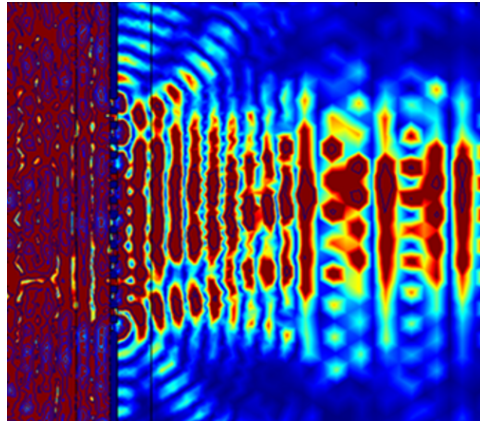




TÉCNICO
LISBOA

academia **MI**
militar



Estudo de uma antena ótica para comunicação inter-satélites

Rui David Furtado Ribeiro Gomes

Dissertação para obtenção do Grau Mestre em

Engenharia Eletrotécnica e de Computadores

Orientador: Professor Doutor António Carlos de Campos Simões Baptista

Co - Orientadora: Professora Doutora Maria João Marques Martins

Co - Orientador: Professor Doutor João Paulo Neto Torres

Júri

Presidente: Professor Doutor José Eduardo Charters Ribeiro da Cunha Sanguino

Orientador: Professor Doutor António Carlos de Campos Simões Baptista

Vogal: Professora Doutora Isabel Ventim Neves

Outubro 2016

Agradecimentos

O espaço limitado desta secção de agradecimentos destina-se a agradecer a todos aqueles que ao longo do meu Mestrado em Engenharia Eletrotécnica e de Computadores me ajudaram, direta ou indiretamente, a cumprir os meus objetivos e a realizar mais uma etapa da minha formação académica. Deixo apenas algumas palavras de agradecimento, que apesar de serem poucas, foram escritas com um profundo e sincero sentimento de reconhecimento e agradecimento.

Quero agradecer profundamente à Academia Militar, nomeadamente professores, funcionários, instrutores e aos meus comandantes, que contribuíram para o meu crescimento pessoal e profissional.

Aos meus amigos, colegas e camaradas de curso, que sempre me acompanharam ao longo de toda esta caminhada e que certamente me continuarão a acompanhar pela vida fora. Obrigado pela vossa amizade, camaradagem e por todos os momentos inesquecíveis que vivemos ao longo destes anos na Academia Militar.

Aos orientadores, Professor Doutor António Baptista, Professora Doutora Maria João Marques Martins e Professor Doutor João Paulo Neto Torres, pelo apoio, disponibilidade, conselhos e sugestões apresentadas ao longo deste ano.

À Filipa, um agradecimento muito especial por todo o apoio e carinho que me tens proporcionado ao longo de todos estes anos. Obrigado pelos incentivos, pela confiança, pela coragem e força que sempre demonstras e por seres tão importante. Por tudo, a minha enorme gratidão!

À minha Família, em especial aos meus Pais, aos meus Irmãos e aos meus Avós, que sempre estiveram ao meu lado, nos bons e nos maus momentos, e que sempre acreditaram em mim, mas sobretudo pela educação e ensinamentos de vida que me proporcionaram. Espero que esta etapa, que agora termino, possa de alguma forma retribuir e compensar todo o esforço, dedicação, apoio e compreensão que me oferecem e que espero continuar sempre a receber pela vida fora. A eles, dedico todo este trabalho.

Resumo

A evolução da nanotecnologia possibilitou o desenvolvimento de novos dispositivos, fabricados a uma escala nanométrica, nomeadamente os dispositivos designados por nanoantenas ou antenas óticas, que nos dias de hoje têm sido alvo de uma intensa atividade de investigação e desenvolvimento, procurando atingir a possibilidade de confinar a radiação eletromagnética em dimensões espaciais mais pequenas que o comprimento de onda da luz. A potencialidade destes dispositivos é fascinante, pois cobre um conjunto muito vasto de aplicações.

Esta dissertação tem como objetivos principais estudar e caracterizar, numa perspetiva clássica, uma antena ótica que possa ser integrada no emissor ou recetor de um sistema de comunicações óticas inter-satélites.

Nesta dissertação foi realizado um estudo teórico sobre a interação da luz com a matéria, nomeadamente o comportamento dos metais em frequências óticas e a propagação de plasmões superficiais numa interface dielétrico/metal, que são fundamentais para compreender o fenómeno de transmissão ótica extraordinária. Foi efetuado um estudo comparativo e realizada uma revisão das teorias clássicas da difração de ondas eletromagnéticas, de Fraunhofer, Fresnel e Kirchhoff e das teorias da difração da luz por fendas menores do que o comprimento de onda de Bethe e Bouwkamp. Os resultados obtidos, de acordo com as teorias clássicas da difração, foram comparados com os resultados obtidos através de simulações com o programa COMSOL Multiphysics®. Por fim, foi dimensionada e simulada uma antena ótica que pode ser integrada num emissor ou recetor de um sistema de comunicações óticas inter-satélites, em que se verifica a ocorrência do fenómeno de transmissão ótica extraordinária.

Palavras-chave: Antenas Óticas; Transmissão Ótica Extraordinária, Interação da luz com a Matéria, Difração, Comunicações Óticas inter-satélites;

Abstract

The evolution of nanotechnology enabled the development of new devices, manufactured at nanoscale, known as nanoantennas or optical antennas, which have been the subject of a great activity of research, with the aim of confining electromagnetic radiation in space dimensions smaller than the wavelength of light. The application of these devices is fascinating because it covers a very broad range of applications.

This master's thesis aims at studying and characterizing an optical antenna, in a classic perspective, that could be integrated in the emitter or receiver of an intersatellite optical communications system.

Initially a theoretical study of the light-matter interaction was performed, with an emphasis on the behavior of metals at optical frequencies and the propagation of surface plasmons in a dielectric/metal interface, which are fundamental to understand the extraordinary optical transmission phenomenon. A comparative study and review of classical diffraction theories of electromagnetic waves from Fraunhofer, Fresnel and Kirchhoff and theories of diffraction by subwavelength apertures of Bethe and Bouwkamp were also performed, comparisons with the results obtained through simulations using COMSOL Multiphysics® software were established. Finally, the simulation of an optical antenna that can be integrated in a transmitter or receiver of an intersatellite optical communication system was performed, which shows the occurrence of the extraordinary optical transmission phenomenon.

Keywords: Nanotechnology, Optical Antennas, Extraordinary Optical Transmission, Subwavelength, Intersatellite Optical Communication System

Índice

Resumo	iv
Abstract	v
Índice de Figuras.....	vii
Índice de Tabelas.....	x
Lista de Acrónimos e Siglas.....	xi
Lista de Símbolos.....	xii
1. Introdução	1
1.1. <i>Enquadramento e Definição do Problema</i>	1
1.2. <i>Motivação e Objetivos</i>	2
1.3. <i>Organização da Dissertação</i>	3
2. Estado da Arte das Antenas Óticas.....	4
2.1. <i>Definição do conceito de Antena Ótica</i>	4
2.2. <i>Dispositivos existentes</i>	5
2.2.1. <i>Antenas Óticas com uma única fenda</i>	8
2.2.2. <i>Antenas Óticas de uma única fenda rodeada por corrugações</i>	9
2.2.3. <i>Antenas Óticas de Agregados de fendas</i>	10
2.3. <i>Aplicações das antenas óticas de fendas</i>	10
2.4. <i>Transmissão ótica extraordinária</i>	12
3. Interação da luz com a matéria.....	13
3.1. <i>Introdução</i>	13
3.2. <i>Propriedades Óticas dos Metais Nobres</i>	13
3.2.1. <i>Modelo de Drude-Sommerfeld</i>	14
3.2.2. <i>Inclusão das Transições Interbanda</i>	15
3.3. <i>Modelo de Drude-Lorentz</i>	16
3.4. <i>Plasmões Superficiais</i>	18
3.5. <i>Propriedades dos SPP</i>	19
3.5.1. <i>Relação de Dispersão dos SPP</i>	21
3.5.2. <i>Distância de propagação do SPP</i>	23
3.5.3. <i>Profundidade de penetração do SPP no dielétrico e no metal</i>	23
4. Estudo comparativo das teorias clássicas da difração através de uma única fenda	25
4.1. <i>Introdução</i>	25
4.2. <i>Difração de Fraunhofer e difração de Fresnel</i>	26
4.3. <i>Teoria da Difração de Kirchhoff</i>	28
4.4. <i>Teoria da Difração de Bethe</i>	30
4.5. <i>Teoria da Difração de Bouwkamp</i>	35
4.6. <i>Simulação de uma antena ótica com uma única fenda</i>	37
5. Difração por um agregado de fendas.....	42
5.1. <i>Introdução</i>	42
5.2. <i>Teoria da difração por agregados de fendas</i>	42
5.3. <i>Simulação de um Agregado de duas fendas</i>	45
5.4. <i>Simulação de um Agregado de quatro fendas</i>	49
5.5. <i>Comparação e Discussão dos resultados obtidos</i>	53
6. Estudo e simulação da antena ótica de fendas.....	56
6.1. <i>Introdução</i>	56
6.2. <i>Estudo do campo do agregado na zona próxima</i>	57
6.3. <i>Estudo do campo do agregado na zona de radiação</i>	60
6.4. <i>Análise e interpretação de resultados</i>	62
7. Conclusões	68
7.1. <i>Introdução</i>	68
7.2. <i>Considerações Finais</i>	68
7.3. <i>Contribuições originais</i>	69
7.4. <i>Perspetivas de trabalho futuro</i>	70
Referências Bibliográficas	75

Índice de Figuras

Figura 2.1 - Analogia entre as antenas de radiofrequência e as antenas óticas.....	4
Figura 2.2 - Antena Ótica Monopolo integrada numa sonda NSOM [16].....	5
Figura 2.3 - Exemplos de diversos tipos de antenas óticas do tipo dipolo: (a) Antena Monopolo (b)-(c) Antenas Dipolares (d) Antena Bowtie. [15]	6
Figura 2.4 - Antena Ótica Yagi-Uda de cinco elementos (adaptado de [2])	7
Figura 2.5 - Fendas com dimensões inferiores ao comprimento de onda para aumentar a emissão da fluorescência de moléculas	8
Figura 2.6 - Imagens de um microscópio de elétrons de fendas corrugadas [11]	9
Figura 2.7 - Agregado de fendas com diâmetro de 200 nm e com espaçamento de 1 μm [12].....	10
Figura 3.1 - Parte real e imaginária da constante dielétrica do ouro, segundo o modelo de Drude-Sommerfeld	15
Figura 3.2 - Contribuição dos elétrons ligados para a função dielétrica do ouro.	16
Figura 3.3 – Variação da função Dielétrica (complexa) do Ouro, segundo o modelo de Drude-Lorentz, em função do comprimento de onda.....	17
Figura 3.4 - Variação da função Dielétrica (complexa) do Alumínio, segundo o modelo de Drude-Lorentz, em função do comprimento de onda	17
Figura 3.5 - Variação da função Dielétrica (complexa) da Prata, segundo o modelo de Drude-Lorentz, em função do comprimento de onda.....	18
Figura 3.6 - Variação da função Dielétrica (complexa) da Platina, segundo o modelo de Drude-Lorentz, em função do comprimento de onda	18
Figura 3.7 - Onda eletromagnética incidente do tipo TM numa interface entre dois meios com constantes dielétricas diferentes (dielétrico e metal)	19
Figura 3.8 - Evolução da constante de propagação dos SPP em função do comprimento de onda, considerando a interface Ar / Ouro	21
Figura 3.9 - Relação de Dispersão do SPP, considerando a interface Ar / Ouro	22
Figura 3.10 - Representação do campo elétrico na superfície da interface Dielétrico / Metal de um SPP e do decaimento do campo no metal e no dielétrico. (Adaptado de [24])	24
Figura 3.11 - Evolução da profundidade de penetração no metal (a) e no dielétrico (b) em função do comprimento de onda.....	24
Figura 4.1 - Sucessão de padrões de difração a distâncias progressivamente crescentes de uma única abertura	26
Figura 4.2 - Representação de um metal condutor perfeito com uma única fenda	27
Figura 4.3 - Representação de uma onda plana incidente numa superfície opaca e escura sem fendas (a) e com uma fenda (b) pela qual a onda incidente é transmitida (adaptado de [34])	28
Figura 4.4 - Representação da intensidade do campo elétrico que atravessa uma única fenda, considerando os instantes de tempo: a) $t = 40 \text{ fs}$; b) $t = 60 \text{ fs}$; c) $t = 160 \text{ fs}$	29
Figura 4.5 - Representação da fenda com dimensões inferiores ao comprimento de onda na superfície de um metal condutor perfeito, através do programa Mathematica.....	30

Figura 4.6 – Módulo do campo magnético total na região da fenda, segundo Bethe	33
Figura 4.7 – Módulo do campo elétrico total na região da fenda, segundo Bethe.....	34
Figura 4.8 - Campo Magnético Total na fenda, segundo Bouwkamp.....	36
Figura 4.9 - Campo Elétrico Total na Região da fenda, segundo Bouwkamp.....	36
Figura 4.10 - Padrões de difração de uma única fenda, na zona de Fraunhofer, com dimensões correspondentes: a) ao dobro, b) à mesma ordem de grandeza e c) muito menores que o comprimento de onda.	37
Figura 4.11 - Resultados da simulação considerando uma fenda com tamanho igual ao dobro do comprimento de onda	39
Figura 4.12 - Resultados da simulação considerando uma fenda com tamanho igual ao comprimento de onda	39
Figura 4.13 - Resultados da simulação considerando uma fenda muito menor do que o comprimento de onda	39
Figura 4.14 - Resultado da simulação do Campo Elétrico normalizado na região da fenda	41
Figura 5.1 - Representação de um metal condutor perfeito com duas fendas.....	43
Figura 5.2 - Representação de um metal condutor perfeito com múltiplas fendas.....	44
Figura 5.3 - Padrões de difração de duas fendas, na zona de Fraunhofer, considerando uma fenda com dimensões fixas de 2λ e com um espaçamento correspondente a: a) 2λ , b) λ e c) $\lambda/10$	46
Figura 5.4 – Intensidade do campo elétrico que atravessa o agregado de duas fendas, considerando que a dimensão das fendas é 2λ e que o espaçamento entre as fendas corresponde a: a) 2λ ; b) λ ; c) $\lambda/10$. d) Representação da intensidade máxima do campo elétrico na região de Fraunhofer, para um dado instante de tempo, considerando todas as configurações.	46
Figura 5.5 - Padrões de difração de duas fendas, na zona de Fraunhofer, considerando uma fenda com dimensões fixas de λ e com um espaçamento correspondente a: a) 2λ , b) λ e c) $\lambda/10$	47
Figura 5.6 - Intensidade do campo elétrico que atravessa o agregado de duas fendas, considerando que a dimensão das fendas é λ e que o espaçamento entre as fendas corresponde a: a) 2λ ; b) λ ; c) $\lambda/10$. d) Representação da intensidade máxima do campo elétrico na região de Fraunhofer, para um dado instante de tempo, considerando todas as configurações.	47
Figura 5.7 - Padrões de difração de duas fendas, na zona de Fraunhofer, considerando uma fenda com dimensões fixas de $\lambda/10$ e com um espaçamento correspondente a: a) 2λ , b) λ e c) $\lambda/10$. ..	48
Figura 5.8 - Intensidade do campo elétrico que atravessa o agregado de duas fendas, considerando que a dimensão das fendas é $\lambda/10$ e que o espaçamento entre as fendas corresponde a: a) 2λ ; b) λ ; c) $\lambda/10$. d) Representação da intensidade máxima do campo elétrico na região de Fraunhofer, para um dado instante de tempo, considerando todas as configurações.	48
Figura 5.9 - Padrões de difração de quatro fendas, na zona de Fraunhofer, considerando uma fenda com dimensões fixas de 2λ e com um espaçamento correspondente a: a) 2λ , b) λ e c) $\lambda/10$	50
Figura 5.10 - Intensidade do campo elétrico que atravessa o agregado de duas fendas, considerando que a dimensão das fendas é 2λ e que o espaçamento entre as fendas corresponde a: a) 2λ ; b) λ ; c) $\lambda/10$. d) Representação da intensidade máxima do campo elétrico na região de Fraunhofer, para um dado instante de tempo, considerando todas as configurações.	50

Figura 5.11 - Padrões de difração de duas fendas, na zona de Fraunhofer, considerando uma fenda com dimensões fixas de λ e com um espaçamento correspondente a: a) 2λ , b) λ e c) $\lambda/10$	51
Figura 5.12 - Intensidade do campo elétrico que atravessa o agregado de duas fendas, considerando que a dimensão das fendas é λ e que o espaçamento entre as fendas corresponde a: a) 2λ ; b) λ ; c) $\lambda/10$. d) Representação da intensidade máxima do campo elétrico na região de Fraunhofer, para um dado instante de tempo, considerando todas as configurações.....	51
Figura 5.13 - Padrões de difração de duas fendas, na zona de Fraunhofer, considerando uma fenda com dimensões fixas de $\lambda/10$ e com um espaçamento correspondente a: a) 2λ , b) λ e c) $\lambda/10$. .	52
Figura 5.14 - Intensidade do campo elétrico que atravessa o agregado de duas fendas, considerando que a dimensão das fendas é $\lambda/10$ e que o espaçamento entre as fendas corresponde a: a) 2λ ; b) λ ; c) $\lambda/10$. d) Representação da intensidade máxima do campo elétrico na região de Fraunhofer, para um dado instante de tempo, considerando todas as configurações.....	52
Figura 5.15 - Intensidade máxima do campo elétrico na região de Fraunhofer, de um agregado de dezasseis fendas, para um dado instante de tempo, considerando que a dimensão das fendas é $\lambda/10$ e que o espaçamento entre as fendas corresponde a 2λ , λ , e $\lambda/10$	55
Figura 6.1 - a) Antena ótica de integrada no emissor. b) Antena ótica integrada no recetor. As setas indicam a direção do fluxo de energia. As duas configurações representam o princípio da reciprocidade, ou seja, a mesma antena ótica pode ser integrada num emissor ou num recetor. Adaptado de [15].....	56
Figura 6.2 - Intensidade máxima do campo elétrico na zona próxima do agregado de dezasseis fendas, considerando que a dimensão das fendas é $\lambda/5$ e que o espaçamento entre as fendas varia.	58
Figura 6.3 - Intensidade máxima do campo elétrico na zona próxima do agregado de dezasseis fendas, considerando que a dimensão das fendas é $\lambda/10$ e que o espaçamento entre as fendas varia.	58
Figura 6.4 - Intensidade máxima do campo elétrico na zona próxima do agregado de dezasseis fendas, considerando que a dimensão das fendas é $\lambda/20$ e que o espaçamento entre as fendas varia.	59
Figura 6.5 - Intensidade máxima do campo elétrico na zona afastada ou de Fraunhofer, de um agregado de dezasseis fendas, atendendo aos tipos de metais considerados. A dimensão das fendas é $\lambda/5$ e o espaçamento entre as fendas varia.....	60
Figura 6.6 - Intensidade máxima do campo elétrico na zona afastada ou de Fraunhofer, de um agregado de dezasseis fendas, atendendo aos tipos de metais considerados. A dimensão das fendas é $\lambda/10$ e o espaçamento entre as fendas varia.	61
Figura 6.7 - Intensidade máxima do campo elétrico na zona afastada ou de Fraunhofer, de um agregado de dezasseis fendas, atendendo aos tipos de metais considerados. A dimensão das fendas é $\lambda/20$ e o espaçamento entre as fendas varia.	61
Figura 6.8 – Representação da Intensidade do campo elétrico que atravessa o agregado, considerando que a dimensão das fendas é $\lambda/5$ e que o espaçamento entre as fendas varia, de acordo com o metal escolhido.	65

Figura 6.9 - Representação da Intensidade do campo elétrico que atravessa o agregado, considerando que a dimensão das fendas é $\lambda/10$ e que o espaçamento entre as fendas varia, de acordo com o metal escolhido.	65
Figura 6.10 - Representação da Intensidade do campo elétrico que atravessa o agregado, considerando que a dimensão das fendas é $\lambda/20$ e que o espaçamento entre as fendas varia, de acordo com o metal escolhido.	66
Figura 6.11 – Diagrama de Radiação, em unidades lineares, da intensidade do campo elétrico na zona afastada do agregado, considerando todas as configurações realizadas nas simulações. .	67
Figura 7.1 - Resultados da simulação do agregado de fendas, com dimensões muito menores do que o comprimento de onda, composto por uma camada à superfície de ouro e uma camada interior de silício.	71
Figura 7.2 - Resultados simulações do campo elétrico de uma fenda retangular com dimensões de: a) $\lambda/5$, b) $\lambda/10$, c) $\lambda/20$	72
Figura 7.3 - Resultados simulações do campo elétrico de uma fenda irregular com dimensões de: a) $\lambda/5$, b) $\lambda/10$, c) $\lambda/20$	73
Figura 7.4 - Resultados simulações do campo elétrico de uma fenda circular com dimensões de: a) $\lambda/5$, b) $\lambda/10$, c) $\lambda/20$	74

Índice de Tabelas

Tabela 5.1 - Resultados obtidos através da simulação, utilizando o método de elementos finitos	54
Tabela 6.1 - Resultados obtidos para a intensidade do campo elétrico, normalizada ao campo elétrico incidente no agregado, em unidades logarítmicas, considerando diferentes tipos de metais, na zona próxima do agregado.	59
Tabela 6.2 - Resultados obtidos para a intensidade do campo elétrico, normalizada ao campo elétrico incidente no agregado, considerando diferentes tipos de metais, na zona distante do agregado.	62
Tabela 6.3 - Resultados obtidos para a intensidade do campo elétrico, normalizada ao campo elétrico incidente no agregado, considerando diferentes tipos de metais, na zona próxima e distante do agregado.	63

Lista de Acrónimos e Siglas

ADN	Ácido Desoxirribonucleico
EOT	Extraordinary Optical Transmission
LSP	Localized Surface Plasmon
MEF	Método dos Elementos Finitos
MATLAB™	MATrix LABoratory
NSOM	Nearfield Scanning Optical Microscopy
RF	Radiofrequência
SERS	Surface-Enhanced Raman Scattering
SPP	Surface Plasmon Polariton
SPR	Surface Plasmon Resonance
TM	Polarização Transversal Magnética
TE	Polarização Transversal Elétrica
THz	Terahertz
VCSEL	Vertical Cavity Surface Emitting Laser

Lista de Símbolos

Símbolo	Significado	Unidade
a	Raio da fenda circular	m
$area$	Área efetiva da fenda	m^2
A	Área	m^2
b	Comprimento da fenda	m
c	Velocidade de propagação da luz no vácuo	$m\ s^{-1}$
d	Comprimento ou distância	m
D	Diretividade	–
e	Carga do Eletrão	C
E	Campo elétrico	$V\ m^{-1}$
E_i	Campo elétrico incidente	$V\ m^{-1}$
E_0	Amplitude do campo elétrico incidente (escalar)	$V\ m^{-1}$
\bar{E}_1^+	Amplitude complexa do campo elétrico vetorial incidente	$V\ m^{-1}$
\bar{E}_1^-	Amplitude complexa do campo elétrico vetorial refletido	$V\ m^{-1}$
\bar{E}_2^+	Amplitude complexa do campo elétrico vetorial transmitido	$V\ m^{-1}$
\bar{E}_{x1}	Componente tangencial do campo elétrico no meio 1	$V\ m^{-1}$
\bar{E}_{x2}	Componente tangencial do campo elétrico no meio 2	$V\ m^{-1}$
f	Frequência	Hz
f_n	Força de oscilação da n -ésima ressonância	–
F	Vetor Magnético	$C\ m^{-1}$
H	Campo magnético	$A\ m^{-1}$
H_0	Amplitude do campo magnético incidente (escalar)	$A\ m^{-1}$
\bar{H}_1^+	Amplitude complexa do campo magnético vetorial incidente	$A\ m^{-1}$
\bar{H}_1^-	Amplitude complexa do campo magnético vetorial refletido	$A\ m^{-1}$
\bar{H}_2^+	Amplitude complexa do campo magnético vetorial transmitido	$A\ m^{-1}$
\bar{H}_{y1}	Componente tangencial do campo magnético no meio 1	$A\ m^{-1}$
\bar{H}_{y2}	Componente tangencial do campo magnético no meio 1	$A\ m^{-1}$
I	Irradiância	$W\ m^{-2}$
I_0	Amplitude da densidade de fluxo em cada fenda	$W\ m^{-2}$
\bar{K}	Constante de propagação complexa vetorial	$rad\ m^{-1}$
k	Constante de propagação	$rad\ m^{-1}$
k_0	Constante de propagação no vácuo	$rad\ m^{-1}$
\bar{k}_{spp}	Constante de propagação do SPP	$rad\ m^{-1}$
k'_{spp}	Parte real da constante de propagação do SPP	$rad\ m^{-1}$
k''_{spp}	Parte imaginária da constante de propagação do SPP	$rad\ m^{-1}$

$k_{incidente}$	Constante de propagação do campo incidente	rad m^{-1}
$k_{refletido}$	Constante de propagação do campo refletido	rad m^{-1}
$k_{transmitido}$	Constante de propagação do campo transmitido	rad m^{-1}
K	Densidade de corrente magnética superficial	A m^{-2}
l	Livre percurso médio do elétron	m
L	Comprimento	m
L_{spp}	Distância de propagação do SPP	m
m	Massa efetiva do elétron ligado	kg
m_e	Massa efetiva do elétron livre	kg
\mathbf{n}	Versor normal	–
n	Índice de refração	–
\tilde{n}	Densidade de elétrons livres	Elétrons m^{-3}
$\tilde{\tilde{n}}$	Densidade de elétrons ligados	Elétrons m^{-3}
N	Número de fendas do agregado	–
P_{total}	Potência total radiada	W
P_n^n	Função de Legendre de primeira espécie de ordem m e grau n	–
Q	Carga elétrica	C
Q_n^n	Função de Legendre de segunda espécie de ordem m e grau n	–
\mathbf{r}	Vetor de posição	m
R	Distância	m
S_i	Densidade de Potência incidente	W m^{-2}
t	Tempo	s
v_F	Velocidade de Fermi	m s^{-1}
w	Espaçamento entre fendas	m
X	Distância do plano de observação	m
α	Coeficiente da força de restituição do potencial	Newton
α	Ângulo	$(^\circ)$ ou rad
β	Ângulo	$(^\circ)$ ou rad
γ	Constante de amortecimento	s^{-1}
γ_n	n -ésimo termo da constante de amortecimento	s^{-1}
δ_d	Profundidade de penetração no dielétrico	m
δ_m	Profundidade de penetração no metal	m
$\bar{\epsilon}$	Permitividade dielétrica	F m^{-1}
ϵ_0	Permitividade dielétrica no vácuo	F m^{-1}
$\bar{\epsilon}_d$	Permitividade dielétrica do dielétrico	F m^{-1}
\mathcal{E}'_d	Parte real da permitividade dielétrica do dielétrico	F m^{-1}
\mathcal{E}''_d	Parte imaginária da permitividade dielétrica do dielétrico	F m^{-1}
$\bar{\epsilon}_{Drude}$	Permitividade dielétrica segundo o modelo de Drude-Sommerfeld	F m^{-1}
$\bar{\epsilon}_{DL}$	Permitividade dielétrica segundo o modelo de Drude-Lorentz	F m^{-1}

$\bar{\epsilon}_L$	Intensidade da fonte por unidade de comprimento de linha	F m ⁻¹
$\bar{\epsilon}_m$	Permitividade dielétrica do metal	F m ⁻¹
ϵ'_m	Parte real da permitividade dielétrica do metal	F m ⁻¹
ϵ''_m	Parte imaginária da permitividade dielétrica do metal	F m ⁻¹
ϵ_∞	Permitividade dielétrica (quando frequência tende para infinito)	F m ⁻¹
η	Densidade superficial de carga magnética	Wb m ⁻²
θ	Ângulo	(^o) ou rad
λ	Comprimento de onda	m
λ_0	Comprimento de onda da radiação incidente	m
ψ	Fluxo	-
Ψ	Potencial Escalar	V
φ	Ângulo	(^o) ou rad
Γ	Termo de amortecimento	s ⁻¹
ω	Frequência angular	rad s ⁻¹
ω_0	Frequência angular de ressonância	rad s ⁻¹
ω_n	n -ésima frequência angular de ressonância	rad s ⁻¹
ω_p	Frequência angular de plasma	rad s ⁻¹
$\tilde{\omega}_p$	Frequência angular (contribuição dos elétrons ligados)	rad s ⁻¹
ω_{SP}	Frequência angular do plasmão superficial	rad s ⁻¹

Capítulo 1

1. Introdução

1.1. Enquadramento e Definição do Problema

O comportamento da luz tem gerado imensa curiosidade e o homem tem procurado compreender a sua origem e comportamento ao longo dos tempos.

Nas últimas décadas tem havido um interesse sem precedentes na área das nanotecnologias e nanociências, tratando-se de um dos domínios tecnológicos mais atraentes e de maior crescimento da atualidade, abrindo horizontes para produtos inovadores em áreas como a energia, a medicina, a informação, a segurança, o ambiente e a indústria.

A nanotecnologia resulta da aplicação do conhecimento científico em diversas áreas, para a qual contribuíram decisivamente avanços tecnológicos recentes, tais como o aperfeiçoamento de microscópios que permitem caracterizar nanoestruturas, métodos computacionais mais poderosos e novas técnicas de síntese em nanomateriais [1].

Estes avanços tecnológicos possibilitaram o desenvolvimento de novos dispositivos, fabricados a uma escala nanométrica designados por nanoantenas ou antenas óticas, que nos dias de hoje têm sido alvo de uma intensa atividade de pesquisa e desenvolvimento, procurando atingir a fascinante possibilidade de confinar a radiação eletromagnética em dimensões espaciais mais pequenas que o comprimento de onda da luz.

É importante referir que a potencialidade destes dispositivos é fascinante, pois cobre um conjunto muito vasto de aplicações em áreas distintas, tais como Engenharia Biomédica, Telecomunicações ou Energia. Tem sido na área da biomédica que elas têm tido um papel mais ativo, nomeadamente no fabrico de biossensores, manipulação e amplificação da fluorescência de moléculas quando excitadas por radiação ótica, ou para o tratamento de células cancerígenas, entre muitos outros [2]. Ainda assim, é dada grande importância à investigação para conseguir dimensionar estruturas otimizadas de antenas óticas para aplicações relacionadas com espetroscopia e microscopia de alta resolução, energia fotovoltaica, emissão controlada de luz, entre outras [3].

Neste século, tem havido um grande esforço por parte dos investigadores para transportar o conhecimento que já existe em relação às antenas de radiofrequência para os domínios da ótica. A ausência das antenas óticas, com dimensões da ordem do comprimento de onda da luz ou inferiores, em aplicações tecnológicas, está associada às dificuldades inerentes ao seu fabrico e caracterização, pois as suas dimensões são da ordem do nanómetro ou inferiores, exigindo precisões muito elevadas [4].

O setor militar, onde se enquadra a Segurança e a Defesa dos vários Estados soberanos, é fortemente influenciado pela nanotecnologia, com diversas áreas de aplicação tais como deteção de ameaças, desenvolvimento de armamento, robótica, segurança e proteção das forças, comunicações, medicina e muitas outras.

