf{P}_1 é definido como:

$$\mathbf{D}_{11} = \mathbf{O}_1 - \mathbf{P}_1. \quad (2-12)$$

O ângulo formado entre o vetor \mathbf{S}_1 e \mathbf{D}_{11} é dado por

$$\theta_{11} = \cos^{-1} \left(\frac{\mathbf{D}_{11} \cdot \mathbf{S}_1}{|\mathbf{D}_{11}|} \right). \quad (2-13)$$

A figura 2.2 mostra esses vetores:

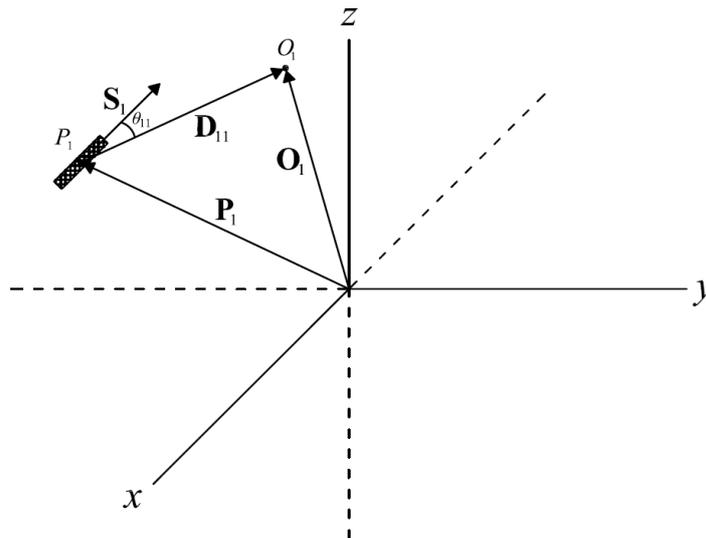


Fig. 2.2 – Vetores e ângulo representativos das equações (2-9) a (2-12) e (2-13) respectivamente.

O vetor sentido \mathbf{S}_1 de uma antena dipolo ideal poderia ser a direção oposta da definida na figura 2.2. Ao dividir o espaço em dois semi-espacos limitados por um plano comum no centro do filamento da antena e perpendicular a ela, o diagrama de radiação de um semi-espaço é idêntico ao do outro. Portanto, é necessário assumir um

dos sentidos como sendo \mathbf{S}_1 . Já para a antena corneta piramidal, cujo diagrama de radiação é mais direcional, não há essa possibilidade para o sentido \mathbf{S}_1 .

Utilizando a mesma nomenclatura da figura 2.2, a equação (2-7) pode ser reescrita como

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_{x11} &= E_{x11}\mathbf{a}_x = (E_{r11}a_{rx11} + E_{\theta11}a_{\theta x11})\mathbf{a}_x \\ \mathbf{E}_{y11} &= E_{y11}\mathbf{a}_y = (E_{r11}a_{ry11} + E_{\theta11}a_{\theta y11})\mathbf{a}_y, \\ \mathbf{E}_{z11} &= E_{z11}\mathbf{a}_z = (E_{r11}a_{rz11} + E_{\theta11}a_{\theta z11})\mathbf{a}_z\end{aligned}\quad (2-14)$$

em que os subscritos $_{11}$ referem-se ao número do ponto de observação e ao número da antena, nesta ordem. Desta forma:

$$\begin{aligned}\mathbf{a}_{r11} &= a_{rx11}\mathbf{a}_x + a_{ry11}\mathbf{a}_y + a_{rz11}\mathbf{a}_z \\ \mathbf{a}_{\theta11} &= a_{\theta x11}\mathbf{a}_x + a_{\theta y11}\mathbf{a}_y + a_{\theta z11}\mathbf{a}_z\end{aligned}\quad (2-15)$$

O vetor distância \mathbf{D}_{11} têm a mesma direção que o vetor \mathbf{a}_{r11} . De forma geral, estabelecendo a variável u sendo igual a x , y ou z , é possível determinar a_{ru11} como:

$$a_{ru11} = \frac{D_{u11}}{|\mathbf{D}_{11}|}, \quad (2-16)$$

com $\mathbf{D}_{11} = (D_{x11} \ D_{y11} \ D_{z11})^T$. Os valores de a_{ru11} variam entre -1 e 1, porém o módulo de \mathbf{a}_{r11} vale 1. Com os valores de a_{rx11} , a_{ry11} e a_{rz11} , obtidos mediante (2-16), é possível determinar os valores de $a_{\theta x11}$, $a_{\theta y11}$ e $a_{\theta z11}$ como

$$a_{\theta u11} = \begin{cases} \frac{(\mathbf{S}_1 \times \mathbf{a}_{r11}) \times \mathbf{a}_{r11}}{|(\mathbf{S}_1 \times \mathbf{a}_{r11}) \times \mathbf{a}_{r11}|} \cdot \mathbf{a}_u & \text{se } |\mathbf{S}_1 \times \mathbf{a}_{r11}| \neq 0 \\ 0 & \text{se } |\mathbf{S}_1 \times \mathbf{a}_{r11}| = 0 \end{cases}, \quad (2-17)$$

sendo que \mathbf{a}_u representa os vetores unitários base do sistema cartesiano, com $\mathbf{a}_x = (1 \ 0 \ 0)^T$, $\mathbf{a}_y = (0 \ 1 \ 0)^T$ e $\mathbf{a}_z = (0 \ 0 \ 1)^T$. Quando o produto vetorial entre \mathbf{S}_1 e \mathbf{a}_{r11} vale zero, o valor de $a_{\theta u11}$ é assumido como zero, pois a primeira condição da equação (2-17) resultaria num valor indeterminado. Isso é explicado pelo fato de que, quando o sentido da antena dipolo ideal está alinhada com o vetor distância do ponto de

observação, ou seja, $\theta = 0^\circ$, em coordenadas esféricas, \mathbf{a}_θ poderia assumir qualquer direção. Uma vez que $\theta = 0^\circ$, a contribuição de $E_\theta = 0$ na equação (2-5) vale zero, devido ao termo $\text{sen}\theta$. Nessa situação, o vetor \mathbf{a}_θ não possui importância, e por isso foi assumido como valor zero na segunda condição da equação (2-7).

Utilizando a relação encontrada em [13], $(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{C} = (\mathbf{C} \cdot \mathbf{A}) \mathbf{B} - (\mathbf{C} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{A}$, a equação (2-7) pode ser reescrita como:

$$a_{\theta u11} = \begin{cases} \frac{(\mathbf{a}_{r11} \cdot \mathbf{S}_1) \mathbf{a}_{r11} - \mathbf{S}_1}{|(\mathbf{a}_{r11} \cdot \mathbf{S}_1) \mathbf{a}_{r11} - \mathbf{S}_1|} \cdot \mathbf{a}_u & \text{se } |\mathbf{S}_1 \times \mathbf{a}_{r11}| \neq 0 \\ 0 & \text{se } |\mathbf{S}_1 \times \mathbf{a}_{r11}| = 0 \end{cases} \quad (2-18)$$

Já que o vetor distância \mathbf{D}_{11} têm a mesma direção que o vetor \mathbf{a}_{r11} , é possível utilizar (2-13) em (2-18) para obter uma fórmula mais simplificada:

$$a_{\theta u11} = \begin{cases} \frac{(\cos \theta_{11}) \mathbf{a}_{r11} - \mathbf{S}_1}{|\cos(\theta_{11}) \mathbf{a}_{r11} - \mathbf{S}_1|} \cdot \mathbf{a}_u & \text{se } \theta_{11} \neq 0 \\ 0 & \text{se } \theta_{11} = 0 \end{cases} \quad (2-19)$$

Com os resultados de a_{rx11} , a_{ry11} , a_{rz11} , $a_{\theta x11}$, $a_{\theta y11}$ e $a_{\theta z11}$, volta-se à equação (2-14) para obter a intensidade de campo elétrico no ponto O_1 da figura 2.2. Novamente, usando a variável u como sendo x , y ou z , tem-se

$$\mathbf{E}_{u11} = E_{u11} \mathbf{a}_u = (E_{r11} a_{ru11} + E_{\theta11} a_{\theta u11}) \mathbf{a}_u \quad (2-20)$$

Usando (2-4) e (2-5) em (2-20), e adotando $r_{11} = |\mathbf{D}_{11}|$ tem-se:

$$\mathbf{E}_{u11} = \frac{I_{p1} h e^{j(-kr_{11} + \psi_1)}}{4\pi} \left\{ \cos \theta_{11} \left(\frac{2\eta}{r_{11}^2} - j \frac{2}{\omega \epsilon r_{11}^3} \right) a_{ru11} + \right. \\ \left. + \text{sen} \theta_{11} \left[\frac{\eta}{r_{11}^2} - j \left(\frac{\omega \mu}{r_{11}} + \frac{1}{\omega \epsilon r_{11}^3} \right) \right] a_{\theta u11} \right\} \mathbf{a}_u \quad (2-21)$$

em que a corrente da antena 1 é dada pela forma fasorial $I_1 = I_{p1} e^{j\psi_1}$.

Agrupando a parte real e imaginária do termo entre chaves de (2-21), chega-se a:

$$\mathbf{E}_{u11} = \frac{I_{p1} h e^{j(-kr_{11} + \psi_1)}}{4\pi} \left\{ \frac{\eta}{r_{11}^2} (2 \cos \theta_{11} a_{ru11} + \text{sen} \theta_{11} a_{\theta u11}) + \right. \\ \left. + j \left(\frac{-2 \cos \theta_{11} a_{ru11}}{\omega \varepsilon r_{11}^3} + \frac{\text{sen} \theta_{11} a_{\theta u11} \omega \mu}{r_{11}} - \frac{\text{sen} \theta_{11} a_{\theta u11}}{\omega \varepsilon r_{11}^3} \right) \right\} \mathbf{a}_u \quad (2-22)$$

Usando a relação $(\omega \varepsilon \eta)^2 = k^2$, tem-se:

$$\mathbf{E}_{u11} = \frac{I_{p1} h e^{j(-kr_{11} + \psi_1)}}{4\pi} \left\{ \frac{\eta}{r_{11}^2} (2 \cos \theta_{11} a_{ru11} + \text{sen} \theta_{11} a_{\theta u11}) + \right. \\ \left. + \frac{j}{\omega \varepsilon r_{11}^3} \left[-2 \cos \theta_{11} a_{ru11} + \text{sen} \theta_{11} a_{\theta u11} (k^2 r_{11}^2 - 1) \right] \right\} \mathbf{a}_u \quad (2-23)$$

Reescrevendo (2-23) como $\mathbf{E}_{u11} = (C_{u11} e^{j\varphi_{u11}})(I_{p1} e^{j\psi_1}) \mathbf{a}_u$, é possível isolar a contribuição da fonte de excitação da contribuição responsável pela posição e o sentido da antena. Assim, tem-se

$$C_{u11} = \frac{|\mathbf{E}_{u11}|}{I_{p1}}, \quad (2-24)$$

$$e^{j\varphi_{u11}} = \frac{e^{j\varphi_{Eu11}}}{e^{j\psi_1}}, \quad (2-25)$$

em que φ_{Eu11} corresponde ao argumento do campo elétrico \mathbf{E}_{u11} . O coeficiente C_{u11} tem como unidade Ω/m .

Desenvolvendo (2-24), e usando a relação $(\omega \varepsilon \eta)^2 = k^2$, chegam-se às seguintes equações:

$$C_{u11} = \frac{h}{4\pi} \left\{ \left[\frac{\eta}{r_{11}^2} (2 \cos \theta_{11} a_{ru11} + \text{sen} \theta_{11} a_{\theta u11}) \right]^2 + \right. \\ \left. \left[\frac{1}{\omega \varepsilon r_{11}^3} (-2 \cos \theta_{11} a_{ru11} + \text{sen} \theta_{11} a_{\theta u11} (k^2 r_{11}^2 - 1)) \right]^2 \right\}^{1/2}, \quad (2-26)$$

$$C_{u11} = \frac{h}{4\pi\omega\epsilon r_{11}^3} \left\{ (2\cos\theta_{11}a_{ru11} + \text{sen}\theta_{11}a_{\theta u11})^2 + k_{11}^2 r_{11}^2 \left[(2\cos\theta_{11}a_{ru11} + \text{sen}\theta_{11}a_{\theta u11})(2\cos\theta_{11}a_{ru11} - \text{sen}\theta_{11}a_{\theta u11}) + k_{11}^2 r_{11}^2 \text{sen}^2\theta_{11} a_{\theta u11}^2 \right] \right\}^{1/2}. \quad (2-27)$$

Definindo as variáveis α_{u11} e β_{u11} como

$$\alpha_{u11} = 2\cos\theta_{11}a_{ru11}, \quad (2-28)$$

$$\beta_{u11} = \text{sen}\theta_{11}a_{\theta u11}, \quad (2-29)$$

chega-se a equação abaixo:

$$C_{u11} = \frac{h}{4\pi\omega\epsilon r_{11}^3} \left\{ (\alpha_{u11} + \beta_{u11})^2 + (k_{11}r_{11})^2 \left[\alpha_{u11}^2 + ((k_{11}r_{11})^2 - 1)\beta_{u11}^2 \right] \right\}^{1/2}. \quad (2-30)$$

No vácuo, a permissividade ϵ é uma constante, e o valor da constante de propagação $k = 2\pi/\lambda$ é uma função dependente da frequência.

Por conseguinte, conforme (2-30), uma vez estabelecidos os valores do comprimento da antena e da frequência da fonte de excitação, é observado que, no vácuo, o valor do coeficiente C_{u11} irá variar exclusivamente com as mudanças na posição e no sentido da antena, bem como com a distância desta ao ponto de observação.

Após isso, a equação (2-25) é desenvolvida a fim de obter:

$$\varphi_{u11} = -k_{11}r_{11} + tg^{-1} \left\{ \frac{-2\cos\theta_{11}a_{ru11} + \text{sen}\theta_{11}a_{\theta u11} \left[(k_{11}r_{11})^2 - 1 \right]}{k_{11}r_{11} (2\cos\theta_{11}a_{ru11} + \text{sen}\theta_{11}a_{\theta u11})} \right\}. \quad (2-31)$$

Usando (2-28) e (2-29), tem-se:

$$\varphi_{u11} = -k_{11}r_{11} + tg^{-1} \left\{ \frac{-\alpha_{u11} + \beta_{u11} \left[(k_{11}R_{11})^2 - 1 \right]}{k_{11}r_{11} (\alpha_{u11} + \beta_{u11})} \right\}. \quad (2-32)$$

Igualmente, no vácuo, a fase φ_{u11} irá variar exclusivamente com a posição do ponto de observação, e com a posição e o sentido da antena, quando forem fixados a geometria da antena e a frequência de projeto. Agrupando a fase e o módulo numa única variável complexa, chega-se a:

$$\sigma_{u11} = C_{u11} e^{j\varphi_{u11}}, \quad (2-33)$$

$$\mathbf{E}_{u11} = \sigma_{u11} \left(I_{p1} e^{j\psi_1} \right) \mathbf{a}_u = \sigma_{u11} I_1 \mathbf{a}_u. \quad (2-34)$$

Com base em (2-34), percebe-se que com apenas uma antena, é possível controlar independentemente o campo elétrico apenas em uma direção. Por exemplo, caso se deseje um valor de amplitude e fase para o campo elétrico na direção \mathbf{a}_x , mediante o controle do valor da amplitude e fase da corrente elétrica, as outras componentes de campo elétrico nas direções \mathbf{a}_y e \mathbf{a}_z serão dependentes da componente na direção de \mathbf{a}_x . Portanto, para haver controle independente do campo elétrico em todas as direções do espaço \mathbb{R}^3 , devem ser usadas no mínimo três antenas para cada ponto de controle ou observação.

Com m antenas e n pontos de observações ($m = 3n$), é possível generalizar as equações (2-33) e (2-34) como:

$$\sigma_{uil} = C_{uil} e^{j\varphi_{uil}}, \quad (2-35)$$

$$\mathbf{E}_{ui} = E_{ui} \mathbf{a}_u = \sum_{l=1}^m \mathbf{E}_{uil} = \sum_{l=1}^m \sigma_{uil} I_l \mathbf{a}_u = \sum_{l=1}^m \sigma_{uil} \left(I_{pl} e^{j\psi_l} \right) \mathbf{a}_u, \quad (2-36)$$

em que i e l são números inteiros, com $1 \leq i \leq n$, $1 \leq l \leq m$. Ainda, $u = x, y$ ou z . Como n pode assumir qualquer valor inteiro, o controle do campo elétrico no espaço pode existir em infinitos pontos.

A equação (2-36) determina o valor da amplitude e fase do campo elétrico no ponto de observação n na direção \mathbf{a}_u , que contempla as direções \mathbf{a}_x , \mathbf{a}_y e \mathbf{a}_z . O valor resultante é obtido somando-se as contribuições dos campos elétricos que estão na mesma direção de todas as m antenas.

Na forma matricial completa, tem-se:

$$\begin{pmatrix} \sigma_{x11} & \sigma_{x12} & \cdots & \sigma_{x1m} \\ \sigma_{y11} & \sigma_{y12} & \cdots & \sigma_{y1m} \\ \sigma_{z11} & \sigma_{z12} & \cdots & \sigma_{z1m} \\ \sigma_{x21} & \sigma_{x22} & \cdots & \sigma_{x2m} \\ \sigma_{y21} & \sigma_{y22} & \cdots & \sigma_{y2m} \\ \sigma_{z21} & \sigma_{z22} & \cdots & \sigma_{z2m} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \sigma_{xn1} & \sigma_{xn2} & \cdots & \sigma_{xnm} \\ \sigma_{yn1} & \sigma_{yn2} & \cdots & \sigma_{ynm} \\ \sigma_{zn1} & \sigma_{zn2} & \cdots & \sigma_{znm} \end{pmatrix}_{m \times m} \begin{pmatrix} I_{p1} e^{j\psi_1} \\ I_{p2} e^{j\psi_2} \\ \vdots \\ I_{pm} e^{j\psi_m} \end{pmatrix}_{m \times 1} = \begin{pmatrix} E_{x1} \\ E_{y1} \\ E_{z1} \\ E_{x2} \\ E_{y2} \\ E_{z2} \\ \vdots \\ E_{xn} \\ E_{yn} \\ E_{zn} \end{pmatrix}_{m \times 1} . \quad (2-37)$$

Chamando a matriz dos coeficientes de σ , o vetor de correntes de \mathbf{I} e o vetor dos campos de \mathbf{E} , é possível determinar os valores das fontes de excitação das antenas por:

$$\mathbf{I} = \sigma^{-1} \mathbf{E}, \quad (2-38)$$

em que σ^{-1} é a matriz inversa de σ . Na prática, métodos numéricos como o da eliminação de Gauss ou decomposição LU são usados por serem mais eficientes e precisos numericamente do que o cálculo da matriz inversa [14].

Para haver solução, o determinante de σ deve ser diferente de zero. Isso implica que, para cada ponto de observação, deve haver um controle independente de campo no eixo x , y e z , o qual é obtido mediante a utilização de três antenas. Assim, é importante que as antenas fiquem posicionadas de modo que o conjunto de antenas gerem campos em todos os eixos.

Com os valores desejados de \mathbf{E} em cada ponto, e com o cálculo da matriz dos coeficientes complexos σ , os valores das amplitudes e fases das correntes fasoriais são obtidos. No domínio do tempo, a corrente de cada antena vale:

$$\mathcal{I}_l(t) = \text{Re}\{I_l e^{j\omega t}\} = \text{Re}\{I_{pl} e^{j(\omega t + \psi_l)}\}, \quad (2-39)$$

em que l é número inteiro, com $1 \leq l \leq m$. Na forma matricial:

$$\mathcal{J} = \text{Re}\{\mathbf{I}e^{j\omega t}\} = \begin{pmatrix} \text{Re}\{I_{p1}e^{j(\omega t+\psi_1)}\} \\ \text{Re}\{I_{p2}e^{j(\omega t+\psi_2)}\} \\ \vdots \\ \text{Re}\{I_{pm}e^{j(\omega t+\psi_m)}\} \end{pmatrix}_{m \times 1}. \quad (2-40)$$

2.3. CONTROLE DE CAMPOS ELÉTRICOS EM DOIS PONTOS DO ESPAÇO

Nesta seção, é apresentada uma configuração para o controle do campo elétrico em dois pontos de observações no espaço tridimensional, utilizando a metodologia da seção anterior. Todas as simulações foram obtidas pelo software Mathcad [15].

A figura 2.3 apresenta um conjunto de antenas para o controle de dois pontos no espaço.

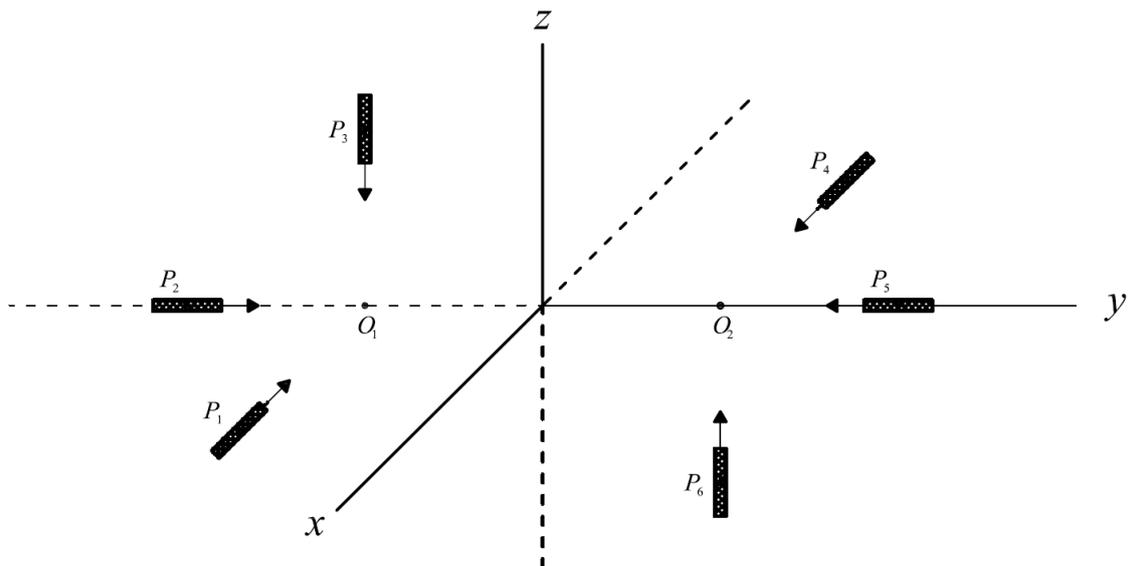


Fig. 2.3 – Conjunto de seis antenas dipolos ideais trabalhando simultaneamente para o controle do campo elétrico de dois pontos. As antenas 1, 2, 3 estão equidistantes de um comprimento de onda do ponto de observação O_1 , enquanto as restantes estão equidistantes de um comprimento de onda do ponto de observação O_2 .

Para a simulação, foi considerada uma frequência de 100 MHz, e todas as antenas com comprimento de $\lambda/100$. As antenas e os pontos de observações estão em campos próximos. Ainda, foi considerado que os sentidos de cada subconjunto de três

antenas apontam para um dos pontos de observações. Além disso, as antenas possuem o vetor sentido nas direções positivas ou negativas de \mathbf{a}_x , \mathbf{a}_y ou \mathbf{a}_z .