É com base nessa influência tecnológica que os Estados têm reequipado as suas Forças Armadas, têm reajustado doutrinas e implementado alterações organizacionais, para que as missões que lhe são destinadas possam ser eficazmente cumpridas, quer em tempo de paz, quer em tempo de crise ou guerra, especialmente nos dias de hoje em que dramáticos acontecimentos persistem em eclodir em modos e escalas diferenciados, ameaçando a segurança dos cidadãos e afetando o tradicional funcionamento das culturas ocidentais [5], [6], [7].

1.2. Motivação e Objetivos

Esta dissertação de mestrado surge numa perspetiva de âmbito militar. Segundo [7], “As telecomunicações militares são um dos exemplos maiores da inovação tecnológica ao serviço da Soberania do Estado Português e do seu povo”. Para além do uso militar, as telecomunicações são usadas pela sociedade civil, e também permitem prestar apoio aos cidadãos, nomeadamente em situações de catástrofe ou crise.

A escolha deste tema para dissertação de mestrado baseia-se numa perspetiva de interesse, não apenas pessoal, mas também profissional: como aluno da Academia Militar e futuro oficial da Arma de Transmissões dos Quadros Permanentes do Exército Português, é muito motivador e desafiante ter a oportunidade de abordar assuntos relacionados com temas inovadores que podem contribuir para a melhoria do desempenho das Forças Armadas, nomeadamente com o papel que a nanotecnologia pode vir a ter num futuro próximo. Por outro lado, o carácter inovador desta dissertação é aliciante, não só pelo facto do aparecimento das antenas óticas ser um marco histórico recente, mas principalmente pela importância e pelo potencial enorme que estes dispositivos apresentam [8].

Uma das possíveis aplicações destes dispositivos é em sistemas de comunicações óticas inter-satélites, em que a antena ótica poderá ser integrada no emissor ou no recetor, permitindo melhorar diversas características, tais como a segurança da comunicação, a sensibilidade do recetor e a quantidade de dados transmitidos [9], [10], [11].

Esta dissertação tem como objetivos: estudar e simular o comportamento de uma antena ótica; estabelecer analogias entre a teoria clássica de antenas e da difração de ondas eletromagnéticas, transportando-a para os domínios óticos; compreender o comportamento dos metais nestes domínios; estudar os fenómenos característicos destas estruturas, por exemplo, a **transmissão ótica extraordinária**, conhecida na literatura por *extraordinary optical transmission* (EOT), e compreender as causas que levam ao aparecimento destes efeitos, nomeadamente a propagação dos plasmões superficiais, e por fim, dimensionar a estrutura de uma antena ótica que possa ser integrada num emissor ou recetor de um sistema de comunicações óticas inter-satélites.

1.3. Organização da Dissertação

Esta dissertação encontra-se organizada da seguinte forma:

- **Capítulo 1, Introdução.** Neste capítulo será efetuado um enquadramento do papel da nanotecnologia e das antenas óticas em diversas áreas científicas, com particular interesse para aplicações de Defesa e Segurança em contexto militar. Também serão apresentados as motivações, os objetivos propostos e a estrutura da dissertação.
- **Capítulo 2, Estado da Arte das Antenas Óticas.** Ao longo deste capítulo será introduzido o conceito de antena ótica e apresentados os dispositivos existentes, com especial ênfase nas antenas óticas compostas por fendas, nas suas aplicações e no fenómeno da transmissão ótica extraordinária (EOT).
- **Capítulo 3, Interação da luz com a matéria.** Nesta secção será estudado o comportamento da função dielétrica dos metais em frequências óticas, com recurso ao programa MATLAB™, considerando o modelo de Drude-Sommerfeld, a influência das transições interbanda e finalmente o modelo de Drude-Lorentz. Por fim, serão estudadas a propagação e as propriedades dos plasmões superficiais, considerando uma interface dielétrico/metal.
- **Capítulo 4, Estudo comparativo das teorias clássicas da difração através de uma única fenda.** Neste capítulo será feita uma revisão das teorias clássicas da difração através de uma única fenda, considerando um metal condutor perfeito. As teorias analisadas correspondem às teorias de Fraunhofer, Kirchhoff, Bethe e Bouwkamp. Com base na teoria de Fraunhofer, serão reproduzidos diversos padrões de difração com recurso ao programa *Mathematica*. Posteriormente, cada caso considerado na revisão teórica será simulado através do programa de simulação COMSOL Multiphysics®, de modo a estabelecer comparações entre os resultados esperados pelas teorias clássicas e os resultados obtidos através de simulação.
- **Capítulo 5, Difração por um agregado de fendas.** Este capítulo corresponde a uma continuação do capítulo anterior, em que serão estudados agregados com um número variável de fendas. Será efetuada uma revisão da teoria de Fraunhofer, considerando os casos de agregados de duas, quatro e dezasseis fendas. Novamente, serão estabelecidas comparações entre os resultados teóricos e os resultados obtidos através de simulação.
- **Capítulo 6, Estudo e simulação da antena ótica de fendas.** Neste capítulo, será realizado o estudo do campo radiado por um agregado de dezasseis fendas, em que as fendas apresentam dimensões menores que o comprimento de onda, considerando vários metais dispersivos cuja função dielétrica obedece ao modelo de Drude-Lorentz. Todos os resultados deste capítulo foram obtidos com recurso ao programa COMSOL Multiphysics®.
- **Capítulo 7, Conclusões.** Neste último capítulo será realizado uma súmula das conclusões de cada capítulo desta dissertação, serão apresentadas as contribuições originais e por fim, serão apresentadas algumas perspetivas de trabalho futuro.

Capítulo 2

2. Estado da Arte das Antenas Óticas

2.1. Definição do conceito de Antena Ótica

As antenas podem ser classificadas em quatro tipos: antenas eletricamente pequenas (com dimensões muito pequenas em comparação com o comprimento de onda), antenas ressonantes (antenas dipolo, *patch*, antenas Yagi-Uda, entre outras), antena de banda larga (antenas espirais ou log-periódicas) e por fim antenas de aberturas [12], [13].

As antenas óticas, análogas às antenas de radiofrequência e de microondas, são uma tecnologia que permite manipular e controlar a radiação ótica numa escala nanométrica, com comprimentos característicos inferiores ao comprimento de onda. Segundo Q. Park [14], as antenas óticas são uma miniaturização das antenas de radiofrequência. No entanto, ao longo desta dissertação verificar-se-á que no processo de dimensionamento de antenas óticas não basta reduzir a dimensão das antenas de radiofrequência para o domínio ótico. Na figura seguinte estão representados exemplos da transposição de antenas de radiofrequência para o domínio ótico.

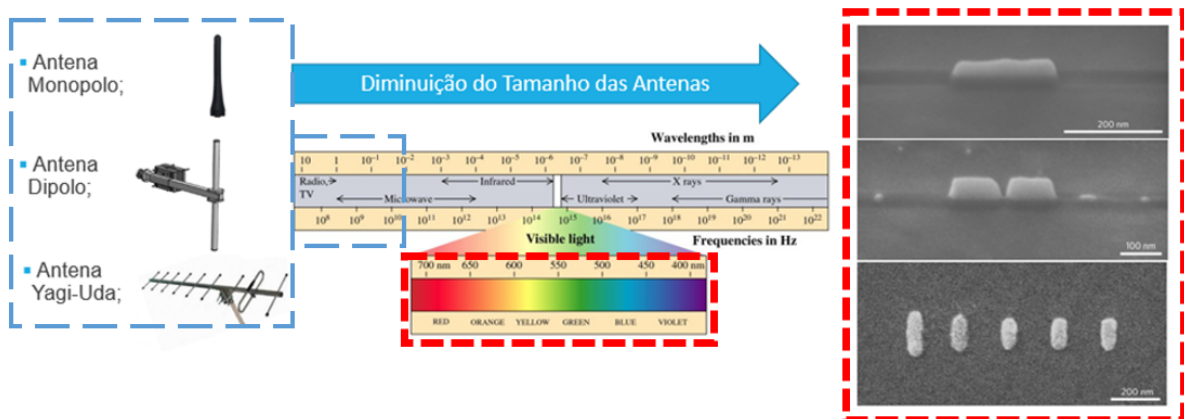


Figura 2.1 - Analogia entre as antenas de radiofrequência e as antenas óticas

No terceiro capítulo desta dissertação serão abordadas considerações fundamentais que é preciso ter em conta nos domínios óticos que não eram aplicadas no domínio de radiofrequência, nomeadamente as alterações do comportamento dos metais em frequências óticas.

O objetivo das antenas óticas é equivalente ao das antenas clássicas: otimizar a transferência de energia entre um emissor e um recetor, através de um determinado meio, com a possibilidade de confinar a energia do campo eletromagnético numa determinada zona. No caso concreto das antenas óticas, é possível concentrar toda a energia recebida numa região de dimensões muito pequenas, com uma precisão muito elevada [15]. O mesmo mecanismo de confinamento de energia também ocorre em nanoestruturas nos domínios óticos; a radiação eletromagnética com acoplamento ressonante aos elétrons livres dos metais nobres, resulta numa concentração intensa e localizada de energia na superfície da nanoestrutura [2]. Este fenómeno ressonante é conhecido na literatura por *surface plasmon resonance*.

2.2. Dispositivos existentes

Tendo em conta o conceito abordado anteriormente, percebe-se que a antena ótica mais simples é uma esfera metálica com um raio muito menor que o comprimento de onda da radiação incidente, devido à simplicidade da sua geometria.

Durante a última década, tem havido um grande interesse em explorar as propriedades óticas de nanopartículas e nanoestruturas metálicas. Neste sentido, os avanços nas técnicas de fabricação possibilitaram a construção de nanoestruturas metálicas com diversos formatos.

Uma delas foi uma antena ótica **monopolo**, integrada numa sonda NSOM (*Nearfield Scanning Optical Microscopy*) ilustrada na figura 2.2.

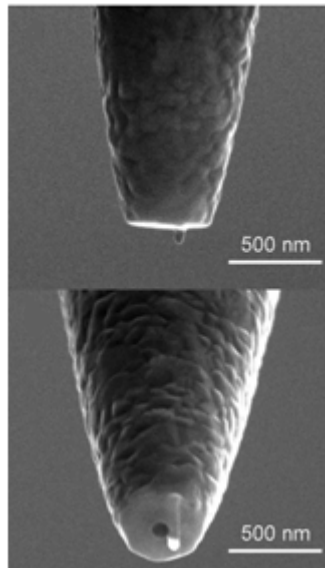


Figura 2.2 - Antena Ótica Monopolo integrada numa sonda NSOM [16]

A ressonância e a localização do campo nas proximidades da antena ótica monopolo foram demonstradas utilizando moléculas fluorescentes. A aplicação destes dispositivos ganhou relevância, na medida em que podiam ser utilizados para melhorar a eficiência da sonda ótica de campo próximo (*near-field*), que tem uma resolução espacial abaixo do limite de difração. A resolução abaixo do limite de difração foi atingida através da invenção de um revestimento metálico e da utilização de fibra ótica na sonda com uma fenda de tamanho muito menor que o comprimento de onda [14], [16].

Outro tipo de antena ótica importante é a antena ótica **dipolar** que é constituída por dois monopolos separados por um pequeno espaço (*gap*). Este tipo de antenas óticas é largamente utilizado em sondas óticas de campo próximo. Na ressonância, foi observado um forte aumento do campo no terminal de alimentação da antena ótica, que neste caso corresponde ao *gap*, fabricada com um dipolo de ouro de dimensões nanométricas [14].

O aumento do campo no *gap* também é observado noutro tipo de antenas óticas, designadas por **Bowtie**. Estas antenas óticas são uma variante das antenas dipolares, constituídas por duas peças metálicas triangulares separadas por um determinado *gap*. Este tipo de antenas óticas possibilitou

verificar que um aumento da intensidade do campo elétrico de várias ordens de grandeza pode modificar a emissão de luz ao nível das moléculas.

Além disso, na presença de um campo elétrico altamente localizado, técnicas espectroscópicas como *surface-enhanced Raman scattering (SERS)* permitiram a detecção ótica e espectroscópica de uma única molécula [14], [15], [17].

Na figura 2.3 estão representadas as diferentes geometrias das antenas óticas apresentadas anteriormente.

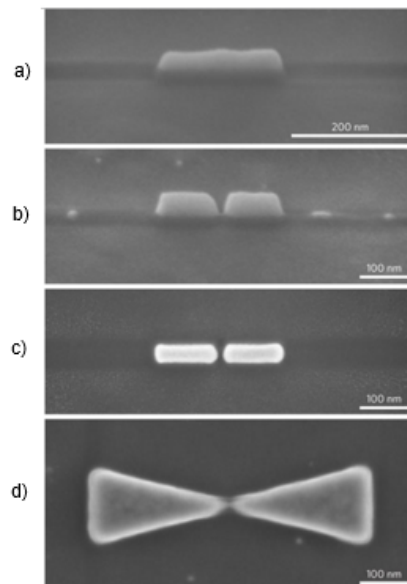


Figura 2.3 - Exemplos de diversos tipos de antenas óticas do tipo dipolo: (a) Antena Monopolo (b)-(c) Antenas Dipolares (d) Antena Bowtie. [15]

O aumento do campo elétrico que se pode verificar numa antena ótica do tipo dipolar é causado, maioritariamente por dois fatores: a carga de superfície e a ressonância [14].

A corrente à superfície da antena ótica, que é induzida pela luz incidente, permite o estabelecimento de um campo elétrico forte na abertura (“*gap*”), e assim as cargas nessa região entram em ressonância, para determinadas configurações da geometria da antena. No caso dos regimes de radiofrequência e microondas, a condição de ressonância é atingida quando o tamanho da antena corresponde a um múltiplo inteiro de cerca de metade do comprimento de onda.

No entanto, esta condição não se pode aplicar diretamente nas antenas óticas. Em frequências óticas, os metais são materiais altamente dispersivos com condutividade finita. Para além disso, o chamado gás de eletrões (*electron gas*) presente nos metais pode acoplar a luz na forma de uma onda de superfície designada por *surface plasmon polariton (SPP)* [18], ou plasmões locais no caso de nanopartículas. Os Plasmões, tanto os SPP como os plasmões locais, exibem propriedades ressonantes. Devido à excitação dos plasmões locais, as propriedades óticas das nanopartículas metálicas passam a ser determinadas pela forma, pelo tamanho e pelo meio dielétrico que circunda a partícula metálica [18].

Outro tipo de antenas óticas, mais complexas que as apresentadas anteriormente, são as antenas **Yagi-Uda**. Devido às suas características altamente diretivas, estas antenas podem ser utilizadas nas áreas da biologia e medicina, em circuitos nanofotônicos, em tecnologia de informação quântica, no armazenamento de dados, em fotodetetores e em sistemas fotovoltaicos.

Na figura 2.4 está representada uma Antena ótica Yagi-Uda com cinco elementos; o elemento refletor, o elemento de alimentação e os elementos diretores. Normalmente, a distância típica entre os elementos é cerca de um quarto do comprimento de onda, $\lambda/4$. Variações na geometria dos parâmetros e nos materiais possibilitam alterar a gama de frequências de operação.

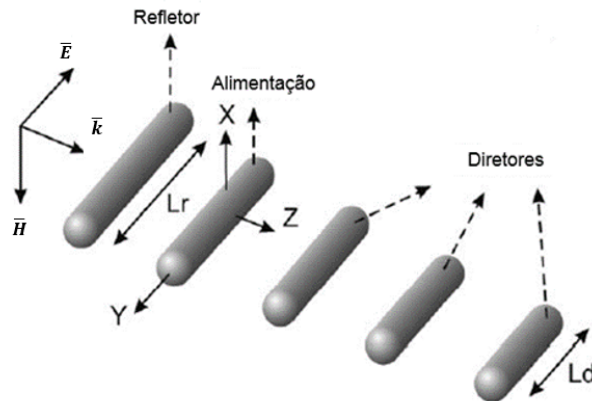


Figura 2.4 - Antena Ótica Yagi-Uda de cinco elementos (adaptado de [2])

Por fim, outro tipo de antenas óticas são as **antenas óticas de fendas**. O interesse subjacente ao seu estudo assenta em dois factos: uma fenda num material opaco é provavelmente um dos elementos óticos mais simples, e a sua interação com a radiação eletromagnética leva ao aparecimento de novos fenómenos físicos [12].

A primeira teoria da difração devida a uma fenda, com um comprimento muito menor que o comprimento de onda, numa camada fina de metal, foi desenvolvida por Bethe. Essa teoria previa que a potência transmitida pela fenda seria cada vez menor, à medida que o diâmetro da fenda fosse diminuindo em relação ao comprimento de onda de radiação.

Estas previsões revelaram-se incorretas no momento em que foi descoberto um novo fenómeno, desconhecido até então, designado por EOT [19], observado por Ebbesen em 1998.

Esta descoberta viria a ser fundamental, pois não só possibilitou grandes desenvolvimentos tecnológicos durante a última década, como também permitiu uma melhor compreensão da difração por fendas de pequena dimensão em relação ao comprimento de onda e também dos fenómenos da nano-ótica [12].

Um aspeto interessante a referir é o facto das antenas de fendas, que operam nas frequências de microondas, serem bastante utilizadas em aplicações relacionadas com aeronaves, onde podem ser convenientemente integradas em naves espaciais ou na superfície de aeronaves sem afetarem o seu perfil aerodinâmico [12].

Em relação às antenas óticas apresentadas anteriormente, as antenas de fendas parecem ser as mais adequadas para utilizar em aplicações relacionadas com as comunicações no espaço, nomeadamente em comunicações inter-satélites, que é o objetivo desta dissertação de mestrado.

Assim sendo, é muito importante aprofundar o conhecimento sobre os vários tipos de antenas óticas de fendas, bem como as aplicações em que são utilizadas na atualidade.

Existem três tipos principais de antenas óticas de fendas: uma única fenda; uma única fenda rodeada por uma superfície corrugada; e um agregado de fendas.

2.2.1. Antenas Óticas com uma única fenda

A introdução do conceito de antenas de fendas para melhorar os sistemas óticos visava melhorar as técnicas de campo próximo utilizadas na microscopia. A primeira aplicação prática de uma única fenda para aumentar a interação entre a luz e a matéria foi realizada em 1986 [12].

As fendas utilizadas na época, com diâmetros menores que 180 nm, fabricadas em filmes de prata ou ouro em lâminas de vidro, eram utilizadas como substratos para detectar moléculas fluorescentes.

Mais tarde, em 2005, voltou a ser reconsiderado o aumento da fluorescência para detectar moléculas individualmente, através de uma única fenda. Utilizando uma única fenda fabricada num filme opaco de alumínio, com um diâmetro de 150 nm, foi registado um aumento da emissão fluorescente por molécula, nomeadamente da molécula rhodamine 6G. Este resultado, aliado ao interesse pelo fenómeno de EOT, levou a um grande número de trabalhos que visavam compreender as origens físicas do fenómeno, investigar o papel dos parâmetros de dimensionamento da fenda e desenvolver aplicações práticas.

Na figura 2.5, estão representadas imagens obtidas por um Microscópio de Eletrões com fendas de 120 e 150 nm em ouro, e também está representado o fenómeno da emissão fluorescente de uma molécula, através da utilização de fendas com dimensões inferiores ao comprimento de onda [12].

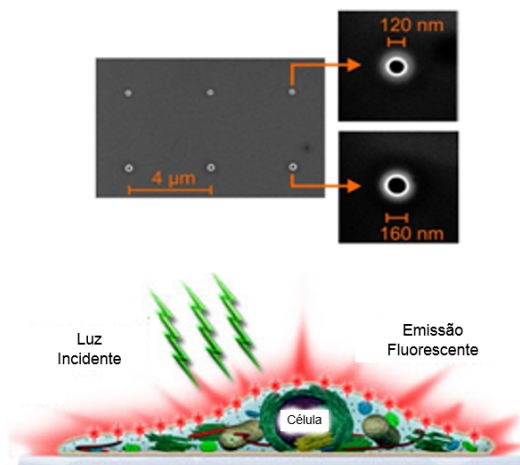


Figura 2.5 - Fendas com dimensões inferiores ao comprimento de onda para aumentar a emissão da fluorescência de moléculas

Os primeiros estudos acerca do aumento da fluorescência de moléculas, utilizando fendas em filmes metálicos, foram realizados com fendas circulares, devido à sua forma ser insensível à polarização e estas serem relativamente fáceis de fabricar através da furação de um metal por um feixe de iões.

Desde 2005, diferentes formas de fendas têm sido consideradas, para além da forma circular. Fendas compridas e finas, retângulos, e triângulos são sensíveis à polarização, e como tal proporcionam uma maior liberdade para alterar a distribuição do campo eletromagnético no interior da abertura, ou polarizar a luz emitida. Também importa referir que fendas coaxiais, ou cavidades em anel exibem picos de ressonância mais estreitos do que as fendas circulares [12].

2.2.2. Antenas Óticas de uma única fenda rodeada por corrugações

Devido às suas dimensões pequenas comparadas com o comprimento de onda, as antenas óticas de uma única fenda não proporcionam um grande controlo da diretividade da luz emitida pela fenda.

Segundo a teoria clássica das antenas [13], a diretividade D , de uma antena de fendas pode ser expressa por $D = 4\pi(\text{area})/\lambda^2$, em que area é a área efetiva da fenda e λ é o comprimento de onda de radiação. Assim, para uma fenda circular de diâmetro d , a diretividade é dada por $D = 4\pi(\text{area})/\lambda^2$, o que mostra que a diretividade tende para zero com a diminuição do diâmetro da fenda ($d \ll \lambda$) [12].

Uma solução para este problema é adicionar corrugações na superfície do metal que rodeia a fenda, pois assim é possível aumentar a área efetiva da fenda, mantendo as suas dimensões físicas. Verificou-se que a utilização de corrugações possibilita melhorias significativas na diretividade da luz emitida pela fenda e conseqüentemente, permite aumentar a emissão fluorescente de moléculas.

Quando as corrugações são colocadas na superfície de entrada (modo de receção), a rede formada pelas corrugações permite confinar a luz incidente em modos de plasmões de superfície, que por sua vez aumentam a intensidade da luz no centro da fenda. Por outro lado, quando as corrugações são colocadas na superfície de saída (modo de emissão), acontece o fenómeno inverso, ou seja, as corrugações permitem confinar as ondas superficiais nessa região, e como tal a luz emitida pela fenda passa a ter uma maior intensidade.

As antenas de fendas rodeadas por superfícies corrugadas proporcionam um aumento considerável da intensidade local e da diretividade de emissão.

Na figura 2.6 estão representadas, de cima para baixo, uma fenda isolada de 120 nm sem corrugações, uma fenda com estrias concêntricas espaçadas de 350 nm, e uma fenda com estrias concêntricas espaçadas de 420 nm [12].

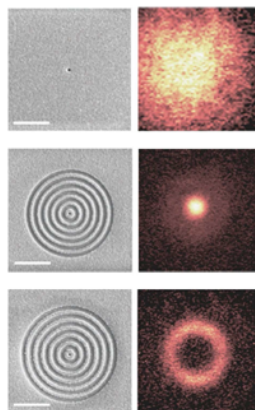


Figura 2.6 - Imagens de um microscópio de elétrons de fendas corrugadas [11]

2.2.3. Antenas Óticas de Agregados de fendas

As antenas óticas de fendas são constituídas por um conjunto de fendas espaçadas periodicamente. Na figura 2.7 é possível observar-se o aspeto de uma antena ótica deste tipo.

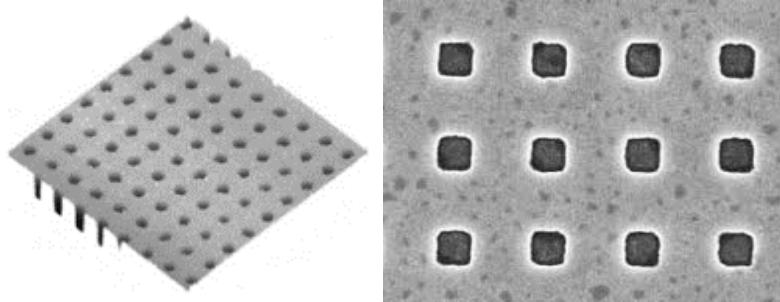


Figura 2.7 - Agregado de fendas com diâmetro de 200 nm e com espaçamento de 1 μm [12]

À semelhança do caso anterior, esta estrutura permite acoplar a radiação da zona distante a ondas eletromagnéticas superficiais. Estas capacidades têm estimulado o estudo da EOT neste tipo de antenas. Segundo [12], é possível observar um pico de transmissão na zona do campo distante e o aumento da intensidade na região do campo próximo.

Estas alterações podem ser explicadas devido ao contributo de fenómenos de ressonância, nomeadamente da excitação ressonante das ondas associadas aos plasmões de superfície (*surface plasmon waves*) na interface metal-dielétrico, que ocorre para ângulos incidentes específicos e para determinados comprimentos de onda. Estes fenómenos ressonantes só ocorre se todos os parâmetros que caracterizam o agregado de fendas forem adequados, nomeadamente a forma, a dimensão e o espaçamento das fendas, daí que o correto dimensionamento destes agregados seja de grande importância para atingir a condição de ressonância.

A combinação entre os fenómenos de ressonância associados aos plasmões e o dimensionamento adequado de todos os parâmetros do agregado permitem aumentar a interação local entre a luz e a matéria e controlar o espectro de radiação, nomeadamente a direção e polarização [12], [19], [20].

2.3. Aplicações das antenas óticas de fendas

As aplicações das antenas óticas estão relacionadas com a sua capacidade de confinar e aumentar o campo eletromagnético incidente numa zona altamente localizada, com dimensões menores do que o comprimento de onda, nomeadamente na região do “*gap*” da antena ótica. Estas características têm particular interesse para aplicações relacionadas com a efeitos óticos não lineares, conversão de energia solar, optoelectrónica e muitas outras [21].

As antenas óticas têm contribuído para o avanço das nanotecnologias, nomeadamente nas áreas da biofotónica e da nanofotónica. Verifica-se que, na atualidade, as antenas óticas desempenham um papel de grande importância na área da biofotónica, uma vez que foram as aplicações nessa área que motivaram o seu estudo e desenvolvimento. A utilização das antenas óticas em aplicações relacionadas com a biofotónica permite: aumentar a fluorescência de moléculas para facilitar a sua deteção e análise, investigar membranas de células vivas, observar moléculas individualmente e observar sequências de ADN em tempo-real, capturar nanopartículas na região da fenda, fabricar sensores moleculares, espectroscopia com agregados de fendas, espectroscopia da ressonância dos plasmões superficiais, espectroscopia de Raman, e muitas outras aplicações. Ainda assim, esta área do conhecimento não é aquela que se pretende estudar nesta dissertação. Procura-se estudar a potencialidade destes dispositivos em aplicações nanofotónicas, ainda que esta área não seja aquela em que as antenas óticas são mais aplicadas na atualidade.

Normalmente, as antenas óticas fabricadas são constituídas por metais, na maioria dos casos é utilizado o ouro, o alumínio, a prata e o cobre, uma vez que estes metais proporcionam a ocorrência de ressonâncias plasmónicas. De facto, as antenas óticas constituídas por estes metais têm a capacidade de manipular a interação entre a luz e a matéria, através da alteração da forma ou do material da estrutura que constitui a antena ótica. É por este motivo que são dimensionados diferentes tipos de antenas óticas em função da aplicação pretendida, uma vez que cada aplicação exige que a antena ótica tenha particularidades específicas [22].

Segundo [12], as antenas óticas de fendas podem ser importantes para alguns tipos de aplicações nanofotónicas, desempenhando o papel de filtros ou polarizadores. Uma dessas aplicações consiste em desenvolver fotodetetores ultra rápidos. Para que isso seja possível, será preciso reduzir a capacidade do fotodiodo e aumentar a sua velocidade de operação, o que só será possível caso se reduza a dimensão da região ativa semicondutora, o que por sua vez conduz a uma menor eficiência quântica e uma menor sensibilidade. A utilização de corrugações em torno de fendas permite concentrar a luz incidente na fenda central, facilitando a resolução deste desafio. As corrugações periódicas na superfície do metal atuam como elementos ressonantes para capturar a luz incidente, que poderá ser concentrada nas fendas integradas com elementos fotovoltaicos. As potencialidades das antenas óticas de fendas rodeadas por corrugações têm atraído muitas atenções para melhorar o desempenho dos *lasers* VCSEL (*vertical cavity surface emitting lasers*) e dos *lasers* de cascata quântica, que emitem na região de IV. Os plasmões superficiais são usados para controlar a forma do feixe emitido pelos *lasers* semicondutores e reduzir a divergência intrínseca dos feixes. As antenas óticas também podem ser utilizadas para controlar a polarização de feixes laser [12].

2.4. Transmissão ótica extraordinária

As novas técnicas de fabrico em nanoescala abriram novos capítulos no que toca à investigação experimental da interação entre a luz e matéria nos domínios óticos. Um artigo fundamental que abriu caminho nesta nova era, foi escrito por Ebbesen *et al* [19], em que este verificou, através de resultados experimentais, um aumento da transmissão da luz através de agregados periódicos de fendas em filmes metálicos, em relação às previsões teóricas existentes. Nas duas experiências realizadas, observou um aumento da transmissão em relação à teoria convencional de Bethe por um fator de 600. Mais tarde, verificou-se que existia um aumento da transmissão pelos orifícios de cerca de três ordens de grandeza relativamente às previsões de Bethe, um fenómeno que viria a ser designado por **transmissão ótica extraordinária (EOT)**.

A **transmissão ótica extraordinária** é um fenómeno ótico em que uma estrutura, que contenha fendas com dimensões inferiores às do comprimento de onda da radiação incidente, numa superfície opaca, transmite mais luz do que aquela que seria de esperar, de acordo com as teorias clássicas sobre a transmissão de luz através de uma única fenda [20], [23].

As primeiras abordagens teóricas a estes resultados experimentais propuseram a existência de um novo fenómeno que não tinha sido considerado anteriormente, nomeadamente a excitação ressonante das ondas de plasmões superficiais, devido à estrutura periódica dos agregados de fendas metálicas.

Surpreendentemente, alguns agregados de fendas menores que o comprimento de onda apresentam uma eficiência de transmissão, normalizada à área total das fendas, superior à unidade para determinados comprimentos de onda. Por outras palavras, utilizando agregados periódicos de fendas com dimensões inferiores ao comprimento de onda é possível “transmitir” mais luz do que com uma fenda macroscópica com a mesma área que a soma de todas as fendas, i.e., o agregado de fendas permite amplificar a radiação incidente. A novidade resultou do facto de que a eficiência de transmissão de uma única fenda isolada é substancialmente menor do que a unidade, e portanto era difícil acreditar que este fenómeno fosse possível [23], [24], [25], [26].

Segundo [20], a estrutura metálica deixa de ser apenas uma superfície que bloqueia a luz em torno da fenda e passa a ser um elemento ativo no processo de transmissão, ou seja, o agregado periódico de fendas provoca uma resposta coletiva que resulta num aumento significativo (*boost*) da luz.

Capítulo 3

3. Interação da luz com a matéria

3.1. Introdução

A interação entre a radiação eletromagnética e os metais pode ser caracterizada, principalmente pelo comportamento dos elétrons de condução livres no metal. De acordo com o modelo de *Drude*, os elétrons livres oscilam com um desvio de fase de 180° em relação ao campo elétrico. Como consequência, a maioria dos metais possui uma constante dielétrica negativa em frequências óticas que pode causar, por exemplo, uma elevada refletividade. Além disso, em frequências óticas o gás de elétrons livres do metal tem a capacidade de comportar volumes de oscilações de densidades de cargas, designados por “*Plasmon Polaritons*” [18], [19].