Nesta simulação, os vetores posições dos pontos de observações são: $\mathbf{O}_1 = (0 \ -\lambda \ 0)^T$ e $\mathbf{O}_2 = (0 \ \lambda \ 0)^T$. Por sua vez, os vetores posições e sentidos das antenas são: $\mathbf{P}_1 = (\lambda \ -\lambda \ 0)^T$, $\mathbf{P}_2 = (0 \ -2\lambda \ 0)^T$, $\mathbf{P}_3 = (0 \ -\lambda \ \lambda)^T$, $\mathbf{P}_4 = (-\lambda \ \lambda \ 0)^T$, $\mathbf{P}_5 = (0 \ 2\lambda \ 0)^T$ e $\mathbf{P}_6 = (0 \ \lambda \ -\lambda)^T$; $\mathbf{S}_1 = (-1 \ 0 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_2 = (0 \ 1 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_3 = (0 \ 0 \ -1)^T$, $\mathbf{S}_4 = (1 \ 0 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_5 = (0 \ -1 \ 0)^T$ e $\mathbf{S}_6 = (0 \ 0 \ 1)^T$.

Usando (2-35) e (2-37), obtém-se a matriz dos coeficientes complexos $\boldsymbol{\sigma}$, dada em Ω/m :

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} 0,203e^{j2,984} & 0 & 0 & 0,224e^{j3,193} & 0 & 0 \\ 0 & 0,203e^{-j0,158} & 0 & 0,113e^{j3,016} & 0,022e^{j3,089} & 0,113e^{j3,016} \\ 0 & 0 & 0,203e^{j2,984} & 0 & 0 & 0,224e^{j3,193} \\ 0,224e^{j0,052} & 0 & 0 & 0,203e^{-j0,158} & 0 & 0 \\ 0,113e^{-j0,126} & 0,022e^{-j0,053} & 0,113e^{-j0,126} & 0 & 0,203e^{j2,984} & 0 \\ 0 & 0 & 0,224e^{j0,052} & 0 & 0 & 0,203e^{-j0,158} \end{pmatrix}_{6 \times 6}.$$

Para a simulação, usando (2-37), foi escolhido o vetor dos campos como $\mathbf{E} = (2 \cdot 10^{-3} \ 2 \cdot 10^{-3} e^{j\frac{\pi}{2}} \ 0 \ 0 \ 0 \ 2 \cdot 10^{-3})^T$, dado em V/m, a fim de obter uma polarização circular no plano xy para o ponto O_1 , e uma polarização linear orientada no eixo z para o ponto O_2 .

Finalmente, ao usar (2-38), obtém-se o vetor de corrente $\boldsymbol{\mathcal{J}}$:

$$\boldsymbol{\mathcal{J}} = \begin{pmatrix} 0,01920286e^{-j1,175} \\ 0,02983966e^{j1,978} \\ 0,02127471e^{-j0,966} \\ 0,02127471e^{j2,176} \\ 0,01923607e^{-j1,029} \\ 0,01920286e^{j1,966} \end{pmatrix}_{6 \times 1}.$$

Com esses valores de correntes, dados em A, o campo elétrico, nos pontos de observações, assumirá a seguinte forma:

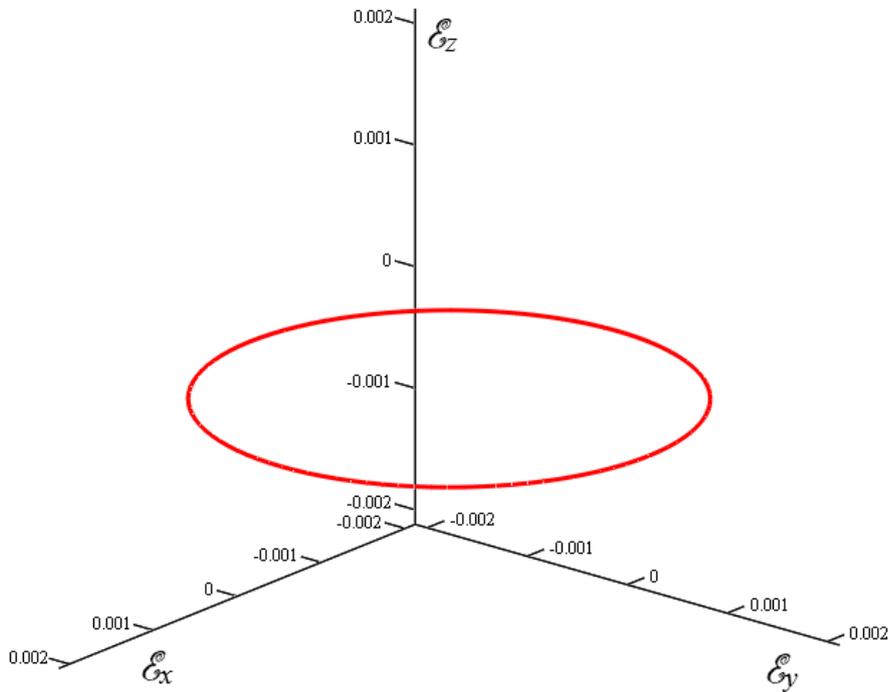


Fig. 2.4 – Campo elétrico instantâneo resultante no ponto de observação O_1 , dado em V/m, gerando uma polarização circular no plano xy .

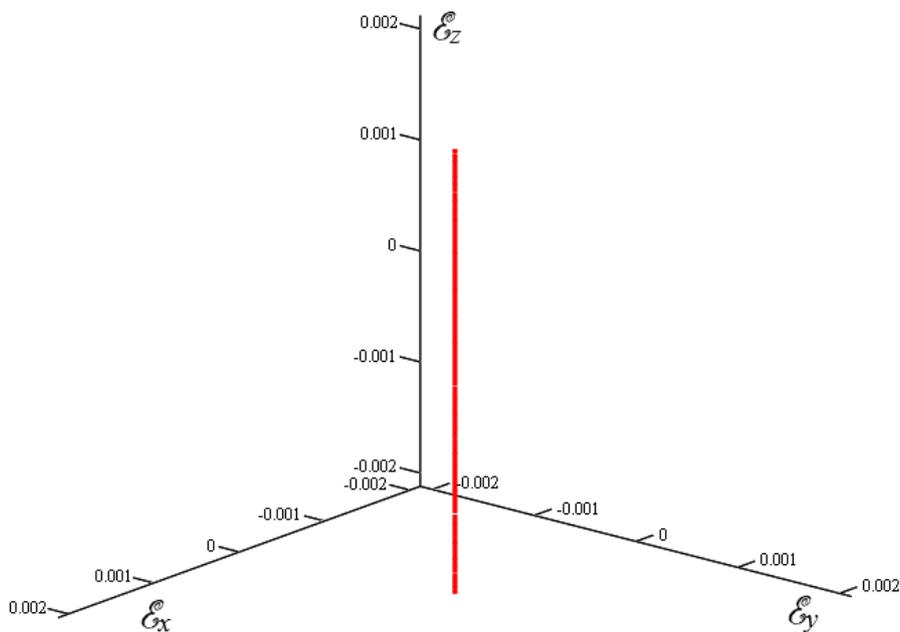


Fig. 2.5 – Campo elétrico instantâneo resultante no ponto de observação O_2 , dado em V/m, gerando uma polarização linear no eixo z .

Pelas figuras 2.4 e 2.5, percebe-se que os campos resultantes gerados pelo conjunto de antenas trabalhando simultaneamente apresentam valores iguais aos dos campos desejados.

3. TRANSMISSÃO DE SINAIS DIGITAIS USANDO A METODOLOGIA DE CONTROLE DE CAMPOS

Neste capítulo, é apresentada uma aplicação para o controle de campos, cuja metodologia foi esmiuçada no capítulo anterior. É apresentada a maneira como o conjunto de antenas e o controle de campos podem ser explorados para a transmissão de sinais digitais, bem como a minimização da interferência por posição espacial dos pontos de observações.

Posteriormente, serão apresentadas simulações demonstrando as degradações dos sinais desejados para pontos distantes dos pontos usados no projeto.

3.1. TRANSMISSÃO DE SINAIS DIGITAIS ASK

Para a simulação, foi utilizada a configuração de antenas apresentada na figura abaixo:

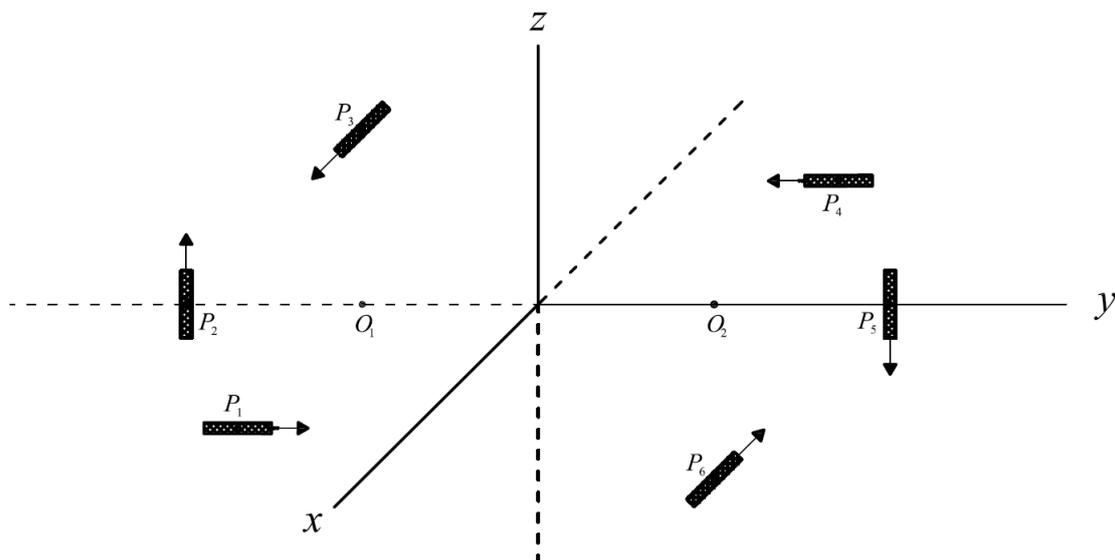


Fig. 3.1 – Conjunto de seis antenas dipolos ideais trabalhando simultaneamente para o controle do campo elétrico de dois pontos, localizados no eixo y a uma distância d_o da origem. As antenas 1, 2, 3 estão equidistantes de uma distância d_A do ponto de observação O_1 , assim como as antenas 4, 5 e 6 que estão equidistantes de uma distância d_A do ponto de observação O_2 .

As principais antenas para o ponto de observação O_1 são antenas 1, 2 e 3, pois elas contribuem de forma mais significativa no campo elétrico resultante, devido ao valor do coeficiente C_u , calculado por (2-30), ter maior valor. Já para o ponto de O_2 , as antenas 4, 5 e 6 são as principais.

Na configuração da figura 3.1, as antenas estão orientadas de tal modo que, no ponto de observação em que elas são principais, o ângulo θ , calculado por (2-13), vale 90° . Assim, tem-se: $\mathbf{O}_1 = (0 \ -d_o \ 0)^T$ e $\mathbf{O}_2 = (0 \ d_o \ 0)^T$. Por sua vez, os vetores posições e sentidos das antenas são: $\mathbf{P}_1 = (d_A \ -d_A \ 0)^T$, $\mathbf{P}_2 = (0 \ -2d_A \ 0)^T$, $\mathbf{P}_3 = (0 \ -d_A \ d_A)^T$, $\mathbf{P}_4 = (-d_A \ d_A \ 0)^T$, $\mathbf{P}_5 = (0 \ 2d_A \ 0)^T$ e $\mathbf{P}_6 = (0 \ d_A \ -d_A)^T$; $\mathbf{S}_1 = (0 \ 1 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_2 = (0 \ 0 \ 1)^T$, $\mathbf{S}_3 = (1 \ 0 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_4 = (0 \ -1 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_5 = (0 \ 0 \ -1)^T$ e $\mathbf{S}_6 = (-1 \ 0 \ 0)^T$.

Para demonstrar a transmissão de sinais utilizando o conjunto tridimensional da figura 3.1, foi considerada uma frequência de 100 MHz, e $d_o = d_A = 10\lambda$, de tal forma que os acoplamentos mútuos entre as antenas transmissoras e os pontos de recepção sejam desprezíveis, pois as distâncias entre os pontos de observações e as antenas estão em campos distantes. Os módulos das impedâncias mútuas das antenas na transmissão e na recepção são bastantes reduzidos se as distâncias entre eles são grandes [16]. Com essas configurações, obtém-se a matriz dos coeficientes complexos σ :

$$\sigma = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0,628e^{j4,696} & 0,112e^{-j0,717} & 0 & 0,281e^{-j0,703} \\ 0,628e^{j4,696} & 0 & 0 & 0,056e^{-j0,646} & 0 & 0 \\ 0 & 0,628e^{j4,696} & 0 & 0 & 0,209e^{j1,565} & 0 \\ 0,112e^{j2,425} & 0 & 0,281e^{j2,439} & 0 & 0 & 0,628e^{j1,555} \\ 0,056e^{j2,496} & 0 & 0 & 0,628e^{j1,555} & 0 & 0 \\ 0 & 0,209e^{j4,707} & 0 & 0 & 0,628e^{j1,555} & 0 \end{pmatrix}_{6 \times 6}.$$

Ainda, para a simulação, foi considerada uma transmissão digital ASK com sinal binário e índice $m_a < 1$. Embora seja possível utilizar outras modulações, foi adotada a modulação ASK por ser mais simples que as outras, tendo em vista que o foco da simulação é a demonstração da transmissão de sinais em dois pontos distintos

considerados como pontos de recepção, mantendo-se a isolação ao utilizar a mesma frequência e polarização.

Para a simulação, ainda foi considerado como recepção do bit 0 se o campo elétrico assume amplitude de 2×10^{-3} V/m, e bit 1 para amplitude de 4×10^{-3} V/m. Na ausência de transmissão, a amplitude deve ser nula. Adicionalmente, foi considerada uma polarização circular no plano $z = \frac{\sqrt{2}}{2}x + \frac{\sqrt{2}}{2}y$, a fim de que todas as antenas do conjunto precisem ser excitadas para a geração do campo elétrico desejado.

Os valores de campos elétricos desejados que resultam numa polarização circular no plano $z = \frac{\sqrt{2}}{2}x + \frac{\sqrt{2}}{2}y$ pode ser obtida pela rotação da polarização circular no plano $z = 0$, utilizando-se a expressão abaixo[4,12]:

$$\begin{pmatrix} E_x' \\ E_y' \\ E_z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_T \cos \phi_T & -\text{sen} \phi_T & \text{sen} \theta_T \cos \phi_T \\ \cos \theta_T \text{sen} \phi_T & \cos \phi_T & \text{sen} \theta_T \text{sen} \phi_T \\ -\text{sen} \theta_T & 0 & \cos \theta_T \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}. \quad (3-1)$$

O ângulo θ_T é o ângulo de rotação da direção z à direção x , enquanto ϕ_T rotaciona da direção x para y . Adotando os fasores de campo elétrico $E_x = 2 \times 10^{-3}$ V/m e $E_y = 2 \times 10^{-3} e^{j\pi/2}$ V/m, e $\theta_T = -45^\circ$ e $\phi_T = 45^\circ$ em (2-41), a polarização circular no plano $z = 0$ é transformada numa polarização circular no plano $z = \frac{\sqrt{2}}{2}x + \frac{\sqrt{2}}{2}y$, obtendo-se os valores desejados de campos elétricos, dado em V/m:

$$\mathbf{E}_{b0} = \begin{pmatrix} E_x' \\ E_y' \\ E_z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \times 10^{-3} - \sqrt{2} \times 10^{-3} e^{j\pi/2} \\ 1 \times 10^{-3} + \sqrt{2} \times 10^{-3} e^{j\pi/2} \\ \sqrt{2} \times 10^{-3} \end{pmatrix}.$$

Os valores acima correspondem aos campos desejados para a transmissão do bit 0, pois a amplitude do campo elétrico resultante vale 2×10^{-3} V/m em qualquer instante de tempo. Para a transmissão do bit 1, os campos desejados valem

$$\mathbf{E}_{b1} = \begin{pmatrix} E_x' \\ E_y' \\ E_z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2 \times 10^{-3} - 2\sqrt{2} \times 10^{-3} e^{j\pi/2} \\ 2 \times 10^{-3} + 2\sqrt{2} \times 10^{-3} e^{j\pi/2} \\ 2\sqrt{2} \times 10^{-3} \end{pmatrix}.$$

Nesta situação, a amplitude do campo elétrico resultante vale 4×10^{-3} V/m em qualquer instante de tempo.

Considerando que cada ponto de observação ou recepção pode ter três estados de campos elétricos – sinal nulo, bit 0 e bit 1 –, o conjunto formado pelas antenas da figura 3.1 deve gerar 9 estados de campo, quando há dois pontos de observações.

O estado mais simples acontece quando não há transmissão nos dois pontos. Nessa configuração, os campos desejados E_0 e E_1 valem zero nos dois pontos de observações, e as correntes das alimentações das antenas são nulas. Para as configurações restantes, foi utilizada (2-38) a fim de obter as amplitudes e fases das correntes. A Tabela 3.1 apresenta todos os resultados:

Tabela 3.1 – Resultados das correntes de alimentação das antenas para a transmissão de sinais digitais ASK, na configuração da figura 3.1, e frequência igual a 100 MHz, obtendo isolamento entre os dois pontos de observação.

Sinal desejado		Correntes elétricas das antenas					
O ₁	O ₂	I ₁ (mA)	I ₂ (mA)	I ₃ (mA)	I ₄ (mA)	I ₅ (mA)	I ₆ (mA)
nulo	nulo	0	0	0	0	0	0
nulo	bit 0	$0,2464e^{j3,491}$	$0,8442e^{-j1,542}$	$1,087e^{j2,108}$	$2,75e^{-j0,592}$	$2,532e^{-j1,552}$	$2,396e^{j3,906}$
nulo	bit 1	$0,4928e^{j3,491}$	$1,688e^{-j1,542}$	$2,173e^{j2,108}$	$5,5e^{-j0,592}$	$5,065e^{-j1,552}$	$4,792e^{j3,906}$
bit 0	nulo	$2,75e^{j2,55}$	$2,532e^{j1,589}$	$2,396e^{j0,764}$	$0,2464e^{j0,349}$	$0,8442e^{j1,6}$	$1,087e^{-j1,033}$
bit 1	nulo	$5,5e^{j2,55}$	$5,065e^{j1,589}$	$4,792e^{j0,764}$	$0,4928e^{j0,349}$	$1,688e^{j1,6}$	$2,173e^{-j1,033}$
bit 0	bit 0	$2,902e^{j2,618}$	$1,688e^{j1,584}$	$2,845e^{j1,146}$	$2,902e^{-j0,523}$	$1,688e^{-j1,558}$	$2,845e^{j4,287}$
bit 0	bit 1	$3,066e^{j2,68}$	$0,8442e^{j1,568}$	$3,579e^{j1,389}$	$5,649e^{-j0,557}$	$4,221e^{-j1,554}$	$5,147e^{j4,113}$
bit 1	bit 0	$5,649e^{j2,585}$	$4,221e^{j1,587}$	$5,147e^{j0,972}$	$3,066e^{-j0,462}$	$0,8442e^{j4,71}$	$3,579e^{j4,539}$
bit 1	bit 1	$5,804e^{j2,618}$	$3,377e^{j1,584}$	$5,69e^{j1,146}$	$5,804e^{-j0,523}$	$3,377e^{-j1,558}$	$5,69e^{j4,287}$

As figuras a seguir mostram os campos elétricos gerados no tempo por cada configuração, quando há transmissão em pelo menos um dos pontos de observações, resultado numa polarização circular no plano $z = \frac{\sqrt{2}}{2}x + \frac{\sqrt{2}}{2}y$:

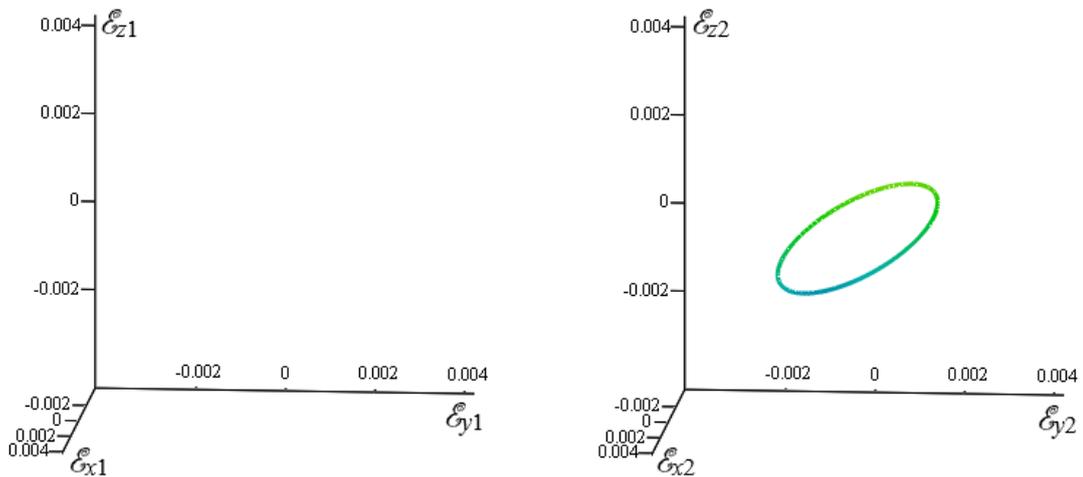


Fig. 3.2 – Campos elétricos instantâneos resultantes nos pontos de observações O_1 (à esquerda) e O_2 (à direita), dados em V/m, quando os sinais desejados são nulos em O_1 e bit 0 em O_2 , e com alimentação das antenas conforme Tabela 3.1.

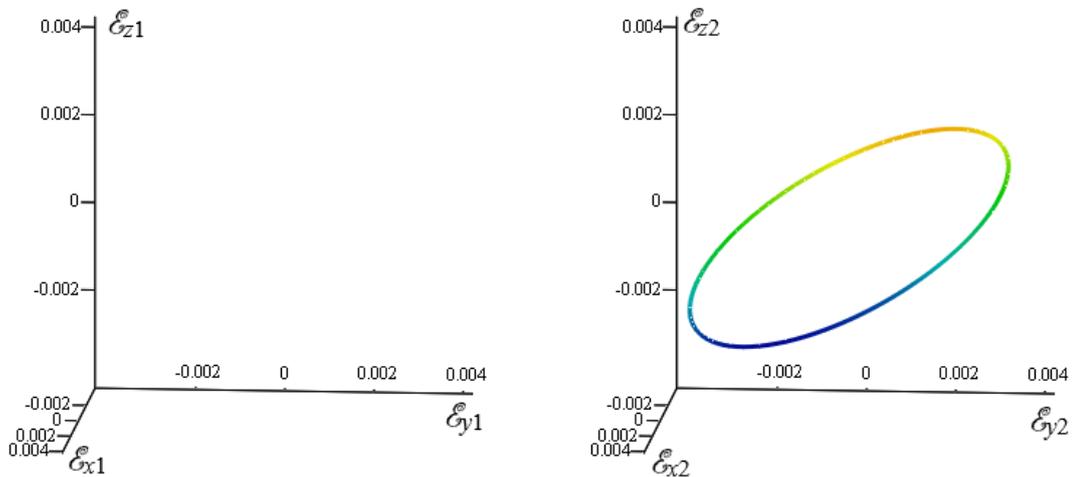


Fig. 3.3 – Campos elétricos instantâneos resultantes nos pontos de observações O_1 (à esquerda) e O_2 (à direita), dados em V/m, quando os sinais desejados são nulos em O_1 e bit 1 em O_2 , e com alimentação das antenas conforme Tabela 3.1.

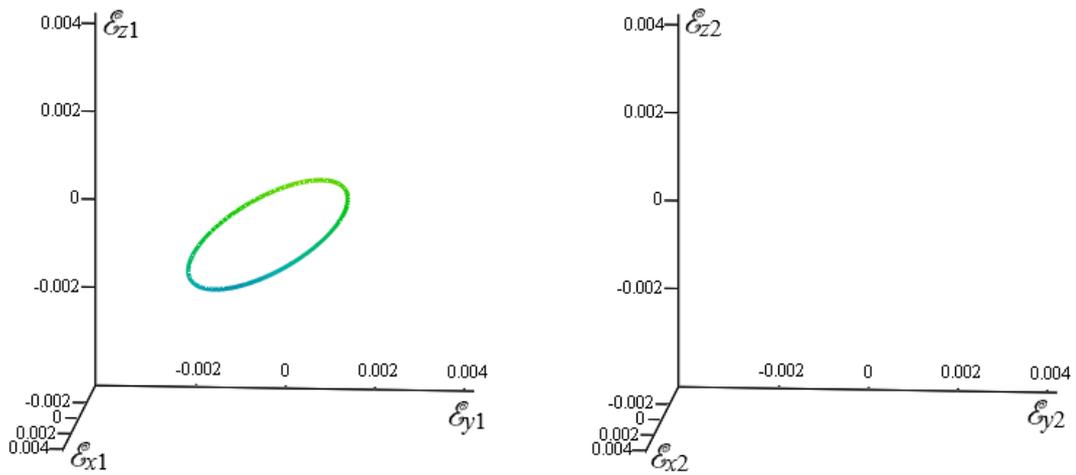


Fig. 3.4 – Campos elétricos instantâneos resultantes nos pontos de observações O_1 (à esquerda) e O_2 (à direita), dados em V/m, quando os sinais desejados são bit 0 em O_1 e nulo em O_2 , e com alimentação das antenas conforme Tabela 3.1.

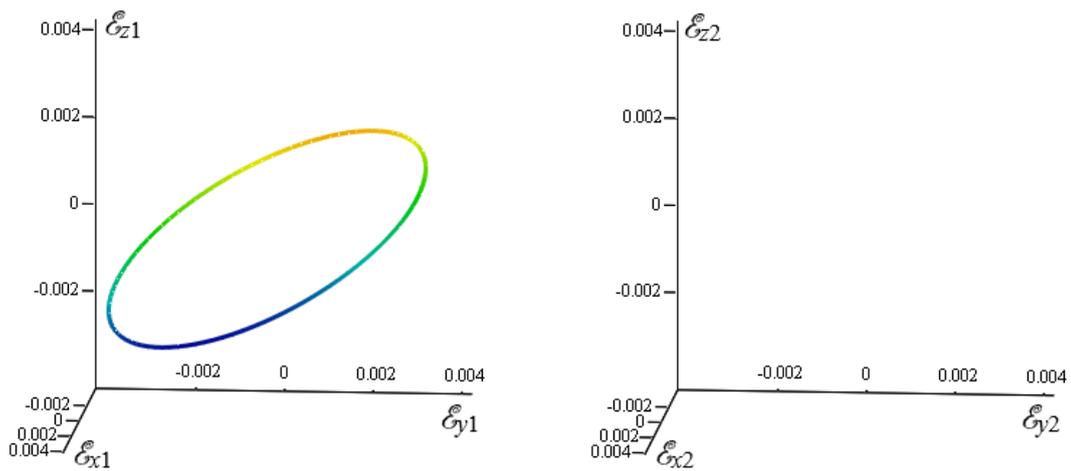


Fig. 3.5 – Campos elétricos instantâneos resultantes nos pontos de observações O_1 (à esquerda) e O_2 (à direita), dados em V/m, quando os sinais desejados são bit 1 em O_1 e nulo em O_2 , e com alimentação das antenas conforme Tabela 3.1.

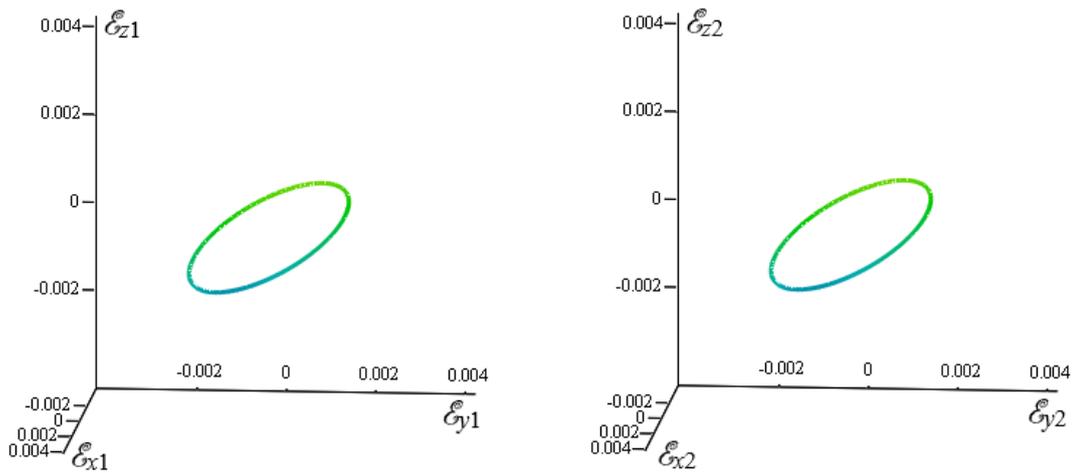


Fig. 3.6 – Campos elétricos instantâneos resultantes nos pontos de observações O_1 (à esquerda) e O_2 (à direita), dados em V/m, quando os sinais desejados são bit 0 em O_1 e O_2 , e com alimentação das antenas conforme Tabela 3.1.

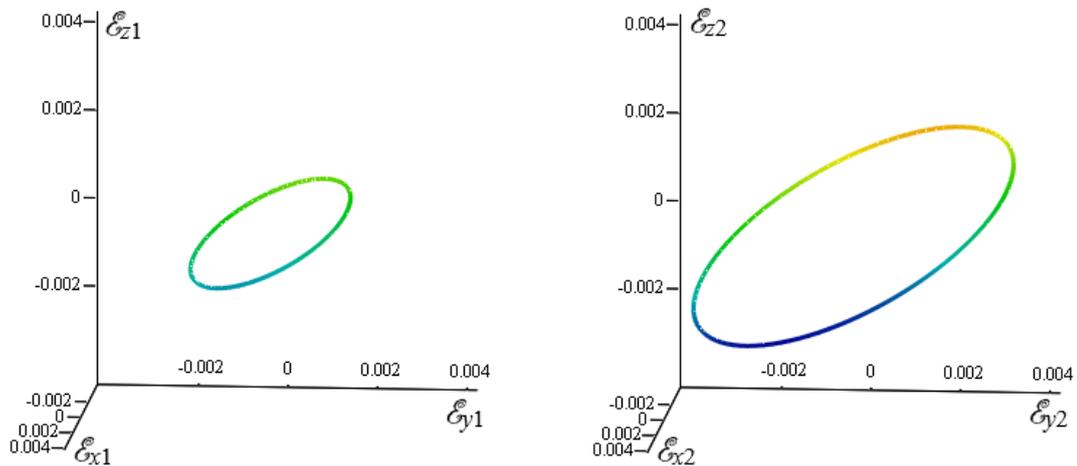


Fig. 3.7 – Campos elétricos instantâneos resultantes nos pontos de observações O_1 e O_2 , dado em V/m, quando os sinais desejados são bit 0 em O_1 e bit 1 em O_2 , e com alimentação das antenas conforme Tabela 3.1.

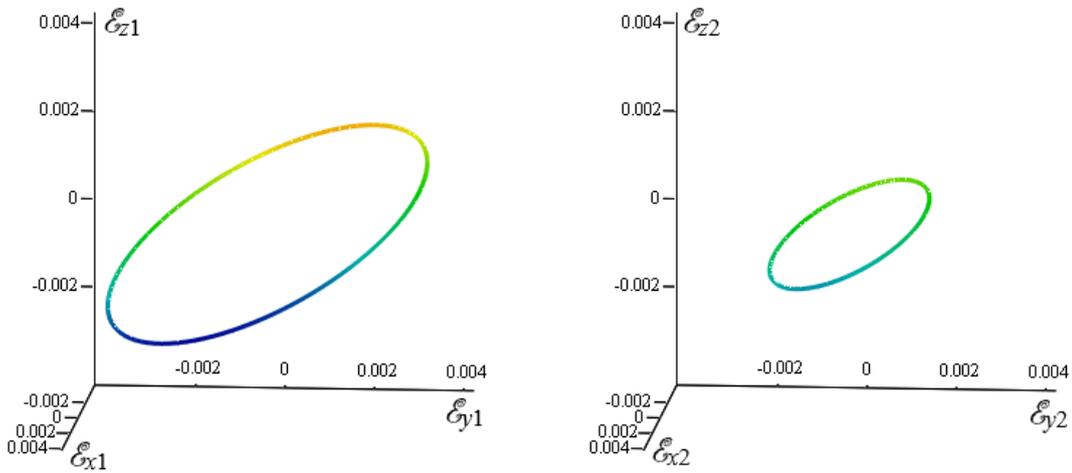


Fig. 3.8 – Campos elétricos instantâneos resultantes nos pontos de observações O₁ e O₂, dado em V/m, quando os sinais desejados são bit 1 em O₁ e bit 0 em O₂, e com alimentação das antenas conforme Tabela 3.1.

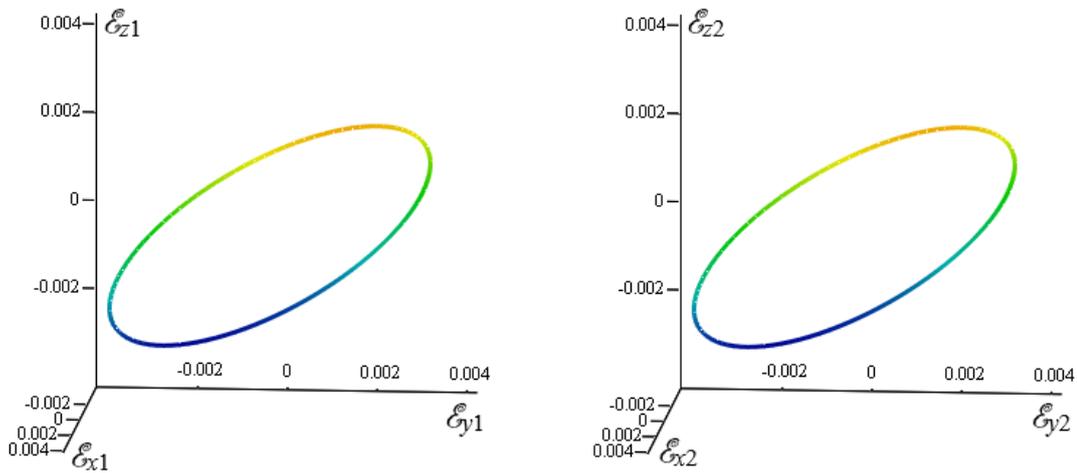


Fig. 3.9 – Campos elétricos instantâneos resultantes nos pontos de observações O₁ e O₂, dado em V/m, quando o sinal desejado é bit 1 em O₁ e bit 1 em O₂, e com alimentação das antenas conforme Tabela 3.1.

Pela Tabela 3.1 e as figuras 3.2 a 3.9, observa-se que os campos foram gerados conforme os valores desejados, resultando numa polarização circular no plano $z = \frac{\sqrt{2}}{2}x + \frac{\sqrt{2}}{2}y$, com amplitudes de 2×10^{-3} V/m e 4×10^{-3} V/m, para os bits 0 e 1 respectivamente. Nas figuras 3.2 a 3.9, o campo no eixo z apresenta graduação por cores, a fim de facilitar a visualização, sendo as cores frias representando os menores valores de campos elétricos instantâneos.

Além disso, nota-se que quando há transmissão em apenas um dos pontos de observações ou quando os dois sinais desejados correspondem ao bit 0, para a passagem do bit 0 para o bit 1, as amplitudes de todas as correntes são dobradas. Isso é devido à linearidade do sistema, pois, conforme (2-37), quando todos os campos são multiplicados por uma constante, todas as correntes também devem ser multiplicadas por essa mesma constante, já que a matriz de coeficientes complexos permanece inalterada.

Quando os sinais desejados nos pontos de observações O_1 e O_2 correspondem ao bit 0 ou bit 1 ou vice-versa, para passar o bit 0 para o bit 1, levando os dois sinais ao bit 1, as fases das correntes sofrem alterações, e as amplitudes das correntes iniciais e finais não apresentam uma relação única como anteriormente.

Adicionalmente, percebe-se que todas as antenas devem ser alimentadas, mesmo quando há transmissão em apenas um ponto. Isso ocorre devido ao fato de que, para anular o campo em um dos pontos de recepção, as antenas devem trabalhar em conjunto. Ainda, constata-se que as amplitudes das correntes das antenas principais do ponto de observação em que não há transmissão são pequenas em comparação com as amplitudes das correntes das antenas principais do ponto em que há a transmissão.

Para o controle simultâneo de dois pontos de observações, no mínimo seis antenas devem funcionar de forma coordenada. Com efeito, qualquer campo elétrico é gerado no ponto de observação, independentemente do campo desejado no outro ponto, resultando numa transmissão isolada por separação espacial.

Como será visto posteriormente, a isolação perfeita só ocorre nos pontos de observações, e desvios graduais de campo (tanto de amplitude, fase e direção) ocorrem à medida que os pontos de recepção reais se afastam dos pontos de observações usados no projeto. De fato, são formadas regiões espaciais em torno do ponto de observação em que os desvios são pequenos, e a isolação é preservada. Assim, o ponto de recepção poderia deslocar dentro dessa região sem que isso ocasionasse interferências.

Nesse sentido, a isolação perfeita teórica, ignorando os efeitos de desvanecimento, pode ser mantida se o sistema souber a localização dos pontos de recepção em todo o instante de tempo. Assim, com a nova posição do ponto de

observação, a matriz de coeficientes complexos σ é atualizada, e novos valores de correntes são obtidos usando (2-38).

Na prática, a isolamento nunca será perfeita, devido ao canal de propagação não ser determinístico. No entanto, quando um conjunto de antenas formando um volume é utilizado, e os pontos de recepção estão dentro desse volume, a transmissão se torna menos suscetível aos desvanecimentos, pois os campos elétricos propagados alcançam os pontos de observações em diversas direções distintas. Portanto, há uma grande vantagem na utilização deste tipo sistema, que pode ser considerado também como MIMO [1].

Não obstante essa metodologia de projeto permitir o múltiplo acesso por divisão espacial SDMA, os diagramas de radiação das antenas não são projetados para que os ganhos máximos se alinhem com as direções dos usuários, diferentemente da característica tradicional do SDMA, que utiliza normalmente um conjunto de antenas linear ou planar para direcionamento do lóbulo principal do diagrama de radiação antenna, ou seja, é um usado um conjunto de antenas para cada ponto de recepção. Normalmente no SDMA, o conjunto de antenas transmite o sinal desejado para apenas um ponto de recepção, a fim de criar um canal separado espacialmente. Assim, para não causar interferências, os outros conjuntos de antenas são projetados para que os lóbulos principais dos diagramas de radiação se alinhem distintamente com os pontos de recepção. Portanto, cada conjunto de antenas distinto é responsável para a transmissão de sinais distintos.

Na metodologia apresentada nesse projeto, os campos elétricos são controlados tanto em amplitude, fase e direção, mediante um conjunto de antenas formando um volume, conforme [4-6], e apenas os usuários que estão na mesma banda de frequência são importantes do ponto de vista de interferência do sistema. Por conseguinte, o objetivo é criar regiões espaciais em que os campos na recepção produzam o sinal desejado, sem interferência dos outros usuários.

Além disso, todas as antenas trabalham em conjunto e são responsáveis para a transmissão de todos os sinais. Como cada antena carrega uma pequena parcela da

informação, o desvanecimento pode ser mitigado, tendo em visto a diversidade de caminhos da onda.

Para a transmissão de um *streaming* de bits, as correntes no tempo devem variar conforme os seus fasores determinados na Tabela 3.1. Nos momentos das transições dos bits ou dos sinais desejados, as correntes devem ser alteradas nestes instantes. Por exemplo, se o *streaming* de bits para o ponto O_1 for 00110101_2 quando $0 \leq t < 8T_b$ e para o ponto O_2 for 11001100_2 quando $4T_b \leq t < 12T_b$, em que T_b é o período para transmissão de um bit, as correntes instantâneas das antenas devem ser iguais a:

$$\mathcal{I}_1(t) = \begin{cases} 2,75 \cos(\omega t + 2,55), & 0 \leq t < 2T_b \\ 5,5 \cos(\omega t + 2,55), & 2T_b \leq t < 4T_b \\ 3,066 \cos(\omega t + 2,68), & 4T_b \leq t < 5T_b \\ 5,804 \cos(\omega t + 2,618), & 5T_b \leq t < 6T_b \\ 2,902 \cos(\omega t + 2,618), & 6T_b \leq t < 7T_b \\ 5,649 \cos(\omega t + 2,585), & 7T_b \leq t < 8T_b \\ 0,4928 \cos(\omega t + 3,491), & 8T_b \leq t < 10T_b \\ 0,2464 \cos(\omega t + 3,491), & 10T_b \leq t < 12T_b \\ 0, & t \geq 12T_b \end{cases} \quad (mA),$$

$$\mathcal{I}_2(t) = \begin{cases} 2,532 \cos(\omega t + 1,589), & 0 \leq t < 2T_b \\ 5,065 \cos(\omega t + 1,589), & 2T_b \leq t < 4T_b \\ 0,8442 \cos(\omega t + 1,568), & 4T_b \leq t < 5T_b \\ 3,377 \cos(\omega t + 1,584), & 5T_b \leq t < 6T_b \\ 1,688 \cos(\omega t + 1,584), & 6T_b \leq t < 7T_b \\ 4,221 \cos(\omega t + 1,587), & 7T_b \leq t < 8T_b \\ 1,688 \cos(\omega t - 1,542), & 8T_b \leq t < 10T_b \\ 0,8442 \cos(\omega t - 1,542), & 10T_b \leq t < 12T_b \\ 0, & t \geq 12T_b \end{cases} \quad (mA),$$

$$\mathcal{I}_3(t) = \begin{cases} 2,396 \cos(\omega t + 0,764), & 0 \leq t < 2T_b \\ 4,792 \cos(\omega t + 0,764), & 2T_b \leq t < 4T_b \\ 3,579 \cos(\omega t + 1,389), & 4T_b \leq t < 5T_b \\ 5,69 \cos(\omega t + 1,146), & 5T_b \leq t < 6T_b \\ 2,845 \cos(\omega t + 1,146), & 6T_b \leq t < 7T_b \\ 5,147 \cos(\omega t + 0,972), & 7T_b \leq t < 8T_b \\ 2,173 \cos(\omega t + 2,108), & 8T_b \leq t < 10T_b \\ 1,087 \cos(\omega t + 2,108), & 10T_b \leq t < 12T_b \\ 0, & t \geq 12T_b \end{cases} \quad (mA),$$

$$\mathcal{I}_4(t) = \begin{cases} 0,2464 \cos(\omega t + 0,349), & 0 \leq t < 2T_b \\ 0,4928 \cos(\omega t + 0,349), & 2T_b \leq t < 4T_b \\ 5,649 \cos(\omega t - 0,557), & 4T_b \leq t < 5T_b \\ 5,804 \cos(\omega t - 0,523), & 5T_b \leq t < 6T_b \\ 2,902 \cos(\omega t - 0,523), & 6T_b \leq t < 7T_b \\ 3,066 \cos(\omega t - 0,462), & 7T_b \leq t < 8T_b \\ 5,5 \cos(\omega t - 0,592), & 8T_b \leq t < 10T_b \\ 2,75 \cos(\omega t - 0,592), & 10T_b \leq t < 12T_b \\ 0, & t \geq 12T_b \end{cases} \quad (mA),$$

$$\mathcal{I}_5(t) = \begin{cases} 0,8442 \cos(\omega t + 1,6), & 0 \leq t < 2T_b \\ 1,688 \cos(\omega t + 1,6), & 2T_b \leq t < 4T_b \\ 4,421 \cos(\omega t - 1,554), & 4T_b \leq t < 5T_b \\ 3,377 \cos(\omega t - 1,558), & 5T_b \leq t < 6T_b \\ 1,688 \cos(\omega t - 1,558), & 6T_b \leq t < 7T_b \\ 0,8442 \cos(\omega t + 4,71), & 7T_b \leq t < 8T_b \\ 5,065 \cos(\omega t - 1,552), & 8T_b \leq t < 10T_b \\ 2,532 \cos(\omega t - 1,552), & 10T_b \leq t < 12T_b \\ 0, & t \geq 12T_b \end{cases} \quad (mA),$$

$$\mathcal{I}_6(t) = \begin{cases} 3,579 \cos(\omega t + 4,539), & 0 \leq t < 2T_b \\ 2,173 \cos(\omega t - 1,033), & 2T_b \leq t < 4T_b \\ 5,147 \cos(\omega t + 4,113), & 4T_b \leq t < 5T_b \\ 5,69 \cos(\omega t + 4,287), & 5T_b \leq t < 6T_b \\ 2,845 \cos(\omega t + 4,287), & 6T_b \leq t < 7T_b \\ 3,579 \cos(\omega t + 4,539), & 7T_b \leq t < 8T_b \\ 4,792 \cos(\omega t + 3,906), & 8T_b \leq t < 10T_b \\ 2,396 \cos(\omega t + 3,906), & 10T_b \leq t < 12T_b \\ 0, & t \geq 12T_b \end{cases} \quad (mA),$$

em que T é o período da portadora para um frequência de 100 MHz, correspondendo à 1×10^{-8} s, e $\omega = 2\pi f = 2\pi \times 10^8$ rad/s.

Para que essas correntes produzam os campos elétricos ilustrados nas figuras 3.2 a 3.9 com o menor erro possível, o período T_b deve ser muito maior que T . Fazendo isso, a largura de banda do sinal modulado será estreita, e a densidade espectral de potência será maior nos componentes de frequências próximas da frequência da portadora, que também é a frequência central. Assim, é possível assumir para fins de cálculo de (2-37) que o sinal modulado possui apenas uma frequência de 100 MHz. Para antenas, é comum projetá-las considerando apenas uma frequência, geralmente a central.

De outra maneira, se o sinal modulante fosse banda larga, o sinal modulado também seria, e as correntes teriam componentes de frequências mais afastadas da frequência central. À medida que a largura da banda do sinal aumenta, os erros nos campos gerados serão maiores, uma vez que as correntes elétricas são calculadas para uma única frequência. Com isso, são introduzidos erros de fase, amplitude e de direção.

A fase com que uma onda chega num ponto de observação depende da frequência de operação. Além disso, as antenas se comportam como um filtro em que as curvas das respostas em frequências das amplitudes e das fases não são constantes.

Mudando a fase e a amplitude dos campos gerados por cada antena, haverá uma mudança na direção do campo resultante, o que leva a erros de acoplamento da antena receptora.

No entanto, não haverá problemas se todos esses erros de manterem dentro de um faixa tolerável para a identificação do sinal desejado na recepção.

3.2. DEGRADAÇÕES DOS CAMPOS GERADOS PELO CONJUNTO DE ANTENAS COM A VARIAÇÃO DAS DISTÂNCIAS DOS PONTOS DE OBSERVAÇÕES

Mostrou-se anteriormente como a metodologia de controle de campos gerados pelo conjunto de antenas tridimensional pode ser usado para a transmissão de sinais digitais. No exemplo, foram utilizados dois pontos de recepção e seis antenas para a demonstração desta aplicação.