A existência de plasmões é uma característica da interação entre nanoestruturas metálicas e a luz incidente, daí que este comportamento não possa ser reproduzido noutros regimes espectrais.

Os plasmões de superfície resultam do acoplamento entre a onda eletromagnética e a oscilação coletiva dos elétrons livres de um metal. Quando esta oscilação é otimizada, ou seja, quando a estrutura metálica é dimensionada de modo a atingir a condição de ressonância, é designada de *Surface Plasmons Resonance (SPR)*. Também importa referir que existem dois tipos de plasmões de superfície: quando a onda eletromagnética incide num filme metálico e fica confinada na superfície desse filme designa-se por SPP; quando o acoplamento é feito com uma nanopartícula metálica com diâmetro muito menor que o comprimento de onda incidente designa-se por *Localized Surface Plasmon (LSP)*.

Estes fenómenos dependem fortemente do comportamento dos metais às variações de frequência. Isto significa que, neste caso concreto de estudo, os modelos utilizados para caracterizar o comportamento dos metais em regimes de microondas ou de estruturas metálicas de tamanhos consideráveis, deixam de ser válidos para o estudo dos regimes de frequências óticas [20], [27], [28].

Neste capítulo será estudado um modelo que permite explicar o comportamento dos metais em frequências óticas e compreender que fenómenos advêm das alterações dos parâmetros dos metais, como por exemplo a EOT, analisando as alterações que surgem nas teorias clássicas da difração.

3.2. Propriedades Óticas dos Metais Nobres

As propriedades óticas dos metais e dos metais nobres são discutidas por diversos autores com diferentes abordagens, nomeadamente através de uma abordagem clássica dos processos físicos envolvidos na sua caracterização e, também com uma perspetiva tendo como base a Mecânica Quântica. Nesta dissertação pretende-se fazer um estudo assente numa perspetiva clássica, fora dos domínios da Mecânica Quântica.

Num primeiro momento, as propriedades óticas dos metais podem ser descritas pela equação do movimento do elétron, numa perspetiva clássica, o que conduz a uma função dielétrica complexa,

que é dependente da frequência da luz incidente. Estas propriedades são determinadas pelo movimento dos elétrons nas bandas de energia em que se encontram. A permitividade elétrica depende da condutividade, da componente intrabanda e das transições de elétrons entre diferentes bandas de energia (componente interbanda). As transições interbanda podem acontecer, por exemplo, na presença de luz, quando a energia dos fótons absorvidos ou emitidos é superior à diferença de energia entre as bandas.

3.2.1. Modelo de Drude-Sommerfeld

O modelo de Drude-Sommerfeld foi formulado para descrever o movimento dos elétrons livres e, conseqüentemente, descrever a corrente elétrica gerada na presença de um campo eletromagnético incidente no metal. Neste modelo, o material condutor é considerado neutro, uma vez que a carga negativa dos elétrons é neutralizada pela carga positiva dos íons. Também se considera que os íons estão imóveis, aproximação justificada pelo facto de a massa dos elétrons ser muito menor que a massa dos íons. Os elétrons responsáveis pela corrente no material sofrem colisões entre si, o que se traduz numa perda de energia. Neste sentido e associado ao movimento dos elétrons no metal está subjacente um termo de amortecimento.

A equação que permite caracterizar o movimento dos elétrons livres é a seguinte:

$$m_e \frac{\partial^2 \mathbf{r}}{\partial t^2} + m_e \Gamma \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} = e \bar{\mathbf{E}}_0 \quad (3.1)$$

onde e e m_e são a carga e a massa efetiva do elétron livre, $\bar{\mathbf{E}}_0$ e ω são a amplitude complexa e a frequência angular do campo elétrico incidente. O termo de amortecimento é proporcional a $\Gamma = v_F/l$, onde v_F é a velocidade de Fermi e l é o livre percurso médio do elétron entre duas colisões consecutivas. Resolvendo a equação (3.1), é possível escrever:

$$\bar{\epsilon}_{Drude}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega} \quad (3.2)$$

onde $\omega_p = \sqrt{\tilde{n} e^2 / (m_e \epsilon_0)}$ é a frequência angular de plasma e \tilde{n} a densidade de elétrons livres. A expressão (3.2) pode ser escrita em função da sua parte real e imaginária da seguinte forma:

$$\bar{\epsilon}_{Drude}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} + i \frac{\Gamma \omega_p^2}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)} \quad (3.3)$$

Utilizando $\omega_p = 2\pi \cdot 13.8 \times 10^{15} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ e $\Gamma = 1.075 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$, que correspondem aos valores que caracterizam o ouro [27], as partes real e imaginária da função dielétrica estão representadas na figura 3.1.

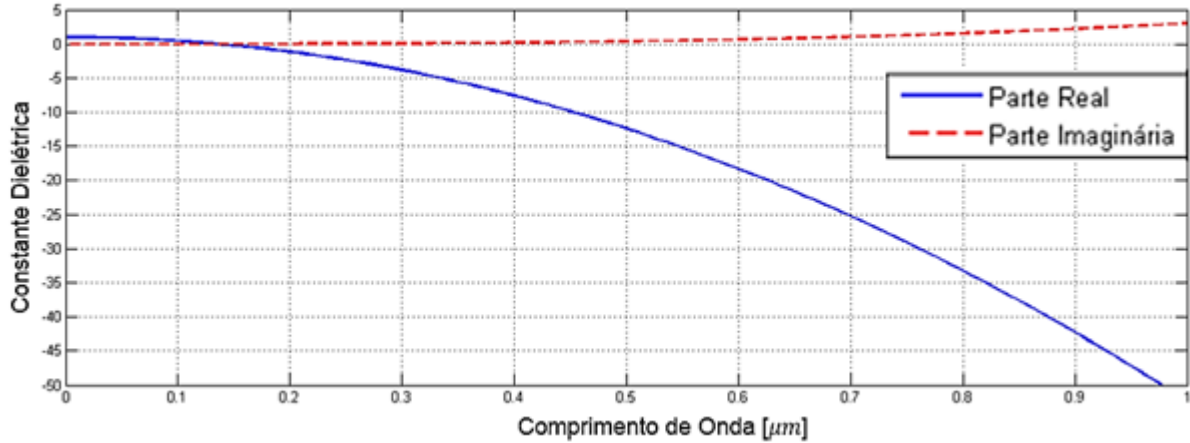


Figura 3.1 - Parte real e imaginária da constante dielétrica do ouro, segundo o modelo de Drude-Sommerfeld

Pela observação da figura 3.1, é possível notar que a parte real da constante dielétrica é negativa, para comprimentos de onda superiores a 0,15 μm, portanto, nesses casos ocorre dispersão anômala e um aumento da componente imaginária do índice de refração $n = \sqrt{\epsilon}$.

A parte imaginária da função dielétrica descreve a dissipação de energia associada ao movimento de elétrons do metal.

3.2.2. Inclusão das Transições Interbanda

Embora a utilização do modelo de Drude-Sommerfeld permita obter resultados com uma precisão significativa das propriedades dos metais no regime de infravermelho, quando se trabalha na região do visível é necessário introduzir algumas correções ao modelo, principalmente por causa da resposta dos elétrons ligados (*bound electrons*) que não é considerada pelo modelo anterior. Assim sendo, é necessário caracterizar o movimento dos elétrons ligados da mesma forma que se considerou o movimento dos elétrons livres. A equação que descreve o movimento dos elétrons ligados é a seguinte:

$$m \frac{\partial^2 \mathbf{r}}{\partial t^2} + m\gamma \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} + \alpha \mathbf{r} = e \mathbf{E}_0 \quad (3.4)$$

em que m é a massa efetiva do elétron ligado, γ é a constante de amortecimento que descreve, principalmente, o amortecimento da radiação no caso dos elétrons ligados, e α é o coeficiente da força de restituição do potencial. Através da resolução da equação (3.4) pode-se determinar a contribuição dos elétrons ligados para a função dielétrica, que é dada por:

$$\epsilon_{Interbanda}(\omega) = 1 + \frac{\tilde{\omega}_p^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} + i \frac{\gamma \tilde{\omega}_p^2 \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} \quad (3.5)$$

onde $\tilde{\omega}_p = \sqrt{\tilde{n}e^2/m \epsilon_0}$, em que \tilde{n} representa a densidade de elétrons ligados. $\tilde{\omega}_p$ é introduzido em analogia com a frequência de plasma do modelo de Drude-Sommerfeld, no entanto tem um significado físico diferente e $\omega_0 = \sqrt{\alpha/m}$.

Novamente, pode-se escrever a equação da função dielétrica separando a parte real e imaginária da seguinte forma:

$$\tilde{\epsilon}_{Interbanda}(\omega) = 1 + \frac{\tilde{\omega}_p^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} + i \frac{\gamma \tilde{\omega}_p^2 \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} \quad (3.6)$$

Tal como já foi considerado anteriormente no modelo de Drude-Sommerfeld, está representado na figura 3.2 a evolução da parte real e a parte imaginária da função dielétrica do ouro em função do comprimento de onda, obtida através do programa MATLAB™. Para isso utilizaram-se os parâmetros $\tilde{\omega}_p = 2\pi \cdot 45 \times 10^{14} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$, $\gamma = 9 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$ e $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, com $\lambda_0 = 450 \text{ nm}$ [27].

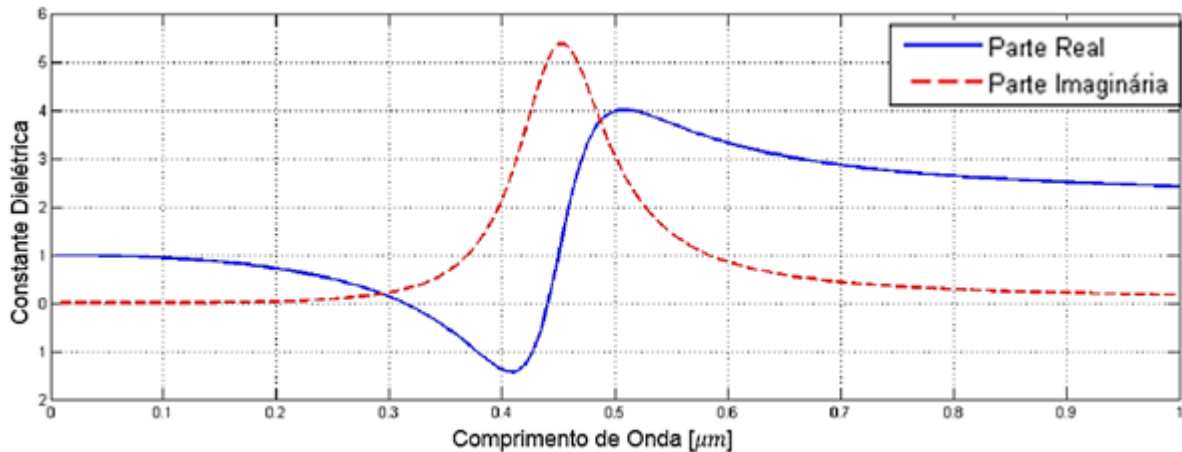


Figura 3.2 - Contribuição dos elétrons ligados para a função dielétrica do ouro

Observa-se a existência de um comportamento ressonante associado à parte imaginária e um comportamento dispersivo associado à parte real da função dielétrica.

Também é interessante verificar que, para comprimentos de onda superiores a cerca de 650 nm o comportamento da função dielétrica do ouro obedece, claramente, ao modelo de Drude-Sommerfeld, no entanto, para comprimentos inferiores a 650 nm as contribuições das transições interbanda começam a ser significativas.

3.3. Modelo de Drude-Lorentz

É possível considerar que a função dielétrica resulta da soma das contribuições dos elétrons livres e dos elétrons ligados, desta forma é possível utilizar um modelo que se aproxima mais da realidade [27]. O modelo de Drude-Lorentz é um modelo que permite caracterizar a função dielétrica dos metais e que tem em conta as contribuições dos elétrons livres e das oscilações harmônicas causadas pelos elétrons ligados, ou seja, tem em conta todos os fenômenos considerados pelos modelos anteriores.

Neste modelo, a contribuição dos elétrons livres e das oscilações harmônicas para a função dielétrica permite escrever a seguinte equação:

$$\bar{\epsilon}_{DL}(\omega) = \epsilon_{\infty} - \frac{f_0 \omega_p^2}{(\omega^2 - \omega_0^2) + j\omega\gamma_0} - \sum_n \frac{f_n \omega_p^2}{(\omega^2 - \omega_n^2) + j\omega\gamma_n} \quad (3.7)$$

onde ϵ_{∞} é o valor resultante da contribuição de todas as frequências de ressonância consideradas, f_n corresponde à n-ésima força da oscilação para uma determinada frequência de ressonância e todas as restantes variáveis têm o mesmo significado das apresentadas no modelo anterior.

A figura 3.3 representa a função dielétrica do ouro, segundo o modelo de Drude-Lorentz e será com base nesta função que o estudo da antena ótica será feito. Os parâmetros utilizados correspondem aos parâmetros otimizados para o modelo de Drude-Lorentz [29].

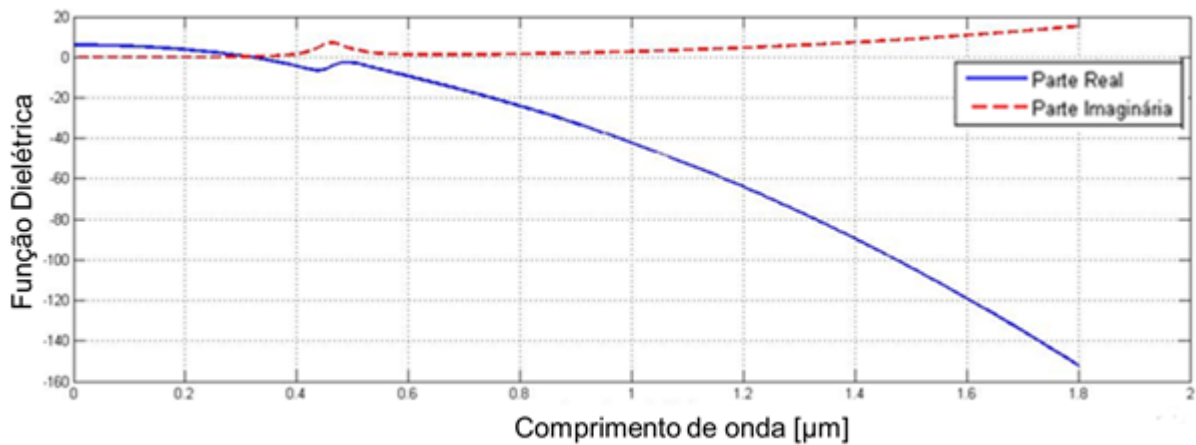


Figura 3.3 – Variação da função Dielétrica (complexa) do Ouro, segundo o modelo de Drude-Lorentz, em função do comprimento de onda

O modelo de Drude-Lorentz permite caracterizar a constante dielétrica de diversos metais. O ouro é um dos metais mais utilizados para o fabrico de antenas óticas, no entanto, existem outras possibilidades, tais como o alumínio, a prata, ou a platina. Nas figuras seguintes estão representadas as constantes dielétricas, segundo o modelo de Drude-Lorentz dos metais referidos anteriormente, obtidas através do programa MATLAB™.

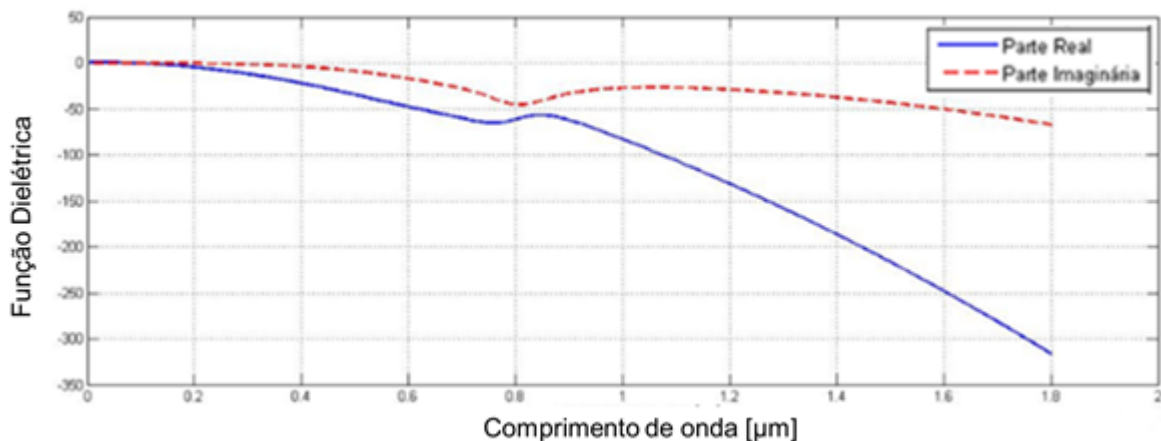


Figura 3.4 - Variação da função Dielétrica (complexa) do Alumínio, segundo o modelo de Drude-Lorentz, em função do comprimento de onda

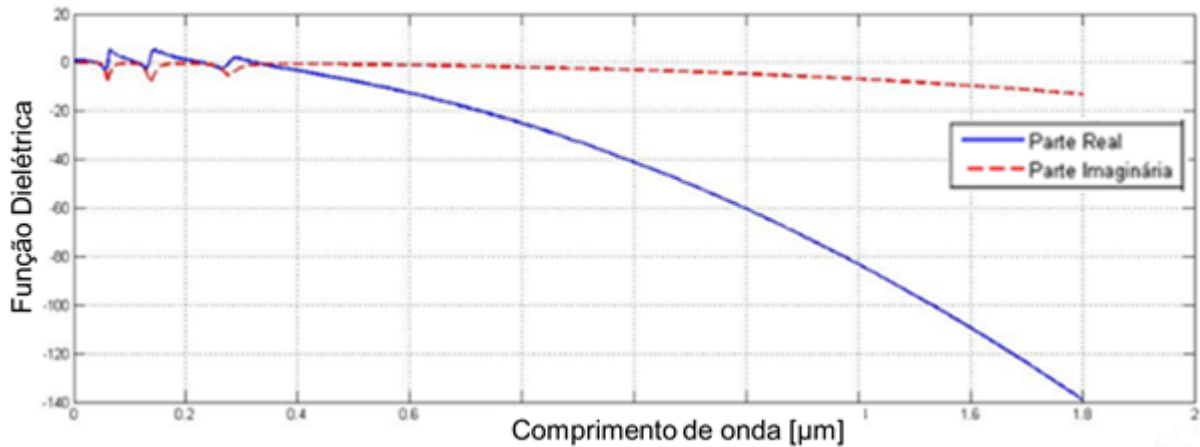


Figura 3.5 - Variação da função Dielétrica (complexa) da Prata, segundo o modelo de Drude-Lorentz, em função do comprimento de onda

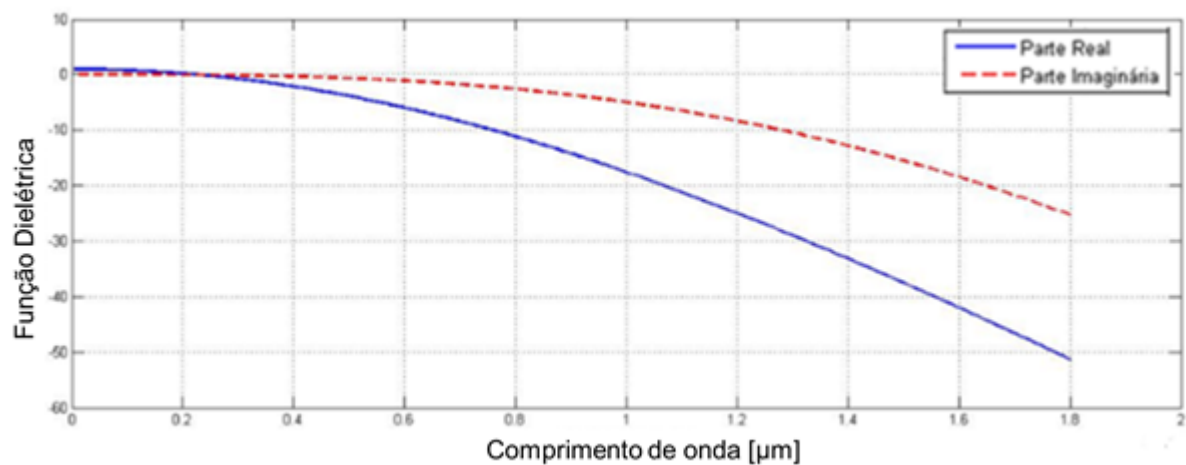


Figura 3.6 - Variação da função Dielétrica (complexa) da Platina, segundo o modelo de Drude-Lorentz, em função do comprimento de onda

Uma conclusão interessante que advém da observação destas figuras é que para todos os metais nobres considerados, a parte real da respectiva função dielétrica é quase sempre negativa no intervalo de comprimentos de onda considerado, no entanto o mesmo não acontece com a parte imaginária, sendo que apenas no caso do ouro é positiva, nos restantes metais apresenta valores negativos.

3.4. Plasmões Superficiais

Os plasmões superficiais, que foram descobertos por Ritchie em 1950, são ondas que se propagam ao longo da superfície de um determinado condutor, normalmente em alguns metais.

O interesse relacionado com o estudo destas ondas superficiais aumentou muito desde que há capacidade para construir e manipular estruturas à escala nanométrica, nomeadamente estruturas periódicas constituídas por fendas menores que o comprimento de onda, nas quais foi observado o fenómeno de EOT [30].

Os plasmões superficiais auxiliam a concentrar a luz nas fendas da estrutura, levando a um aumento do campo elétrico que pode ser utilizado para manipular as interações entre a luz e a matéria e exponenciar a transmissão de luz pela estrutura, entre outros fenômenos [31] .

Muitos dos fenômenos que ocorrem em estruturas deste tipo estão diretamente relacionados com os SPP, que são ondas eletromagnéticas superficiais que se propagam ao longo de uma interface planar dielétrico/metal. Os SPP são constituídos por elétrons livres do material condutor e oscilam coletivamente em ressonância com a luz incidente, de tal modo que os campos estão altamente confinados na interface entre o metal e o dielétrico [32].

As condições para a sua formação são as seguintes:

- 1) O metal deve exibir uma constante dielétrica com uma parte real negativa à frequência da luz incidente;
- 2) A componente do vetor de onda da luz incidente que é paralela à interface dielétrico/metal deve ser contínua com o vetor de onda do SPP;

Em frequências óticas, apenas metais nobres, como os referidos anteriormente, nomeadamente o ouro, o alumínio, a prata e a platina, podem satisfazer a primeira condição. Para além disso, as condições de fronteira impostas pelas equações de Maxwell obrigam a que a densidade de carga superficial induzida seja proporcional à descontinuidade da componente normal do campo elétrico na superfície, como tal os SPP não podem ser excitados por ondas eletromagnéticas com polarização TE, apenas podem ser excitados por ondas eletromagnéticas com polarização TM, uma vez que apenas estas últimas obedecem às condições-fronteira.

3.5. Propriedades dos SPP

Na figura 3.7 está representada uma interface entre dois materiais, com uma onda eletromagnética incidente do tipo TM.

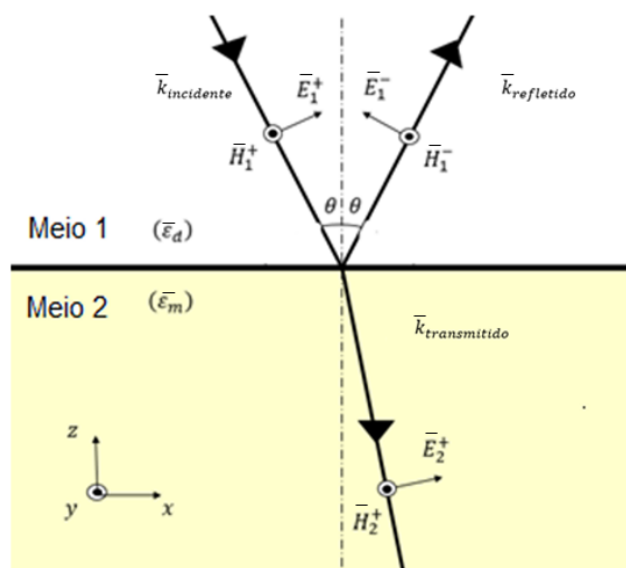


Figura 3.7 - Onda eletromagnética incidente do tipo TM numa interface entre dois meios com constantes dielétricas diferentes (dielétrico e metal)

Para simplificar, pressupõe-se que os meios são semi-ilimitados e sem comportamento magnético especial. O meio designado por “Meio 1” é um dielétrico com uma permissividade complexa do tipo $\bar{\epsilon}_d = \epsilon'_d + j\epsilon''_d$, e o “Meio 2” é um metal com uma permissividade complexa do tipo $\bar{\epsilon}_m = \epsilon'_m + j\epsilon''_m$.

Considerando que a onda eletromagnética incidente é caracterizada pelo vetor de onda, $\bar{k} = [\bar{k}_x, 0, \bar{k}_z]$, os campos podem ser representados, em amplitudes complexas, por:

$$\bar{E} = [\bar{E}_x, 0, \bar{E}_z] \exp(j(\bar{k}_x x + \bar{k}_z z - \omega t)), \quad (3.8)$$

$$\bar{H} = [0, \bar{H}_y, 0] \exp(j(\bar{k}_x x + \bar{k}_z z - \omega t)), \quad (3.9)$$

onde ω é a frequência angular da luz incidente.

Na ausência de cargas livres, as equações de Maxwell podem ser aplicadas, nomeadamente:

$$\nabla \times \bar{H} = \bar{\epsilon} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} \quad (3.10)$$

de modo a obter a seguinte relação:

$$\bar{H}_y = \frac{\bar{\epsilon} \omega \bar{E}_x}{\bar{k}_z} = -\frac{\bar{\epsilon} \omega \bar{E}_z}{\bar{k}_x}. \quad (3.11)$$

Combinando a equação (3.11) com (3.8) e (3.9), é possível encontrar as expressões para o campo incidente (\bar{E}_1^+ e \bar{H}_1^+), refletido (\bar{E}_1^- e \bar{H}_1^-) e transmitido (\bar{E}_2^+ e \bar{H}_2^+), que são dadas pelas expressões seguintes:

$$\bar{E}_1^+ = \bar{E}_{x1}^+ [1, 0, -\frac{\bar{k}_x}{\bar{k}_z}] \exp(j(\bar{k}_x x + \bar{k}_z z - \omega t)), \quad (3.12)$$

$$\bar{E}_1^- = \bar{E}_{x1}^- [1, 0, +\frac{\bar{k}_x}{\bar{k}_z}] \exp(j(\bar{k}_x x - \bar{k}_z z - \omega t)), \quad (3.13)$$

$$\bar{E}_2^+ = \bar{E}_{x2}^+ [1, 0, -\frac{\bar{k}_x}{\bar{k}_z}] \exp(j(\bar{k}_x x + \bar{k}_z z - \omega t)), \quad (3.14)$$

$$\bar{H}_1^+ = \bar{E}_{x1}^+ [0, +\frac{\omega \bar{\epsilon}_d}{\bar{k}_{z1}}, 0] \exp(j(\bar{k}_x x + \bar{k}_z z - \omega t)), \quad (3.15)$$

$$\bar{H}_1^- = \bar{E}_{x1}^- [0, -\frac{\omega \bar{\epsilon}_d}{\bar{k}_{z1}}, 0] \exp(j(\bar{k}_x x - \bar{k}_z z - \omega t)), \quad (3.16)$$

$$\bar{H}_2^+ = \bar{E}_{x2}^+ [0, +\frac{\omega \bar{\epsilon}_m}{\bar{k}_{z2}}, 0] \exp(j(\bar{k}_x x + \bar{k}_z z - \omega t)) \quad (3.17)$$

De acordo com as condições-fronteira, as componentes tangenciais do campo elétrico e magnético têm de ser contínuas ao longo da superfície de separação. Assim, as condições-fronteira determinam que:

$$\bar{E}_{x1} = \bar{E}_{x2}, \quad (3.18)$$

$$\bar{H}_{y1} = \bar{H}_{y2}. \quad (3.19)$$

Desta forma, tendo em conta (3.11) e combinando com as últimas condições, é possível escrever que:

$$\bar{H}_y = -\bar{E}_{x1}^- \frac{\bar{\epsilon}_d \omega}{\bar{k}_{z1}} = -\bar{E}_{x2}^+ \frac{\bar{\epsilon}_m \omega}{\bar{k}_{z2}}, \quad (3.20)$$

$$\frac{\bar{\epsilon}_d \omega}{\bar{k}_{z1}} = \frac{\bar{\epsilon}_m \omega}{\bar{k}_{z2}}. \quad (3.21)$$

Também se considera que há conservação do momento no plano da superfície, então, $\bar{k}_{x1} = \bar{k}_{x2} = \bar{k}_x$, algo que também está implícito nas condições mencionadas por (3.18) e (3.19).

3.5.1. Relação de Dispersão dos SPP

A relação obtida na secção anterior, representada na equação (3.21), é fundamental para o estudo da relação de dispersão dos SPP. Partindo do princípio que $\bar{\epsilon}_j k_0^2 = \bar{k}_x^2 + \bar{k}_{zj}^2$, em que j serve para indicar o meio através do qual o campo se propaga, pode-se escrever que $\bar{k}_{zj} = (\bar{\epsilon}_j k_0^2 - \bar{k}_x^2)^{1/2}$. Substituindo esta expressão em (3.21), é possível obter a relação de dispersão dos SPP, que é dada por:

$$\bar{k}_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\bar{\epsilon}_m \bar{\epsilon}_d}{\bar{\epsilon}_m + \bar{\epsilon}_d}} = \bar{k}_{spp}, \quad (3.22)$$

onde $k_0 = \omega/c$. Normalmente, esta expressão aparece muitas vezes simplificada para o regime ótico tomando $\bar{\epsilon}_m$ e $\bar{\epsilon}_d$ como reais puros, uma vez que $|\epsilon'| \gg |\epsilon''|$, no caso do metal. No entanto, neste caso essa simplificação não corresponde a uma boa aproximação, como tal manterá a forma complexa.

Relativamente ao dielétrico, aquele que é mais utilizado neste tipo de aplicações é o ar, uma vez que $\bar{\epsilon}_d$ é considerado real puro e as perdas no ar podem ser desprezadas. Tendo em conta o âmbito de estudo desta dissertação, optou-se por realizar todas as simulações e estudos considerando que o dielétrico corresponde ao ar.

Na figura seguinte está representada a evolução da constante de propagação dos SPP em função do comprimento de onda, considerando que a função dielétrica obedece ao modelo de Drude-Lorentz, que o dielétrico é o ar e que o metal é o ouro.