As correntes elétricas das antenas são calculadas para a geração dos campos desejados nos pontos de recepção. Como consequência, à medida que os pontos de recepção ou usuários se afastam dos pontos usados para o cálculo, haverá degradação dos campos gerados em relação aos desejados.

3.2.1. Degradações para pontos de observações fixos no espaço

Nesta seção, são apresentadas as degradações dos campos utilizando o conjunto da figura 3.1, para pontos de observações fixos no espaço.

Para este exemplo, foi projetado um conjunto de antenas para obter os valores de campos elétricos nos pontos de observações iguais aos das figuras 3.2 a 3.9. Adotaram-se os seguintes valores de posição e sentidos: $\mathbf{O}_1 = (0 \ -d_o \ 0)^T$ e $\mathbf{O}_2 = (0 \ d_o \ 0)^T$. Por sua vez, os vetores posições e sentidos das antenas são: $\mathbf{P}_1 = (d_A \ -d_A \ 0)^T$, $\mathbf{P}_2 = (0 \ -2d_A \ 0)^T$, $\mathbf{P}_3 = (0 \ -d_A \ d_A)^T$, $\mathbf{P}_4 = (-d_A \ d_A \ 0)^T$, $\mathbf{P}_5 = (0 \ 2d_A \ 0)^T$ e $\mathbf{P}_6 = (0 \ d_A \ -d_A)^T$; $\mathbf{S}_1 = (0 \ 1 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_2 = (0 \ 0 \ 1)^T$, $\mathbf{S}_3 = (1 \ 0 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_4 = (0 \ -1 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_5 = (0 \ 0 \ -1)^T$ e $\mathbf{S}_6 = (-1 \ 0 \ 0)^T$, com $d_o = d_A = 1000\lambda$, que equivale aproximadamente a 3 km na frequência de 100 MHz.

Com os valores de corrente obtidos por (2-38), foram simulados os campos gerados em pontos de observações diferentes dos pontos \mathbf{O}_1 e \mathbf{O}_2 usados no projeto. Os

pontos novos \mathbf{O}_{1n} e \mathbf{O}_{2n} foram adotados como $\mathbf{O}_{1n} = (0 \ -0,9d_o \ 0)^T$ e $\mathbf{O}_{2n} = (0 \ 0,9d_o \ 0)^T$. Dessa forma, \mathbf{O}_{1n} e \mathbf{O}_{2n} estão a aproximadamente 300 m dos pontos \mathbf{O}_1 e \mathbf{O}_2 respectivamente, no eixo y. Os resultados estão representados pelas figuras 3.10 a 3.17.

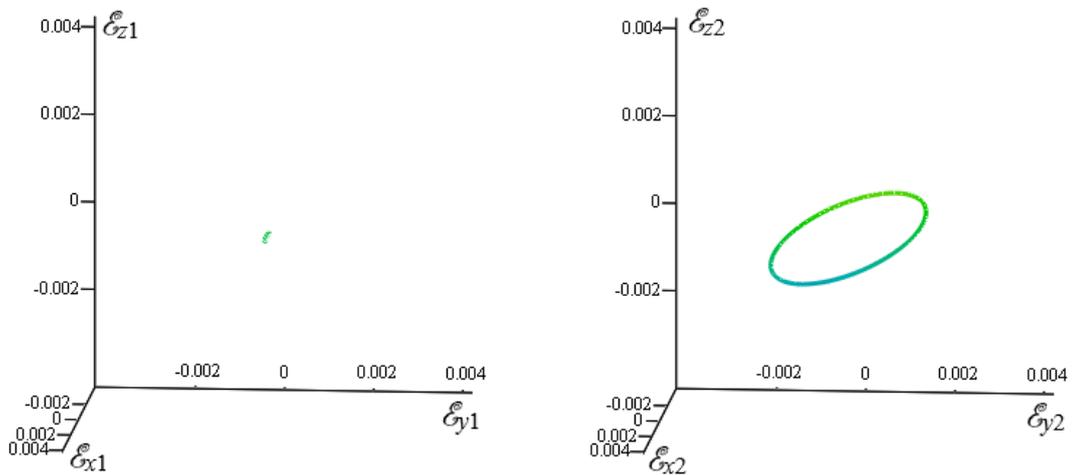


Fig. 3.10 – Campos elétricos instantâneos resultantes nos pontos de observações \mathbf{O}_{1n} (à esquerda) e \mathbf{O}_{2n} (à direita), dados em V/m, quando os sinais desejados são nulos em \mathbf{O}_1 e bit 0 em \mathbf{O}_2 .

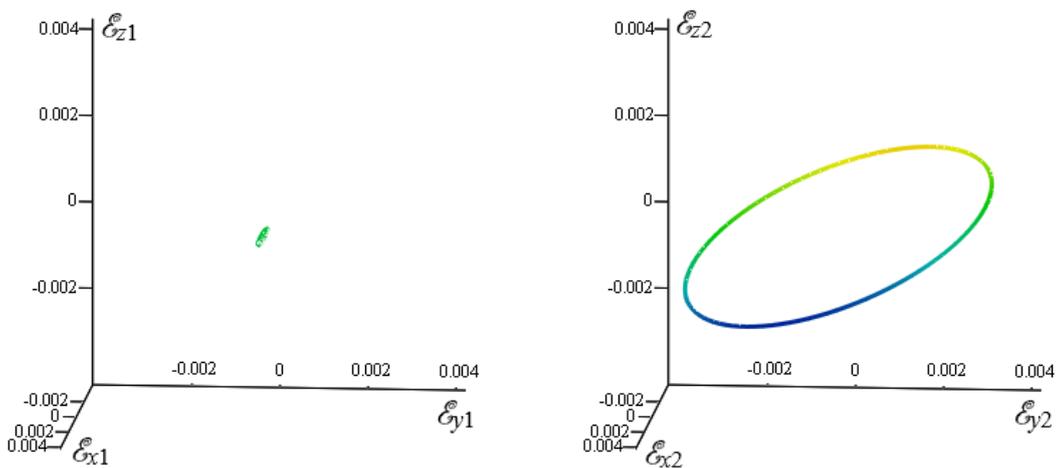


Fig. 3.11 – Campos elétricos instantâneos resultantes nos pontos de observações \mathbf{O}_{1n} (à esquerda) e \mathbf{O}_{2n} (à direita), dados em V/m, quando os sinais desejados são nulos em \mathbf{O}_1 e bit 1 em \mathbf{O}_2 .

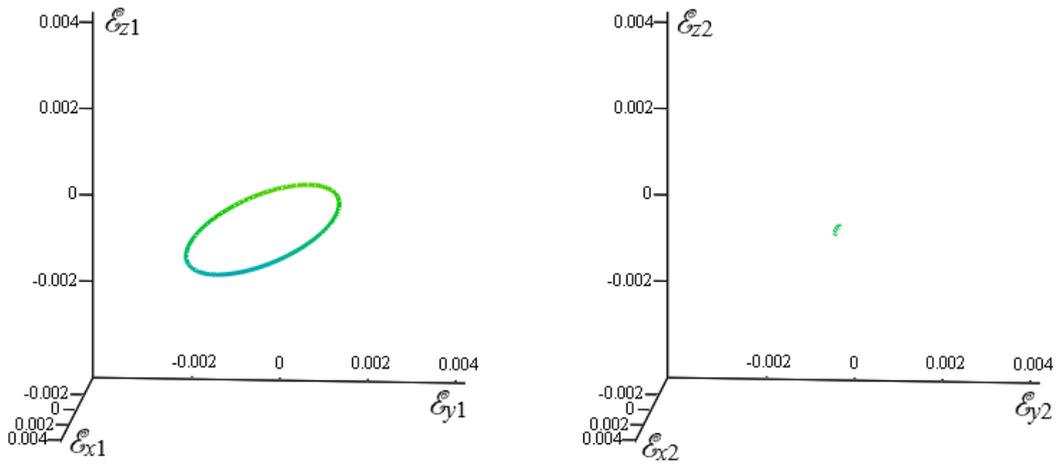


Fig. 3.12 – Campos elétricos instantâneos resultantes nos pontos de observações O_{1n} (à esquerda) e O_{2n} (à direita), dados em V/m, quando os sinais desejados são bit 0 em O_1 e nulo em O_2 .

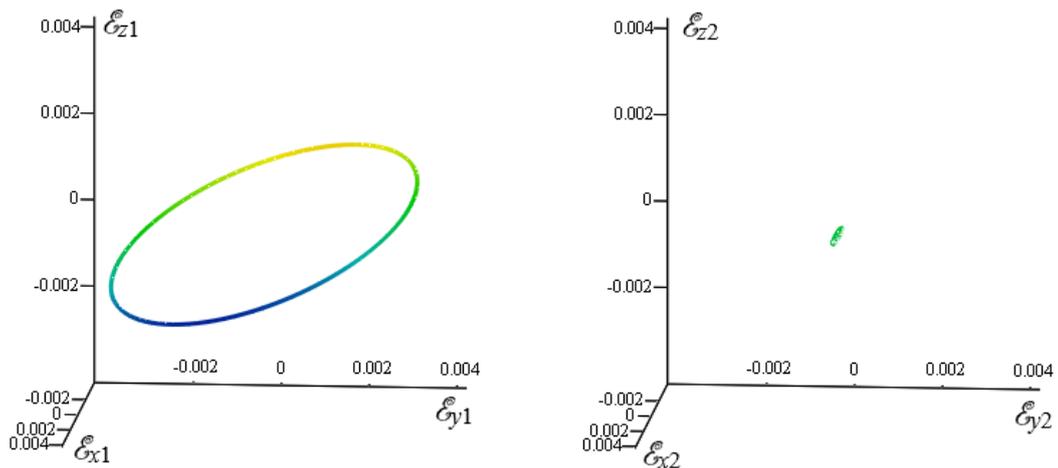


Fig. 3.13 – Campos elétricos instantâneos resultantes nos pontos de observações O_{1n} (à esquerda) e O_{2n} (à direita), dados em V/m, quando os sinais desejados são bit 1 em O_1 e nulo em O_2 .

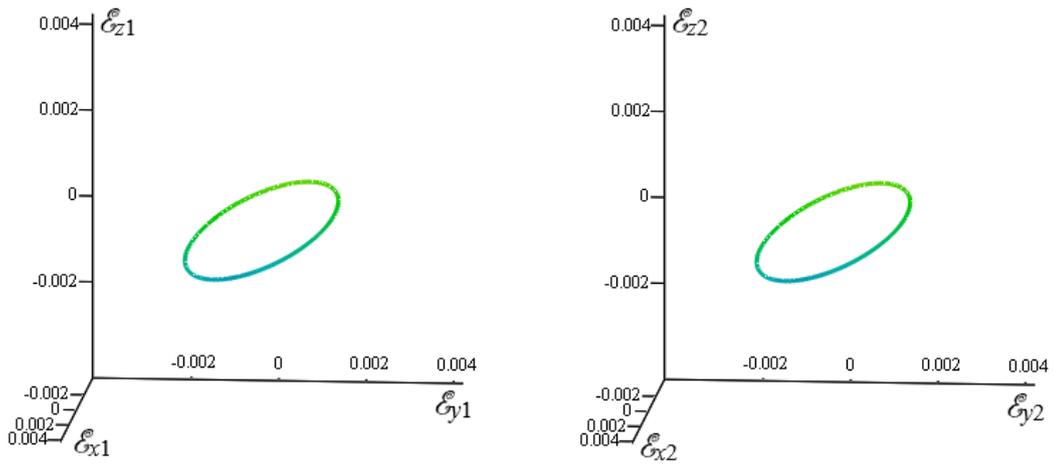


Fig. 3.14 – Campos elétricos instantâneos resultantes nos pontos de observações O_{1n} (à esquerda) e O_{2n} (à direita), dados em V/m, quando os sinais desejados são bit 0 em O_1 e O_2 .

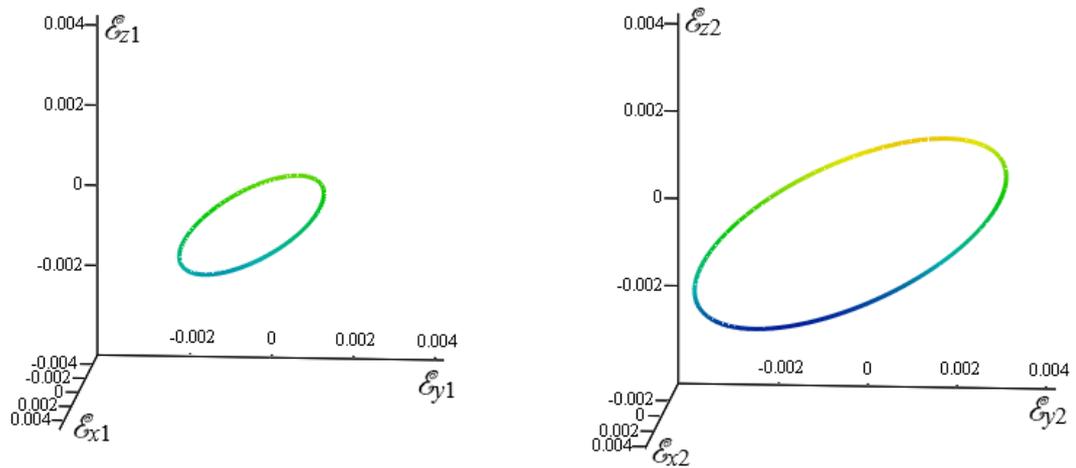


Fig. 3.15 – Campos elétricos instantâneos resultantes nos pontos de observações O_{1n} e O_{2n} , dado em V/m, quando os sinais desejados são bit 0 em O_1 e bit 1 em O_2 .

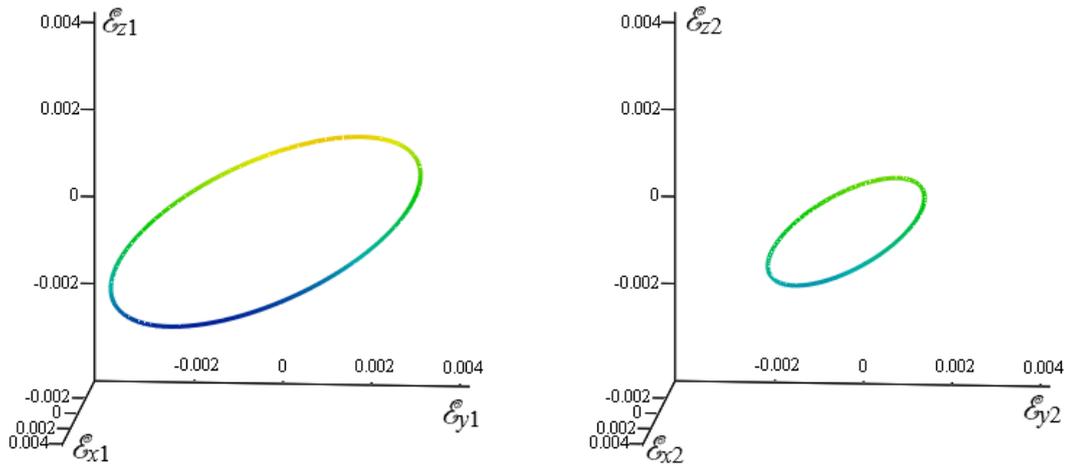


Fig. 3.16 – Campos elétricos instantâneos resultantes nos pontos de observações O_{1n} e O_{2n} , dado em V/m, quando os sinais desejados são bit 1 em O_1 e bit 0 em O_2 .

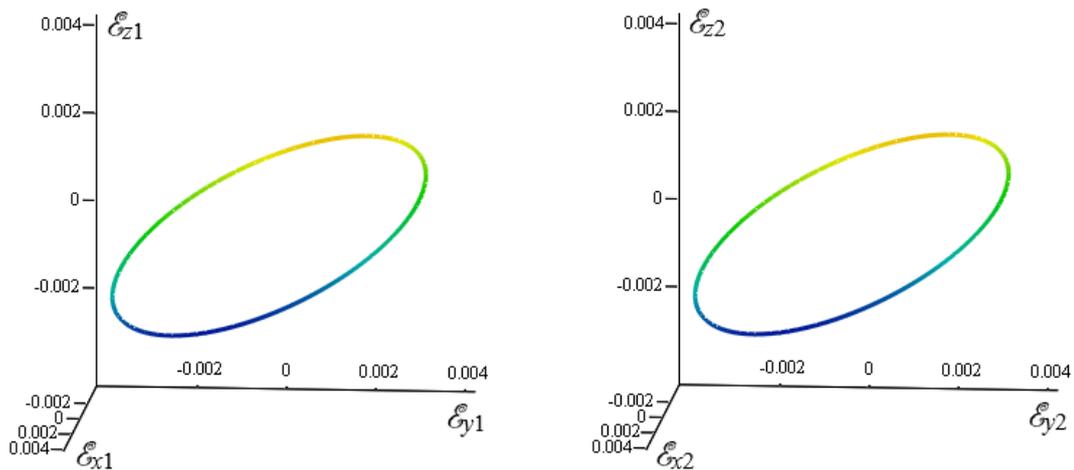


Fig. 3.17 – Campos elétricos instantâneos resultantes nos pontos de observações O_{1n} e O_{2n} , dado em V/m, quando o sinal desejado é bit 1 em O_1 e bit 1 em O_2 .

Pelas figuras 3.10 a 3.13, nota-se que quando os campos elétricos desejados nos pontos de observações O_1 e O_2 são nulos, os campos nos pontos O_{1n} e O_{2n} são diferentes de zero, respectivamente. No entanto, essa amplitude é pequena, e podemos considerar os pontos de observações O_{1n} e O_{2n} dentro da região do sinal desejado.

Comparando-se as figuras 3.14 a 3.17 com as figuras 3.6 a 3.9, observa-se que os campos gerados nos pontos O_{1n} e O_{2n} formam uma polarização num plano diferente

$$\text{de } z = \frac{\sqrt{2}}{2}x + \frac{\sqrt{2}}{2}y.$$

Ainda, essas polarizações não serão circulares, e sim elípticas, pois ocorre o fenômeno de degradação das polarizações à medida que os pontos novos se distanciam dos pontos usados no cálculo das correntes. Fato semelhante ocorre com degradação das polarizações tridimensionais, que, fora do conjunto de antenas volumétrico, tendem a se tornar uma polarização bidimensional [4,12].

Não obstante, no exemplo utilizado, esses planos são quase paralelos e os erros de amplitude são pequenos.

Dessa forma, é possível afirmar que, não obstante os pontos \mathbf{O}_{1n} e \mathbf{O}_{2n} estejam aproximadamente a 300 m dos pontos \mathbf{O}_1 e \mathbf{O}_2 , ou seja, 100 vezes o comprimento de onda, as amplitudes dos campos elétricos gerados e os planos de polarização quase não sofrem degradação.

Apesar de a distância entre os pontos de observações novos e os usados nos projetos serem grandes, ela corresponde apenas uma porcentagem da distância do ponto de observação \mathbf{O}_1 ou \mathbf{O}_2 e a origem. Com isso, à medida que os pontos de observações \mathbf{O}_1 ou \mathbf{O}_2 bem como suas antenas principais se afastam, maior será a região que os pontos de recepção podem se locomover sem que haja erros significantes, mantendo-se a isolação por divisão espacial.

A amplitude média temporal do campo resultante no ponto de observação i é calculada conforme abaixo:

$$\mathcal{E}_{ai} = \frac{1}{T_b} \int_0^{T_b} \sqrt{\mathcal{E}_{xi}^2(t) + \mathcal{E}_{yi}^2(t) + \mathcal{E}_{zi}^2(t)} dt . \quad (3-2)$$

De posse do valor de \mathcal{E}_{ai} , é possível calcular o erro da amplitude média temporal do campo resultante em relação ao valor de campo desejado \mathcal{E}_{di} como:

$$\Delta \mathcal{E}_i = \mathcal{E}_{ai} - \mathcal{E}_{di} . \quad (3-3)$$

A equação (3-3) foi usada para o cálculo do erro em vez de calcular a diferença de amplitude de campo elétrico em cada instante de tempo, a fim de não considerar os atrasos na propagação entre os pontos de observações. Como as polarizações estão em

planos diferentes, e os pontos estão separados por vários comprimentos de onda, a equação (3-3) se torna mais adequada aos resultados pretendidos.

Adicionalmente, foi utilizado o erro absoluto em vez do erro porcentual, pois o campo desejado pode assumir valores nulos, e, ao usar a fórmula do erro porcentual, este tenderia ao infinito em determinadas situações.

Aplicando-se (3-2) e (3-3) nos resultados das figuras 3.2 a 3.17, obtém-se a tabela abaixo:

Tabela 3.2 – Erros de amplitude de campo elétrico médio obtidos para pontos O_{1n} e O_{2n} das figuras 3.10 a 3.17 em relação aos pontos O_1 e O_2 das figuras 3.2 a 3.9 respectivamente.

Sinal desejado		Amplitude média de campo elétrico				Erro	
O_1	O_2	\mathcal{E}_{d1} (V/m)	\mathcal{E}_{d2} (V/m)	\mathcal{E}_{a1} (V/m)	\mathcal{E}_{a2} (V/m)	$\Delta\mathcal{E}_1$ (V/m)	$\Delta\mathcal{E}_2$ (V/m)
<i>nulo</i>	<i>bit 0</i>	0	2×10^{-3}	$0,143 \times 10^{-3}$	$1,932 \times 10^{-3}$	$0,143 \times 10^{-3}$	$-0,068 \times 10^{-3}$
<i>nulo</i>	<i>bit 1</i>	0	4×10^{-3}	$0,286 \times 10^{-3}$	$3,865 \times 10^{-3}$	$0,286 \times 10^{-3}$	$-0,135 \times 10^{-3}$
<i>bit 0</i>	<i>nulo</i>	2×10^{-3}	0	$1,932 \times 10^{-3}$	$0,143 \times 10^{-3}$	$-0,068 \times 10^{-3}$	$0,143 \times 10^{-3}$
<i>bit 1</i>	<i>nulo</i>	4×10^{-3}	0	$3,865 \times 10^{-3}$	$0,286 \times 10^{-3}$	$-0,135 \times 10^{-3}$	$0,286 \times 10^{-3}$
<i>bit 0</i>	<i>bit 0</i>	2×10^{-3}	2×10^{-3}	$1,942 \times 10^{-3}$	$1,942 \times 10^{-3}$	$-0,058 \times 10^{-3}$	$-0,058 \times 10^{-3}$
<i>bit 0</i>	<i>bit 1</i>	2×10^{-3}	4×10^{-3}	$1,962 \times 10^{-3}$	$3,871 \times 10^{-3}$	$-0,038 \times 10^{-3}$	$-0,129 \times 10^{-3}$
<i>bit 1</i>	<i>bit 0</i>	4×10^{-3}	2×10^{-3}	$3,871 \times 10^{-3}$	$1,962 \times 10^{-3}$	$-0,129 \times 10^{-3}$	$-0,038 \times 10^{-3}$
<i>bit 1</i>	<i>bit 1</i>	4×10^{-3}	4×10^{-3}	$3,883 \times 10^{-3}$	$3,883 \times 10^{-3}$	$-0,117 \times 10^{-3}$	$-0,117 \times 10^{-3}$

Na Tabela 3.2, o sinal positivo ou negativo do valor do erro indica que a amplitude média do campo foi aumentada ou reduzida. Quando os sinais desejados são nulos, o erro sempre será positivo.

No exemplo, exceto as situações de campos nulos, os erros foram negativos, pois as posições dos pontos de observações novos se afastaram de suas antenas principais em direção à origem. Cada ponto possui três antenas principais, as quais estão mais próximas do ponto de observação em relação às antenas restantes.

Evidencia-se que, quando os sinais desejados não são nulos nos pontos de observações, os erros são menores em comparação à ausência de transmissão. Em ambos os casos, os erros são pequenos.

Se fosse considerada uma faixa entre 1×10^{-3} e 3×10^{-3} V/m para a identificação do bit 0, e valores acima de 3×10^{-3} V/m como bit 1, então a isolação

seria mantida, pois o maior erro obtido foi $0,286 \times 10^{-3}$ V/m. Considerando ainda o pequeno desacoplamento entre as antenas receptoras devido à diferença entre os planos das polarizações, as potências recebidas serão menores. Conseqüentemente, o maior erro obtido no exemplo terá uma pequena redução, e os erros dos campos quando há transmissão terão um pequeno acréscimo.

Por conseguinte, se alguns dos pontos de observações \mathbf{O}_{1n} e \mathbf{O}_{2n} se distanciarem muito além de 300 m no eixo y dos seus pontos correspondentes \mathbf{O}_1 e \mathbf{O}_2 , pode ocorrer perda de isolamento. Nesse sentido, devem ser obtidas as novas correntes de alimentação \mathbf{I} , usando os a localização dos pontos \mathbf{O}_{1n} e \mathbf{O}_{2n} diretamente em (2-38), com o intuito de manter a isolamento.

3.2.2. Degradações dos campos para diversos pontos no espaço

Na seção anterior, as simulações foram feitas considerando os pontos de observações \mathbf{O}_{1n} e \mathbf{O}_{2n} fixos no espaço, ou seja, foi apresentada a degradação para dois pontos afastados dos pontos usados no projeto. Contudo, nesta seção serão feitas simulações demonstrando a degradação dos sinais para diversos pontos no espaço, a fim de mostrar o comportamento das amplitudes médias com a variação da distância. Em todas as simulações foi utilizado o conjunto da figura 3.1, na frequência de 100 MHz, mantendo as antenas com os mesmos sentidos.

Para o primeiro exemplo, foi considerado $d_o = d_A = 100\lambda$, ou seja, os dois pontos de observações usados no projeto estão a 100λ da origem, além de estarem a 100λ das suas antenas principais. A figura 3.18 apresenta a degradação dos campos quando os pontos de observações, localizados no eixo y, variam entre os pontos de observações \mathbf{O}_1 e \mathbf{O}_2 usados no projeto. Para a geração da curva, foram utilizados 1.999 pontos, incluindo a origem e os pontos \mathbf{O}_1 e \mathbf{O}_2 . As figuras 3.19 e 3.20 mostram respectivamente o gráfico da figura 3.18 próximos aos pontos de observações \mathbf{O}_1 e \mathbf{O}_2 .

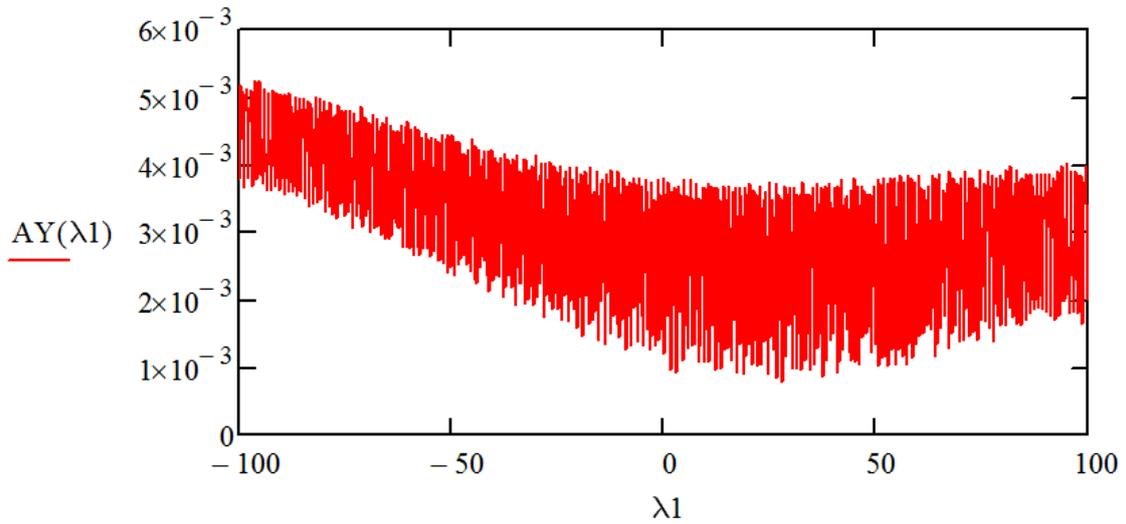


Fig. 3.18 – Amplitudes médias temporais dos campos elétricos resultantes nos pontos de observações entre O_1 e O_2 , dado em V/m, quando o sinal desejado é bit 1 em O_1 e bit 0 em O_2 .

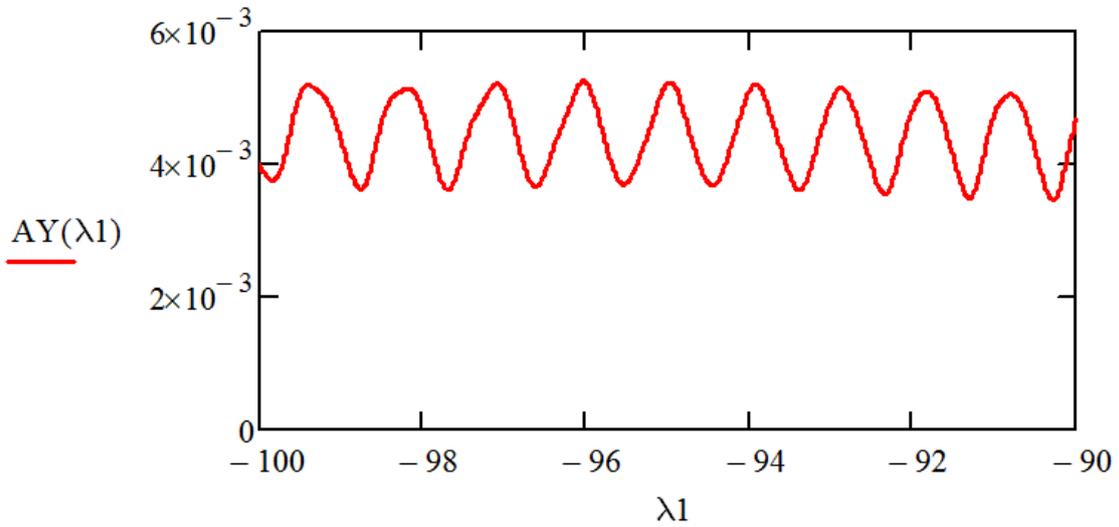


Fig. 3.19 – Amplitudes médias temporais dos campos elétricos resultantes nos pontos de observações entre O_1 e -90λ , dado em V/m, quando o sinal desejado é bit 1 em O_1 e bit 0 em O_2 .

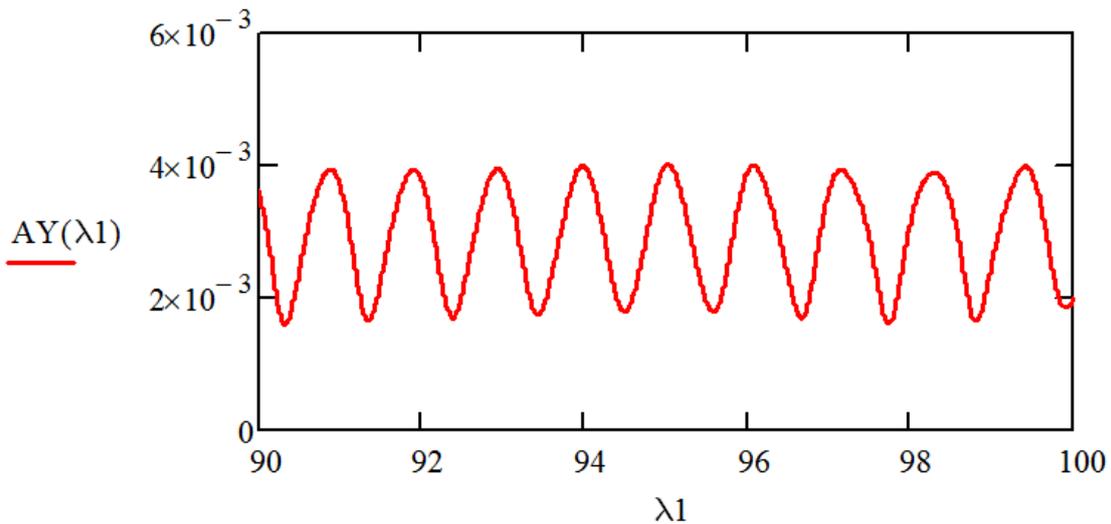


Fig. 3.20 – Amplitudes médias temporais dos campos elétricos resultantes nos pontos de observações entre 90λ e O_2 , dado em V/m, quando o sinal desejado é bit 1 em O_1 e bit 0 em O_2 .

Como se observa nas figuras 3.18, 3.19 e 3.20, as degradações dos campos se comportam de forma oscilatória.

Na figura 3.19, no ponto O_1 a amplitude média temporal de campo vale 4×10^{-3} V/m, valor já esperado, visto que corresponde ao bit 1. Além disso, vê-se que as degradações próximas ao ponto O_1 possuem pequenas variações de amplitude.

Na figura 3.20, no ponto O_2 a amplitude média temporal de campo vale 2×10^{-3} V/m, valor já esperado, visto que corresponde ao bit 0. Diferentemente da figura 3.19, vê-se que as degradações próximas ao ponto O_2 possuem maiores variações de amplitude. Percebe-se que as amplitudes variam entre o bit 0 e bit 1.

Dessa forma, para esta configuração de antenas, e na direção y , apenas os pontos de observações próximos a O_1 , correspondente ao bit 1, podem se deslocar grandes distâncias sem que haja degradação significativa do sinal.

No entanto, se forem alteradas as distâncias d_O e d_A para 1000λ , uma maior região espacial próxima a O_1 e O_2 será formada, conforme as figuras 3.21 a 3.23:

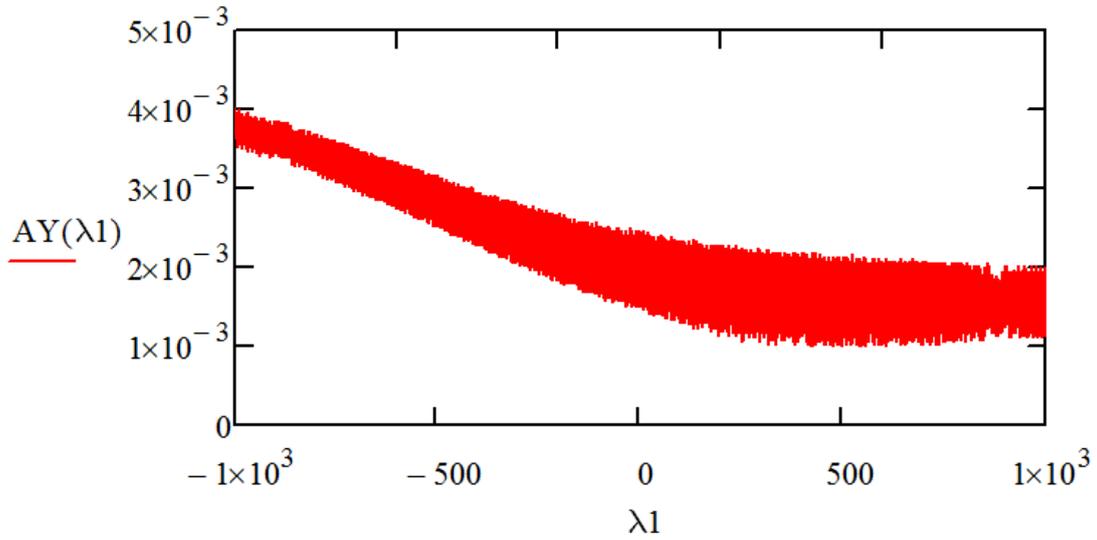


Fig. 3.21 – Amplitudes médias temporais dos campos elétricos resultantes nos pontos de observações entre O_1 e O_2 , dado em V/m, quando o sinal desejado é bit 1 em O_1 e bit 0 em O_2 . Para a geração da curva, foram utilizados 9.998 pontos, incluindo a origem e os pontos O_1 e O_2 .

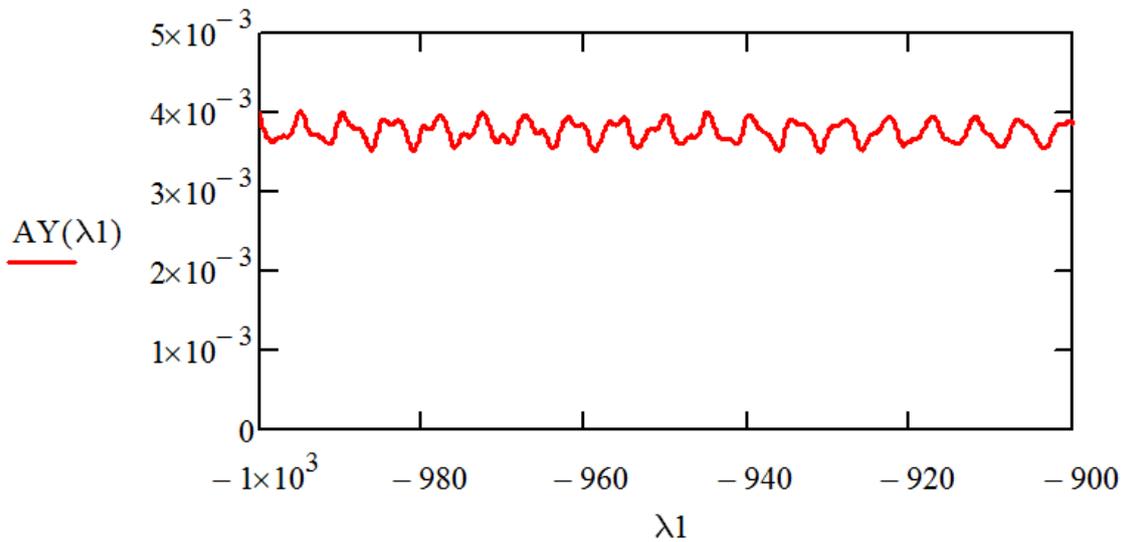


Fig. 3.22 – Amplitudes médias temporais dos campos elétricos resultantes nos pontos de observações entre O_1 e -900λ , dado em V/m, quando o sinal desejado é bit 1 em O_1 e bit 0 em O_2 .

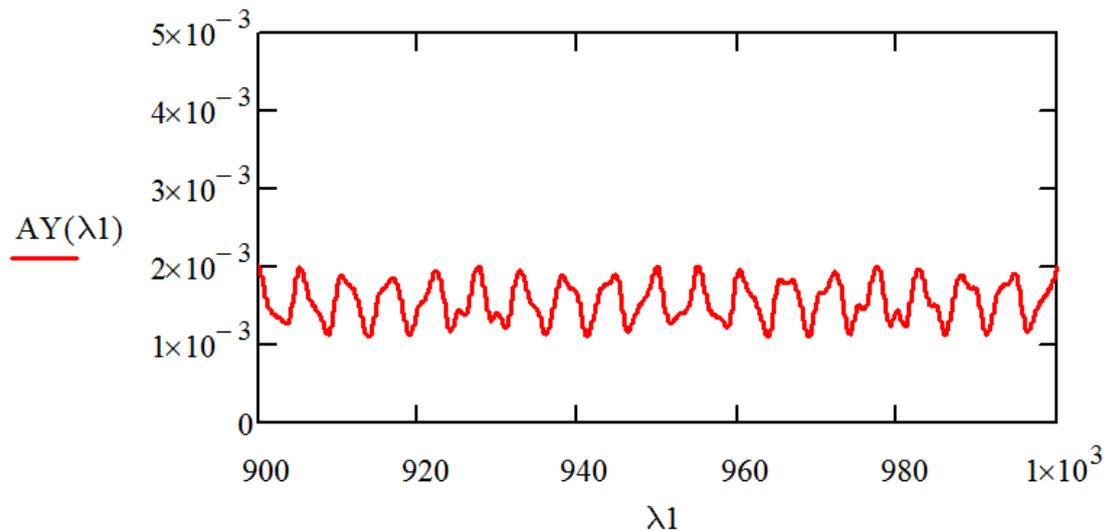


Fig. 3.23 – Amplitudes médias temporais dos campos elétricos resultantes nos pontos de observações entre 900λ e O_2 , dado em V/m , quando o sinal desejado é bit 1 em O_1 e bit 0 em O_2 .

Na figura 3.22, a amplitude fica oscilando entre $3,5 \times 10^{-3}$ V/m e 4×10^{-3} V/m , ou seja, o sinal é mantido no bit 1. Na figura 3.23, a amplitude fica oscilando entre $1,1 \times 10^{-3}$ V/m e 2×10^{-3} V/m , ou seja, o sinal é mantido no bit 0. Pela figura 3.21, percebe-se que as variações das amplitudes são bem menores que as variações de amplitude da figura 3.18.

Comparando as figuras 3.18, 3.19 e 3.20 com as figuras 3.21, 3.22 e 3.23 respectivamente, nota-se que, quando os pontos de observações usados no projeto estão mais afastados das antenas principais, maior serão as regiões espaciais em que o usuário pode se deslocar sem que haja perda de informação, conforme relatado na seção 3.2.

A fim de verificar o comportamento das degradações em outras direções, foram gerados novos gráficos. A figura 3.24 mostra a degradação da amplitude média temporal quando os usuários se afastam do ponto de observação O_1 nas direções y , $-x$ e $-z$, para $d_O = d_A = 100\lambda$:

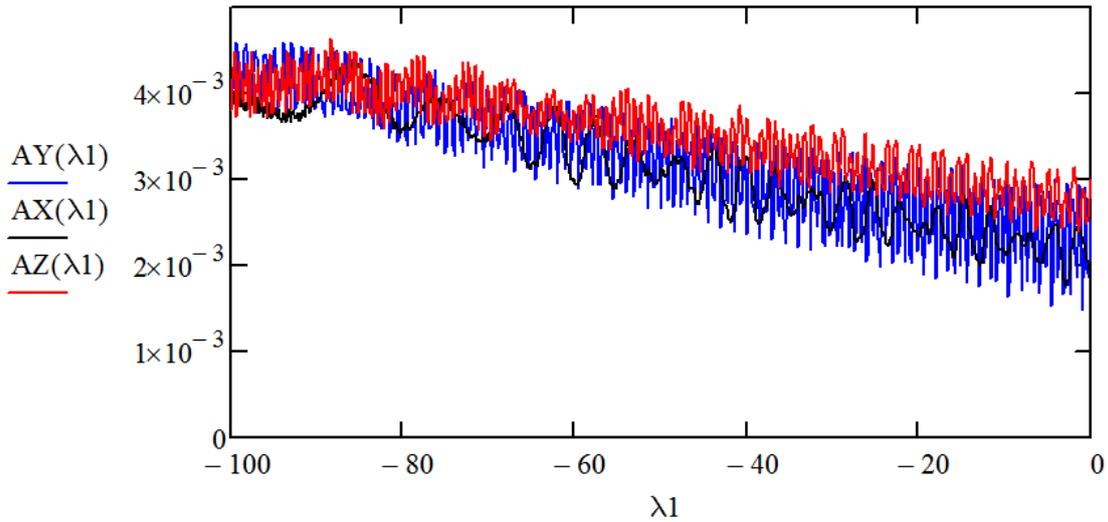


Fig. 3.24 – Amplitudes médias temporais dos campos elétricos resultantes, dado em V/m, nos pontos de observações iniciando em O_1 e afastando 100λ nas direções y , $-x$ e $-z$, quando o sinal desejado é bit 1 em O_1 e nulo em O_2 . Foram utilizando 1.000 pontos para a geração de cada curva.

Como se visualiza na figura 3.24, a direção y é a que apresenta maiores variações de amplitude, porém possui faixas com menores amplitudes que as outras direções. Além disso, percebe-se que as frequências de oscilações em cada direção são diferentes. Na direção $-x$ a frequência de oscilação fundamental é menor que nas outras direções.

Entretanto, pela figura 3.24, mesmo o ponto de observação se afastando em direções diferentes próximas ao ponto O_1 , percebe-se que a informação do bit 1 será mantida para esta configuração, demonstrando que a degradação do sinal é gradual. Pelas figuras 3.18 e 3.21, a degradação é mais suave, ou seja, com menores variações de amplitudes, à medida que as antenas e os usuários se afastam mais.

4. CAMPOS ELÉTRICOS NÓS TOROIDAIS

Neste capítulo, é demonstrado como o controle de campos elétricos do capítulo anterior pode ser usado para a geração de polarizações nós toroidais. Ainda, é apresentada uma maneira desses conjuntos de antenas tridimensionais gerarem linhas de campos nós toroidais.

Inicialmente, é feita uma abordagem resumida da teoria de nós toroidais e suas aplicações na área de eletromagnetismo. A seguir, é apresentada a metodologia para a geração de polarizações nós toroidais. Após isso, é apresentada uma forma de geração de linhas de campos nós toroidais.

4.1. TEORIA DE CAMPOS ELÉTRICOS NÓS TOROIDAIS

Um toro ou toróide em álgebra topológica pode ser visto como uma superfície de revolução gerada pela rotação de um círculo em torno de um eixo coplanar com ele. A figura 4.1 apresenta o toróide:

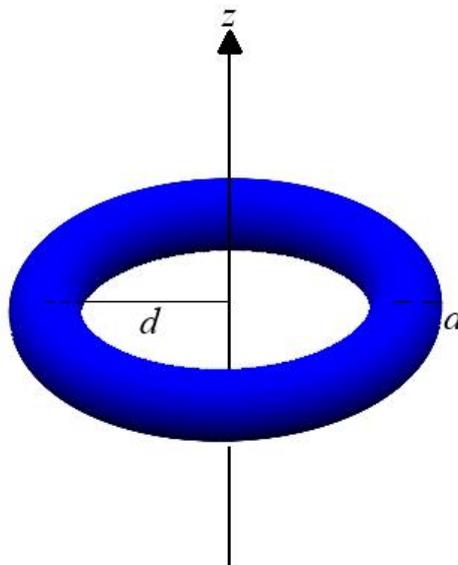


Fig. 4.1 – Representação de um toróide centralizado no eixo z, gerado pela rotação de círculo de raio a em torno de um eixo de raio d.

Na figura 4.1, o raio do toróide vale d , e sua distância é medida do eixo z até o centro do círculo de raio a . Analiticamente, o toróide pode ser representado pelas seguintes equações paramétricas [17]:

$$\begin{aligned}
 x &= (d + a \cos \psi) \cos \phi \\
 y &= (d + a \cos \psi) \operatorname{sen} \phi, \\
 z &= a \operatorname{sen} \psi
 \end{aligned}
 \tag{4-1}$$

com ψ e ϕ variando entre 0 e 2π . Quando $d = 0$, o toróide se degrada numa esfera.

Um nó é definido como uma curva fechada no espaço tridimensional. Já um nó toroidal é um nó que está sobre a superfície de um toro ou toróide, cujas equações paramétricas podem ser escritas como [18]

$$\begin{aligned}
 x &= [d + a \cos(pt)] \cos(qt) \\
 y &= [d + a \cos(pt)] \operatorname{sen}(qt), \\
 z &= a \operatorname{sen}(pt)
 \end{aligned}
 \tag{4-2}$$

em que p e q são dois números inteiros positivos, com p representando a quantidade de voltas que a curva faz em torno de um círculo de raio a contido no toróide, e q a quantidade de voltas que a curva faz em torno do eixo do toróide. A variável t representa o tempo. Para a figura 4.1, o eixo do toróide é o eixo z .