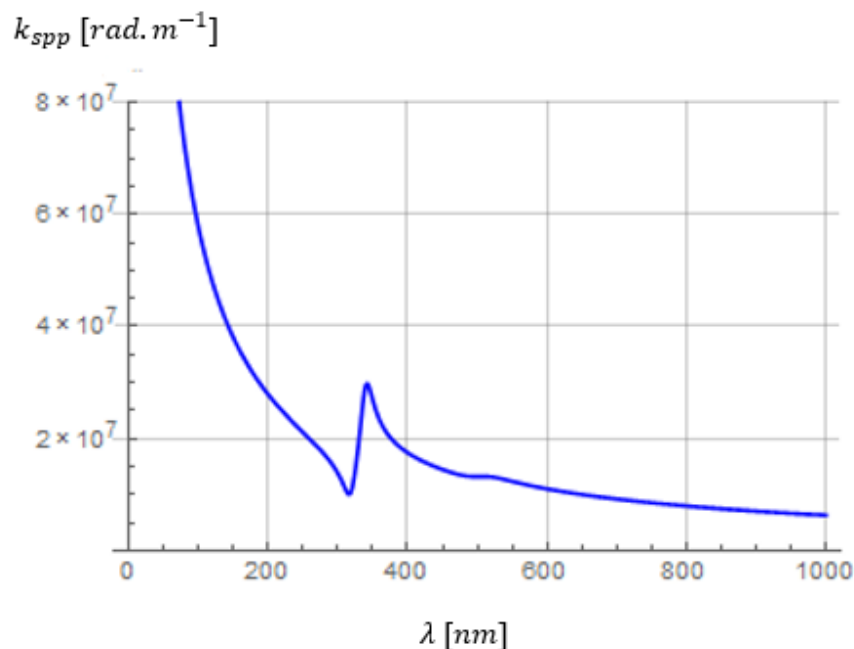


Figura 3.8 - Evolução da constante de propagação dos SPP em função do comprimento de onda, considerando a interface Ar / Ouro

Relativamente ao metal considerado, tendo em conta que grande parte da comunidade científica considera o ouro como um dos principais metais utilizados neste tipo de aplicações, optou-se por considerar neste capítulo o ouro, no entanto nos capítulos finais desta dissertação serão considerados outros tipos de metais, nomeadamente os que já foram apresentados na secção anterior deste capítulo.

Seguidamente será representada a evolução das curvas de dispersão do ar, representada com cor preta, e dos SPP, representada a vermelho em função de \bar{k}_x , na figura 3.9.

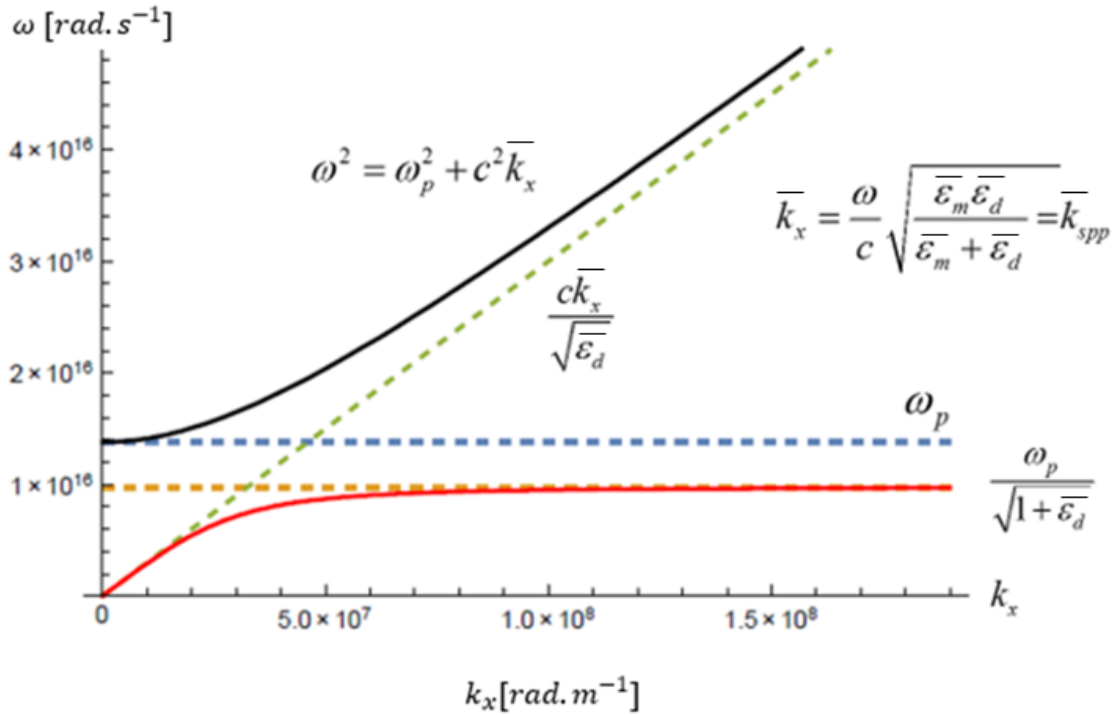


Figura 3.9 - Relação de Dispersão do SPP, considerando a interface Ar / Ouro

Para baixos valores de \bar{k}_x , o SPP comporta-se como um fóton e segue a curva característica da luz, no entanto, à medida que \bar{k}_x aumenta, a relação de dispersão tende assintoticamente para uma determinada frequência, denominada *surface plasmon frequency*, ω_{sp} , que é dada por $\omega_{sp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \bar{\epsilon}_d}}$. Uma vez que esta curva se encontra à direita da linha característica da luz, o SPP possui um comprimento de onda menor que o comprimento de onda da radiação em espaço livre, e portanto exhibe decaimento evanescente.

Também é possível verificar que a constante de propagação dos SPP exhibe um comportamento ressonante quando $\bar{\epsilon}_m \rightarrow -\bar{\epsilon}_d$, no caso particular da interface Ar / Metal, corresponde a $\bar{\epsilon}_m = -1$, que também corresponde à frequência ω_{sp} .

3.5.2. Distância de propagação do SPP

As partes real e imaginária da relação de dispersão do SPP podem ser escritas separadamente, sob a forma de equações quadráticas, nomeadamente k'_x e k''_x e são dadas por:

$$k'_x = k'_{spp} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_d(\varepsilon'_e + \sqrt{\varepsilon_e^4 + \varepsilon_d^2 \varepsilon_m'^2})}{2((\varepsilon_d + \varepsilon'_m)^2 + \varepsilon_m''^2)}}, \quad (3.23)$$

$$k''_x = k''_{spp} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_d(\sqrt{\varepsilon_e^4 + \varepsilon_d^2 \varepsilon_m'^2} - \varepsilon_e^2)}{2((\varepsilon_d + \varepsilon'_m)^2 + \varepsilon_m''^2)}}, \quad (3.24)$$

onde $\varepsilon_e^2 = \varepsilon_m'^2 + \varepsilon_m''^2 + \varepsilon_d \varepsilon'_m$. A parte imaginária de k_{spp} é responsável pelo decaimento do campo do SPP que se propaga ao longo da superfície do metal. O campo decai segundo $\exp(k''_{spp} x)$ e a intensidade de radiação decai segundo $\exp(2k''_{spp} x)$. A distância de propagação do SPP, L_{spp} , é definida pela distância após a qual a intensidade se atenua de 1 neper ($1/e$). Assim, a L_{spp} é dada por:

$$L_{spp} = \frac{1}{2k''_{spp}} = \frac{1}{2k_0} \sqrt{\frac{2((\varepsilon_d + \varepsilon'_m)^2 + \varepsilon_m''^2)}{\varepsilon_d(\sqrt{\varepsilon_e^4 + \varepsilon_d^2 \varepsilon_m'^2} - \varepsilon_e^2)}} \quad (3.25)$$

3.5.3. Profundidade de penetração do SPP no dielétrico e no metal

O decaimento dos SPP pode ser caracterizado em função da profundidade de penetração do meio em que se insere, que é definida pela distância, segundo a direção de propagação do campo, segundo a qual o campo decai de $1/e$. A profundidade de penetração no metal e no dielétrico é dada respetivamente por:

$$\delta_m = \frac{1}{k''_{zm}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_m k_0^2 - k_x^2}} \quad (3.26)$$

$$\delta_d = \frac{1}{k''_{zd}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_d k_0^2 - k_x^2}} \quad (3.27)$$

Supondo que a parte real da constante dielétrica do metal é muito maior do que a parte imaginária, é possível simplificar as expressões, obtendo:

$$\delta_m = \frac{c}{\omega} \left| \frac{\varepsilon'_m + \varepsilon_d}{\varepsilon_m'^2} \right|^{1/2} \quad (3.28)$$

$$\delta_d = \frac{c}{\omega} \left| \frac{\varepsilon'_m + \varepsilon_d}{\varepsilon_d'^2} \right|^{1/2} \quad (3.29)$$

A evolução do campo elétrico característico de um SPP na superfície da interface Dielétrico/Metal está representada na figura 3.10. Também se pode observar como varia a profundidade de penetração no metal e no dielétrico, em função do módulo da componente da amplitude complexa do campo que se propaga segundo a direção de propagação.

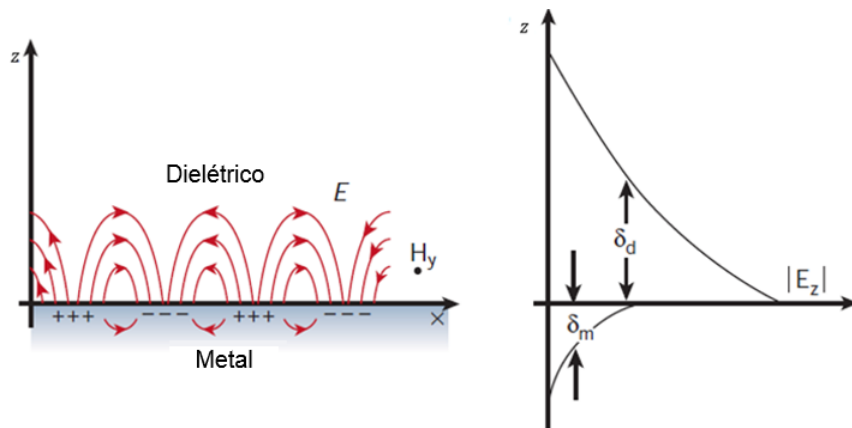


Figura 3.10 - Representação do campo elétrico na superfície da interface Dielétrico / Metal de um SPP e do decaimento do campo no metal e no dielétrico. (Adaptado de [24])

Considerando que a constante dielétrica do metal (ouro) obedece ao modelo de Drude-Lorentz e que o dielétrico corresponde ao ar, através das equações (3.28) e (3.29), está representado na figura 3.11 a evolução da profundidade de penetração dos dois meios em função do comprimento de onda da radiação incidente.

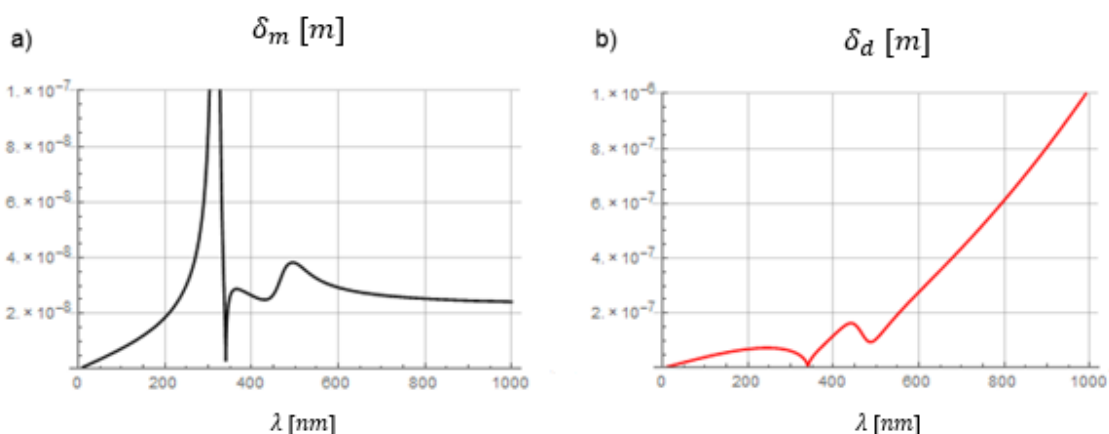


Figura 3.11 - Evolução da profundidade de penetração no metal (a) e no dielétrico (b) em função do comprimento de onda

Como se pode observar na figura 3.11, no caso do metal (ouro), a profundidade de penetração apresenta oscilações na zona ultravioleta, no entanto, à medida que o comprimento de onda aumenta verifica-se que a profundidade de penetração estabiliza e mantém-se praticamente constante, sofrendo algumas oscilações quando o comprimento de onda se situa entre 350 nm e 500 nm. No caso do dielétrico (ar), um aumento do comprimento de onda corresponde a um aumento da profundidade de penetração, assumindo valores muito superiores comparativamente com a profundidade de penetração do metal.

Capítulo 4

4. Estudo comparativo das teorias clássicas da difração através de uma única fenda

4.1. Introdução

Um corpo opaco com uma fenda, colocado entre uma fonte pontual e um alvo, projeta sobre este uma sombra complexa. Este fenómeno não é explicável com base nos princípios da ótica geométrica. O primeiro trabalho publicado sobre esta alteração da propagação retilínea da luz teve como autor Francesco Grimaldi (séc. XVII), que se lhe referiu por “*diffraçtio*”. A difração pode ser encarada como o resultado da interação de ondas eletromagnéticas com um determinado obstáculo físico [33].

Estes efeitos, que apenas ocorrem com fenómenos ondulatórios, verificam-se sempre que uma parte de uma frente de onda for obstruída, podendo ocorrer na presença de ondas acústicas, luminosas e até mesmo com ondas materiais. Os segmentos da frente de onda que se propagam para além do obstáculo interferem, dando origem a uma distribuição de densidade de energia, designada por padrão de difração.

Partindo de uma folha metálica não absorvente (isto é, sem efeito de Joule e com condutividade infinita), podem-se escrever as equações de Maxwell para o metal e o meio que o rodeia, e ajustar as condições-fronteira. Se o alvo se tratar de um objeto opaco, de grandes dimensões e sem aberturas, o campo ótico é nulo para além dele. A radiação incidente provoca a oscilação dos eletrões próximos da superfície iluminada que, por sua vez, emitem energia radiante que é difundida para trás ou absorvida sob a forma de calor. A onda incidente e os campos devidos à oscilação dos eletrões sobrepõem-se de tal modo que a radiação luminosa para além do alvo é nula [33].

A opacidade dos metais exige que, para que a luz possa atravessar o obstáculo, tenham que existir fendas preenchidas por um determinado dielétrico, ou que a espessura seja inferior ou da mesma ordem de grandeza da profundidade de penetração.

Uma questão que ainda hoje gera bastante controvérsia é saber como se caracteriza a onda que atravessa as fendas em termos de amplitude, fase e direção.

Nos pontos seguintes será analisada a teoria da difração de ondas eletromagnéticas apresentada por Fraunhofer, Kirchhoff, Bethe e Bouwkamp, procurando esclarecer se estas teorias podem ser aplicadas na presença de estruturas com dimensões inferiores ao comprimento de onda. A comparação entre os resultados esperados pela teoria e os resultados obtidos através de simulação é essencial. Como tal, é necessário estender o estudo, não apenas a estruturas com dimensões inferiores ao comprimento de onda, mas também a estruturas com dimensões com a mesma ordem de grandeza, e superiores ao comprimento de onda, de modo a que seja possível compreender quais são os domínios de validade das teorias clássicas que serão abordadas neste capítulo.

4.2. Difração de Fraunhofer e difração de Fresnel

Considere-se um alvo opaco com uma abertura, iluminado por ondas planas. A observação é feita num plano paralelo ao alvo e muito próximo deste. Segundo estas condições, uma imagem da abertura é projetada no alvo e é possível observar franjas próximas dos bordos. À medida que o plano de observação se afasta, verifica-se uma estruturação progressiva da imagem, a imagem da abertura é cada vez menos nítida e as franjas começam a ficar melhor definidas, tal como se pode observar na figura 4.1. Este fenómeno é conhecido como difração de Fresnel ou de campo próximo. Afastar ainda mais o plano de observação provoca variações contínuas no padrão de franjas. A grande distância, a abertura deixa de ser reconhecida e o padrão de franjas cobre uma região extensa, e mais além a forma do padrão já não é alterada, apenas o seu tamanho. Trata-se do regime de difração de Fraunhofer ou de campo longínquo. Neste regime, reduzindo significativamente o comprimento de onda da radiação incidente, obtém-se novamente um padrão de difração de Fresnel. Para comprimentos de onda próximos de zero as franjas desaparecem e a imagem observada pode ser explicada pela ótica geométrica, isto é, a projeção da sombra da própria abertura.

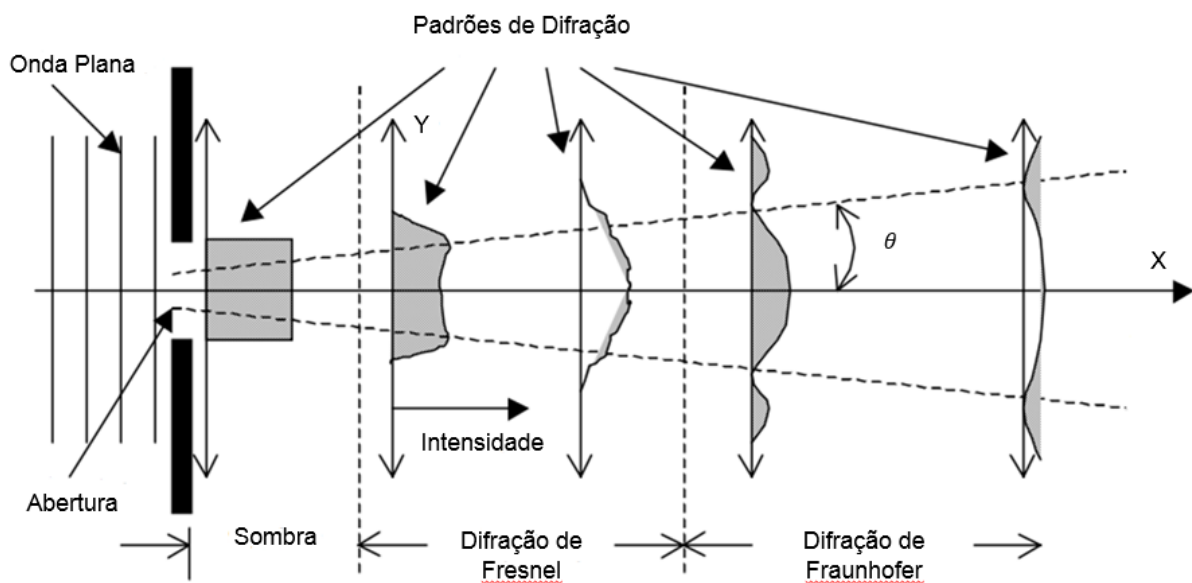


Figura 4.1 - Sucessão de padrões de difração a distâncias progressivamente crescentes de uma única abertura

Na figura 4.2 uma onda plana monocromática atravessa uma fenda de tamanho b , com uma incidência normal a esta, num determinado metal. Neste caso particular, considera-se que o metal tem uma espessura praticamente nula e que é um metal condutor perfeito.

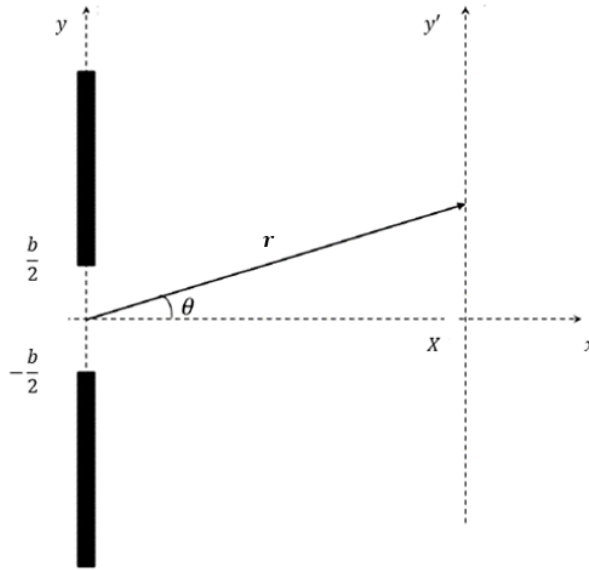


Figura 4.2 - Representação de um metal condutor perfeito com uma única fenda

Segundo a aproximação de Fraunhofer [33], é possível caracterizar o campo elétrico ao longo do eixo y' considerando a seguinte expressão:

$$dE = \frac{\varepsilon_L}{R} \text{sen}(\omega t - kr) dy \quad (4.1)$$

em que R é o valor médio de r , ε_L é uma constante que representa a intensidade da fonte por unidade de comprimento da linha e $(\varepsilon_L/R)dy$ é a amplitude do campo [33]. Esta aproximação do campo só é válida se se verificar a condição de Fraunhofer, ou seja, $R \gg b$. Admitindo que esta condição é respeitada, a expressão (4.1) pode ser simplificada e integrando na região da fenda resulta que o módulo do campo elétrico pode ser expresso por [33]:

$$E = \frac{\varepsilon_L}{R} \int_{-b/2}^{+b/2} \text{sen}[\omega t - k(R - y \text{sen} \theta)] dy \quad (4.2)$$

e, por fim:

$$E = \frac{\varepsilon_L \text{sen}[(k b/2) \text{sen} \theta]}{R (k b/2) \text{sen} \theta} \text{sen}(\omega t - kR) \quad (4.3)$$

Uma das grandezas que se pode medir, de modo a ser possível estabelecer comparações entre a teoria e os resultados da simulação é a irradiância $I(\theta) \propto \langle E^2 \rangle$, ou seja [33]:

$$I(\theta) = \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon_L}{R} \right)^2 \left(\frac{\text{sen}[(k b/2) \text{sen} \theta]}{(k b/2) \text{sen} \theta} \right)^2 \quad (4.4)$$

Desta forma, é possível caracterizar a irradiância de uma única fenda através da seguinte equação:

$$I(\theta) = I(0) \left(\frac{\text{sen} \beta}{\beta} \right)^2 \quad (4.5)$$

em que $\beta = (k b/2) \text{sen} \theta$, $k = 2\pi/\lambda_0$ é a constante de propagação e λ_0 é o comprimento de onda da radiação incidente [33].

O máximo principal do padrão de difração ocorre quando $\theta = 0$, ou seja, quando $\frac{\text{sen} \beta}{\beta} = 1$ e $I(\theta) = I(0)$, numa direção perpendicular à orientação da fenda, ou seja segundo a direção do eixo x .

4.3. Teoria da Difração de Kirchhoff

A teoria de Kirchhoff permite demonstrar que os resultados obtidos de acordo com as teorias clássicas da difração, se podem obter através das soluções da equação de onda escalar. A figura 4.3 ilustra o estudo que será realizado, seguindo os passos realizados por Kirchhoff.

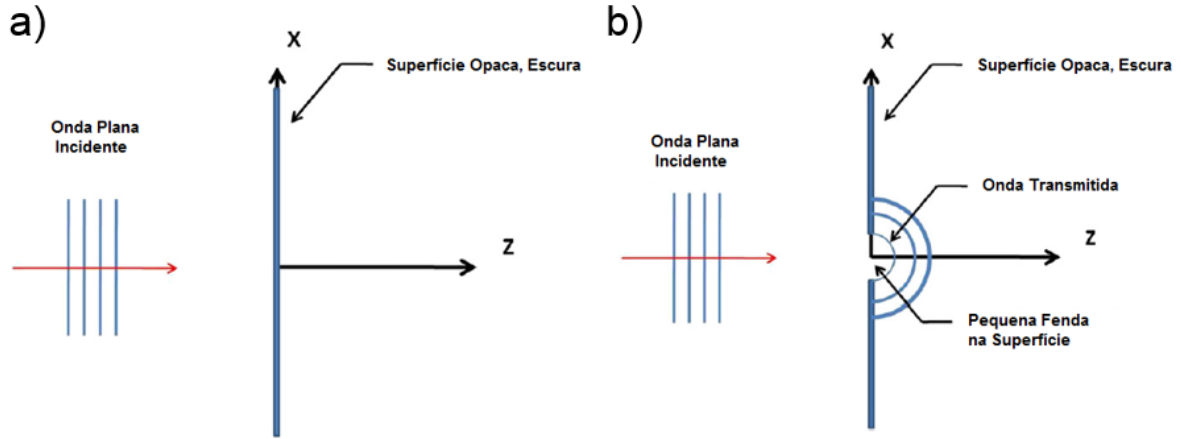


Figura 4.3 - Representação de uma onda plana incidente numa superfície opaca e escura sem fendas (a) e com uma fenda (b) pela qual a onda incidente é transmitida (adaptado de [34])

Considerando a figura 4.3 (a), verifica-se a onda plana incidente não atravessa a superfície opaca porque não existe nenhuma fenda. No entanto, no caso (b), a onda plana incidente atravessa a fenda, como tal é preciso procurar uma solução para a equação escalar da onda na região da fenda em $z = 0$ e no semi-espaço $z > 0$. Assume-se que a solução será da forma $\Psi(r, t) = \psi(r)e^{-i\omega t}$, em que $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, ω é a frequência angular e t o tempo.

As ondas propagam-se em espaço livre, logo admite-se que $\omega = 2\pi f$, $f = c/\lambda_0$ e $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, em que c é a velocidade da luz em espaço livre, λ_0 é o comprimento de onda e k_0 é a constante de propagação. A equação de onda escalar de Kirchhoff é dada por [34]:

$$\nabla^2 \psi + k_0^2 \psi = 0 \quad (4.6)$$

O procedimento padrão para encontrar soluções da equação (4.6) é invocar o teorema de Green e escrever [34]:

$$\psi(r) = \frac{1}{4\pi} \int_S \left[\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial n} \frac{e^{ik_0 r}}{r} - \bar{\psi} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{ik_0 r}}{r} \right) \right] dS \quad (4.7)$$

onde S representa toda a superfície, que se estende para $\pm\infty$, segundo as direções de x e y . O sinal da normal n é positivo se a normal apontar para fora do volume fechado pela superfície.

De acordo com a teoria das equações diferenciais, se os valores de $\bar{\psi}$ e $\partial \bar{\psi} / \partial n$ forem conhecidos na superfície S , podem ser determinados em todos os pontos interiores à superfície (lado direito da superfície). Uma vez que a superfície é opaca, pode-se admitir que no lado esquerdo da superfície $\bar{\psi} = 0$, no entanto a fenda na superfície coloca um problema, que é o de não se saber à partida qual o valor de $\bar{\psi}$ na fenda [34].

Kirchhoff propôs considerar como solução aproximada que $\bar{\psi} = 0$ e $\partial \bar{\psi} / \partial n = 0$ no lado direito da superfície, e que na região da fenda $\bar{\psi} = \bar{\psi}_0$, o que corresponde ao valor de uma onda incidente sem quaisquer perturbações. Esta proposta conduz a bons resultados se se considerar que a fenda tem dimensões grandes em comparação com o comprimento de onda λ_0 . Considerando este caso, grande parte da onda difratada é distribuída segundo a direção de propagação $+z$, portanto as aproximações de Kirchhoff podem ser consideradas válidas [34].

Assim sendo, conclui-se que para resolver o problema da radiação que atravessa uma fenda com um diâmetro igual ou superior ao comprimento de onda, a teoria clássica da difração de Huygens-Fresnel e a teoria da difração escalar de Kirchhoff podem ser aplicadas com sucesso. Uma vez que estas teorias são baseadas na equação de onda escalar, não têm em conta efeitos relacionados com a polarização da luz [33]. Na maioria dos casos, o problema da difração pode ser tratado considerando a aproximação de Kirchhoff, ou seja, considerando que o campo na fenda é o mesmo que o campo incidente. No entanto, esta aproximação deixa de ser válida quando a dimensão da fenda é menor que o comprimento de onda. Isto deve-se ao facto de a redução da dimensão da fenda, provocar cada vez mais um encurvamento dos lobos de difração em direção à superfície [34]. Esta observação pode ser verificada na figura 4.4, onde se verifica que à direita da superfície existe campo, contrariamente ao que Kirchhoff tinha previsto.

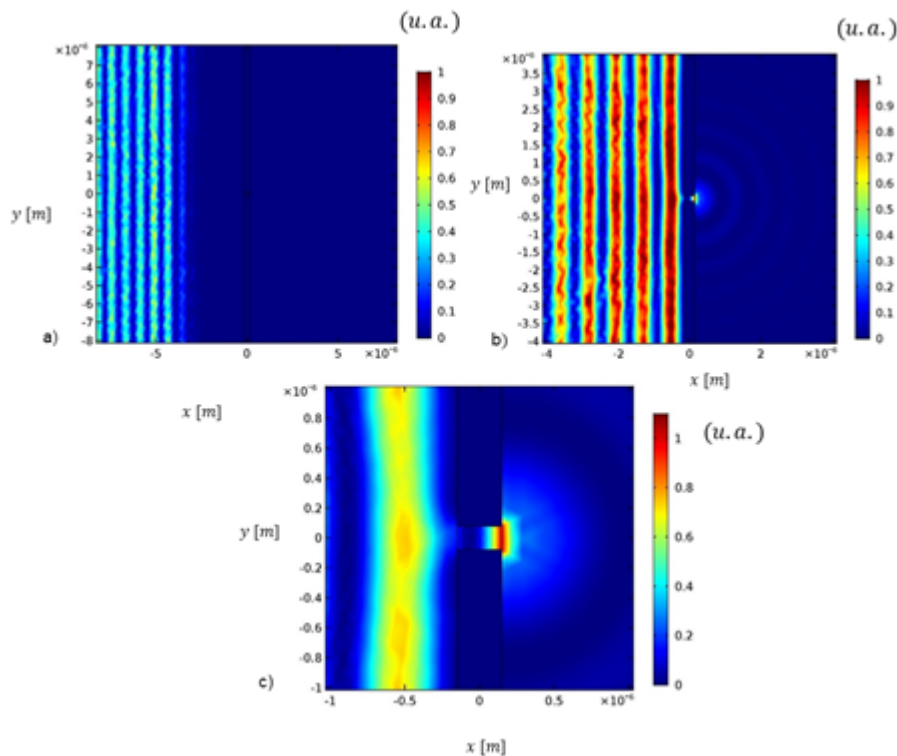


Figura 4.4 - Representação da intensidade do campo elétrico que atravessa uma única fenda, considerando os instantes de tempo: a) $t = 40$ fs; b) $t = 60$ fs; c) $t = 160$ fs;

O entendimento e o estudo do papel dos plasmões e das ondas superficiais no processo de transmissão de luz através da fenda é fundamental. Portanto, os casos mais interessantes são aqueles em que as fendas são muito menores do que o comprimento de onda, uma vez que é esperado que os efeitos de campo próximo dominem a resposta da estrutura relativamente à radiação que nela incide.

Seguidamente, serão abordadas teorias que pretendem descrever o fenómeno de difração quando as fendas apresentam dimensões menores que o comprimento de onda e será feito o estudo do campo próximo na região da fenda.

4.4. Teoria da Difração de Bethe

Na tentativa de colmatar os erros da teoria da difração escalar proposta por Kirchhoff, Bethe propôs uma nova teoria da difração das ondas eletromagnéticas através de um orifício circular numa superfície metálica condutora perfeita. Desta vez, no lado esquerdo da superfície, admite-se a existência de uma onda incidente e de ondas refletidas pela superfície. No caso anterior, a superfície considerada por Kirchhoff era opaca, como tal, não existiam as ondas refletidas pela superfície. Considera-se também que, por ser um condutor perfeito, a condutividade do metal é infinita, de tal modo que a onda eletromagnética incidente não penetra a superfície, sendo a componente do campo elétrico, E , tangente à superfície, e a componente do campo magnético, H , perpendicular à superfície [35], [36].

Considere-se a figura 4.5, em que x, y, z correspondem às coordenadas retangulares, com origem no centro de uma fenda circular, e que o eixo z é perpendicular ao plano da fenda. A fenda é definida pela condição $x^2 + y^2 \leq a^2$, em que a corresponde ao raio da fenda, e por sua vez é menor do que o comprimento de onda λ . A onda incidente na fenda tem uma amplitude unitária e é polarizada segundo o eixo x , propagando-se no sentido positivo do eixo z .