Os nós toroidais são classificados pelos valores de p e q , também representado por (p, q) . Um nó trivial é aquele no qual p ou q vale 1. A figura 4.2 mostra um nó $(1,2)$, enquanto a figura 4.3 um nó $(2,1)$.

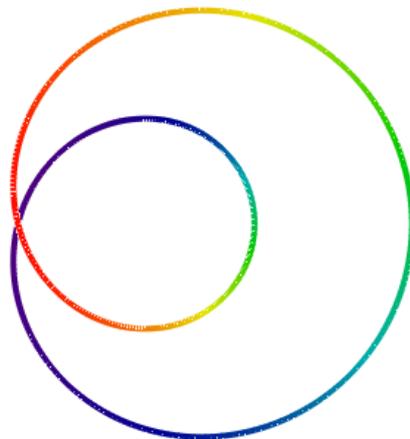


Fig. 4.2 – Nó trivial (1,2) representado no plano xy, usando $a = 5$ e $d = 10$ na equação (4-2).

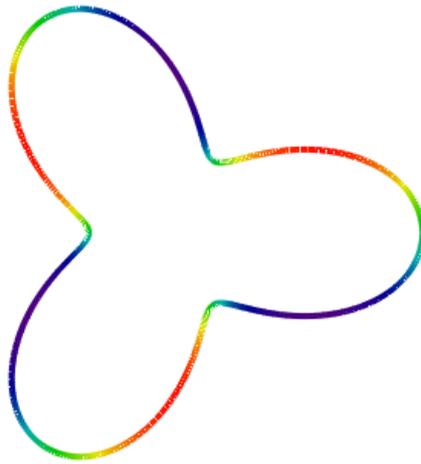


Fig. 4.3 – Nó trivial (3,1) representado no plano xy , usando $a = 5$ e $d = 10$ na equação (4-2).

Pelas figuras 4.2 e 4.3, percebe-se que é possível deformar esses nós a fim de se tornarem idênticos sem que haja necessidade de romper a curva em algum ponto. Como consequência, um nó trivial pode se transformar em outro e, por isso, são equivalentes homótopos.

Nota-se também que, na figura 4.2, o nó formado não apresenta simetria no plano xy com relação às voltas das curvas descritas pelas variáveis p e q , contrariamente ao nó da figura 4.3, em que existe simetria com relação às voltas das curvas. Assim, a figura formada quando $p < q$ é diferente de $p > q$, devido à equação (4-2). Com isso, para manter a simetria, adota-se $p > q$ para os nós toroidais.

O nó toroidal mais simples não trivial é o nó trifólio (3,2), representado na figura 4.4.

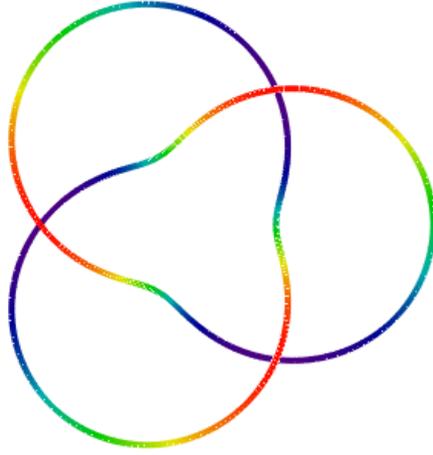


Fig. 4.4 – Nó trifólio (3,2) representado no plano xy, usando $a = 5$ e $d = 10$ na equação (4-2).

Em [19], são apresentadas soluções das equações de Maxwell no vácuo cujas linhas de campo formam um conjunto completo de nós toroidais não triviais. As soluções são desenvolvidas com base na fibração de Hopf [20].

Estas configurações podem ser encontradas na natureza onde os campos elétricos magnéticos criados pelos planetas e estrelas apresentam configurações toroidais não triviais, bem como em confinamento de plasma, cujas campos eletromagnéticos são também toroidais, e em dispositivos de ressonância magnética nuclear [19].

Essas soluções são escritas de forma diferencial como [21]:

$$\mathfrak{B} = \frac{1}{j4\pi} \frac{\nabla\eta \times \nabla\eta^*}{(1 + \eta\eta^*)^2}, \quad (4-3)$$

$$\mathfrak{E} = \frac{1}{j4\pi} \frac{\nabla\zeta \times \nabla\zeta^*}{(1 + \zeta\zeta^*)^2}, \quad (4-4)$$

com

$$\eta(x, y, z, t) = \frac{Az + t(A-1) + j(tx - Ay)}{Ax + ty + j[A(A-1) - tz]}, \quad (4-5)$$

$$\zeta(x, y, z, t) = \frac{Ax + ty + j[Az + t(A-1)]}{tx - Ay + j[A(A-1) - tz]}, \quad (4-6)$$

em que $A = \frac{1}{2}(x^2 + y^2 + z^2 - t^2 + 1)$ e x , y , z e t são adimensionais múltiplos de um comprimento de escala a . Já η e ζ são dois campos escalares.

Os campos magnéticos e elétricos obtidos em (4-3) e (4-4) estão no domínio do tempo e são tangentes às linhas equipotenciais de η e ζ respectivamente.

Mais recentemente, foram desenvolvidas novas soluções para as equações de Maxwell no espaço livre, cujas linhas de campo abrangem todos os possíveis nós toroidais [22]. Assim, verifica-se que não existe uma solução única para que os campos elétricos e magnéticos apresentem linhas de campo nós toroidais.

Neste trabalho, é apresentada a forma de gerações de polarizações e linhas de campo nós toroidais, utilizando antenas, sem considerar o conjunto de soluções mencionadas em [21] e [22]. Contudo, será usada a equação (4-2) para o desenvolvimento da metodologia.

4.2. POLARIZAÇÕES NÓS TOROIDAIS

As polarizações representam as variações temporais dos campos elétricos num ponto fixo do espaço tridimensional. Já as linhas de campo representam como os campos são direcionados no espaço tridimensional, num instante de tempo fixo, sendo os vetores tangentes às linhas de campo.

Para a geração de polarizações nós toroidais, os campos elétricos num ponto fixo do espaço devem se comportar conforme a equação (4-2), com x sendo substituído por E_x , y por E_y e z por E_z .

Há duas maneiras para a geração de polarizações nós toroidais com antenas: a mais complexa envolve usar (2-38), (2-40) e (4-2), a fim obter as correntes para cada intervalo de tempo. Nesse caso, seriam necessárias três antenas, e as correntes obtidas, que possuem a mesma frequência, alimentariam as antenas de forma sincronizada. A desvantagem é a necessidade de obter as correntes para muitos intervalos de tempo.

A outra forma consiste em desenvolver (3-2) para obter:

$$\begin{aligned}
x &= d \cos(qt) + \frac{a}{2} \cos[(p-q)t] + \frac{a}{2} \cos[(p+q)t] \\
y &= d \cos\left(qt - \frac{\pi}{2}\right) + \frac{a}{2} \cos\left[(p-q)t + \frac{\pi}{2}\right] + \frac{a}{2} \cos\left[(p+q)t - \frac{\pi}{2}\right]. \\
z &= a \cos\left(pt - \frac{\pi}{2}\right)
\end{aligned} \tag{4-7}$$

Usando $f_1 = (p - q) f_0$, $f_2 = q f_0$, $f_3 = p f_0$ e $f_4 = (p+q) f_0$, e substituindo x por E_x , y por E_y e z por E_z em (4-7), sendo f_0 uma frequência de base, pode-se deduzir os campos abaixo:

$$\begin{aligned}
\mathcal{E}_x &= d \cos(2\pi f_2 t) + \frac{a}{2} \cos(2\pi f_1 t) + \frac{a}{2} \cos(2\pi f_4 t) \\
\mathcal{E}_y &= d \cos\left(2\pi f_2 t - \frac{\pi}{2}\right) + \frac{a}{2} \cos\left(2\pi f_1 t + \frac{\pi}{2}\right) + \frac{a}{2} \cos\left(2\pi f_4 t - \frac{\pi}{2}\right). \\
\mathcal{E}_z &= a \cos\left(2\pi f_3 t - \frac{\pi}{2}\right)
\end{aligned} \tag{4-8}$$

Como se observa em (4-8), os campos elétricos formam uma polarização nó toroidal, mediante uma soma vetorial de componentes de 4 frequências diferentes, que dependem dos valores de p e q . Isso advém do fato de os nós toroidais serem também nós de Fourier [23]. Para haver propagação, p deve ser diferente de q , a fim de não anular a frequência f_1 . Também adota-se p maior que q , como é feito também para os nós toroidais, para haver simetria.

Para a geração dos campos conforme (4-8), são necessárias no mínimo três antenas. Uma maneira de implementação, consiste em usar antenas dipolos ideais e alinhar cada antena com os eixos x , y e z .

Assim, como exemplo, para a simulação de um nó toroidal (5,3), foram considerados o ponto de observação na origem, $\mathbf{O}_1 = (0 \ 0 \ 0)^T$, e as posições das antenas e os sentidos como $\mathbf{P}_1 = (-d_A \ 0 \ 0)^T$, $\mathbf{P}_2 = (0 \ -d_A \ 0)^T$, $\mathbf{P}_3 = (0 \ 0 \ -d_A)^T$; $\mathbf{S}_1 = (1 \ 0 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_2 = (0 \ 1 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_3 = (1 \ 0 \ 0)^T$, com $d_A = 10\lambda_1$, sendo $c = \lambda_1 f_1 = \lambda_1 (p - q) f_0$, e $f_0 = 10$ MHz.

Com essa disposição das antenas, conforme (2-13), os valores de θ_{11} , θ_{12} e θ_{13} são iguais a zero. Assim, para o ponto de observação, cada antena gerará campos elétricos apenas na direção radial, conforme (2-4) e (2-5). Conseqüentemente, com a equação (2-21) se torna:

$$\mathbf{E}_{uil} = \frac{I_{pl} h e^{j(-kr_{il} + \psi_l)}}{4\pi} \left(\frac{2\eta}{r_{il}^2} - j \frac{2}{\omega \epsilon r_{il}^3} \right) a_{ruil}, \quad (4-9)$$

em que $u = x, y$ ou z , i é o ponto de observação, e l se refere à antena.

As antenas 1 e 2 devem ser alimentadas por 3 correntes senoidais de frequências f_1 , f_2 e f_4 , enquanto a antena 3 apenas por uma corrente de frequência f_3 . Assim, é possível usar (2-38) para determinar as correntes necessárias para produzir um campo conforme (4-7).

Entretanto, como há 4 frequências diferentes, deve-se usar (2-38) separadamente para cada frequência, pois os fasores de corrente obtidos em frequências diferentes não podem ser somados no domínio da frequência. Primeiro, cada fasor deve ser transformado no domínio do tempo, para depois realizar a soma de cada corrente no tempo.

Chamando os fasores das correntes da antena 1 de I_{1f1} , I_{1f2} e I_{1f4} , da antena 2 de I_{2f1} , I_{2f2} e I_{2f4} e da antena 3 de I_{3f3} , e usando (4-8) com os valores de campos desejados no domínio de cada frequência, a equação (2-38) se torna:

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_{f1} &= \boldsymbol{\sigma}_{f1}^{-1} \mathbf{E}_{f1} \\ \mathbf{I}_{f2} &= \boldsymbol{\sigma}_{f2}^{-1} \mathbf{E}_{f2} \\ \mathbf{I}_{f3} &= \boldsymbol{\sigma}_{f3}^{-1} \mathbf{E}_{f3} \\ \mathbf{I}_{f4} &= \boldsymbol{\sigma}_{f4}^{-1} \mathbf{E}_{f4} \end{aligned} \quad (4-10)$$

Por fim, foi adotado $a = 2 \times 10^{-3}$ V/m e $d = 4 \times 10^{-3}$ V/m. Com isso foram obtidos os seguintes fasores de correntes:

$$\begin{pmatrix} I_{1f_1} \\ I_{2f_1} \\ I_{3f_1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 25e^{j0,158} \\ 25e^{j1,729} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad p / f_1 = 20\text{MHz (mA)},$$

$$\begin{pmatrix} I_{1f_2} \\ I_{2f_2} \\ I_{3f_2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 99e^{j3,247} \\ 99e^{j1,677} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad p / f_2 = 30\text{MHz (mA)},$$

$$\begin{pmatrix} I_{1f_3} \\ I_{2f_3} \\ I_{3f_3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 50e^{j1,634} \end{pmatrix}, \quad p / f_3 = 50\text{MHz (mA)},$$

$$\begin{pmatrix} I_{1f_4} \\ I_{2f_4} \\ I_{3f_4} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 25e^{j0,04} \\ 25e^{j4,752} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad p / f_4 = 80\text{MHz (mA)}.$$

Transformando estes resultados para o domínio do tempo, as antenas produzem no ponto de observação a polarização abaixo:

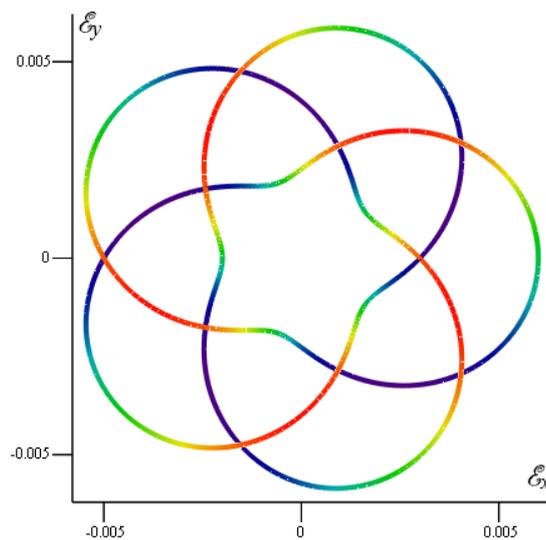


Fig. 4.5 – Polarização nó toroidal (5,3) representado no plano xy, gerada por um conjunto de três antenas dipolos ideais.

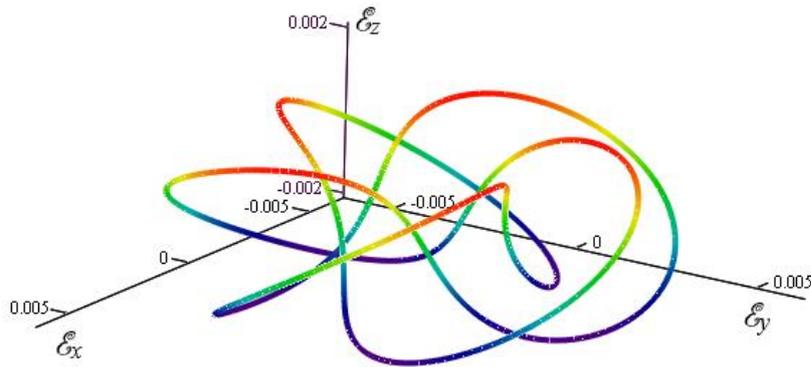


Fig. 4.6 – Polarização nó toroidal (5,3) representado no espaço tridimensional, gerada por um conjunto de três antenas dipolos ideais.

Pelas figuras 4.5 e 4.6, percebe-se que as antenas podem ser usadas para a geração de polarização nó toroidal, que também é uma polarização tridimensional. Além disso, o período da polarização é 1×10^{-7} s, que é o inverso da frequência de base.

Com essa forma de implementação, os fasores de correntes são constantes em módulo e fase, apresentando vantagens em relação à outra forma de implementação mencionada anteriormente, em que se deve obter novos fasores a cada intervalo de tempo (idealmente pequeno). Se essas variações forem relativamente grandes, haverá geração de componentes de corrente de alta frequência, fato que degradará a polarização nó toroidal.

Portanto, com o intuito de gerar polarizações nós toroidais, é vantajoso utilizar correntes possuindo 4 frequências diferentes para alimentar o conjunto de antenas, mantendo os módulos e fases dos fasores constantes para cada valor desejado de p e q .

4.3. LINHAS DE CAMPOS NÓS TOROIDAIS

As linhas de campo representam curvas paralelas aos vetores de campo e são visualizadas num instante de tempo fixo. Assim, as trajetórias dessas curvas são dependentes dos valores de amplitude e direção dos vetores de campo.

As linhas de campos nós toroidais podem ser geradas com base na equação (4-2). Ao escolher os valores de a , d , p e q , uma linha de campo é formada com a variação

do tempo t . Com isso, são obtidos os valores de x , y e z , que representa a trajetória da curva.

Para evitar ambiguidade com relação às variáveis de tempo, para a equação (4-2) será adotado t_n , e para os campos vetoriais será adotado t_E . Portanto, para um instante de tempo t_E qualquer, o objetivo é gerar vetores de campo elétrico tangentes à linha, cuja trajetória é formada pela variação de t_n em (4-2) por um período completo T_0 .

Denominando o vetor $\mathbf{S}(t_n)$ como o vetor posição de x , y e z da equação (4-2), o vetor tangente será:

$$\mathbf{T}_g(t_n) = \frac{d\mathbf{S}(t_n)}{dt_n} = T_{gx} \mathbf{a}_x + T_{gy} \mathbf{a}_y + T_{gz} \mathbf{a}_z, \quad (4-11)$$

em que

$$\begin{aligned} T_{gx} &= -dq \operatorname{sen}(qt_n) - \frac{a}{2}(p-q) \operatorname{sen}[(p-q)t_n] + \frac{a}{2}(p+q) \operatorname{sen}[(p+q)t_n] \\ T_{gy} &= dq \operatorname{cos}(qt_n) - \frac{a}{2}(p-q) \operatorname{cos}[(p-q)t_n] + \frac{a}{2}(p+q) \operatorname{cos}[(p+q)t_n] \quad . \quad (4-12) \\ T_{gz} &= ap \operatorname{cos}(pt) \end{aligned}$$

Observando (4-12), as equações dos campos elétricos, adotando $t_F = 0$ – embora poderia ser assumido outro valor –, valem:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_x(x, y, z; t_F) &= \mathcal{E}_x[\mathbf{S}(t_n); 0] = T_{gx} \\ \mathcal{E}_y(x, y, z; t_F) &= \mathcal{E}_y[\mathbf{S}(t_n); 0] = T_{gy} \quad . \quad (4-13) \\ \mathcal{E}_z(x, y, z; t_F) &= \mathcal{E}_z[\mathbf{S}(t_n); 0] = T_{gz} \end{aligned}$$

Assim, para cada valor de t_n , um ponto do espaço tridimensional é determinado por $\mathbf{S}(t_n)$. Para cada ponto do espaço, fixando-se o tempo t_F , obtém-se o valor desejado de cada componente x , y ou z do campo elétrico.

Com a utilização de (2-38), é possível obter as correntes necessárias para gerar esses campos utilizando antenas dipolos ideais. Para cada ponto no espaço determinado por $\mathbf{S}(t_n)$, são necessárias três antenas.

Como são infinitos os valores que t_n pode assumir, deve-se determinar um intervalo fixo Δt_n , a fim de discretizar os valores possíveis de t_n , ou seja $t_n(i) = (i-1)\Delta t_n$, em que i se refere número do ponto de observação, com $1 \leq i \leq (T_0/\Delta t_n)$. Assim, o número de antenas fica $l = 3(T_0/\Delta t_n)$.

Se for escolhido um valor muito pequeno para Δt_n , o resultado será mais próximo do desejado, porém deverão ser usadas muitas antenas. Adotando o exemplo anterior, com $f_0 = 10$ MHz, $p = 5$ e $q = 3$, e escolhendo $\Delta t_n = 10^{-9}$ s, haveria a necessidade de 300 antenas para a geração de linhas de campos nós toroidais.

Assim, é possível gerar linhas de campos nós toroidais utilizando antenas. Quanto maior o número de pontos a serem controlados, mais será complexo o controle das alimentações, porém os resultados serão melhores.

5. CONTROLE DE CAMPOS ELÉTRICOS UTILIZANDO ANTENAS CORNETAS PIRAMIDAIS

Nos capítulos 2, foram utilizadas antenas ideais para o controle de campos. Neste capítulo, serão apresentados conjuntos de antenas cornetas piramidais formando um volume para controle do campo elétrico em vários pontos do espaço simultaneamente, com o intuito de demonstrar que toda a metodologia de controle campo desenvolvida para antenas dipolos ideais pode se estender a qualquer tipo de antena.

A princípio, serão desenvolvidas as equações para o controle de campos elétricos utilizando o mesmo procedimento adotado para as antenas dipolos ideais. Para a antena corneta piramidal, serão utilizadas as equações de campos distantes, assegurando que as distâncias entre os pontos de observações e as antenas estejam suficientemente afastadas.

Em seguida, serão apresentados exemplos para a demonstração do controle de campos, com a otimização do ganho da corneta piramidal desenvolvida em [7]. A otimização do ganho da antena permite que este seja mais estável com a mudança da temperatura e as pequenas variações das dimensões físicas. Desta forma, o conjunto de antenas produzirá campos mais próximos dos valores desejados.

5.1. ANTENAS CORNETAS PIRAMIDAIS

Uma antena corneta piramidal orientada no eixo z possui dimensões ilustradas na figura 5.1.

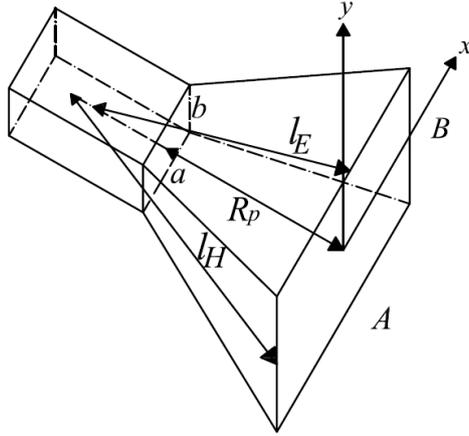


Fig. 5.1 – Antena corneta piramidal orientada no eixo z.

Na figura 5.1, a dimensão R_p é o comprimento axial da antena. As dimensões A e B se referem às aberturas da antena, enquanto a e b são as dimensões do guia de onda. As dimensões l_E e l_H se referem ao comprimento da abertura a um ponto de intersecção no interior do guia de onda. Embora não mostradas na figura, as dimensões R_A , R_B são determinadas por

$$l_H^2 = R_A^2 + \left(\frac{A}{2}\right)^2, \quad (5-1)$$

$$l_E^2 = R_B^2 + \left(\frac{B}{2}\right)^2. \quad (5-2)$$

Para as antenas dipolos ideais, a fonte de excitação para a geração dos campos corresponde a corrente elétrica, enquanto para as antenas cornetas piramidais, a fonte de excitação é o campo elétrico na abertura da antena. Observando a figura 5.1, e assumindo uma onda TE_{10} na abertura da antena, o campo elétrico instantâneo e fasorial são representados respectivamente como:

$$\mathbf{e}_{Ay} = E_o \cos\left(\frac{\pi}{A}x\right) \cos(\omega t + \psi) \mathbf{a}_y, \quad (5-3)$$

$$\mathbf{E}_{Ay} = E_o e^{j\psi} \cos\left(\frac{\pi}{A}x\right) \mathbf{a}_y = E_A \cos\left(\frac{\pi}{A}x\right) \mathbf{a}_y, \quad (5-4)$$

em que $-A/2 \leq x \leq A/2$, E_o é a amplitude máxima do campo na direção \mathbf{a}_y , ψ é o defasamento da onda TE₁₀ na abertura da antena, e E_A é o fasor dado por $E_A = E_o e^{j\psi}$.

Em campos distantes, a antena corneta piramidal produz num ponto de observação qualquer um campo na forma fasorial conforme as equações (5-5) a (5-7) [16].

$$\mathbf{E}(r, \theta, \phi) = E_\theta \mathbf{a}_\theta + E_\phi \mathbf{a}_\phi, \quad (5-5)$$

com

$$\mathbf{E}_\theta = E_\theta \mathbf{a}_\theta = j \frac{k E_A e^{-jkr}}{4\pi r} \sin\phi (1 + \cos\theta) I_A I_B \mathbf{a}_\theta, \quad (5-6)$$

$$\mathbf{E}_\phi = E_\phi \mathbf{a}_\phi = j \frac{k E_A e^{-jkr}}{4\pi r} \cos\phi (1 + \cos\theta) I_A I_B \mathbf{a}_\phi. \quad (5-7)$$

Pelas equações (5-6) e (5-7), observa-se que os campos são dependentes do fasor E_A . As funções I_A e I_B das equações (5-6) e (5-7) são dadas por

$$I_A = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi R_A}{k}} (e^{j(k_x^2 R_A / 2k)} \{ [C(t'_B) - C(t'_A)] - j[S(t'_B) - S(t'_A)] \} + e^{j(k_x^2 R_A / 2k)} \{ [C(t''_B) - C(t''_A)] - j[S(t''_B) - S(t''_A)] \}), \quad (5-8)$$

$$I_B = \sqrt{\frac{\pi R_B}{k}} e^{j(k_y^2 R_B / 2k)} \{ [C(t_B) - C(t_A)] - j[S(t_B) - S(t_A)] \}, \quad (5-9)$$

em que R_A e R_B são as dimensões axiais da antena no plano H e E respectivamente, e $C(x)$ e $S(x)$ são respectivamente as funções cosseno e seno de Fresnel. As funções $t'_A, t'_B, k'_x, t''_A, t''_B, k''_x$ são respectivamente

$$t'_A = \sqrt{\frac{1}{\pi k R_A}} \left(-\frac{kA}{2} - k'_x R_A \right), \quad (5-10)$$

$$t'_B = \sqrt{\frac{1}{\pi k R_A}} \left(+\frac{kA}{2} - k'_x R_A \right), \quad (5-11)$$

$$k'_x = k \operatorname{sen} \theta \cos \phi + \frac{\pi}{A}, \quad (5-12)$$

$$t''_A = \sqrt{\frac{1}{\pi k R_A}} \left(-\frac{kA}{2} - k''_x R_A \right), \quad (5-13)$$

$$t''_A = \sqrt{\frac{1}{\pi k R_A}} \left(+\frac{kA}{2} - k''_x R_A \right), \quad (5-14)$$

$$k''_x = k \operatorname{sen} \theta \cos \phi - \frac{\pi}{A}. \quad (5-15)$$

As funções t_A , t_B , k_y são respectivamente

$$t_A = \sqrt{\frac{1}{\pi k R_B}} \left(-\frac{kB}{2} - k_y R_B \right), \quad (5-16)$$

$$t_B = \sqrt{\frac{1}{\pi k R_B}} \left(\frac{kB}{2} - k_y R_B \right), \quad (5-17)$$

$$k_y = k \operatorname{sen} \theta \operatorname{sen} \phi. \quad (5-18)$$

Como será visto posteriormente, o controle de campos será obtido pelo controle de E_A .

5.2. METODOLOGIA DE CONTROLE DE CAMPOS COM CORNETAS PIRAMIDAIS MEDIANTE DECOMPOSIÇÃO VETORIAL

Nesta seção, será mostrado a metodologia para o controle de campos utilizando corneta piramidais. Para tanto, será usado a figura 5.2 para o desenvolvimento da metodologia.

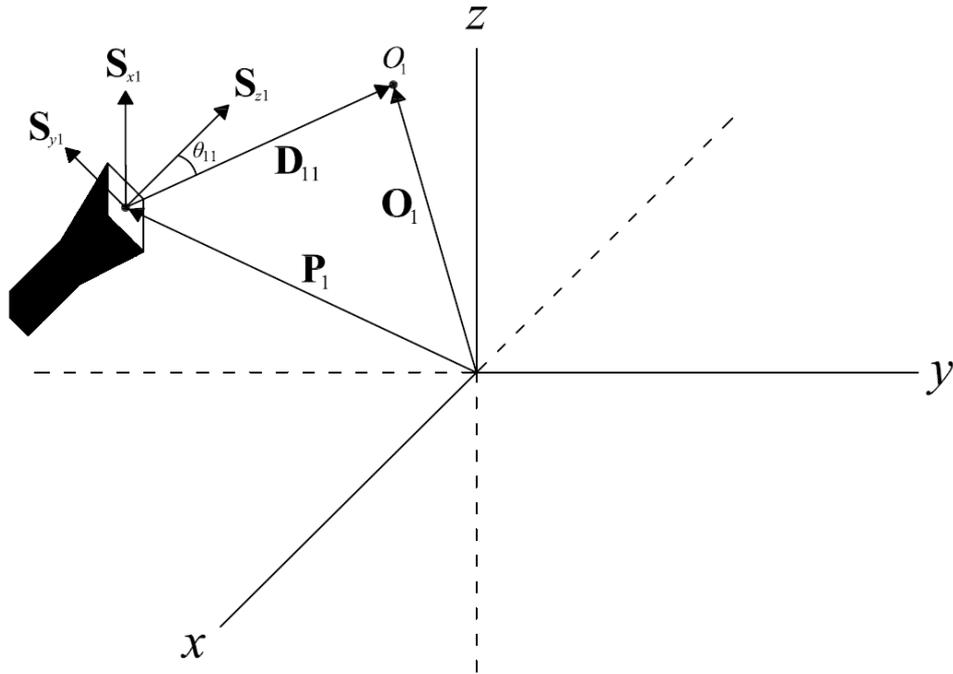


Fig. 5.2 – Antena corneta piramidal localizado no ponto P_1 para o controle de campo elétrico no ponto O_1 .

Conforme a figura 5.2, a antena corneta piramidal apresenta três vetores sentidos, \mathbf{S}_{x1} , \mathbf{S}_{y1} e \mathbf{S}_{z1} , sendo este o vetor unitário direcionado no eixo principal da antena, cujo ganho é máximo. O vetor \mathbf{S}_{y1} tem o mesmo sentido que o vetor \mathbf{E}_{Ay} na abertura da antena. Assim, o vetor \mathbf{S}_{x1} é determinado de forma única por $\mathbf{S}_{y1} \times \mathbf{S}_{z1}$.

Para decompor as componentes dos campos elétricos descritas em (5-6) e (5-7) em coordenadas cartesianas, foi usada a equação (5-19) abaixo:

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_{\theta 11} &= a_{\theta x 11} \mathbf{a}_x + a_{\theta y 11} \mathbf{a}_y + a_{\theta z 11} \mathbf{a}_z \\ \mathbf{a}_{\phi 11} &= a_{\phi x 11} \mathbf{a}_x + a_{\phi y 11} \mathbf{a}_y + a_{\phi z 11} \mathbf{a}_z \end{aligned} \quad (5-19)$$

Para encontrar os valores dos ângulos θ_{11} e ϕ_{11} , e dos coeficientes $a_{\theta u 11}$ e $a_{\phi u 11}$, assumindo que $u = x, y$ ou z , primeiro deve-se calcular os vetores unitários $\mathbf{a}_{r 11}$, $\mathbf{a}_{\theta 11}$ e $\mathbf{a}_{\phi 11}$.

Utilizando (2-12) e (2-16), o vetor distância \mathbf{D}_{11} e o vetor unitário $\mathbf{a}_{r 11}$ são calculados:

$$\mathbf{D}_{11} = \mathbf{O}_1 - \mathbf{P}_1,$$

$$\mathbf{a}_{r11} = \frac{\mathbf{D}_{11}}{|\mathbf{D}_{11}|}.$$

O ângulo θ_{11} é dado por:

$$\theta_{11} = \cos^{-1}(\mathbf{a}_{r11} \cdot \mathbf{S}_{z1}). \quad (5-20)$$

Com o vetor \mathbf{a}_{r11} e o ângulo θ_{11} , pode-se utilizar (2-19) para obter o vetor $\mathbf{a}_{\theta11}$ e os coeficientes $a_{\theta x11}$, $a_{\theta y11}$ e $a_{\theta z11}$:

$$a_{\theta u11} = \begin{cases} \frac{(\cos \theta_{11})\mathbf{a}_{r11} - \mathbf{S}_{z1}}{|\cos(\theta_{11})\mathbf{a}_{r11} - \mathbf{S}_{z1}|} \cdot \mathbf{a}_u & \text{se } 0 < \theta_{11} < 180^\circ \\ \mathbf{S}_{y1} \cdot \mathbf{a}_u & \text{se } \theta_{11} = 0 \\ 0 & \text{se } \theta_{11} = 180^\circ \end{cases}, \quad (5-21)$$

$$\mathbf{a}_{\theta11} = a_{\theta x11}\mathbf{a}_x + a_{\theta y11}\mathbf{a}_y + a_{\theta z11}\mathbf{a}_z. \quad (5-22)$$

Como se observa na equação (5-21), há algumas diferenças em relação à equação (2-19). Quando o ângulo θ_{11} vale zero, o campo elétrico resultante no ponto de observação tem a mesma direção que o vetor \mathbf{S}_{y1} , que é a direção do vetor \mathbf{E}_{Ay1} na abertura da antena. Para demonstrar isso, supondo que os vetores \mathbf{S}_{y1} e \mathbf{E}_{Ay1} estão direcionados no eixo \mathbf{a}_y , assim como o vetor \mathbf{S}_{z1} está direcionado no eixo \mathbf{a}_z , para $\theta_{11} = 0$, os campos das equações (5-6) e (5-7) se tornam:

$$E_{\theta11} = j \frac{2kE_{A1}e^{-jkr_{11}}}{4\pi r_{11}} \sin \phi_{11} I_{A11} I_{B11} \mathbf{a}_{\theta11} = K_{11} \sin \phi_{11} \mathbf{a}_{\theta11}, \quad (5-23)$$

$$E_{\phi11} = j \frac{2kE_{A1}e^{-jkr_{11}}}{4\pi r_{11}} \cos \phi_{11} I_{A11} I_{B11} \mathbf{a}_{\phi11} = K_{11} \cos \phi_{11} \mathbf{a}_{\phi11}, \quad (5-24)$$

em que K_{11} é uma constante que satisfaz (5-23) e (5-24). Com isso, os campos nas direções \mathbf{a}_x e \mathbf{a}_y valem:

$$E_{x11} = \mathbf{E}_{\theta11} \cdot \mathbf{a}_x + \mathbf{E}_{\phi11} \cdot \mathbf{a}_x = K_{11} \sin \phi_{11} \cos \phi_{11} + K_{11} \cos \phi_{11} (-\sin \phi_{11}) = 0, \quad (5-25)$$

$$E_{y11} = \mathbf{E}_{\theta11} \cdot \mathbf{a}_y + \mathbf{E}_{\phi11} \cdot \mathbf{a}_x = K_{11}(\sin \phi_{11})^2 + K_{11}(\cos \phi_{11})^2 = K_{11}. \quad (5-26)$$

Portanto, o campo resultante estará na direção \mathbf{a}_y , que é a mesma direção que \mathbf{S}_{y1} no exemplo. Isso também demonstra que, para $\theta_{11} = 0$, o campo elétrico resultante independe do ângulo ϕ_{11} .

Assim, conforme (5-21), para $\theta_{11} = 0$, foi escolhida que a direção do vetor $\mathbf{a}_{\theta11}$ fosse a mesma do vetor \mathbf{S}_{y1} , embora pudesse ter sido escolhida qualquer direção, mantendo os mesmos resultados. Tal explicação será feita adiante, após o cálculo de $\mathbf{a}_{\phi11}$ e ϕ_{11} .

Através de (5-21), quando $\theta_{11} = 180^\circ$, o campo resultante é zero, pois (5-6) e (5-7) se tornam nulos. Uma vez calculados \mathbf{a}_{r11} e $\mathbf{a}_{\theta11}$, o vetor $\mathbf{a}_{\phi11}$ é calculado como:

$$\mathbf{a}_{\phi11} = \mathbf{a}_{r11} \times \mathbf{a}_{\theta11}. \quad (5-27)$$

Com $\mathbf{a}_{\phi11}$, obtém-se $a_{\phi u11}$:

$$a_{\phi u11} = \mathbf{a}_{\phi11} \cdot \mathbf{a}_u. \quad (5-28)$$

Já o ângulo ϕ_{11} é calculado como:

$$\phi_{11} = \text{tg}^{-1} \left(\frac{\mathbf{a}_{\phi11} \cdot \mathbf{S}_{y1}}{\mathbf{a}_{\phi11} \cdot \mathbf{S}_{x1}} \right) - \frac{\pi}{2}. \quad (5-29)$$

Voltando a escolha feita na equação (5-21), qual seja, o vetor $\mathbf{a}_{\theta11}$ tendo a mesma direção do vetor \mathbf{S}_{y1} para $\theta_{11} = 0$, o campo resultante estará na direção $\mathbf{a}_{\theta11}$ e \mathbf{S}_{y1} , pois a componente de campo elétrico na direção $\mathbf{a}_{\phi11}$ será nula em (5-24), uma vez que o valor do ângulo ϕ_{11} será 90° em (5-29).

Por outro lado, se fosse escolhida uma direção diferente para o vetor $\mathbf{a}_{\theta11}$, o campo resultante ainda estaria na direção \mathbf{S}_{y1} , e o valor de ϕ_{11} seria tal que o módulo do campo elétrico resultante fosse idêntico à situação anterior.

Apenas para exemplificação do parágrafo anterior, foi considerado que o $\mathbf{a}_{\theta11}$ possui a mesma direção de \mathbf{S}_{x1} para $\theta_{11} = 0$. Com essa escolha de $\mathbf{a}_{\theta11}$, o vetor $\mathbf{a}_{\phi11}$ terá a

direção $-\mathbf{S}_{y1}$, e o ângulo ϕ_{11} será 180° em (5-29). Assim, o campo na direção $\mathbf{a}_{\theta_{11}}$ será nulo, conforme (5-23), e o campo resultante estará na direção negativa de $\mathbf{a}_{\phi_{11}}$, conforme (5-24), que é a direção \mathbf{S}_{y1} . Além disso, o módulo do campo será o mesmo independente da escolha da direção de $\mathbf{a}_{\theta_{11}}$ para $\theta_{11} = 0$.

Assim, apesar de existir a possibilidade de escolha do vetor $\mathbf{a}_{\theta_{11}}$, o vetor de $\mathbf{a}_{\phi_{11}}$ e o ângulo ϕ_{11} são dependentes da escolha do primeiro, de tal modo que o campo resultante permanecerá na mesma direção \mathbf{S}_{y1} , sem que haja alteração no módulo, devido às equações (5-23), (5-24), (5-27) e (5-29).

Retomando à metodologia, pelas equações anteriores, os valores dos ângulos θ_{11} , ϕ_{11} , e dos coeficientes $a_{\theta_{u11}}$ e $a_{\phi_{u11}}$ podem ser obtidos. A partir disso, é possível obter o campo elétrico no ponto O_1 da figura 5.2. Usando a variável u como sendo x , y ou z , tem-se

$$\mathbf{E}_{u11} = E_{u11} \mathbf{a}_u = (E_{\theta_{11}} a_{\theta_{u11}} + E_{\phi_{11}} a_{\phi_{u11}}) \mathbf{a}_u. \quad (5-30)$$

Usando (5-6) e (5-7) em (5-30), e adotando $r_{11} = |\mathbf{D}_{11}|$, tem-se:

$$\mathbf{E}_{u11} = j \frac{k E_{A1} e^{-jk r_{11}}}{4\pi r_{11}} (1 + \cos \theta_{11}) I_{A11} I_{B11} (\sin \phi_{11} a_{\theta_{u11}} + \cos \phi_{11} a_{\phi_{u11}}), \quad (5-31)$$

em que o campo de abertura da antena 1 é dada pela forma fasorial $E_{A1} = E_{o1} e^{j\psi_1}$.

Reescrevendo (5-31) como $\mathbf{E}_{u11} = (C_{u11} e^{j\varphi_{u11}}) (E_{o1} e^{j\psi_1}) \mathbf{a}_u$, pode-se isolar a contribuição da fonte de excitação da contribuição responsável pela posição e o sentido da antena. Assim, tem-se

$$C_{u11} = \frac{|\mathbf{E}_{u11}|}{E_{o1}} = \left| \frac{k}{4\pi r_{11}} (1 + \cos \theta_{11}) I_{A11} I_{B11} (\sin \phi_{11} a_{\theta_{u11}} + \cos \phi_{11} a_{\phi_{u11}}) \right|, \quad (5-32)$$

$$e^{j\varphi_{u11}} = \frac{e^{j\varphi_{Eu11}}}{e^{j\psi_1}}, \quad (5-33)$$

em que φ_{Eu11} corresponde ao argumento do campo elétrico \mathbf{E}_{u11} e é dado por:

$$\varphi_{u11} = \frac{\pi}{2} - kr_{11} + tg^{-1} \left\{ \frac{\text{Im} \left[I_{A11} I_{B11} \left(\text{sen} \phi_{11} a_{\theta u11} + \text{cos} \phi_{11} a_{\phi u11} \right) \right]}{\text{Re} \left[I_{A11} I_{B11} \left(\text{sen} \phi_{11} a_{\theta u11} + \text{cos} \phi_{11} a_{\phi u11} \right) \right]} \right\}. \quad (5-34)$$

Da mesma forma que as antenas dipolos ideais, pode-se agrupar a fase e o módulo numa única variável complexa, para obter:

$$\sigma_{u11} = C_{u11} e^{j\varphi_{u11}}, \quad (5-35)$$

$$\mathbf{E}_{u11} = \sigma_{u11} \left(E_{o1} e^{j\psi_1} \right) \mathbf{a}_u = \sigma_{u11} E_{A1} \mathbf{a}_u. \quad (5-36)$$

Com m antenas e n pontos de observações ($m = 3n$), é possível generalizar as equações (5-35) e (5-36) como:

$$\sigma_{uil} = C_{uil} e^{j\varphi_{uil}}, \quad (5-37)$$

$$\mathbf{E}_{ui} = E_{ui} \mathbf{a}_u = \sum_{l=1}^m \mathbf{E}_{uil} = \sum_{l=1}^m \sigma_{uil} E_{Al} \mathbf{a}_u = \sum_{l=1}^m \sigma_{uil} \left(E_{ol} e^{j\psi_l} \right) \mathbf{a}_u, \quad (5-38)$$

em que i e l são números inteiros, com $1 \leq i \leq n$, $1 \leq l \leq m$. Como n pode assumir qualquer valor inteiro, o controle do campo elétrico no espaço pode existir para infinitos pontos.

A equação (5-38) determina o valor da amplitude e fase do campo elétrico no ponto de observação n na direção \mathbf{a}_u , que contempla as direções \mathbf{a}_x , \mathbf{a}_y e \mathbf{a}_z . O valor resultante é obtido somando-se as contribuições dos campos elétricos que estão na mesma direção de todas as m antenas.

Na forma matricial completa, tem-se:

$$\begin{pmatrix} \sigma_{x11} & \sigma_{x12} & \cdots & \sigma_{x1m} \\ \sigma_{y11} & \sigma_{y12} & \cdots & \sigma_{y1m} \\ \sigma_{z11} & \sigma_{z12} & \cdots & \sigma_{z1m} \\ \sigma_{x21} & \sigma_{x22} & \cdots & \sigma_{x2m} \\ \sigma_{y21} & \sigma_{y22} & \cdots & \sigma_{y2m} \\ \sigma_{z21} & \sigma_{z22} & \cdots & \sigma_{z2m} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \sigma_{xn1} & \sigma_{xn2} & \cdots & \sigma_{xnm} \\ \sigma_{yn1} & \sigma_{yn2} & \cdots & \sigma_{ynm} \\ \sigma_{zn1} & \sigma_{zn2} & \cdots & \sigma_{znm} \end{pmatrix}_{m \times m} \begin{pmatrix} E_{o1} e^{j\psi_1} \\ E_{o2} e^{j\psi_2} \\ \vdots \\ E_{om} e^{j\psi_m} \end{pmatrix}_{m \times 1} = \begin{pmatrix} E_{x1} \\ E_{y1} \\ E_{z1} \\ E_{x2} \\ E_{y2} \\ E_{z2} \\ \vdots \\ E_{xn} \\ E_{yn} \\ E_{zn} \end{pmatrix}_{m \times 1} \quad (5-39)$$

Chamando a matriz dos coeficientes de σ , o vetor de campos na abertura de \mathbf{E}_A e o vetor dos campos de \mathbf{E} , pode-se determinar os valores das fontes de excitação das antenas por:

$$\mathbf{E}_A = \sigma^{-1} \mathbf{E}. \quad (5-40)$$

Com os valores desejados de \mathbf{E} em cada ponto, e com o cálculo da matriz dos coeficientes complexos σ , obtêm-se os valores das amplitudes e fases dos campos fasoriais na abertura da antena. No domínio do tempo, o campo na abertura de cada antena vale:

$$\mathcal{E}_{Al}(t) = \text{Re}\{E_{Al} e^{j\omega t}\} = \text{Re}\{E_{ol} e^{j(\omega t + \psi_l)}\}, \quad (5-41)$$

em que l é número inteiro, com $1 \leq l \leq m$. Na forma matricial:

$$\mathfrak{E}_A = \text{Re}\{\mathbf{E}_A e^{j\omega t}\} = \begin{pmatrix} \text{Re}\{E_{o1} e^{j(\omega t + \psi_1)}\} \\ \text{Re}\{E_{o2} e^{j(\omega t + \psi_2)}\} \\ \vdots \\ \text{Re}\{E_{om} e^{j(\omega t + \psi_m)}\} \end{pmatrix}_{m \times 1}. \quad (5-42)$$

5.3. CONTROLE DE CAMPOS ELÉTRICOS EM DOIS PONTOS DO ESPAÇO

Nesta seção, é apresentada uma configuração para o controle do campo elétrico em dois pontos de observações no espaço tridimensional, utilizando a metodologia da seção anterior. Todas as simulações foram obtidas pelo software MathCad [15].

Antes de realizar a simulação, será usado o novo método de projeto de antenas cornetas piramidais [7], a fim de obter as dimensões das antenas. Nesse método, obtêm-se as dimensões das antenas a fim de otimizar o ganho no eixo central ou principal. Isso significa que as variações do ganho são minimizadas com as variações das dimensões das antenas, seja por mudança na temperatura ou outros fatores. Assim, uma maior estabilidade do ganho e também do campo elétrico é alcançada no ponto de observação.

Com o ganho desejado G no eixo principal e a frequência de operação f da antena, juntamente com as dimensões do guia de onda a e b , é possível determinar as dimensões A , B , R_1 e R_2 da antena. Há duas maneiras de chegar ao projeto ótimo: o método através da solução numérica e o método analítico.