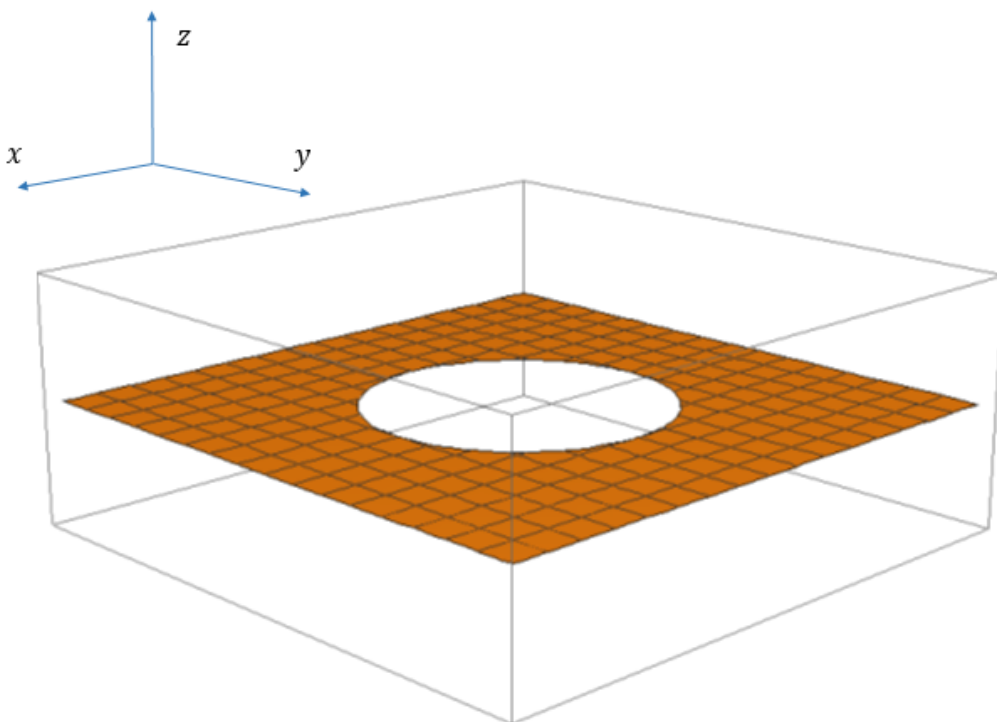


Figura 4.5 - Representação da fenda com dimensões inferiores ao comprimento de onda na superfície de um metal condutor perfeito, através do programa *Mathematica*

Assim, se a componente complexa, $\exp(-j\omega t)$, for omissa, as componentes do campo $\bar{\mathbf{E}}_0, \bar{\mathbf{H}}_0$, em valores instantâneos, desaparecem à frente do ecrã ($z > 0$), enquanto que atrás do ecrã ($z < 0$) são dadas por [37]:

$$\bar{\mathbf{E}}_0 = \{2j \operatorname{sen}(kz), 0, 0\}, \quad (4.8)$$

$$\bar{\mathbf{H}}_0 = \{0, 2 \cos(kz), 0\}, \quad (4.9)$$

onde k é a constante de propagação, $ka = 2\pi a/\lambda \ll 1$.

Para contrariar as descontinuidades na fenda que ocorrem a partir dos campos de ordem-zero, Bethe soma os campos difratados: $\bar{\mathbf{E}}_1, \bar{\mathbf{H}}_1$ e $\bar{\mathbf{E}}_2, \bar{\mathbf{H}}_2$, quando $z < 0$ e $z > 0$, respetivamente. Relativamente ao plano xy , o vetor do campo elétrico é simétrico e o vetor do campo magnético é antissimétrico. O campo total pode ser representado pelas seguintes expressões [37]:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\mathbf{E}}_0 + \bar{\mathbf{E}}_1 &= \left\{ 2j \operatorname{sen}(kz) + \bar{E}_x(-z) \quad \bar{E}_y(-z) \quad -\bar{E}_z(-z) \right\}, \\ \bar{\mathbf{H}}_0 + \bar{\mathbf{H}}_1 &= \left\{ -\bar{H}_x(-z) \quad 2 \cos(kz) - \bar{H}_y(-z) \quad \bar{H}_z(-z) \right\}, \end{aligned} \right\} (z \leq 0) \quad (4.10)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{\mathbf{E}}_2 &= \left\{ \bar{E}_x(z) \quad \bar{E}_y(z) \quad \bar{E}_z(z) \right\}, \\ \bar{\mathbf{H}}_1 &= \left\{ \bar{H}_x(z) \quad \bar{H}_y(z) \quad \bar{H}_z(z) \right\} \end{aligned} \right\} (z \geq 0)$$

Os campos $\bar{\mathbf{E}} = \bar{\mathbf{E}}_2$ e $\bar{\mathbf{H}} = \bar{\mathbf{H}}_2$, têm que satisfazer as equações de Maxwell quando $z > 0$, e satisfazer as condições de fronteira em $z = 0_+$. As condições de fronteira também têm de ser escolhidas de forma a que o campo total satisfaça as equações de Maxwell em qualquer lugar fora do plano que circunda a fenda. Em particular, na fenda o campo total deve ser regular, o que requer a continuidade de todas as componentes dos campos.

A componente tangencial do campo elétrico e a componente normal do campo magnético devem ser nulas na superfície [37]:

$$E_x = 0, \quad E_y = 0, \quad H_z = 0 \quad (4.11)$$

Deste modo, de forma a que o campo total seja contínuo na fenda é necessário que na região da fenda se verifique [37]:

$$H_x = 0, \quad H_y = 1, \quad E_z = 0 \quad (4.12)$$

As condições-fronteira são automaticamente satisfeitas se, tal como Bethe assumiu, os campos difratados à frente do ecrã, derivarem de densidades de carga magnéticas na superfície, η , e densidades de correntes magnéticas superficiais, K , na fenda [37]:

$$\bar{\mathbf{E}} = \nabla \times \bar{\mathbf{F}}, \quad \bar{\mathbf{H}} = -jk\bar{\mathbf{F}} - \nabla \Psi, \quad (4.13)$$

onde o vetor magnético e o potencial escalar, $\bar{\mathbf{F}}$ e Ψ , podem ser expressos em função das correntes e cargas da seguinte forma [37]:

$$\vec{F} = - \int \vec{K} \frac{e^{jkr}}{r} dS, \quad \Psi = \int \eta \frac{e^{jkr}}{r} dS. \quad (4.14)$$

Em (4.14) a integração deve ser feita em torno da fenda, r representa a distância desde o centro da fenda até a um ponto de referência. As cargas e correntes estão relacionadas entre si, pela equação da continuidade [37]:

$$\nabla \cdot \vec{K} = \frac{\partial}{\partial x} \bar{K}_x + \frac{\partial}{\partial y} \bar{K}_y = jk\eta \quad (4.15)$$

A densidade de carga magnética na superfície, considerando incidência normal é dada por:

$$\eta = - \frac{2}{\pi^2} \frac{y}{\sqrt{a^2 - x^2 - y^2}}, \quad (4.16)$$

onde os termos de correção são de ordem relativa (ka^2), apesar de estarem omissos nesta aproximação de primeira ordem de Bethe. [37] A derivação de (4.16) conduzida por Bethe está correta, no entanto o mesmo não acontece com a sua densidade de carga magnética na superfície.

Bethe considera que [37]:

$$\bar{K}_x = 0, \quad \bar{K}_y = \frac{2jk}{\pi^2} \sqrt{a^2 - x^2 - y^2}, \quad (4.17)$$

Assim como Bethe refere, o atraso pode ser ignorado na vizinhança da fenda. O potencial escalar dentro e próximo da fenda, exceto para termos de correção de ordem (ka^2), é dado por [37]:

$$\Psi = - \frac{2}{\pi^2} \int \frac{y'}{\sqrt{a^2 - x'^2 - y'^2}} \frac{dx' dy'}{\sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2}} \quad (4.18)$$

A integração é feita na região da fenda, $x'^2 + y'^2 \leq a^2$. Esta integração pode ser simplificada se a expressão for expressa em funções das coordenadas esferoidais u, v, φ definidas por [37]:

$$z = auv, \quad x = a\sqrt{(1 - u^2)(1 + v^2)} \cos \varphi, \quad y = a\sqrt{(1 - u^2)(1 + v^2)} \sin \varphi, \quad (4.19)$$

onde $0 \leq u \leq 1$, $-\infty < v < +\infty$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$.

A superfície $|v| = \text{const.}$ corresponde a um elipsoide de revolução, a superfície $u = \text{const.}$ corresponde a um hiperboloide; $v = 0$ na fenda; $u = 0$ na superfície; $v > 0$ quando $z > 0$; $v < 0$ quando $z < 0$.

O potencial escalar pode passar a ser escrito da seguinte forma:

$$\Psi = - \frac{2a}{\pi} P_1^1(u) Q_1^1(jv) \sin \varphi, \quad (4.20)$$

onde P_n^m e Q_n^m são as funções de Legendre de ordem m e grau n de primeira e segunda espécie, respetivamente [37]. Uma vez que:

$$P_1^1(u) = \sqrt{1 - u^2}, \quad Q_1^1(jv) = \sqrt{1 + v^2} \left\{ \text{arccot}(v) - \frac{v}{1 + v^2} \right\}, \quad (4.21)$$

a expressão do potencial escalar simplifica-se para [37]:

$$\Psi = -y + \frac{2}{\pi} y \left\{ \arctan(v) + \frac{v}{1 + v^2} \right\}, \quad (4.22)$$

onde $|\arctan v| \leq \frac{\pi}{2}$. Por outro lado, a única componente não nula de \vec{F} corresponde a:

$$\bar{F}_y = - \frac{2jk}{\pi^2} \int \frac{y'}{\sqrt{a^2 - x'^2 - y'^2}} \frac{dx' dy'}{\sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2}}. \quad (4.23)$$

Vários estudos, [37], [38], referem que a expressão (4.23) também pode ser expressa em função dos polinômios de Legendre da seguinte forma:

$$\bar{F}_y = \frac{4ka^2}{3\pi} \{Q_0(jv) - P_2(u)Q_2(jv)\}, \quad (4.24)$$

onde:

$$\begin{aligned} Q_0(jv) &= -j \operatorname{arccot}(v), & P_2(u) &= \frac{1}{2}(3u^2 - 1), \\ Q_2(jv) &= \frac{1}{2}j\{(3v^2 + 1) \operatorname{arccot}(v) - 3v\}. \end{aligned} \quad (4.25)$$

Desta forma é possível calcular os campos eletromagnéticos dentro e em torno da fenda [27] [37]. As expressões que caracterizam os campos eletromagnéticos são as seguintes:

$$\begin{cases} \bar{E}_z = 2jkz - \frac{4}{\pi}jka u(1 + v \arctan(v)), \\ E_y = 0, \\ \bar{E}_x = jkx - \frac{2}{\pi}jkx(\arctan(v) + \frac{v}{1+v^2}). \end{cases} \quad (4.26)$$

$$\begin{cases} \bar{H}_z = -\frac{4ayu}{\pi a^2(u^2 + v^2)(1 + v^2)}, \\ \bar{H}_y = 1 - \frac{2}{\pi} \left\{ \arctan(v) + \frac{v}{u^2 + v^2} \right\} + \frac{2(x^2 - y^2)v}{\pi a^2(u^2 + v^2)(1 + v^2)^2}, \\ \bar{H}_x = -\frac{4xyu}{\pi a^2(u^2 + v^2)(1 + v^2)^2}. \end{cases} \quad (4.25)$$

Considerando que o raio da fenda circular corresponde a $\lambda/10$, é possível representar os campos eletromagnéticos na região da fenda. Nas figuras 4.6 e 4.7 estão representados o campo magnético total e o campo elétrico total deduzidos por Bethe, de acordo com as expressões (4.24) e (4.25), simulados através do programa *Mathematica*.

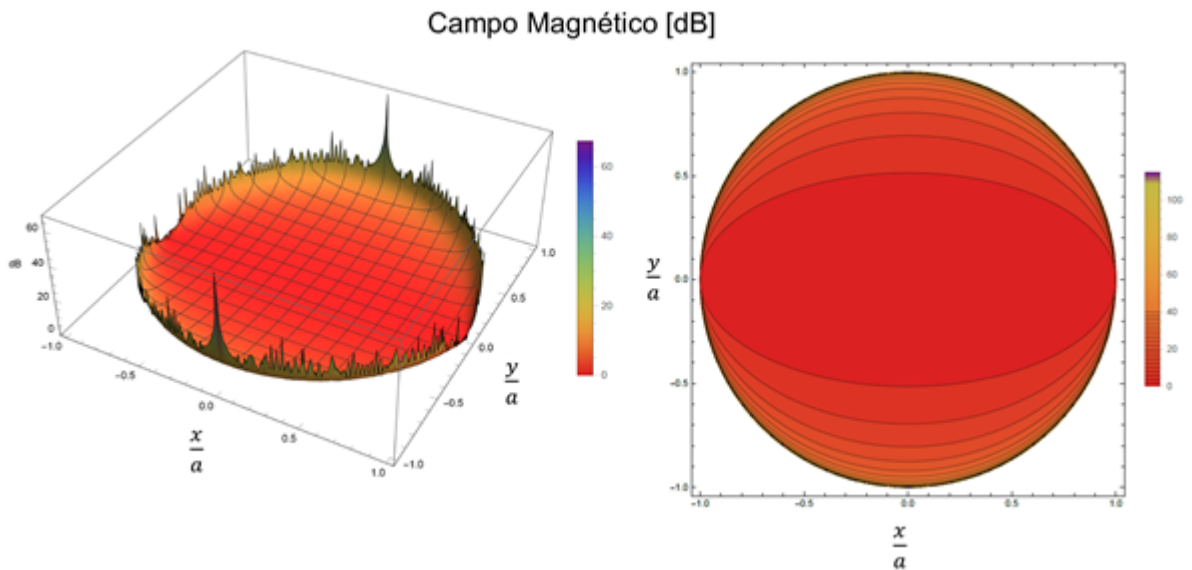


Figura 4.6 – Módulo do campo magnético total na região da fenda, segundo Bethe

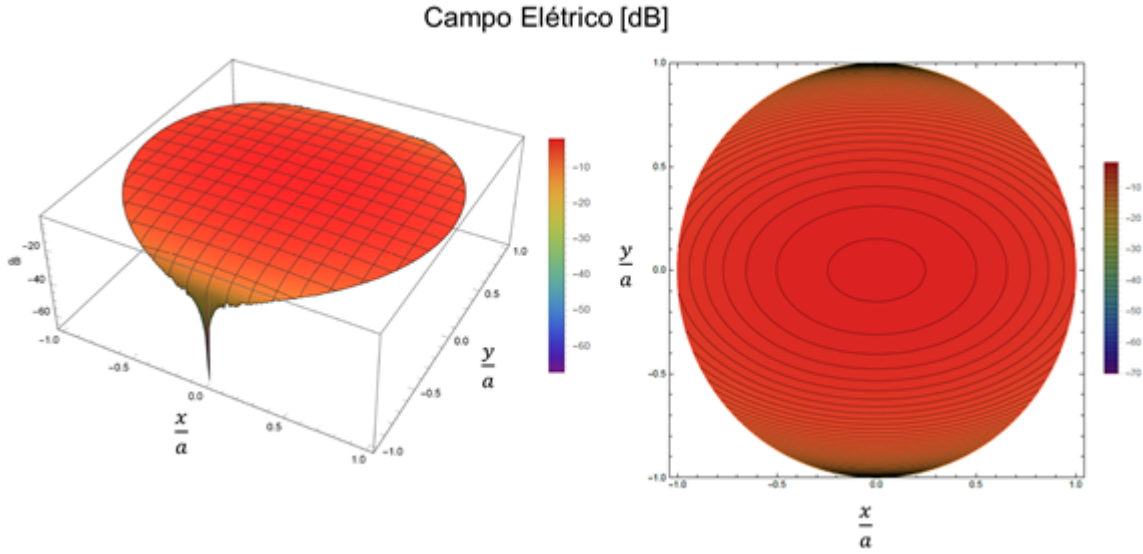


Figura 4.7 – Módulo do campo elétrico total na região da fenda, segundo Bethe

Bethe conseguiu deduzir uma expressão que indica a potência que atravessa o orifício [34]:

$$P_{total} = \frac{64}{27\pi} k^4 a^6 S_i, \quad (4.27)$$

em que o fluxo incidente, $S_i = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E_i^2$, atravessa o orifício de área $A = \pi a^2$. Pode-se considerar que a área de secção eficaz do orifício pode ser expressa por $\sigma_{eff} = \frac{64}{27\pi} k^4 a^6$. Portanto, considerando que o orifício tem dimensões inferiores ao comprimento de onda, acontece que $ka \ll 1$ e como tal, a área de secção eficaz decai segundo λ^{-4} .

O resultado de Kirchhoff apontava para um decaimento segundo λ^{-2} , logo o modelo de Bethe indica que, para o mesmo orifício e o mesmo comprimento de onda, a transmissão de luz pelo orifício será muito menor [34].

O campo na zona distante que atravessa a fenda é equivalente ao campo resultante de uma combinação linear entre um dipolo magnético e um dipolo elétrico, que podem ser expressos em função dos campos incidentes por [34]:

$$\mathbf{M} = -\frac{8}{3} a^3 \mathbf{H}_0, \quad (4.28)$$

$$\mathbf{P} = -\frac{4}{3} \epsilon_0 a^3 \mathbf{E}_0, \quad (4.29)$$

Para o caso de incidência normal, só se considera o dipolo magnético, uma vez que \mathbf{E}_0 é nulo.

Em [37], foram apresentadas revisões sobre a teoria de Bethe, nomeadamente por Bouwkamp, que visam corrigir a expressão do campo na zona próxima. No entanto as expressões de Bethe estão certas para a zona distante [35], [36], [37], [38].

4.5. Teoria da Difração de Bouwkamp

Bouwkamp verificou que as condições-fronteira propostas por Bethe exibem descontinuidades e por sua vez, não servem de solução aproximada para o problema da difração na região do campo próximo. Bouwkamp reformulou a teoria de Bethe, nomeadamente na redefinição das condições-fronteira, apresentadas em (4.11) e (4.12), com particular interesse para o estudo do campo próximo na região da fenda.

Após ter comprovado que a teoria de Bethe não está correta na zona próxima, Bouwkamp estabeleceu algumas correções de modo a conseguir caracterizar corretamente o campo próximo na região da fenda.

A expressão correta para a densidade da corrente magnética é dada por [37]:

$$\bar{K}_x = -\frac{2jk}{3\pi^2} \frac{xy}{\sqrt{a^2-x^2-y^2}}, \quad \bar{K}_y = \frac{2jk}{3\pi^2} \frac{2a^2-x^2-2y^2}{\sqrt{a^2-x^2-y^2}}, \quad (4.30)$$

Desta forma, a equação da continuidade e as condições-fronteira são satisfeitas.

As expressões do vetor potencial em função das funções de Legendre e coordenadas esféricas passam a ser dadas por [37]:

$$\begin{aligned} \bar{F}_x &= \frac{ka^2}{36\pi} P_2^2(u) Q_2^2(jv) \sin(2\varphi), \\ \bar{F}_y &= \frac{ka^2}{36\pi} \{48Q_0(jv) - 24P_2(u)Q_2(jv) - P_2^2(u)Q_2^2(jv) \cos(2\varphi)\}, \end{aligned} \quad (4.31)$$

onde, além das funções apresentadas anteriormente, se podem definir as funções de Legendre por $P_2^2(u) = 3(1-u^2)$ e $Q_2^2(jv) = 3j \left\{ (1+v^2) \operatorname{arccot}(v) - v - \frac{2}{3} \frac{v}{1+v^2} \right\}$.

Após algumas transformações, os campos elétricos correspondentes passam a ser dados por:

$$\begin{aligned} \bar{E}_x &= jkz - \frac{2}{\pi} jkau \left\{ 1 + v \arctan(v) + \frac{1}{3} \frac{2}{u^2 + v^2} + \frac{x^2 - y^2}{3a^2(u^2 + v^2)(1 + v^2)^2} \right\}, \\ \bar{E}_y &= -\frac{4jkxyu}{3\pi a(u^2 + v^2)(1 + v^2)^2}, \quad \bar{E}_z = \frac{4jkxv}{3\pi(u^2 + v^2)(1 + v^2)}, \end{aligned} \quad (4.32)$$

Estas expressões devem substituir as de Bethe, enquanto que os campos magnéticos mantêm-se tal como Bethe tinha apresentado na sua teoria [37], [38]. Verifica-se que com as novas expressões do campo elétrico as condições-fronteira passam a ser todas satisfeitas.

As expressões que permitem caracterizar o campo eletromagnético na região da fenda são as seguintes [37]:

$$\bar{H}_x = 0, \quad \bar{H}_y = 1, \quad \bar{H}_z = -\frac{4}{\pi} \frac{y}{\sqrt{a^2-x^2-y^2}}, \quad (4.33)$$

$$\bar{E}_x = -\frac{4jk}{3\pi} \frac{2a^2 - x^2 - 2y^2}{\sqrt{a^2 - x^2 - y^2}}, \quad \bar{E}_y = -\frac{4jk}{3\pi} \frac{xy}{\sqrt{a^2 - x^2 - y^2}}, \quad \bar{E}_z = 0. \quad (4.34)$$

Nas figuras seguintes estão representados o campo elétrico e magnético na região da fenda, obtidos por Bouwkamp [37]:

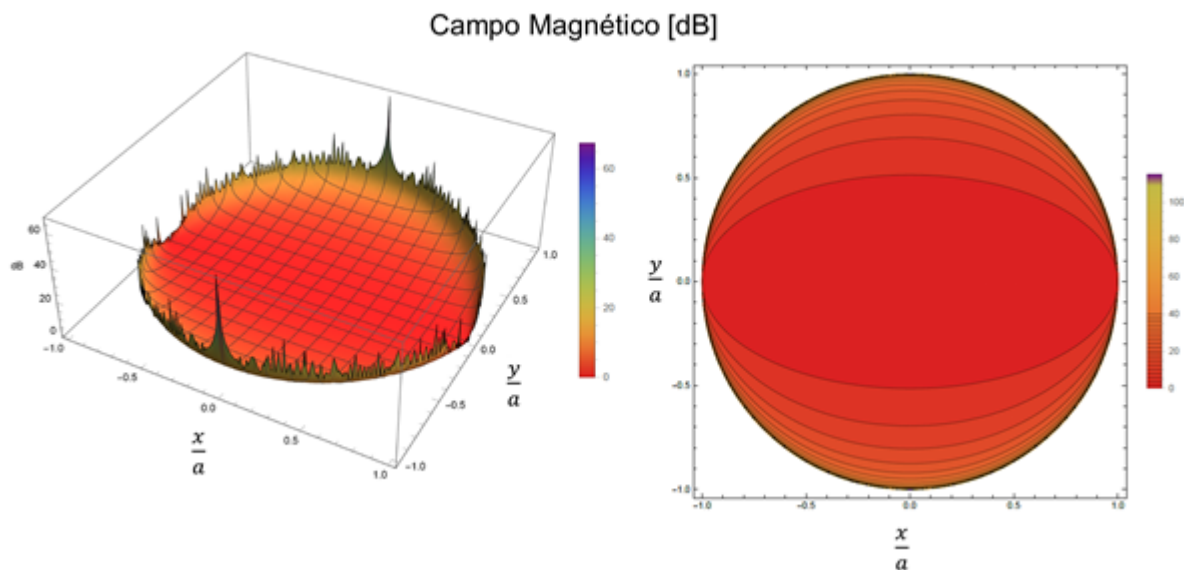


Figura 4.8 - Campo Magnético Total na fenda, segundo Bouwkamp

Como se pode observar nas figuras 4.6 e 4.8, o campo magnético deduzido por Bouwkamp não sofre alterações quando comparado com a teoria de Bethe.

No entanto, o campo elétrico deduzido por Bouwkamp, representado na figura 4.9, é aquele cujas expressões cumprem as condições-fronteira e como se pode observar apresenta um resultado diferente do de Bethe. Enquanto que o campo elétrico deduzido por Bethe apresenta o seu valor máximo no centro da fenda e apresenta dois mínimos nas extremidades da fenda, o campo elétrico deduzido por Bouwkamp apresenta os seus valores máximos, bem como os seus valores mínimos, nas extremidades, tal como se pode observar nas figuras 4.7 e 4.9.

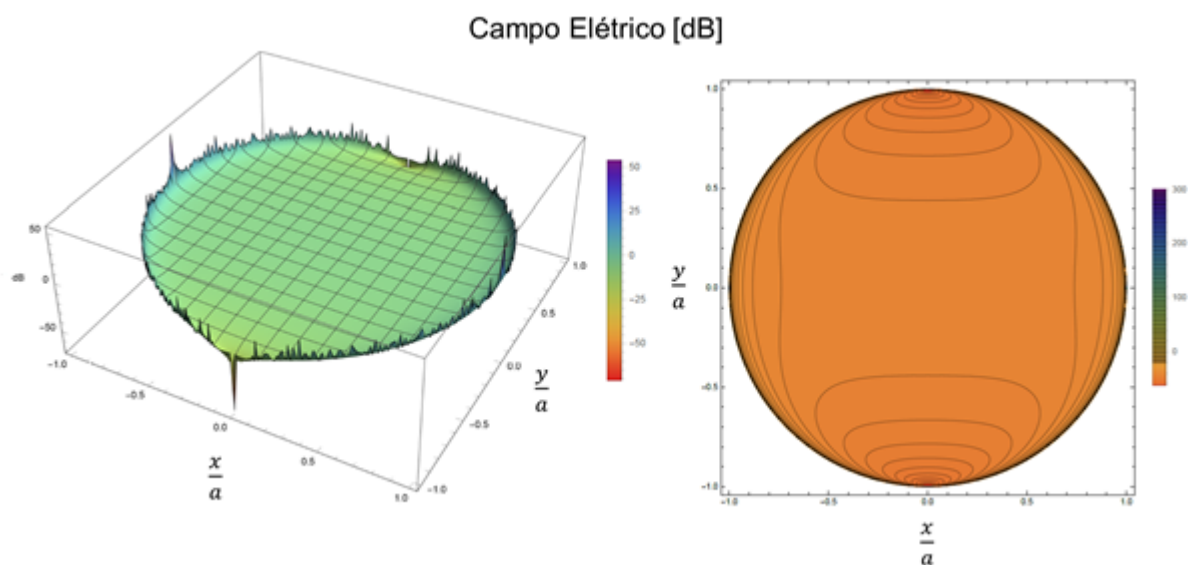


Figura 4.9 - Campo Elétrico Total na Região da fenda, segundo Bouwkamp

4.6. Simulação de uma antena ótica com uma única fenda

Seguidamente serão apresentados vários padrões de difração, normalizados a $I(0)$, considerando três casos particulares: uma fenda com um tamanho que corresponde ao dobro do comprimento de onda; igual ao comprimento de onda; e muito menor que o comprimento de onda, na zona de Fraunhofer, ou seja ao longo do eixo y' , (ver figura 4.2) a uma distância X da fenda. Considerou-se que a distância X corresponde a 10 comprimentos de onda. De forma a uniformizar a representação do padrão de difração para todos os casos que serão apresentados, considerou-se apenas o intervalo de valores de y' correspondente a $[-30, 30]$ μm . Estas simulações foram efetuadas utilizando um *software* de computação, o programa *Mathematica*, como tal os resultados obtidos são uma representação dos resultados teóricos apresentados à luz da teoria de Fraunhofer.

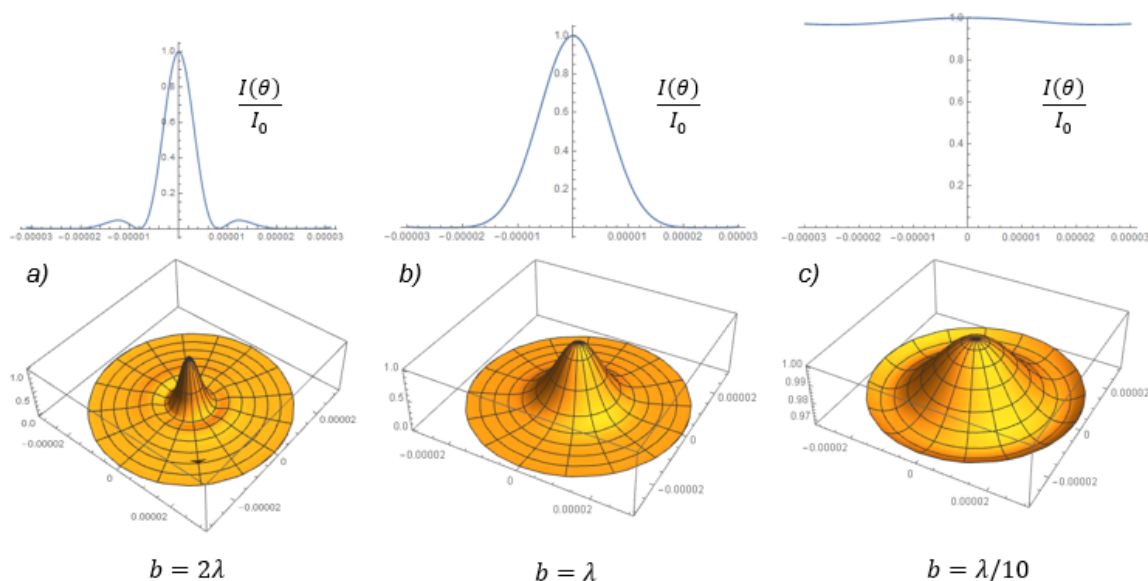


Figura 4.10 - Padrões de difração de uma única fenda, na zona de Fraunhofer, com dimensões correspondentes: a) ao dobro, b) à mesma ordem de grandeza e c) muito menores que o comprimento de onda.

Pela observação da figura 4.10, verifica-se que as dimensões da fenda condicionam a forma do padrão de difração, tal como era esperado. Se a fenda tiver dimensões superiores ao comprimento de onda, a fenda comporta-se como uma antena diretiva e apresenta um lobo principal segundo a direção de propagação, isto é quando $\theta = 0$. No entanto, à medida que as dimensões da fenda diminuem em relação ao comprimento de onda, a diretividade da antena diminui drasticamente. Convém relembrar que um dos objetivos da antena ótica é confinar a radiação emitida num região muito estreita, ou seja que o feixe emitido tenha uma diretividade muito elevada.

De forma a confrontar os resultados teóricos da teoria clássica, em que, como já foi verificado nas secções anteriores, existem condições e aproximações que deixam de ser válidas, nomeadamente a de que a fenda tem de ter dimensões superiores ao comprimento de onda, simulou-se a evolução do campo elétrico que atravessa a fenda ao longo do tempo, para todos os casos apresentados anteriormente, utilizando o programa de simulação COMSOL Multiphysics®, que utiliza o método de elementos finitos (MEF).

O ambiente de simulação utilizado é semelhante ao da figura 4.2, em que uma onda plana com um comprimento de onda de 1550 nm atinge a fenda e se propaga através da mesma. Os resultados que serão apresentados são gráficos de curvas de nível que representam a intensidade da irradiância ao longo do espaço e ao longo do tempo e, tal como nos resultados teóricos, será representado o padrão de difração na zona de Fraunhofer, ou seja segundo o eixo y' , mantendo o mesmo intervalo de valores de y' correspondente a $[-30, 30] \mu\text{m}$.