O método através da solução numérica consiste em determinar computacionalmente 4 raízes das funções f_1 , f_2 , f_3 e f_4 , em que $raiz()$ é uma função numérica que calcula os zeros do seu argumento, conforme explicitado a seguir:

- a) Para o projeto ótimo, escolhe-se A para um valor de R_1 fixo que maximiza a curva do ganho no plano H . Isso é feito derivando-se a expressão do ganho ou diretividade em função de abertura A e, através de uma solução computacional, determinar a raiz da expressão, ou seja, determinar A em função do valor independente R_1

$$f_1(A, R_1) = \frac{\partial D_H}{\partial A},$$

$$A(R_1) = raiz(f_1). \quad (5-43)$$

- b) O mesmo deve ser feito para o plano E , no qual é obtido B em função do valor de R_2 .

$$f_2(B, R_2) = \frac{\partial D_E}{\partial B},$$

$$B(R_2) = \text{raiz}(f_2). \quad (5-44)$$

- c) Após isso, deve-se usar a função f_3 a fim de que as dimensões da antena sejam realizáveis. Como A é função de R_1 e B é função de R_2 , obtém-se uma equação com duas variáveis independentes, R_1 e R_2 . Assim, é possível encontrar R_1 como sendo a raiz que satisfaz (5-44) para um dado valor de R_2 :

$$f_3(R_1, R_2) = R_1 \frac{A-a}{A} - R_2 \frac{B-b}{B},$$

$$R_1(R_2) = \text{raiz}(f_3). \quad (5-45)$$

- d) Utilizando o resultado anterior, com G sendo o valor de ganho desejado, a solução do projeto é encontrada através do valor de R_2 , já que todas as outras dimensões ficaram dependentes de R_2 .

$$f_4(R_2) = G - \frac{\pi}{32} \left(\frac{\lambda}{a} D_E \right) \left(\frac{\lambda}{b} D_H \right),$$

$$R_2 = \text{raiz}(f_4). \quad (5-46)$$

Com isso, obtêm-se todas as dimensões da antena. Já o método analítico, que produz os mesmos resultados que o método computacional, consiste em determinar as dimensões das antenas resolvendo a equação abaixo:

$$\begin{aligned} & \frac{B^4}{8\lambda s_e} - \frac{1}{\lambda} \left(\frac{b}{8s_e} + \frac{2\pi a \varepsilon_{ap} t_e}{G} \right) B^3 + \frac{\lambda}{2} (t_e - s_e) B^2 \\ & + \lambda \left(\frac{s_e b}{2} + \frac{aG}{32\pi \varepsilon_{ap} t_e} \right) B - \frac{G^2 \lambda^3}{128\pi^2 \varepsilon_{ap}^2 t_e} = 0 \end{aligned}, \quad (5-47)$$

em que ε_{ap} é a eficiência de abertura da antena, t_e e s_e são os erros de fase exatos ótimos no plano H e E respectivamente.

Desde que seja utilizado um guia de onda com $2 \leq a/b \leq 2,5$, e frequência na faixa de $1 < \lambda/a < 1,7$, as variações de t_e e s_e ótimos se tornam desprezíveis com as variações de a , b e λ . Os guias de onda comerciais para antenas piramidais padrões têm dimensões nesse intervalo. Assim, os erros de fase exatos serão dependentes apenas ganho desejado de acordo com as seguintes aproximações:

$$t_e \cong 0,3967 + \frac{0,6281}{G}, \quad (5-48)$$

$$s_e \cong 0,262 + \frac{0,3178}{G}. \quad (5-49)$$

em que G é dado em valor absoluto. Essas equações podem ser usadas para antenas padrões com ganhos entre 10 e 25 dB. Com apenas os valores de t_e e s_e , é possível determinar o valor de ε_{ap} . Dessa forma, os coeficientes da equação de quarta ordem de (5-46) são determinados, e o valor da variável B é calculada.

Com o valor de B , pode-se calcular R_2 , R_1 e A como:

$$B = 2\sqrt{s_e \lambda (s_e \lambda + 2R_2)}, \quad (5-50)$$

$$R_1 = \frac{G^2 \lambda^4}{16\pi^2 \varepsilon_{ap}^2 B^2 8\lambda t_e} - \frac{t_e \lambda}{2}, \quad (5-51)$$

$$A = 2\sqrt{t_e \lambda (t_e \lambda + 2R_1)}. \quad (5-52)$$

A explicação completa do desenvolvimento do método de projeto é detalhada em [7]. Com as dimensões das antenas, podemos calcular as equações (5-8) a (5-17) e, portanto, os campos elétricos em (5-6) e (5-7).

Para a simulação, foi usada a configuração de conjuntos da figura 5.3 para o controle de dois pontos no espaço.

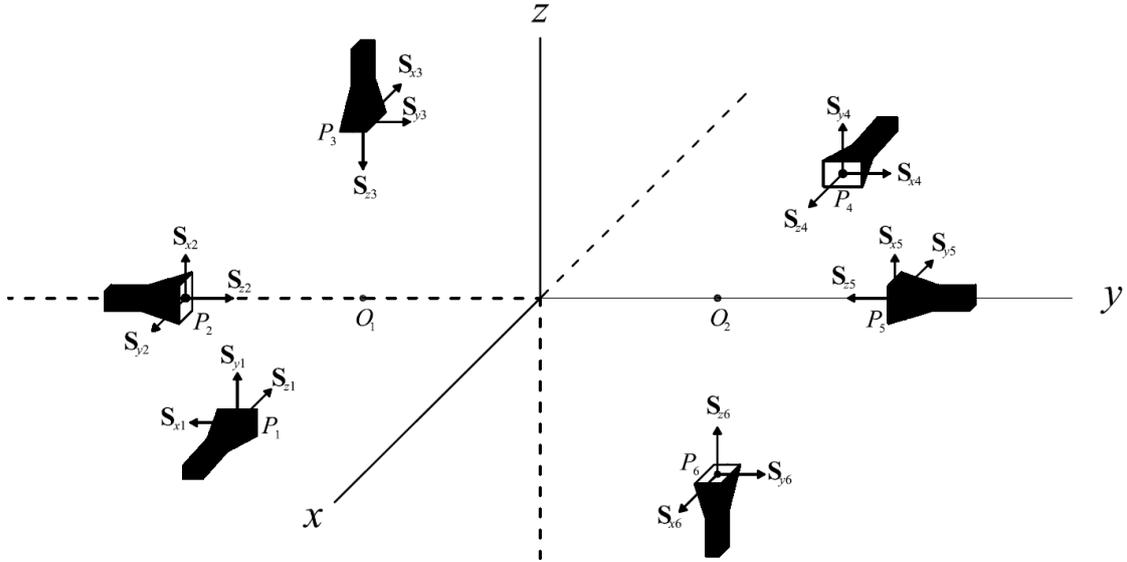


Fig. 5.3 – Conjunto de seis antenas cornetas piramidais trabalhando simultaneamente para o controle do campo elétrico de dois pontos. As antenas 1, 2, 3 estão equidistantes de uma distância d_A do ponto de observação O_1 , assim como as antenas 4, 5 e 6 que estão equidistantes de uma distância d_A do ponto de observação O_2 .

Ainda, foram consideradas as seguintes premissas: ganho desejado de 14 dB, frequência de operação de 2 GHz ($\lambda = 15$ cm) e antena acoplada em guia de onda WR430. Além disso, as antenas possuem o vetor sentido \mathbf{S}_z nas direções positivas ou negativas de \mathbf{a}_x , \mathbf{a}_y ou \mathbf{a}_z .

Nesta simulação, os vetores posições dos pontos de observações são: $\mathbf{O}_1 = (0 \ -10^4\lambda \ 0)^T$ e $\mathbf{O}_2 = (0 \ 10^4\lambda \ 0)^T$. Por sua vez, os vetores posições das antenas são: $\mathbf{P}_1 = (10^4\lambda \ -10^4\lambda \ 0)^T$, $\mathbf{P}_2 = (0 \ -2 \times 10^4\lambda \ 0)^T$, $\mathbf{P}_3 = (0 \ -10^4\lambda \ 10^4\lambda)^T$, $\mathbf{P}_4 = (-10^4\lambda \ 10^4\lambda \ 0)^T$, $\mathbf{P}_5 = (0 \ 2 \times 10^4\lambda \ 0)^T$ e $\mathbf{P}_6 = (0 \ 10^4\lambda \ -10^4\lambda)^T$. Os vetores sentidos são $\mathbf{S}_{z1} = (-1 \ 0 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_{z2} = (0 \ 1 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_{z3} = (0 \ 0 \ -1)^T$, $\mathbf{S}_{z4} = (1 \ 0 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_{z5} = (0 \ -1 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_{z6} = (0 \ 0 \ 1)^T$, $\mathbf{S}_{y1} = (0 \ 0 \ 1)^T$, $\mathbf{S}_{y2} = (1 \ 0 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_{y3} = (0 \ 1 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_{y4} = (0 \ 0 \ 1)^T$, $\mathbf{S}_{y5} = (-1 \ 0 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_{y6} = (0 \ 1 \ 0)^T$. Uma vez definidos os vetores sentidos \mathbf{S}_z e \mathbf{S}_y , os vetores \mathbf{S}_x são dados por: $\mathbf{S}_{x1} = (0 \ -1 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_{x2} = (0 \ 0 \ 1)^T$, $\mathbf{S}_{x3} = (-1 \ 0 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_{x4} = (0 \ 1 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_{x5} = (0 \ 0 \ 1)^T$, $\mathbf{S}_{x6} = (1 \ 0 \ 0)^T$.

Usando o método de projeto de otimização do ganho descrita anteriormente, as dimensões das antenas calculadas são: $A = 36,19$ cm, $B = 26,85$ cm, $R_A = 22,67$ cm e $R_B = 19,87$ cm.

Com as dimensões das antenas, pode-se usar (5-37) para obter a matriz dos coeficientes complexos σ , dada em $\mu\Omega/m$:

$$\sigma = \begin{pmatrix} 0 & 193,6e^{j0,441} & 0 & 0 & 64,54e^{j3,583} & 0 \\ 0 & 0 & 193,6e^{j0,441} & 0 & 0 & 8,498e^{-j1,356} \\ 193,6e^{j0,441} & 0 & 0 & 11,63e^{-j1,288} & 0 & 17e^{-j1,356} \\ 0 & 64,54e^{j0,441} & 0 & 0 & 193,6e^{j3,583} & 0 \\ 0 & 0 & 8,498e^{-j1,356} & 0 & 0 & 193,6e^{j0,441} \\ 11,63e^{-j1,288} & 0 & 17e^{-j1,356} & 193,6e^{j0,441} & 0 & 0 \end{pmatrix}_{6 \times 6}$$

Na simulação, foi escolhido o mesmo vetor dos campos desejados utilizado na seção 2.3, de tal modo que $\mathbf{E} = \left(2 \cdot 10^{-3} \quad 2 \cdot 10^{-3} e^{j\frac{\pi}{2}} \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 2 \cdot 10^{-3} \right)^T$, dado em V/m, a fim de obter uma polarização circular no plano xy para o ponto \mathbf{O}_1 , e uma polarização linear orientada no eixo z para o ponto \mathbf{O}_2 .

Utilizando (5-40), obtém-se o vetor de campos de abertura \mathbf{E}_A , dado em V/m:

$$\mathbf{E}_A = \begin{pmatrix} 0,52799717 e^{j1,017} \\ 11,61987585 e^{-j0,441} \\ 10,31091945 e^{j1,131} \\ 9,41853715 e^{-j0,419} \\ 3,87329195 e^{-j0,441} \\ 0,45249433 e^{j2,475} \end{pmatrix}_{6 \times 1}$$

Com esses valores de campos elétricos na abertura de cada antena na forma TE_{10} , os campos elétricos nos pontos de observações \mathbf{O}_1 e \mathbf{O}_2 são ilustradas nas figuras abaixo:

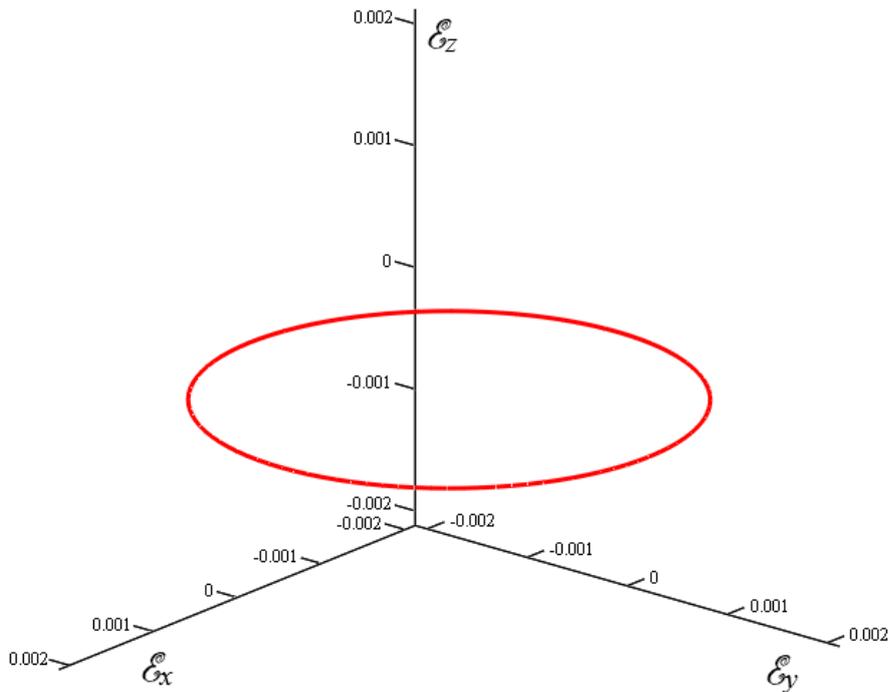


Fig. 5.4 – Campo elétrico instantâneo resultante no ponto de observação O_1 , dado em V/m, gerando uma polarização circular no plano xy .

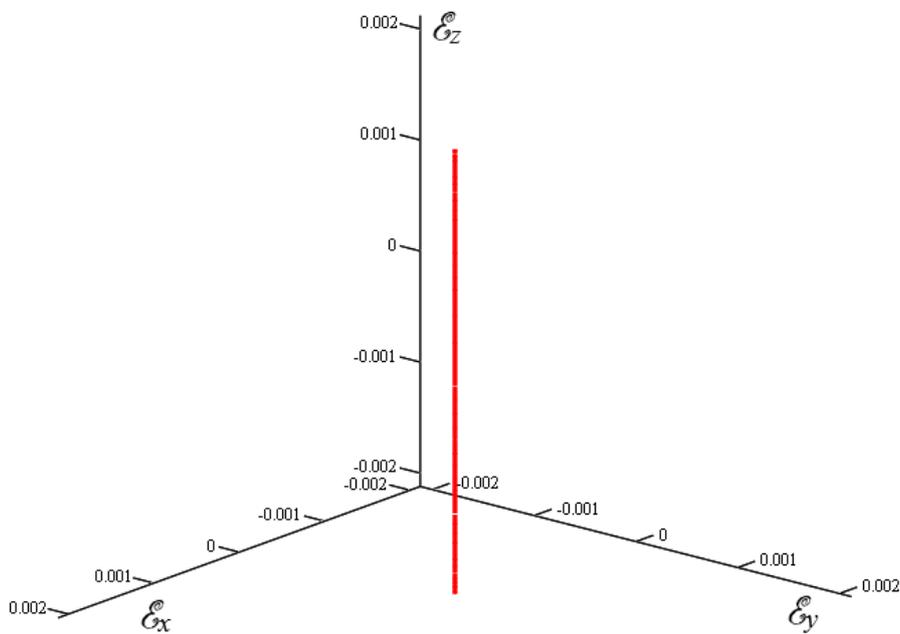


Fig. 5.5 – Campo elétrico instantâneo resultante no ponto de observação O_2 , dado em V/m, gerando uma polarização linear no eixo z .

Observando as figuras 5.4 e 5.5, nota-se que os campos resultantes gerados pelo conjunto de antenas cornetas piramidais trabalhando simultaneamente apresentam valores iguais aos dos campos, e portanto, às polarizações desejadas. Adicionalmente, essas figuras são idênticas às das figuras 2.4 e 2.5, já que os campos desejados são iguais a da seção 2.3, em que foram utilizadas antenas dipolos ideais.

Com efeito, a metodologia desenvolvida para o controle de campos é válida também para antenas reais, já que foram usadas antenas cornetas piramidais. Portanto, todas as aplicações desenvolvidas no capítulo 3 e 4 com antenas dipolos ideais também são possíveis com antenas reais, uma vez que as metodologias de controle de campos dessas antenas seguem o mesmo princípio.

6. CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Neste trabalho, foi apresentado inicialmente um novo método de controle de campos elétricos e polarizações, mediante um conjunto de antenas dipolos ideais formando um volume. O controle é feito em vários pontos do espaço, em contraste com o trabalho desenvolvido no Mestrado [4]. Todas as antenas do conjunto devem trabalhar simultaneamente para alcançar os resultados pretendidos.

Foram apresentadas algumas possíveis aplicações para esse controle: a transmissão de sinais digitais com multiplexação espacial e a geração de polarizações e linhas de campos nós toroidais, que possuem aplicações na Física [21].

Na transmissão de sinais digitais, foi mostrado que cada antena do conjunto é responsável por uma pequena parcela da informação. Desse modo, o desvanecimento pode ser mitigado se o número de usuários e antenas forem aumentados, em razão de diversidade de caminho proporcionada.

Pelos resultados obtidos, foi mostrado que é possível obter multiplexação por divisão espacial na transmissão de sinais digitais, devido à interferência mínima entre os usuários. Uma região é formada em torno do ponto de observação controlado, onde o usuário pode se deslocar, mantendo-se a isolamento. O volume dessa região é aumentado à medida que o posicionamento entre as antenas e os pontos de observações se distanciam.

A polarização nó toroidal é obtida pelo controle do campo elétrico num ponto do espaço. O método mais direto para isso é feito pela soma de componentes de campos elétricos com frequências múltiplas de uma fundamental. No entanto, é possível gerar essa polarização pela variação das alimentações das antenas a cada instante de tempo, a fim de controlar a amplitude e a direção do campo elétrico conforme as equações dos nós toroidais.

Utilizando o controle de campos pelo método desenvolvido, é possível também gerar linhas de campos nós toroidais. Foi apresentada uma maneira de como isso seria feito.

Adicionalmente, foi apresentada a metodologia de controle de campos utilizando antenas cornetas piramidais, a fim de demonstrar que antenas reais também podem ser usadas para o controle de campos. Assim, as aplicações desenvolvidas na transmissão de informação em sinais digitais e na geração de campos nós toroidais são alcançáveis com antenas reais.

Portanto, o método de controle de campos desenvolvido pode ser usado para essas aplicações e outras ainda não descobertas, tanto na área de Telecomunicações como em Física.

Por fim, a originalidade e relevância deste trabalho compreende a elaboração e apresentação de técnicas de síntese de antenas para o controle de campos e polarizações eletromagnéticas, incluindo as propostas tridimensionais e sua possível ortogonalização. A importância desta tese é demonstrada sobretudo na aplicação dos novos resultados em Telecomunicações sem fio, em um cenário de transmissão de informação com modulação ASK e multiplexação SDMA, assim como na geração de linhas de campos nós toroidais, que podem ser localizados na natureza ao redor de planetas, estrelas, em confinamento de plasma e em dispositivos de ressonância magnética nuclear.

6.1. SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Como sugestões para trabalhos futuros, são propostas as seguintes atividades:

- a) Estudo de outras formas de modulação para a transmissão de sinais digitais utilizando o método de controle de campos, bem como o desempenho em cada tipo, através de gráficos de amplitudes médias temporais e de probabilidade de erro de bit;
- b) Estudo da metodologia para situações de desvanecimento, com a inclusão de modelos de propagação e dispositivos móveis;

- c) Para a transmissão de sinais digitais, comparações dos desempenhos utilizando outras antenas, já que o objetivo deste trabalho foi o desenvolvimento da metodologia de controle de campos, e não os desempenhos de suas possíveis aplicações utilizando outros tipos de antenas;
- d) Inclusão dos efeitos de acoplamento mútuo no conjunto, além da utilização de equações de campos completas, sem a aproximação de campos distantes, para as antenas reais, utilizando soluções computacionais;
- e) Desenvolvimento de técnicas experimentais de medidas de campos e polarizações distribuídas.

7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] A. F. Molisch, “*Wireless Communications*”, 2nd Edition, John Wiley & Sons, 2010.
- [2] E. G. Larsson, O. Edfors, F. Tufvesson, T. L. Marzetta, *Massive MIMO for Next Generation Wireless Systems*”, in IEEE Communications Magazine, vol. 52, p. 186-195, February, 2014.
- [3] F. Rusek, D. Persson, K. B. Lau, E. G. Larsson, T. L. Marzetta, O. Edfors, F. Tufvesson, *Scaling Up MIMO: Opportunities and Challenges with Very Large Arrays*”, in IEEE Signal Processing Magazine, vol. 30, p. 40-60, January, 2013.
- [4] L. P. S. Pereira, “*Síntese de Antenas para Polarizações Tridimensionais*”. Dissertação de Mestrado em Engenharia Elétrica, Publicação PPGENE.DM-432/2011, Departamento de Engenharia Elétrica, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 78p, 2011.
- [5] M. A. B. Terada, “*Distance-Selective Wireless Network with Enhanced Isolation Characteristics: A New Concept Based on Three-Dimensional Wave Synthesis for Volumetric-Controlled Field Coverage*” In: *Proceedings of the 2004 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation*. Monterey – California, v. 2, p. 1736-1739.
- [6] M. A. B. Terada, “*Distributed Three-Dimensional Array Configuration For Volumetric-Controlled Field Coverage: A New Concept for High-Efficiency, Distance-Selective Wireless Local Area Network*” In: *URSI-B Symposium on Electromagnetic Theory*. Italy, p. 975-977.
- [7] L. P. S. Pereira, M. A. B. Terada, “*New Method for Optimum Design of Pyramidal Horn Antennas*”, in Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications, v.10. p. 266-277, June 2011.
- [8] W. L. Stutzman, “*Polarization in Electromagnetic Systems*”, Artech House, 1992.
- [9] W. T. M. Irvine, D. Bouwmeester, “*Linked and knotted beams of light*”, in Letters Nature Physics, v.4. p. 716-720, August 2008.
- [10] W. L. Stutzman, G. A. Thiele, “*Antenna Theory and Design*”, 2nd Edition, John Wiley & Sons, 1998.
- [11] S. Ramo, J. R. Whinnery, T. V. Duzer, “*Fields and Waves in Communication Electronics*”, 3rd Edition, John Wiley & Sons, 1994.
- [12] L. P. S. Pereira, M. A. B. Terada, “*Three-Dimensional Electromagnetic Polarization*”. In: MOMAG 2012: 15^o SBMO Simpósio Brasileiro de

Microondas e Optoeletrônica e 10º CBMag Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo, 2012, João Pessoa. Anais do MOMAG 2012, 2012, v.1. p. 1-5.

- [13] M. L. Boas, “*Mathematical Methods in the Physical Sciences*” 3rd Edition, John Wiley & Sons, 2006.
- [14] Steven C. Chapra, Raymond P. Canale, “*Numerical Methods for Engineers*”, 6th Edition, McGraw Hill Science/Engineering/Math, 2009.
- [15] Mathcad – StatSoft.
- [16] C. A. Balanis, “*Antenna Theory: Analysis and Design*”, 3rd Edition, Wiley-Interscience, 2005.
- [17] V. O. Manturov, “*Knot Theory*”, CRC Press LLC, 2004.
- [18] K. W. Oslen, J. Bohr, “*A principle for ideal torus knots*”, ArXiv:1306.2809v1.
- [19] M. Arrayás, J. L. Trueba, “*Torus-Knotted Electromagnetic Fields*”, ArXiv:1106.1122v2.
- [20] H. K. Urbantke, “*The Hopf fibration – seven times in physics*”, Journal of Geometry and Physics, 46, p. 125-150, 2003.
- [21] W. T. M. Irvine, D. Bouwmeester, “*Linked and knotted beams of light*”, Nature Physics, 4, p. 716-720, 2008.
- [22] H. Kedia, I. Bialynicki-Birula, D. Peralta-Salas, W.T.M. Irvine, “*Tying knots in light fields*”, ArXiv:1302.0342v1.
- [23] J. Hoste, P. College, “*Torus Knot are Fourier-(1, 2, 2) knots*”, ArXiv:0708.3590v1.