Em relação à onda plana incidente, decidiu-se que esta possui em módulo um campo elétrico de $E_0 = 1 \mu\text{Vm}^{-1}$, e propaga-se segundo a direção do eixo x , tal como está representado na figura 4.2 .

Como foi referido anteriormente, a irradiância é proporcional ao quadrado do campo elétrico e, normalmente, pode ser normalizada à densidade de fluxo na região da fenda. É daí que resultam as figuras dos padrões de difração apresentadas anteriormente, considerando a teoria clássica de Fraunhofer.

No âmbito desta dissertação, é interessante calcular a taxa de transmissão de luz através da fenda. Como tal, optou-se por calcular o campo elétrico total, E , em toda a janela de simulação e normalizou-se esse campo elétrico total ao campo elétrico incidente, $\left|\frac{E}{E_0}\right|$, para, por fim, calcular o quadrado desta relação, $\left|\frac{E}{E_0}\right|^2$. É através desta expressão que se obtiveram todos os resultados das simulações.

As normalizações efetuadas para os cálculos teóricos e para estas simulações são diferentes, isto significa que os resultados numéricos dos dois casos não podem ser comparados diretamente. No entanto, uma vez que a irradiância é diretamente proporcional ao quadrado do campo elétrico, os resultados das simulações assumem a mesma topologia do padrão de difração real, só diferem os valores em módulo. Ou seja, a análise e comparação dos diagramas de difração só poderá ser feita comparando a topologia dos resultados das simulações com as topologias dos resultados teóricos.

Esta opção pode parecer desvantajosa para o estudo pretendido, mas na realidade não é. Sabendo que a antena ótica de fendas não possui qualquer fonte de alimentação senão a própria radiação incidente, quando se normaliza o campo total pelo campo incidente torna-se possível interpretar os resultados e verificar imediatamente se a radiação que atravessou a fenda é superior ou inferior à radiação incidente. Por outras palavras, se algum valor numérico obtido pelas simulações for superior a 1, significa que a própria estrutura tem a capacidade de transmitir mais luz do que aquela que nela incide, o que indicia para a ocorrência do fenómeno de EOT.

No capítulo seguinte esta análise será feita de uma forma mais detalhada, nesta fase apenas será comparada a topologia dos diversos casos. Estas condições de simulação manter-se-ão até ao final da dissertação para qualquer simulação que seja apresentada.

Através da simulação efetuada é possível visualizar a forma da onda e o padrão de difração, para um determinado instante de tempo. No que diz respeito à escolha do instante de tempo, optou-se por procurar nas diversas amostras simuladas qual era o instante de tempo ao qual correspondia o valor máximo do padrão de difração na região de Fraunhofer para qualquer um dos casos. Fixando esse instante de tempo é possível analisar, para cada uma das dimensões das fendas, as alterações que estas implicam na topologia do padrão de difração.

Considerando novamente as três dimensões das fendas utilizadas anteriormente, para o instante de tempo 108 fs, o padrão de difração que se observa a uma distância correspondente a 10 comprimentos de onda da fenda é o seguinte:

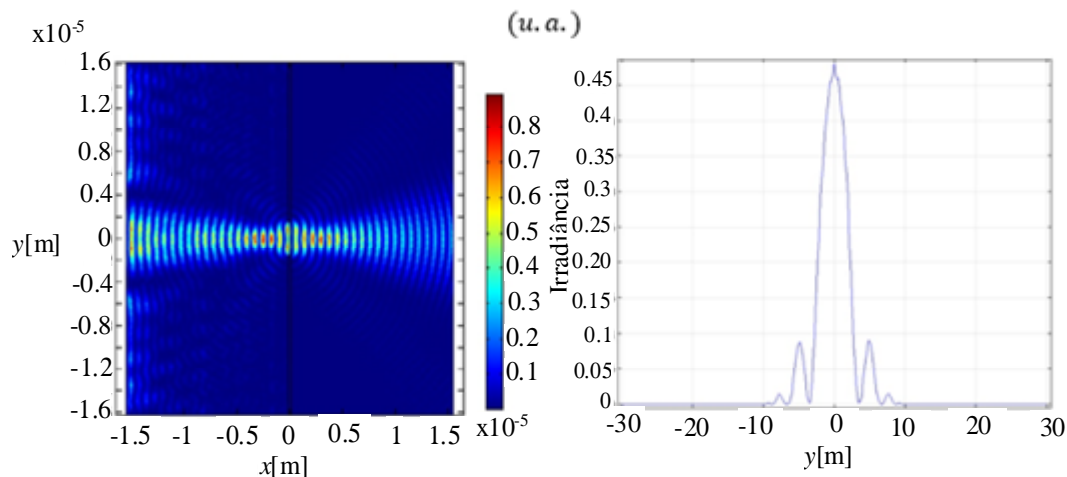


Figura 4.11 - Resultados da simulação considerando uma fenda com tamanho igual ao dobro do comprimento de onda

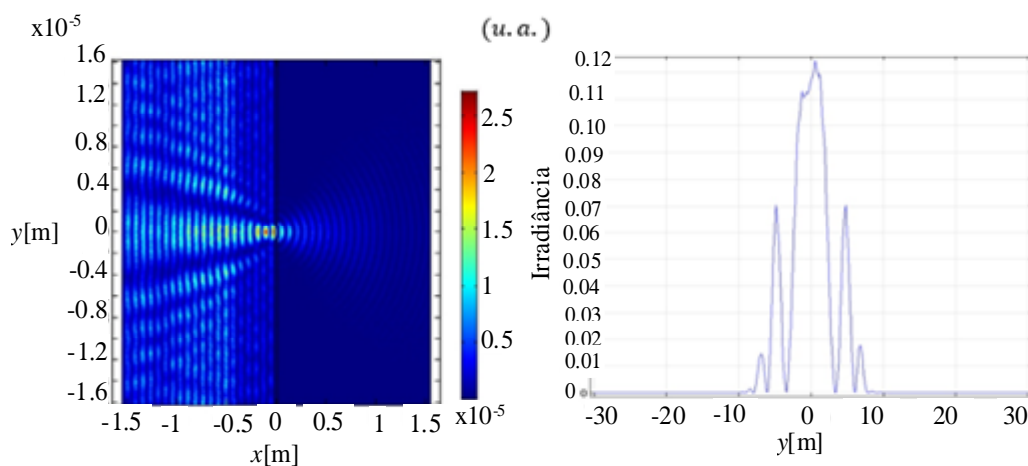


Figura 4.12 - Resultados da simulação considerando uma fenda com tamanho igual ao comprimento de onda

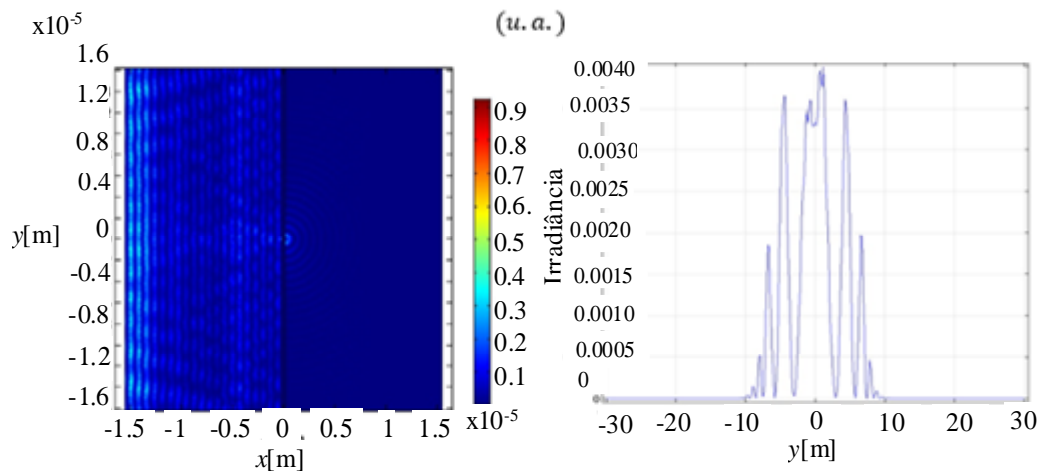


Figura 4.13 - Resultados da simulação considerando uma fenda muito menor do que o comprimento de onda

Pela observação dos resultados numéricos obtidos das simulações, verifica-se que quanto menor for a dimensão da fenda em relação ao comprimento de onda, menor será a intensidade do campo elétrico na zona de Fraunhofer, tal como seria de esperar atendendo às teorias clássicas da difração. No que diz respeito à topologia dos padrões de difração, não se verificam grandes alterações nas topologias à medida que se diminui a dimensão da fenda, a não ser o surgimento de cada vez mais lobos secundários. Este facto é importante, uma vez que um dos objetivos das antenas óticas é que estas tenham uma diretividade muito elevada e que consigam concentrar o máximo possível de radiação na direção pretendida, neste caso na direção de propagação da radiação incidente.

Tendo em conta estes resultados conclui-se que, utilizando uma antena ótica de uma única fenda com dimensões inferiores ao comprimento de onda, grande parte da radiação que atravessa a fenda não se propaga na direção pretendida devido à existência de muitos lobos secundários, o que se traduz numa diretividade muito baixa.

No que toca à análise e comparação entre os resultados teóricos e os resultados das simulações, verifica-se que, para o caso da fenda com dimensões de 2λ , a topologia de ambos os resultados é muito idêntica, como tal, pode-se partir do princípio que os resultados da simulação estão de acordo com a teoria de Fraunhofer. No entanto, para os restantes casos isso já não acontece.

No caso em que a dimensão da fenda corresponde a λ , a topologia da simulação não coincide com o resultado teórico, pois nesta configuração não era suposto existirem lobos secundários e na realidade eles existem. Para além disso, teoricamente seria de esperar que a largura do lobo principal aumentasse quando se passa do caso da fenda de dimensões correspondentes a 2λ para λ . Observando as figuras obtidas através das simulações, ou seja as figuras 4.11, 4.12 e 4.13, para estes dois casos, verifica-se que a largura do lobo principal praticamente não sofre alterações. Estes factos põem em causa a validade da teoria clássica perante situações em que a dimensão das fendas correspondem ao comprimento de onda.

Ainda assim, é no caso em que a fenda é menor do que o comprimento de onda que a diferença das topologias do padrão de difração obtido através dos resultados das simulações e através dos resultados teóricos se torna mais evidente.

Estes resultados vêm reforçar as conclusões a que Bethe e, mais tarde, Bouwkamp chegaram, ou seja, que a teoria clássica da difração escalar de Kirchhoff deixa de ser válida quando as fendas possuem dimensões muito menores do que o comprimento de onda.

Nesta fase, falta apenas comparar os resultados das simulações com os resultados da teoria de Bouwkamp. Para isso, é necessário comparar o campo elétrico na região da fenda. Mantendo as mesmas condições de simulação referidas anteriormente simulou-se o campo eletromagnético na região da fenda e os resultados obtidos estão representados na figura seguinte.

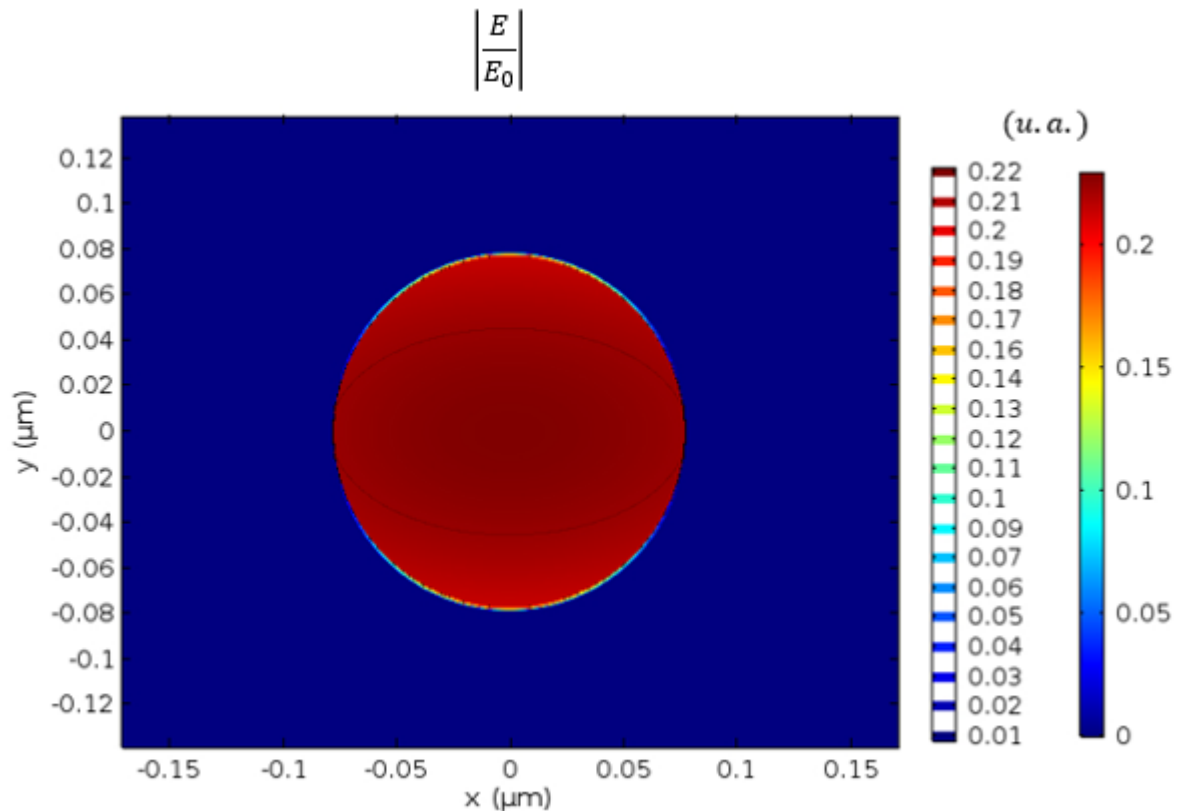


Figura 4.14 - Resultado da simulação do Campo Elétrico normalizado na região da fenda

Como se pode observar através da figura 4.14, o campo elétrico na região da fenda é semelhante ao campo elétrico deduzido por Bouwkamp representado na figura 4.9, uma vez que é possível verificar que ambos têm dois máximos e dois mínimos nos contornos das fendas. Desta forma, conclui-se que o programa de simulação já tem em conta a teoria moderna da difração através de uma fenda de Bouwkamp, o que reforça a validade de todos os resultados obtidos através das simulações, e coloca em causa os resultados previstos pelas teorias clássicas de Fraunhofer, Fresnel e Kirchhoff.

Nos capítulos seguintes será estudada a difração através de agregados de fendas, seguindo um método semelhante àquele que foi utilizado neste capítulo, para analisar e discutir os resultados teóricos que obedecem à teoria clássica da difração e os resultados obtidos através de simulações.

Capítulo 5

5. Difração por um agregado de fendas

5.1. Introdução

Quando se pretende diretividade elevada e/ou formas específicas do diagrama de radiação, normalmente não se pode utilizar uma só antena. De acordo com a teoria de antenas convencional, para obter ganhos elevados e diagramas de radiação mais diretivos recorre-se a agregados de antenas convenientemente dispostas no espaço e criteriosamente alimentadas. Os campos originados nas antenas individuais interferem, criando máximos e nulos de radiação em direções previamente especificadas [39].

O princípio de funcionamento da antena ótica constituída por um agregado de fendas é idêntico ao de um agregado de antenas. No entanto, em vez de se considerarem antenas têm que ser consideradas fendas e para além disso, não existe qualquer tipo de fonte de alimentação, a não ser própria radiação incidente, que por si só é suficiente para excitar todo o agregado de fendas.

No capítulo anterior foram analisadas diversas teorias clássicas da difração e verificou-se que, no que toca a fendas com dimensões inferiores ao comprimento de onda, apenas a teoria de Bouwkamp pode ser aplicada para caracterizar o campo eletromagnético na região próxima de uma única fenda. Por outro lado, no que toca ao campo de radiação na zona de Fraunhofer, foi possível verificar através dos resultados obtidos nas simulações, que quando as fendas têm dimensões superiores ao comprimento de onda a teoria clássica pode ser considerada válida; no entanto quando as dimensões das fendas são da mesma ordem de grandeza ou inferiores ao comprimento de onda, os resultados teóricos perdem a sua validade perante os resultados obtidos nas simulações, uma vez que, como já foi referido anteriormente, as teorias clássicas baseiam-se no princípio de que as dimensões de qualquer estrutura seriam superiores ao comprimento de onda e para estes casos não são.

Neste capítulo pretende-se estudar o comportamento de um agregado de fendas, nomeadamente agregados compostos por duas, quatro e dezasseis fendas, de forma a ser possível analisar a evolução do padrão de difração à medida que o número de fendas aumenta e, mais uma vez, comparar os resultados da simulação com os resultados esperados pela teoria clássica, de forma a estabelecer comparações entre estes resultados.

5.2. Teoria da difração por agregados de fendas

No caso da existência de múltiplas fendas o padrão de difração no plano de observação não corresponde à soma dos padrões de difração de cada fenda, há que ter em conta os termos de interferência [40]. Consideremos como ponto de partida para esta análise um agregado composto por duas fendas. Nesta situação, a distribuição da densidade de fluxo pode ser descrita como resultando da modulação de um sistema de franjas de interferência, devidas às duas fendas, pelo padrão de difração de uma única fenda [33].

Desta forma, é possível estudar a perturbação ótica num dado ponto sobre o plano de observação reformulando a análise efetuada anteriormente para o caso de uma única fenda.

Na figura 5.1 estão representadas duas fendas de largura b , espaçadas de uma distância w entre os seus centros. As considerações tomadas no caso da fenda simples mantêm-se, ou seja, a onda eletromagnética tem incidência normal nas fendas, o metal tem uma espessura praticamente nula e corresponde a um metal condutor perfeito.

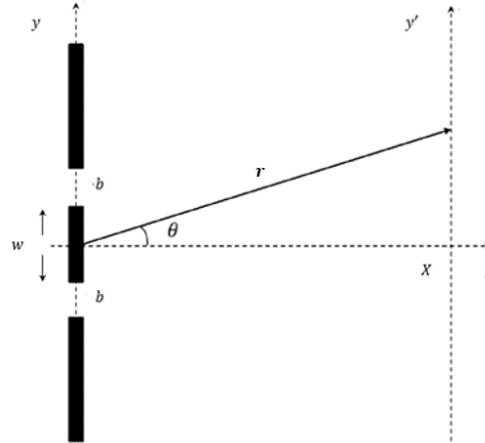


Figura 5.1 - Representação de um metal condutor perfeito com duas fendas

O campo elétrico total, que resulta da contribuição das duas fendas, é dado por [33]:

$$E = C \int_{w/2}^{w/2+b} F(y)dy + C \int_{-(w/2+b)}^{-w/2} F(y)dy, \quad (5.1)$$

em que $F(y) = \sin[\omega t - k(R - y \sin \theta)]$ e C é uma constante, cujo valor é pouco importante, uma vez que apenas as densidades de fluxo relativas são relevantes [33].

Integrando a equação (5.1) e após sucessivas simplificações chega-se à seguinte equação [33]:

$$E = 2bC \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right) \cos(\alpha) \sin(\omega t - kR + \alpha), \quad (5.2)$$

em que $\alpha = (k_0 a/2)\theta$ e $\beta = (k_0 b/2) \sin \theta$. Nesta fase é possível calcular a irradiância de um agregado de duas fendas, que é dado por [33]:

$$I(\theta) = 4 I_0 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2 \cos^2(\alpha), \quad (5.3)$$

em que I_0 representa a contribuição de cada fenda para a densidade de fluxo e o fator 4 advém do facto da amplitude do campo elétrico ser dupla em relação à que existe com uma única fenda.

Cada uma das fendas dará origem à mesma figura de difração sobre um determinado alvo, no entanto as contribuições das duas fendas sobrepõem-se e, apesar das amplitudes serem semelhantes, as fases podem diferir substancialmente. As fontes secundárias sobre cada fenda, geradas pela mesma onda, interferem entre si. No caso particular de incidência normal, as ondas secundárias estão em fase na região das fendas, e portanto, a natureza da franja de interferência num ponto qualquer do alvo é determinada pela diferença entre os percursos óticos das ondas secundárias provenientes das duas fendas que se sobrepõem [33].

Para estudar um agregado com múltiplas fendas deve-se seguir um processo de análise semelhante ao do caso do agregado de duas fendas. Desta vez, é preciso contabilizar a contribuição de todas as fendas e alterar de modo apropriado os limites de integração.

Na figura 5.2 estão representadas N fendas de largura b , espaçadas de uma distância w entre os seus centros. As considerações tomadas no caso da fenda simples mantêm-se, ou seja, a onda eletromagnética tem incidência normal nas fendas, o metal tem uma espessura de 300 nm e corresponde a um metal condutor perfeito.

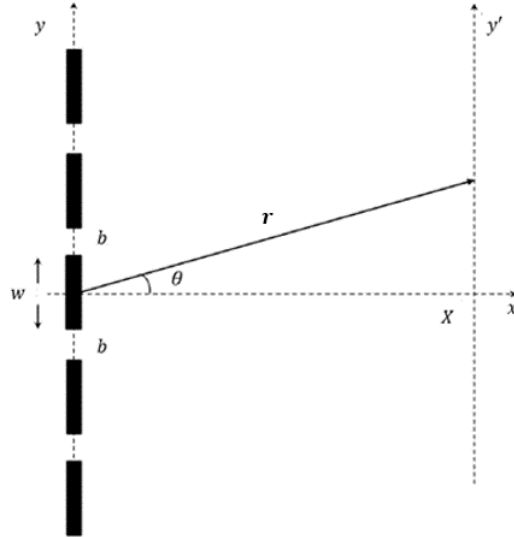


Figura 5.2 - Representação de um metal condutor perfeito com múltiplas fendas

De forma a simplificar os cálculos teóricos, considere-se que a origem do sistema de coordenadas da figura está no centro da primeira fenda do agregado. Desta forma, é possível caracterizar o campo elétrico total em qualquer ponto no plano de observação através da seguinte equação [33]:

$$E = C \int_{-b/2}^{b/2} F(y) dy + C \int_{w-b/2}^{w+b/2} F(y) dy + C \int_{2w-b/2}^{2w+b/2} F(y) dy + \dots + C \int_{(N-1)w-b/2}^{(N-1)w+b/2} F(y) dy \quad (5.4)$$

Admitindo que a condição de Fraunhofer é válida, após ter sido feito o cálculo do integral correspondente à equação (5.4), é possível obter a contribuição da j -ésima fenda [33]:

$$E_j = bC \left(\frac{\text{sen } \beta}{\beta} \right) \text{sen}(\omega t - kR + 2\alpha_j) \quad (5.5)$$

Esta equação é equivalente à que descreve uma única fenda. Somando as contribuições de todas as fendas é possível obter o campo total, $E = \sum_{j=0}^{N-1} E_j$, e, por fim, obter a irradiância do agregado. Considerando a aproximação de Fraunhofer, a irradiância de um conjunto de N fendas é dada por [33]:

$$I(\theta) = I_0 \left(\frac{\text{sen } \beta}{\beta} \right)^2 \left(\frac{\text{sen}(N\alpha)}{\text{sen}(\alpha)} \right)^2 \quad (5.6)$$

As diversas contribuições sobrepostas produzem um padrão de interferência entre feixes múltiplos, modulado pela envolvente de difração de uma fenda simples. A única diferença perceptível entre os padrões de difração de uma fenda dupla e um conjunto de múltiplas fendas é o alargamento aparente das regiões menos iluminadas entre máximos principais. À medida que N aumenta, a separação angular entre máximos principais mantém-se (λ_0/a) [33].

5.3. Simulação de um Agregado de duas fendas

Nesta fase, é possível simular num programa de computação técnica qual é a forma do padrão de difração para um agregado de duas fendas com dimensões e espaçamentos variáveis, tal como foi realizado no capítulo anterior para o caso de uma única fenda. Seguidamente serão apresentados vários padrões de difração, normalizados a $I(0)$, considerando as três dimensões das fendas escolhidas anteriormente e considerando que o espaçamento entre as duas fendas varia de igual forma: espaçamento que corresponde ao dobro do comprimento de onda, igual ao comprimento de onda e muito menor que o comprimento de onda. Em cada uma das figuras apresentadas fixou-se a dimensão das fendas e variou-se o espaçamento entre elas. Uma vez mais, o padrão de difração observado situa-se na zona de Fraunhofer, ou seja ao longo do eixo y' e a uma distância X da origem que corresponde a 10λ .

Depois de obter estes resultados, simulou-se de novo através do COMSOL Multiphysics® a evolução ao longo do tempo do campo elétrico que atravessa a fenda dupla para todos os casos apresentados anteriormente, da mesma forma que foi explicado para o caso de uma única fenda. Para cada caso considerou-se um determinado instante de tempo, para o qual o padrão de difração atinge o valor máximo e a mesma distância X , ou seja 10 comprimentos de onda. Seguidamente serão apresentados os resultados teóricos e das simulações para o agregado de duas fendas com dimensões de 2λ , λ , e por fim o de dimensões de $\lambda/10$, ambos com espaçamento entre fendas variável, o que resulta num total de 9 configurações diferentes. A discussão será realizada na última secção deste capítulo.

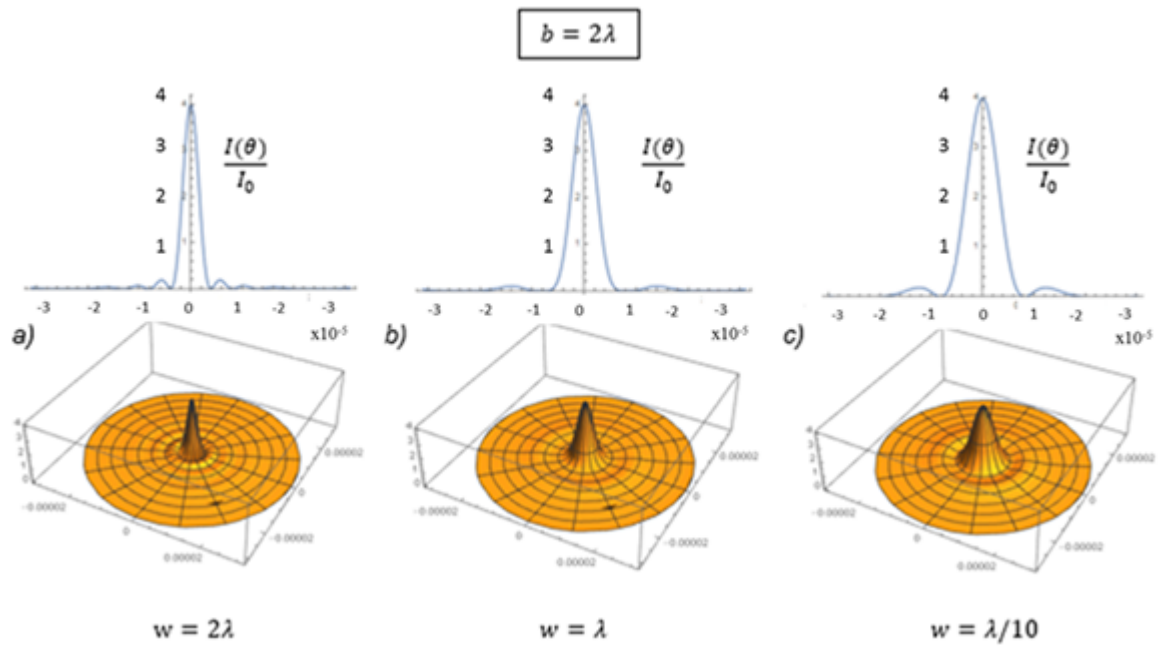


Figura 5.3 - Padrões de difração de duas fendas, na zona de Fraunhofer, considerando uma fenda com dimensões fixas de 2λ e com um espaçamento correspondente a: a) 2λ , b) λ e c) $\lambda/10$.

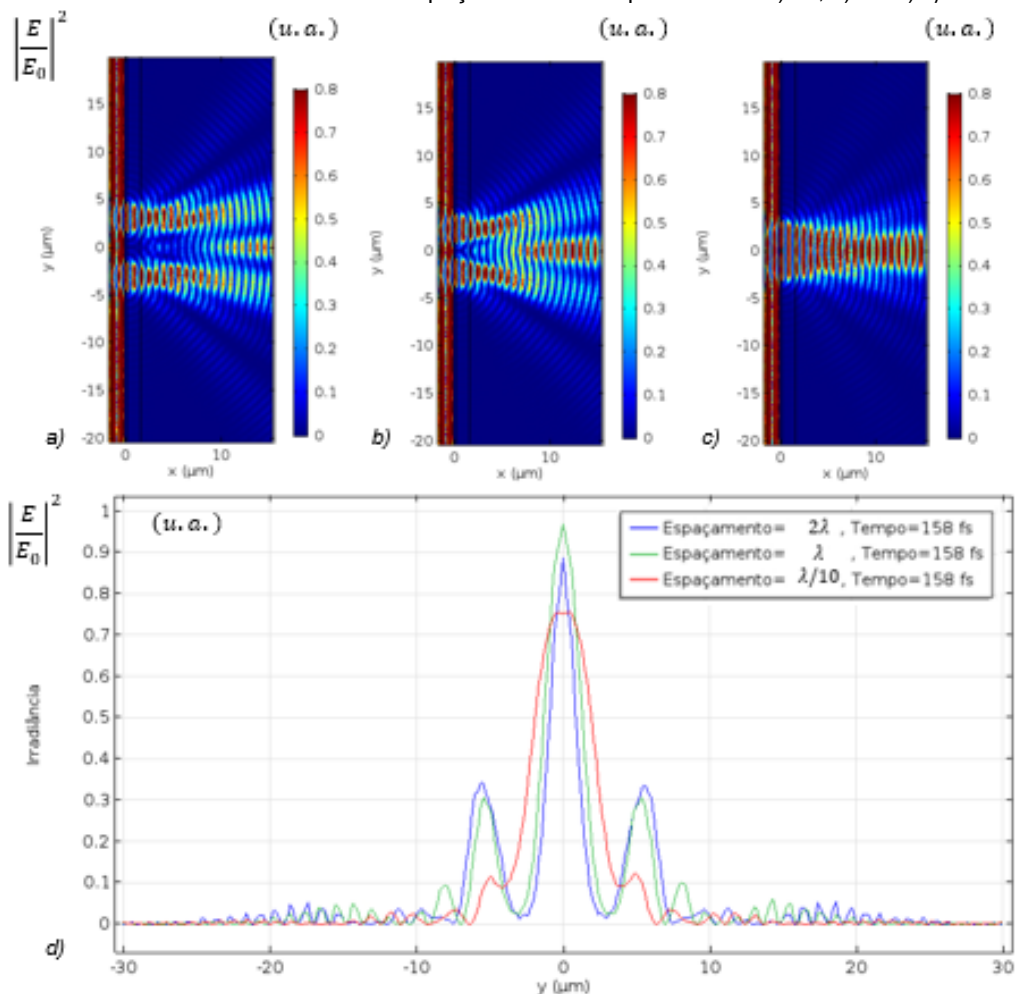


Figura 5.4 – Intensidade do campo elétrico que atravessa o agregado de duas fendas, considerando que a dimensão das fendas é 2λ e que o espaçamento entre as fendas corresponde a: a) 2λ ; b) λ ; c) $\lambda/10$. d) Representação da intensidade máxima do campo elétrico na região de Fraunhofer, para um dado instante de tempo, considerando todas as configurações.

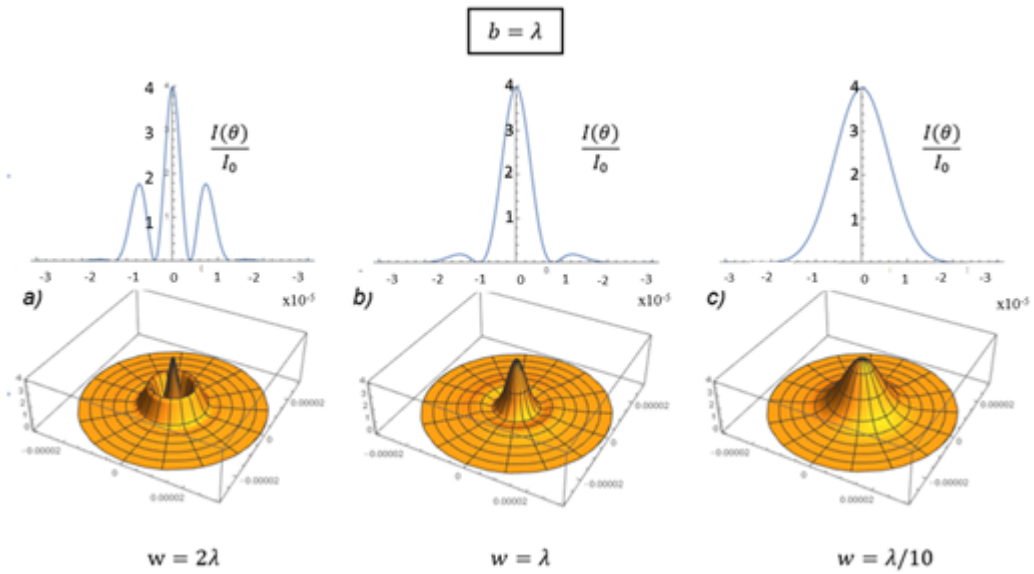


Figura 5.5 - Padrões de difração de duas fendas, na zona de Fraunhofer, considerando uma fenda com dimensões fixas de λ e com um espaçamento correspondente a: a) 2λ , b) λ e c) $\lambda/10$.

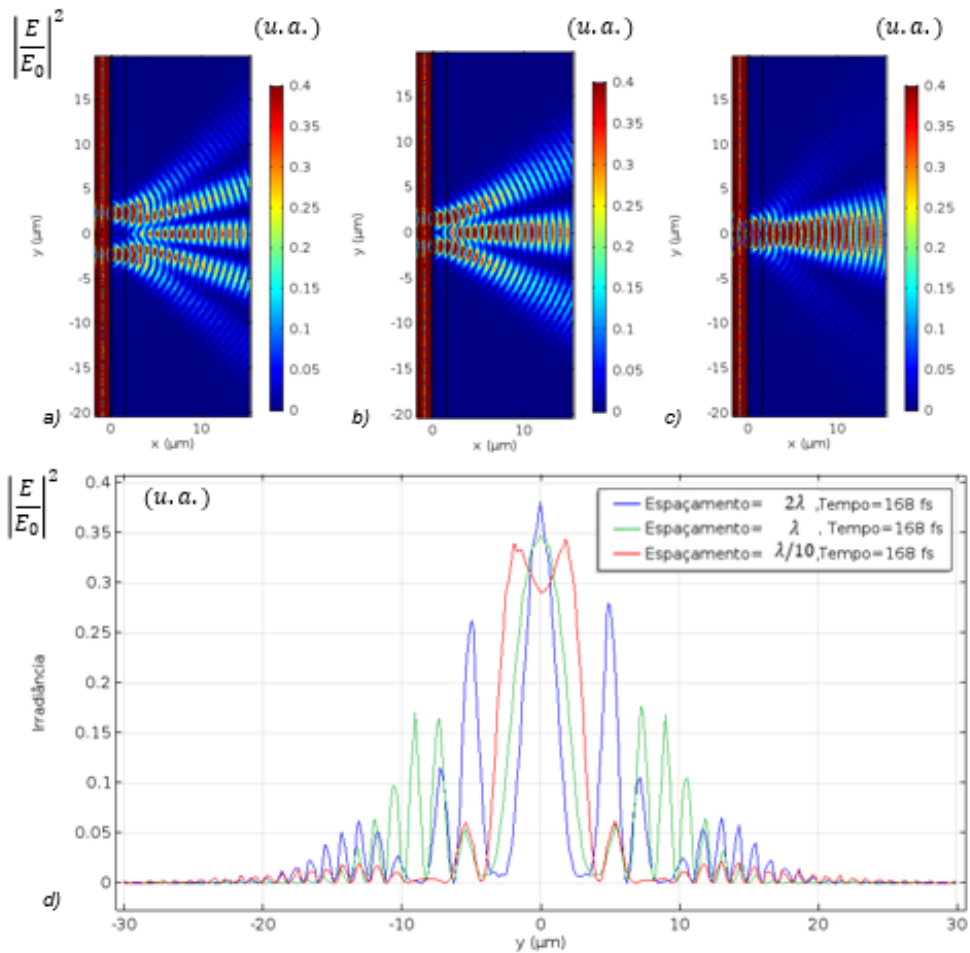


Figura 5.6 - Intensidade do campo elétrico que atravessa o agregado de duas fendas, considerando que a dimensão das fendas é λ e que o espaçamento entre as fendas corresponde a: a) 2λ ; b) λ ; c) $\lambda/10$. d) Representação da intensidade máxima do campo elétrico na região de Fraunhofer, para um dado instante de tempo, considerando todas as configurações.

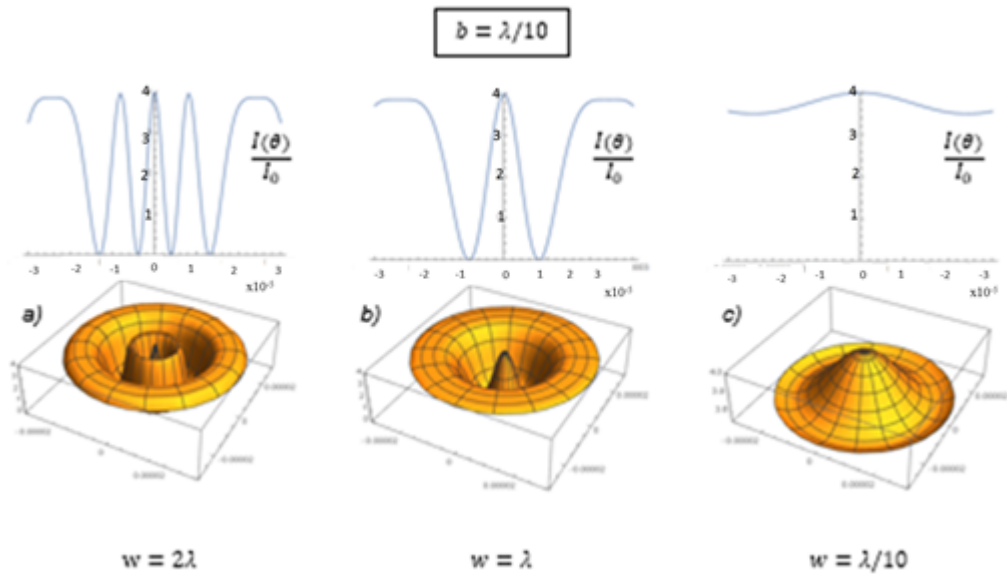


Figura 5.7 - Padrões de difração de duas fendas, na zona de Fraunhofer, considerando uma fenda com dimensões fixas de $\lambda/10$ e com um espaçamento correspondente a: a) 2λ , b) λ e c) $\lambda/10$.

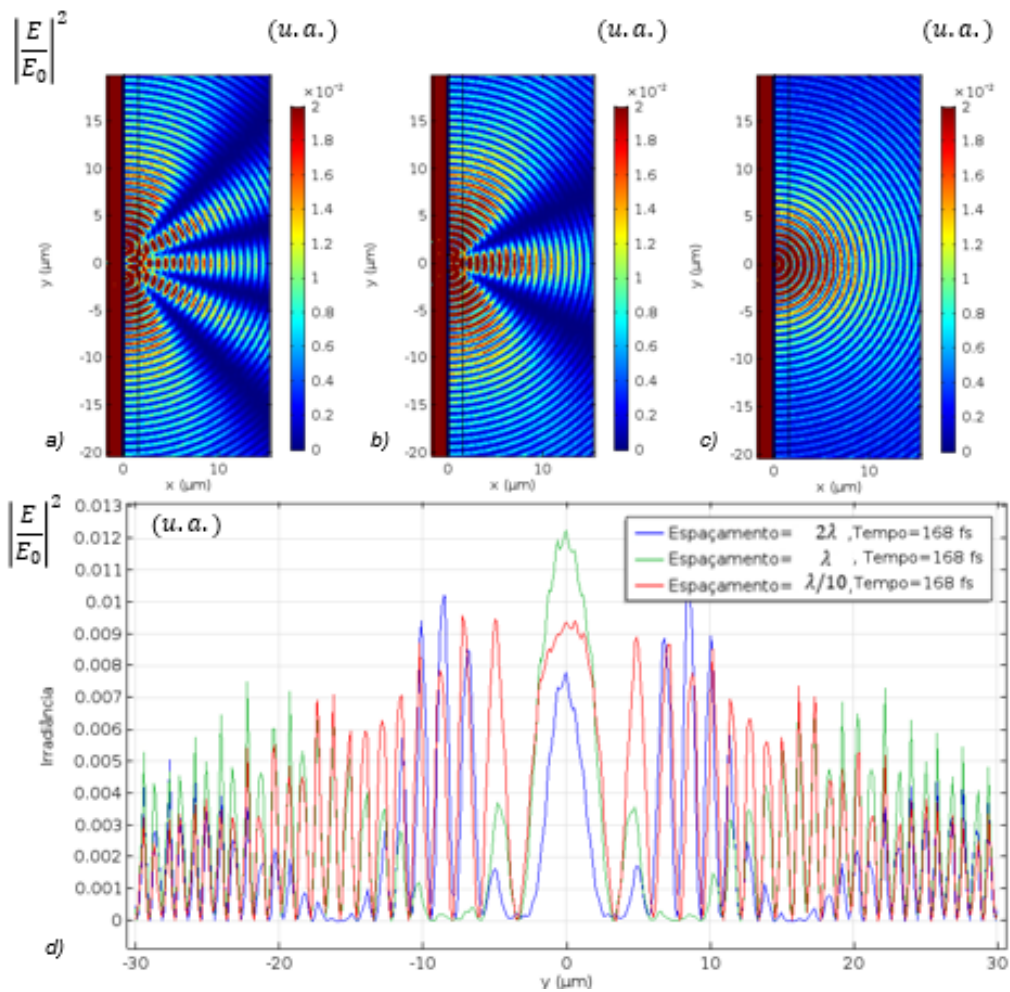


Figura 5.8 - Intensidade do campo elétrico que atravessa o agregado de duas fendas, considerando que a dimensão das fendas é $\lambda/10$ e que o espaçamento entre as fendas corresponde a: a) 2λ ; b) λ ; c) $\lambda/10$. d) Representação da intensidade máxima do campo elétrico na região de Fraunhofer, para um dado instante de tempo, considerando todas as configurações.

5.4. Simulação de um Agregado de quatro fendas

Os procedimentos necessários para realizar o estudo e simulação de um agregado de quatro fendas são idênticos aos utilizados na simulação de um agregado de duas fendas, pois os parâmetros são os mesmos, difere apenas o número de fendas.

À semelhança dos casos anteriores, manteve-se o mesmo ambiente de simulação e todas as condições já referidas anteriormente.

Seguidamente serão apresentados vários padrões de difração, novamente normalizados a $I(0)$, considerando as três dimensões das fendas consideradas anteriormente e considerando que o espaçamento entre as duas fendas varia de igual forma.

Tal como no caso anterior, fixou-se a dimensão das fendas, variou-se o espaçamento entre elas e obtiveram-se os padrões de difração para cada combinação, de acordo com a teoria clássica.

Por fim, voltou-se a simular a evolução do campo elétrico ao longo do tempo que atravessa o agregado de quatro fendas para todas as combinações possíveis. Os instantes de tempo seleccionados obedecem ao mesmo critério que o caso anterior, ou seja, correspondem ao instante de tempo para o qual o padrão de difração atinge o valor máximo na região de Fraunhofer. Uma vez mais, o primeiro caso a ser analisado corresponde ao agregado de quatro fendas com dimensões de 2λ , o segundo caso é o de dimensões das fendas de λ , e por fim o de dimensões de $\lambda/10$, ambos com espaçamento entre fendas variável, o que resulta num total de 9 configurações diferentes para qualquer agregado.

Os resultados obtidos para os dois tipos de simulação estão representados nas figuras que se seguem. A discussão e comparação de resultados será discutida na última secção deste capítulo.

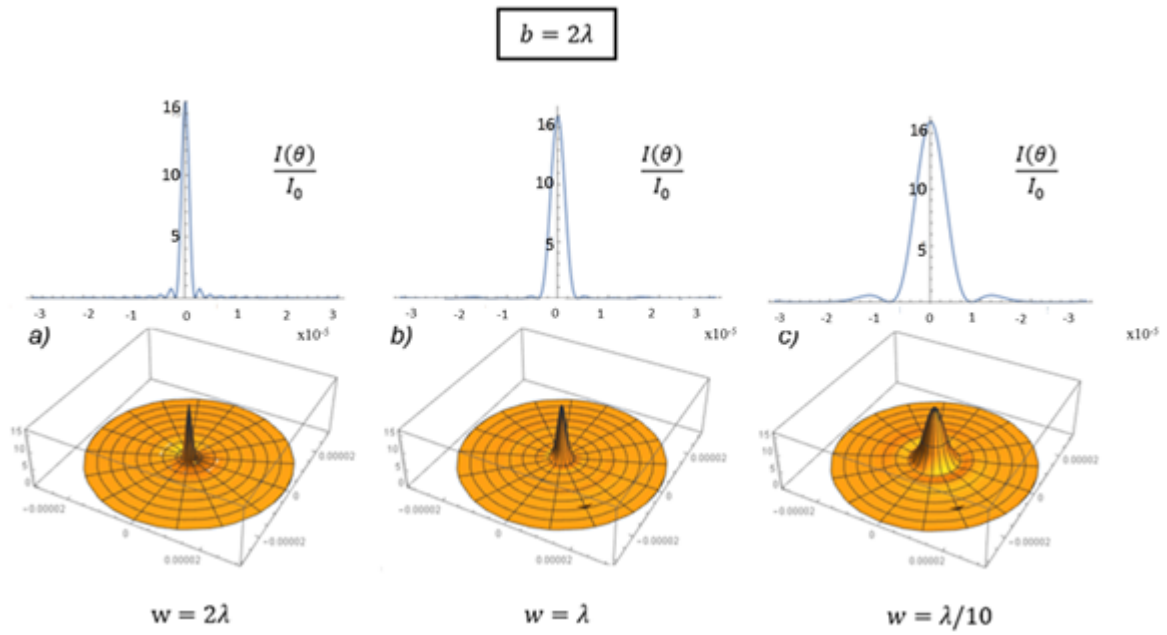


Figura 5.9 - Padrões de difração de quatro fendas, na zona de Fraunhofer, considerando uma fenda com dimensões fixas de 2λ e com um espaçamento correspondente a: a) 2λ ; b) λ e c) $\lambda/10$.

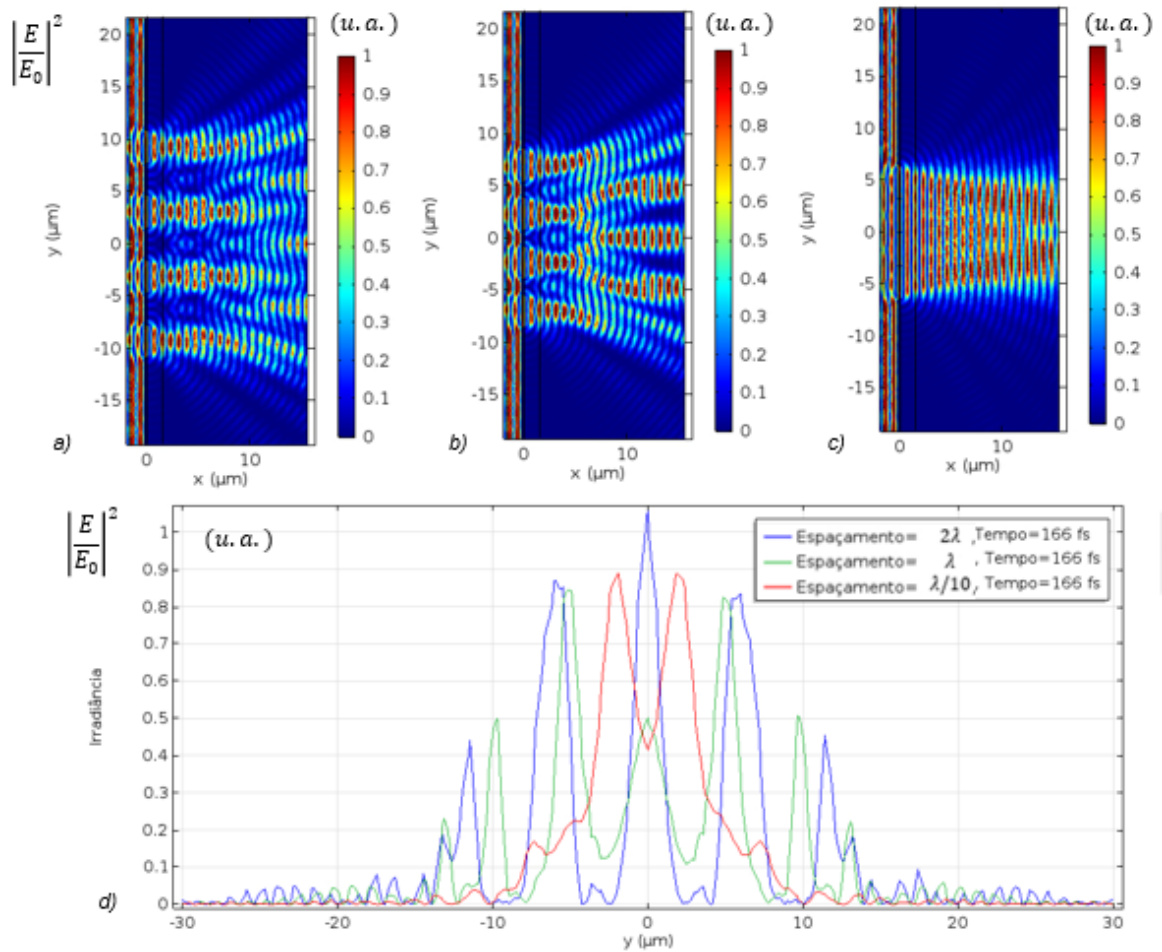


Figura 5.10 - Intensidade do campo elétrico que atravessa o agregado de duas fendas, considerando que a dimensão das fendas é 2λ e que o espaçamento entre as fendas corresponde a: a) 2λ ; b) λ ; c) $\lambda/10$. d) Representação da intensidade máxima do campo elétrico na região de Fraunhofer, para um dado instante de tempo, considerando todas as configurações.

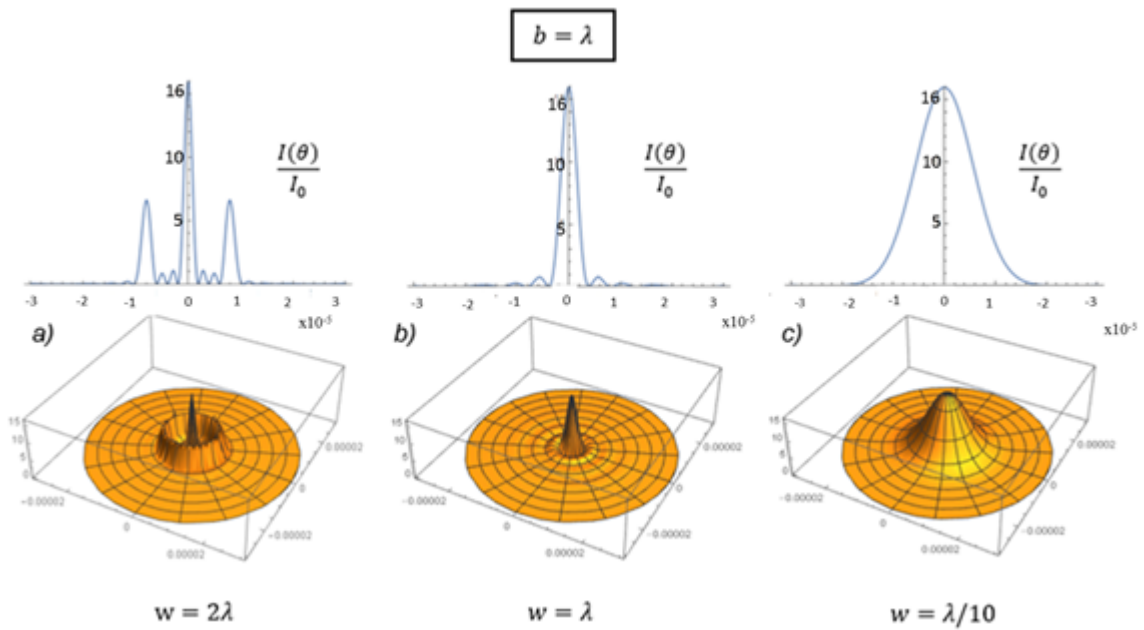


Figura 5.11 - Padrões de difração de duas fendas, na zona de Fraunhofer, considerando uma fenda com dimensões fixas de λ e com um espaçamento correspondente a: a) 2λ , b) λ e c) $\lambda/10$.

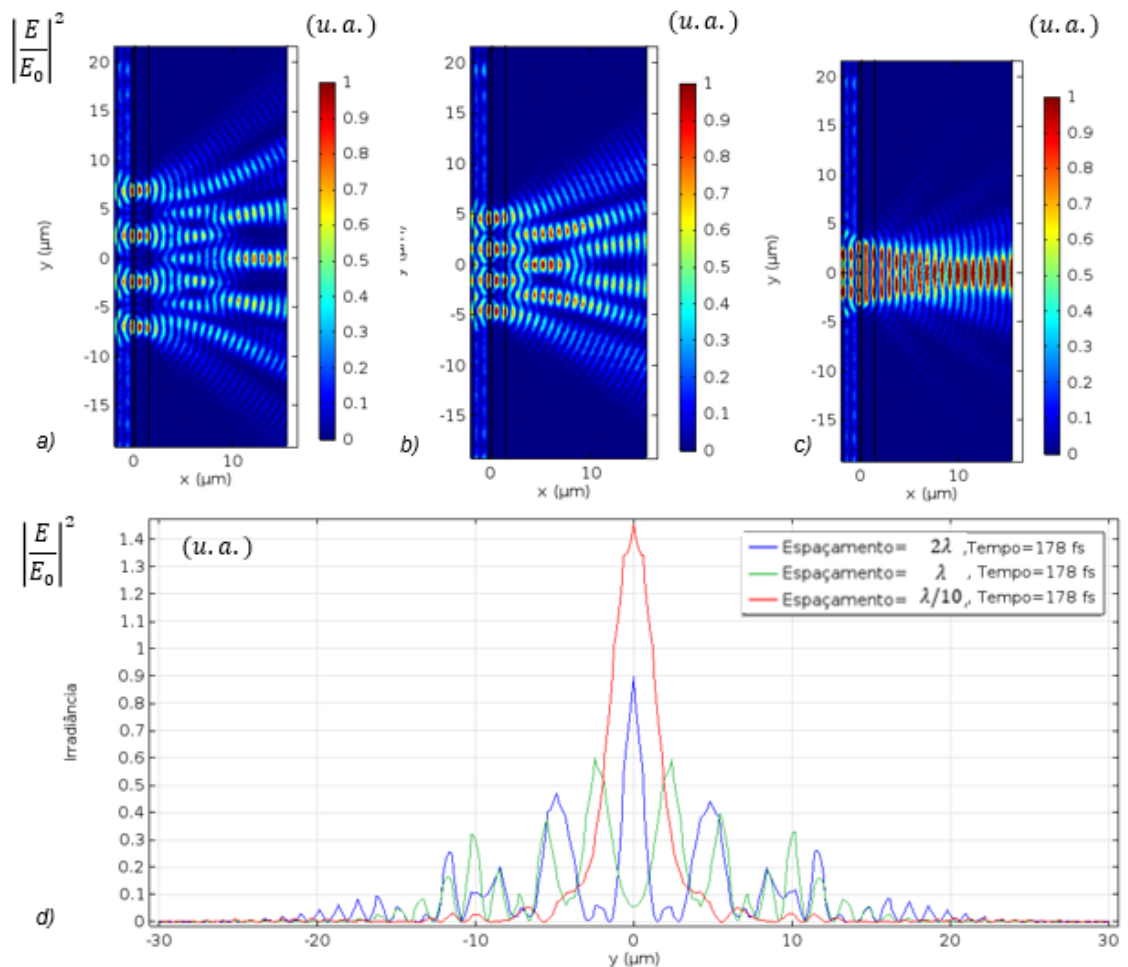


Figura 5.12 - Intensidade do campo elétrico que atravessa o agregado de duas fendas, considerando que a dimensão das fendas é λ e que o espaçamento entre as fendas corresponde a: a) 2λ ; b) λ ; c) $\lambda/10$. d) Representação da intensidade máxima do campo elétrico na região de Fraunhofer, para um dado instante de tempo, considerando todas as configurações.

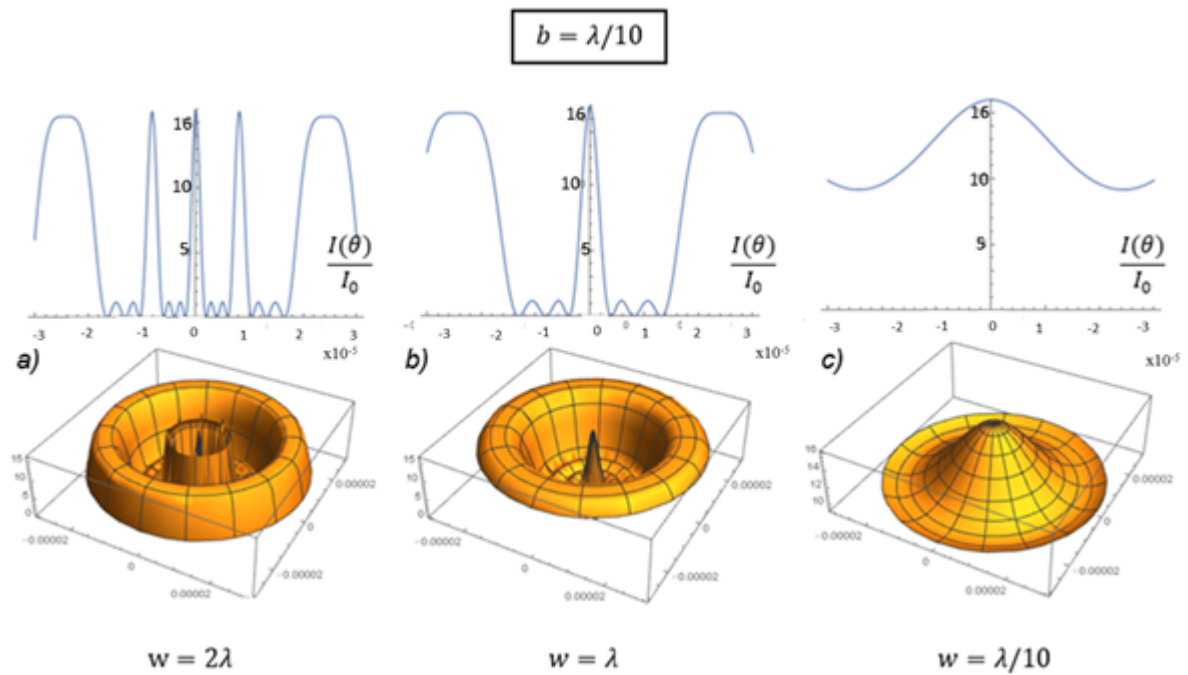


Figura 5.13 - Padrões de difração de duas fendas, na zona de Fraunhofer, considerando uma fenda com dimensões fixas de $\lambda/10$ e com um espaçamento correspondente a: a) 2λ , b) λ e c) $\lambda/10$.

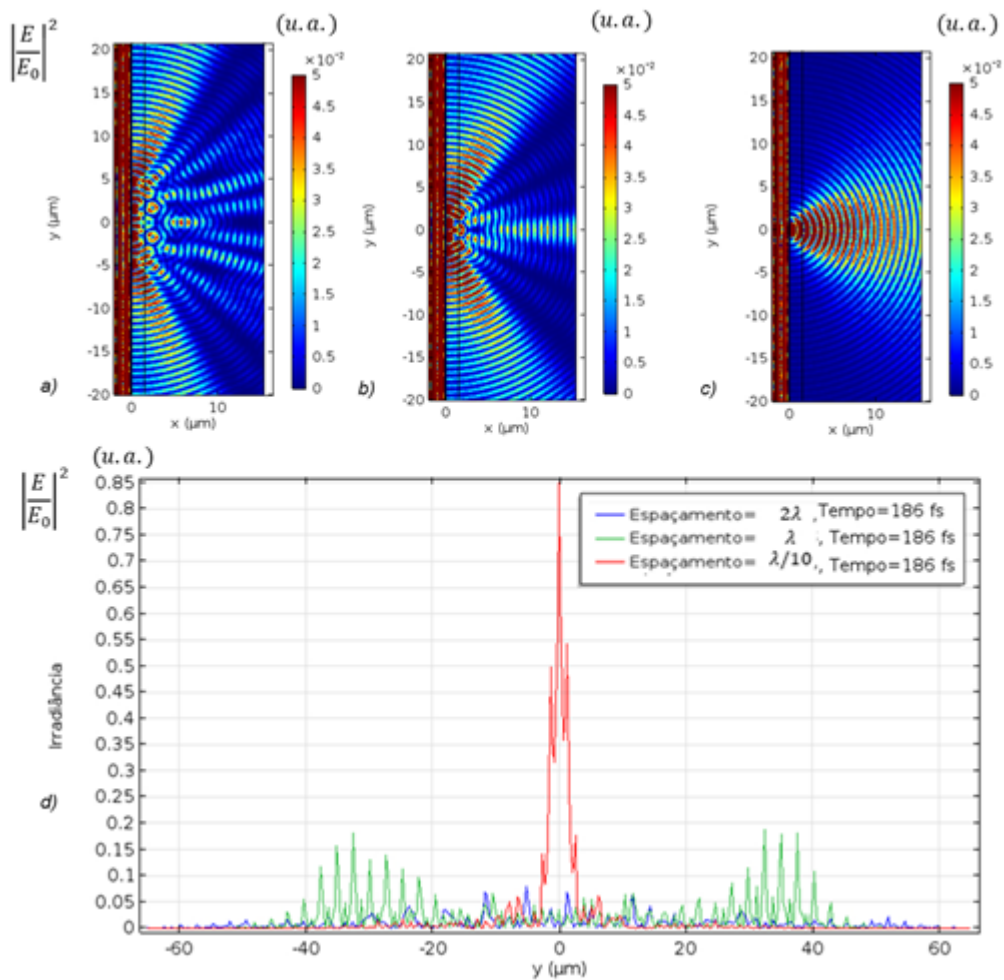


Figura 5.14 - Intensidade do campo elétrico que atravessa o agregado de duas fendas, considerando que a dimensão das fendas é $\lambda/10$ e que o espaçamento entre as fendas corresponde a: a) 2λ ; b) λ ; c) $\lambda/10$. d) Representação da intensidade máxima do campo elétrico na região de Fraunhofer, para um dado instante de tempo, considerando todas as configurações.

5.5. Comparação e Discussão dos resultados obtidos

Em primeiro lugar serão analisados os resultados teóricos do agregado de duas fendas e do agregado de quatro fendas. De forma a facilitar a análise destes resultados, deve-se observar a evolução do padrão de difração fixando a dimensão das fendas e variando o espaçamento, e depois fixar o espaçamento e variar as dimensões das fendas, até percorrer todas as combinações possíveis.

Se a dimensão das fendas for fixa e o espaçamento variar de forma decrescente, ou seja de 2λ para $\lambda/10$, verifica-se que a largura do lobo principal tende sempre a aumentar e o número de lobos secundários tendem sempre a diminuir ou até mesmo a deixarem de existir em alguns casos. Esta conclusão verifica-se em todas as combinações possíveis, tanto para o agregado de duas fendas como para o agregado de quatro fendas e também já se tinha verificado para o caso de uma única fenda.

Por outro lado, se o espaçamento entre as fendas for fixo e as suas dimensões variarem de forma decrescente, ou seja de 2λ para $\lambda/10$, verifica-se que a largura do lobo principal se mantém, no entanto o número de lobos secundários aumenta. À semelhança do caso anterior, estas conclusões verificam-se em todas as combinações possíveis, tanto para o agregado de duas fendas como para o agregado de quatro fendas, excepto para o caso em que o espaçamento entre as fendas corresponde a $\lambda/10$. Neste caso, para os dois tipos de agregado, à medida que se diminui o tamanho da fenda a largura do lobo principal deixa de se manter e passa a aumentar, para além disso o número de lobos secundários deixa de aumentar e passa a diminuir ou até mesmo a deixar de existir.

Perante estas observações, pode-se concluir que, quando o espaçamento entre as fendas é muito menor do que o comprimento de onda, as alterações provocadas no padrão de difração por causa da diminuição da dimensão das fendas são semelhantes ao caso em que se fixa a dimensão das fendas e se diminui progressivamente o espaçamento entre elas. Isto significa que, num agregado de fendas com dimensões muito menores do que o comprimento de onda, diminuir o tamanho da fenda ou aproximar as próprias fendas umas das outras provocará o mesmo efeito sobre o padrão de difração. Também é possível verificar, através dos valores relativos dos gráficos teóricos, que quanto maior for o número de fendas que constitui o agregado mais estreito será o lobo principal do padrão de difração, o que se traduzirá num aumento da diretividade do agregado.

O próximo ponto consiste em comparar as topologias teóricas e as topologias simuladas do padrão de difração. De uma forma resumida, verifica-se que, sempre que se fixa a dimensão das fendas e se diminui o seu espaçamento, o lobo principal tende realmente a aumentar, no entanto os lobos secundários raramente obedecem às condições impostas pelos resultados teóricos, ou seja, raramente diminuem ou tendem a desaparecer. Em alguns casos, o lobo principal deixa de estar orientado segundo a direção de propagação da onda incidente. Segundo a teoria clássica, para todas as configurações o lobo principal estaria orientado segundo a direção de propagação, logo o resultado da simulação não corresponde ao resultado teórico. À medida que se aumenta o número de fendas, as topologias do padrão de difração obtidos através das simulações diferem cada vez mais dos resultados teóricos, principalmente se as fendas tiverem dimensões da mesma ordem de grandeza, ou muito menores do que o comprimento de onda.

Mais uma vez, tal como no capítulo anterior, os resultados da simulação reforçam a ideia de que os resultados teóricos das teorias clássicas não podem ser considerados neste tipo de estruturas.

Nesta fase, o grande interesse de estudo consiste na análise dos resultados numéricos obtidos através das simulações para se tentar verificar qual é a evolução dos mesmos à medida que se aumenta o número de fendas do agregado. De forma a simplificar a análise e discussão desses resultados, elaborou-se a tabela 5.1 que apresenta de forma esquemática o valor máximo da irradiância para todos os casos estudados. Para além dos casos estudados anteriormente, também se realizou a mesma simulação para um agregado de dezasseis fendas, pelo que esses dados também constam na tabela.

Tabela 5.1 - Resultados obtidos através da simulação, utilizando o método de elementos finitos

Dimensão da fenda	Espaçamento	Uma única fenda	Agregado de duas fendas	Agregado de quatro fendas	Agregado de dezasseis fendas
2 λ	2 λ	0.470	0.900	1.100	<u>2.100</u>
	λ		0.950	<u>0.800</u>	<u>1.850</u>
	$\lambda/10$		0.750	<u>0.900</u>	<u>1.300</u>
λ	2 λ	0.120	0.370	0.900	<u>0.550</u>
	λ		0.350	<u>0.600</u>	<u>0.810</u>
	$\lambda/10$		<u>0.330</u>	1.500	<u>1.200</u>
$\lambda/10$	2 λ	0.004	0.010	<u>0.012</u>	<u>0.080</u>
	λ		<u>0.012</u>	<u>0.013</u>	<u>0.180</u>
	$\lambda/10$		<u>0.009</u>	0.038	0.850

Todos os resultados assinalados na tabela 5.1 com cor verde indicam a configuração para a qual se verifica o início da ocorrência do fenómeno de EOT, uma vez que o campo na zona distante é superior ao campo que incide no agregado de fendas.

De todas as configurações simuladas, aquela que apresenta a melhor evolução, começando por uma única fenda e terminando no agregado de dezasseis, é a que está assinalada a amarelo, ou seja, corresponde a todas as configurações em que tanto a dimensão das fendas como o espaçamento entre elas corresponde a $\lambda/10$.

Também é preciso ter em conta se os resultados apresentados na tabela 5.1 correspondem a um máximo na direção de propagação, como tal, foram assinalados a sublinhado todos os resultados em que o máximo registado não era atingido segundo a direção de propagação. Este é um dado importante, uma vez que, como já foi explicado, pretende-se dimensionar uma estrutura que apresente uma diretividade muito elevada segundo a direção de propagação.

Na figura 5.15 está representado o resultado da simulação de um agregado de dezasseis fendas com dimensões correspondentes a $\lambda/10$ e espaçamento variável.

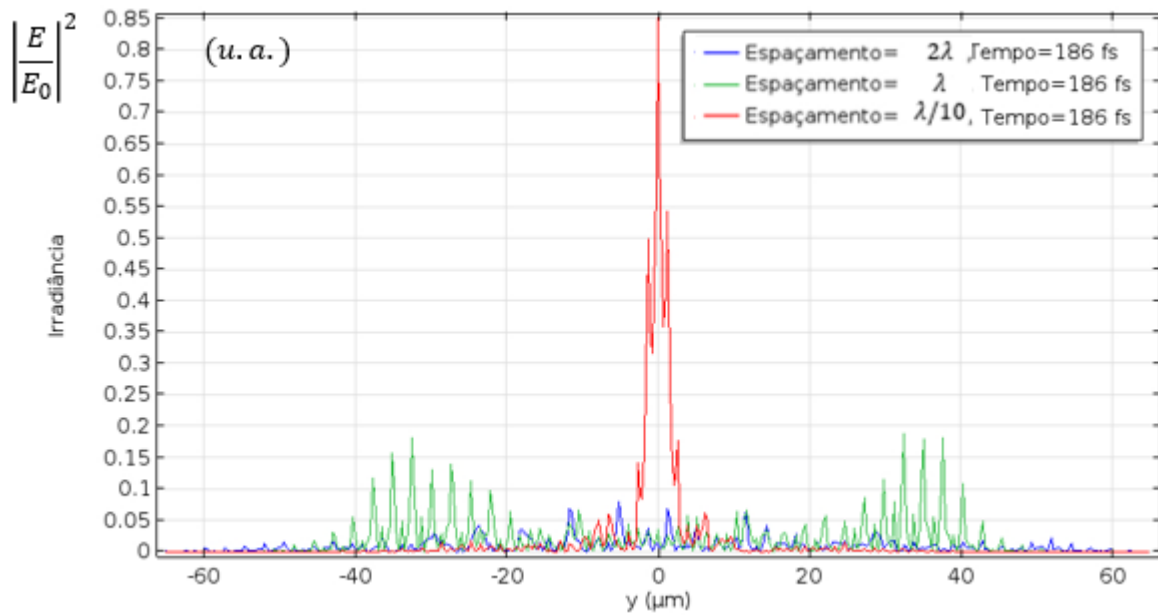


Figura 5.15 - Intensidade máxima do campo elétrico na região de Fraunhofer, de um agregado de dezasseis fendas, para um dado instante de tempo, considerando que a dimensão das fendas é $\lambda/10$ e que o espaçamento entre as fendas corresponde a 2λ , λ , e $\lambda/10$.

Este resultado é bastante interessante, pois observa-se que o padrão de difração resultante de um espaçamento de $\lambda/10$ atinge valores muito superiores em relação aos obtidos para os outros espaçamentos. Para além disso, o lobo principal é muito mais estreito do que em qualquer um dos agregados simulados anteriormente. No que toca ao número de lobos secundários e à sua intensidade verifica-se que diminuiu consideravelmente. Os resultados desta configuração aproximam-se da solução final pretendida, uma vez que grande parte da luz transmitida se propagará segundo a direção de propagação da onda incidente.

A realização destas simulações permitiu aprofundar o estudo sobre a difração através de fendas e compreender melhor a influência que as suas dimensões e o seu espaçamento implicam no que toca à forma e intensidade da onda de luz que será transmitida. No entanto, em todos estes casos considerou-se que o metal que constituía o agregado era um metal condutor perfeito, com uma condutividade infinita.

No capítulo seguinte, será estudado um agregado de dezasseis fendas, no entanto o metal deixará de ser um metal condutor perfeito e passará a ser um metal dispersivo, cuja função dielétrica obedece ao modelo de Drude-Lorentz apresentado anteriormente no capítulo 3.

Capítulo 6

6. Estudo e simulação da antena ótica de fendas

6.1. Introdução

Ao longo do último século, a excitação e a propagação dos SPP em estruturas metálicas e periódicas têm sido um dos principais alvos de estudo dos investigadores. Em 1902, Wood observou anomalias nas reflexões de uma estrutura periódica metálica, iluminada por uma fonte de luz. Mais tarde, estas anomalias seriam associadas ao fenómeno da excitação dos SPP. Desde então, tem havido imensos esforços por parte da comunidade científica para compreender teoricamente e experimentalmente este fenómeno. Neste contexto, uma das gamas de frequências de grande interesse para as comunicações óticas é a gama espectral dos THz. Como tal, muitos estudos têm sido reportados nesta área por diversos autores, tais como Ishihara *et al.* [41], Garcia-Vidal *et al.* [42], Gómez Rivas *et al.* [43], Agrawal, Cao e Nahata [44], Pradarutti *et al.* [45], entre outros.

As antenas óticas podem ser utilizadas em diversas aplicações e apresentam enormes potencialidades nas áreas das comunicações óticas, uma vez que possibilitam melhorar o desempenho dos sistemas de comunicações que são utilizados na atualidade. Neste tipo de sistemas, as antenas óticas podem ser aplicadas diretamente no emissor ou no recetor, tal como representado na figura 6.1.

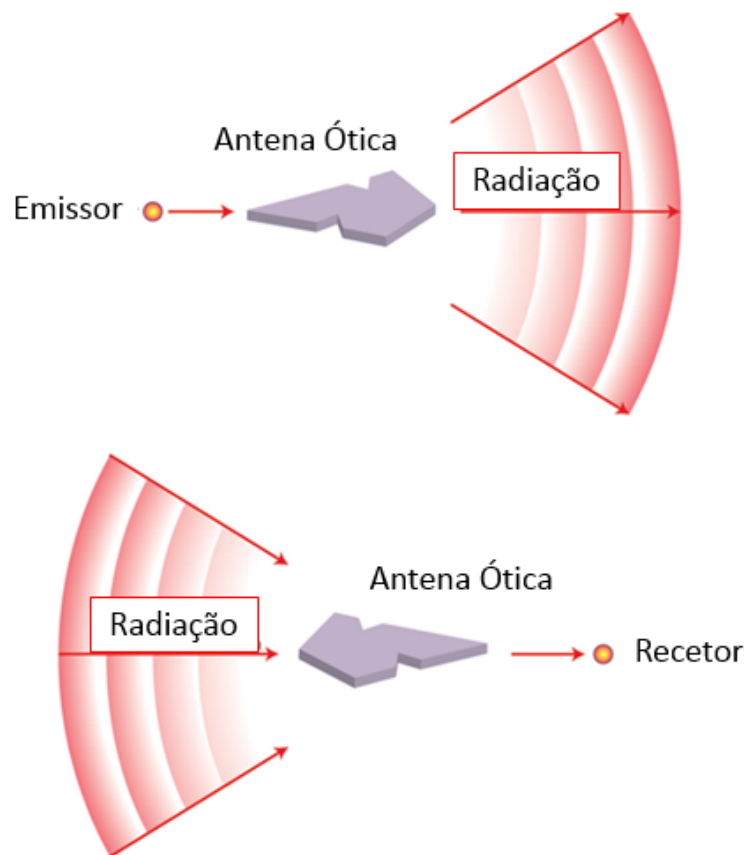


Figura 6.1 - a) Antena ótica integrada no emissor. b) Antena ótica integrada no recetor. As setas indicam a direção do fluxo de energia. As duas configurações representam o princípio da reciprocidade, ou seja, a mesma antena ótica pode ser integrada num emissor ou num recetor. Adaptado de [15]

A forma, as dimensões e a periodicidade da estrutura são parâmetros fundamentais que devem ser cuidadosamente dimensionados, de forma a permitir a propagação dos SPP, para que seja possível ocorrer o fenómeno de EOT e assim melhorar a transmissão de radiação através da estrutura.

Neste capítulo será feito o estudo e simulação de um agregado de fendas, utilizando exclusivamente o programa COMSOL Multiphysics®. Tanto as fendas como o espaçamento entre elas terão dimensões inferiores ao comprimento de onda e o campo incidente pode ser descrito por uma onda plana, considerando que o comprimento de onda da radiação incidente corresponde a 1550 nm. No capítulo anterior considerou-se que o material era um metal condutor perfeito, no entanto, neste capítulo, os materiais que serão considerados são metais dispersivos, cuja permitividade dielétrica obedece ao modelo de Drude-Lorentz. Os objetivos deste capítulo são estudar o campo radiado pelo agregado na zona próxima e na zona distante, considerando diferentes metais, de modo a perceber qual das combinações, emissor ou recetor, será mais apropriada para a aplicação do agregado num sistema de comunicações óticas.

6.2. Estudo do campo do agregado na zona próxima

Os procedimentos necessários para realizar o estudo e simulação de um agregado de dezasseis fendas são idênticos aos utilizados no capítulo anterior, como tal nenhum dos parâmetros sofre alterações, à exceção da função dielétrica do metal que passa a obedecer ao modelo de Drude-Lorentz.

Os metais que serão considerados nas simulações, efetuadas através do COMSOL Multiphysics®, são o ouro, a prata, o alumínio e a platina. As funções dielétricas de cada um destes metais correspondem às funções dielétricas que foram apresentadas anteriormente no capítulo 3, e que estão representadas nas figuras 3.3 a 3.6.

Pretende-se estudar o comportamento do agregado de fendas considerando que as dimensões das fendas e o espaçamento entre elas têm dimensões inferiores ao comprimento de onda, como tal, os valores admitidos para as dimensões e o espaçamento das fendas serão $\lambda/5$, $\lambda/10$ e $\lambda/20$.

Seguidamente serão apresentados os resultados das simulações considerando apenas a intensidade do campo elétrico na zona próxima do agregado, i.e., mediu-se a intensidade do campo elétrico exatamente à saída das fendas que constituem o agregado. À semelhança dos capítulos anteriores, optou-se por fixar o tamanho das fendas e variar o espaçamento entre elas. Numa segunda etapa, alterou-se o metal que constitui o agregado.

A interpretação e discussão dos resultados obtidos será realizada na última secção deste capítulo.

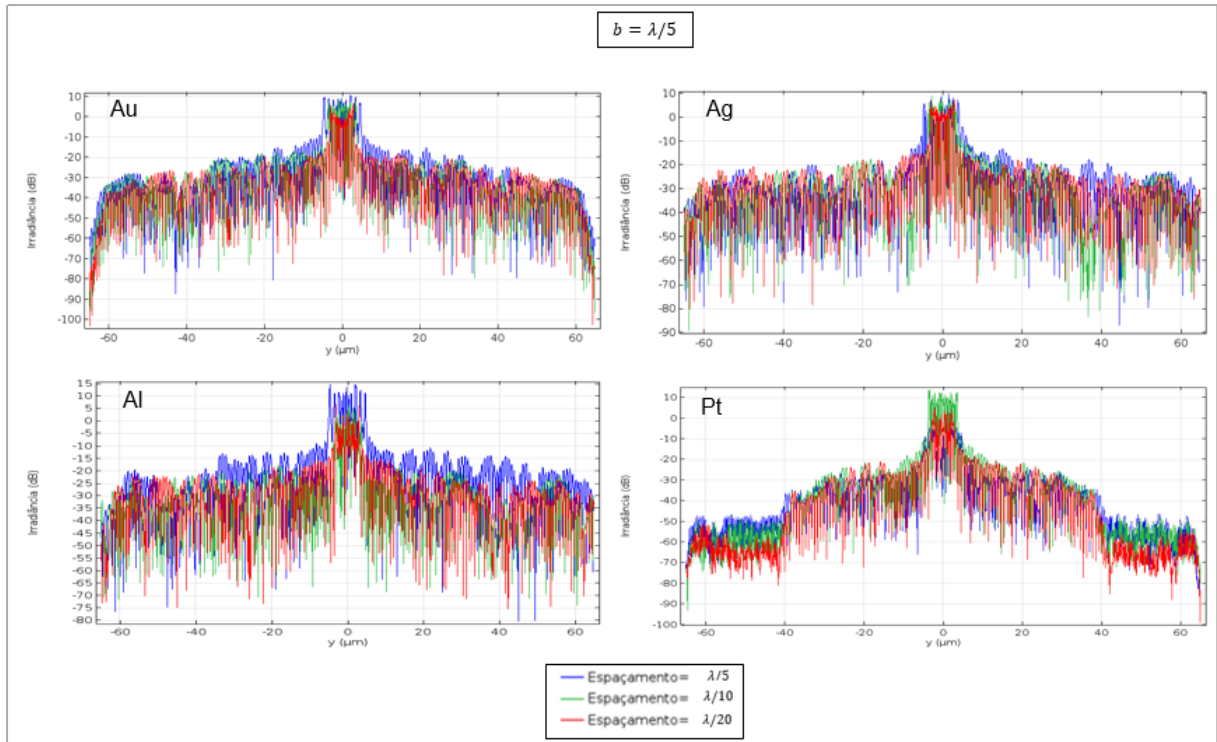


Figura 6.2 - Intensidade máxima do campo elétrico na zona próxima do agregado de dezasseis fendas, considerando que a dimensão das fendas é $\lambda/5$ e que o espaçamento entre as fendas varia.

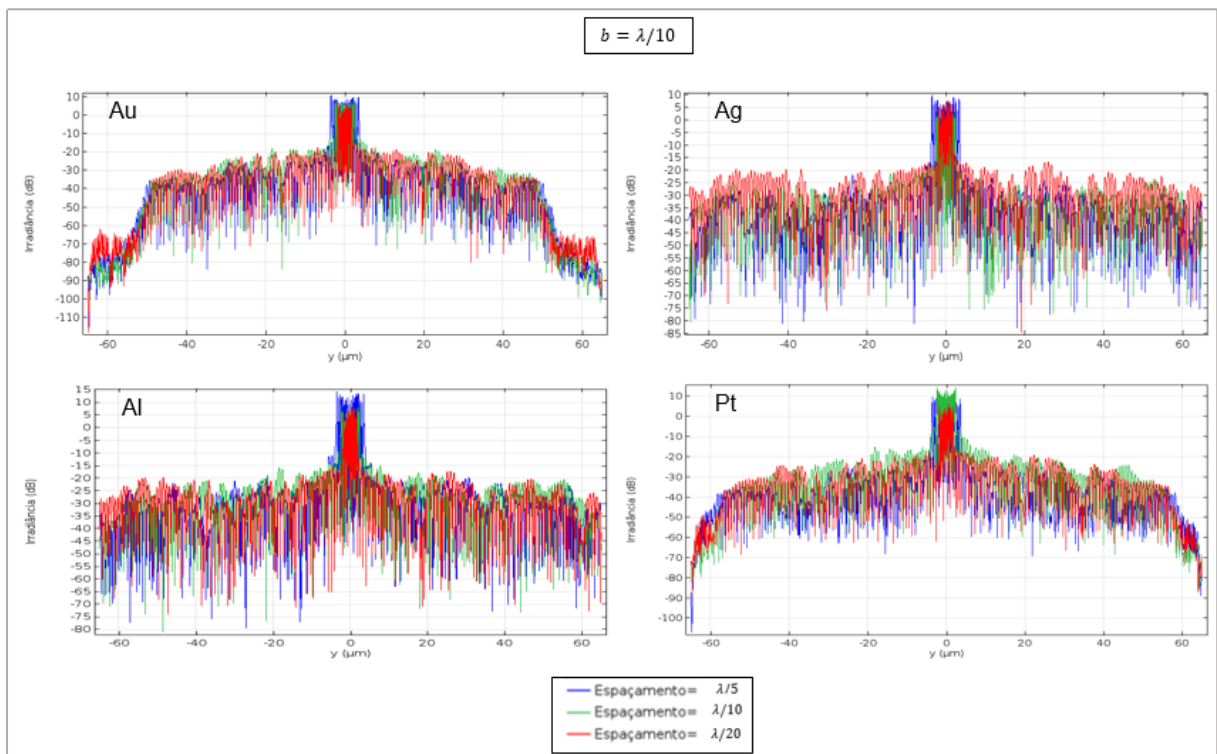


Figura 6.3 - Intensidade máxima do campo elétrico na zona próxima do agregado de dezasseis fendas, considerando que a dimensão das fendas é $\lambda/10$ e que o espaçamento entre as fendas varia.

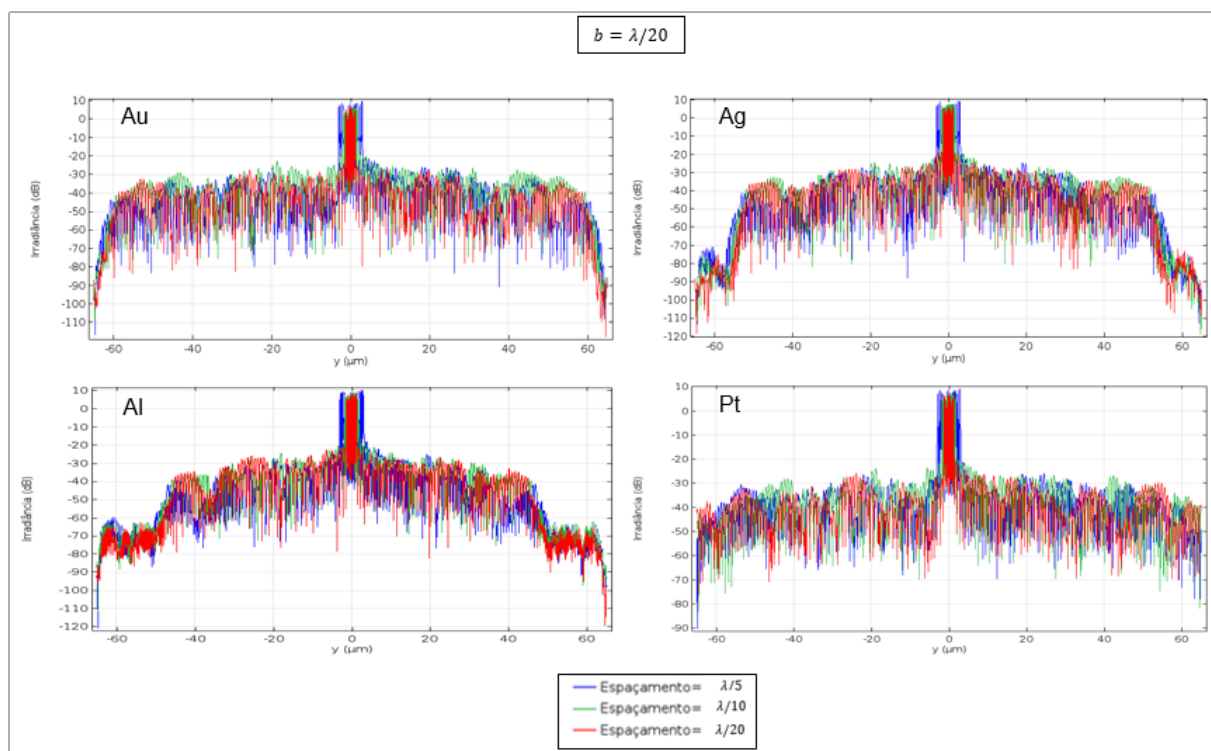


Figura 6.4 - Intensidade máxima do campo elétrico na zona próxima do agregado de dezasseis fendas, considerando que a dimensão das fendas é $\lambda/20$ e que o espaçamento entre as fendas varia.

Os valores da intensidade máxima do campo elétrico para cada caso considerado, recolhidos pela observação das figuras anteriormente apresentadas, estão representados de forma sucinta na tabela 6.1. Estão assinalados a verde os resultados que indicam a melhor configuração, ou seja, a configuração para o qual o rendimento do agregado é mais elevado. Por outro lado, estão assinalados a vermelho os resultados para o qual o agregado apresenta a pior configuração. Tanto os melhores como os piores resultados obtidos foram assinalados em função do metal considerado.

Tabela 6.1 - Resultados obtidos para a intensidade do campo elétrico, normalizada ao campo elétrico incidente no agregado, em unidades logarítmicas, considerando diferentes tipos de metais, na zona próxima do agregado.

Dimensão da fenda	Espaçamento	Ouro (Au)	Prata (Ag)	Alumínio (Al)	Platina (Pt)
$\lambda/5$	$\lambda/5$	11.0 dB	9.8 dB	14.8 dB	14.0 dB
	$\lambda/10$	8.7 dB	9.0 dB	6.8 dB	-3.5 dB
	$\lambda/20$	7.0 dB	7.5 dB	6.7 dB	5.0 dB
$\lambda/10$	$\lambda/5$	11.0 dB	10.0 dB	14.4 dB	9.6 dB
	$\lambda/10$	9.5 dB	3.5 dB	9.1 dB	14.3 dB
	$\lambda/20$	6.6 dB	7.7 dB	8.0 dB	6.1 dB
$\lambda/20$	$\lambda/5$	9.8 dB	9.5 dB	10.5 dB	9.4 dB
	$\lambda/10$	6.5 dB	7.5 dB	8.8 dB	7.5 dB
	$\lambda/20$	6.8 dB	6.0 dB	8.9 dB	6.7 dB

Os resultados da tabela 6.1 indicam que existe sempre amplificação do campo na zona próxima do agregado, à exceção da platina, quando o agregado tem fendas com dimensões de $\lambda/5$ e um espaçamento de $\lambda/10$.

Estes resultados revelam indícios nítidos do fenómeno de EOT e constituem resultados interessantes para a aplicação pretendida.

6.3. Estudo do campo do agregado na zona de radiação

Para estudar o campo na zona afastada do agregado, considerou-se um determinado instante de tempo, para o qual o padrão de difração atinge o valor máximo e a mesma distância X , ou seja 10 comprimentos de onda. Este procedimento já tinha sido efetuado anteriormente no capítulo 4 e 5 para estudar o campo na zona de Fraunhofer, pelo que se torna possível estabelecer comparações entre os resultados obtidos, considerando um metal condutor perfeito e um metal dispersivo cuja função dielétrica obedece ao modelo de Drude-Lorentz.

À semelhança do estudo do campo do agregado na zona próxima, optou-se por fixar o tamanho das fendas e variar o espaçamento entre elas e o metal que constitui o agregado.

A interpretação e discussão dos resultados obtidos será realizada na última secção deste capítulo.

Nas figuras seguintes estão representados os resultados das simulações do campo do agregado de dezasseis fendas, na zona afastada, com dimensões e espaçamento variáveis de $\lambda/5$, $\lambda/10$ e $\lambda/20$.

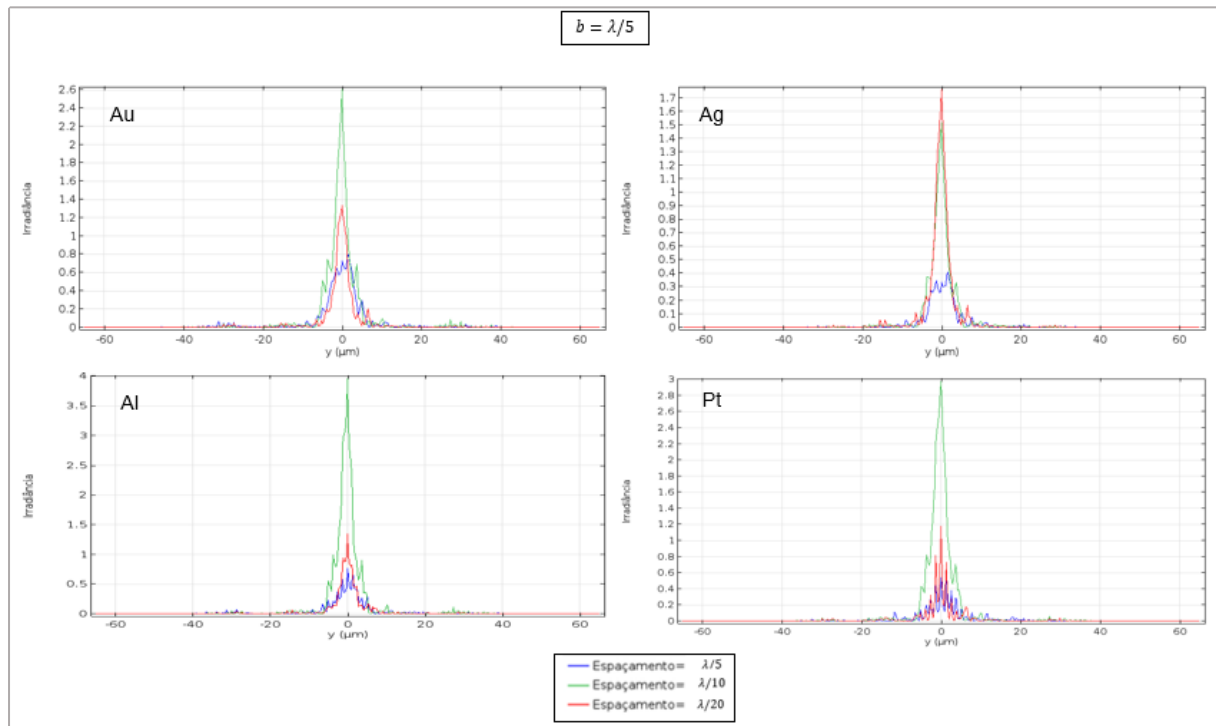


Figura 6.5 - Intensidade máxima do campo elétrico na zona afastada ou de Fraunhofer, de um agregado de dezasseis fendas, atendendo aos tipos de metais considerados. A dimensão das fendas é $\lambda/5$ e o espaçamento entre as fendas varia.

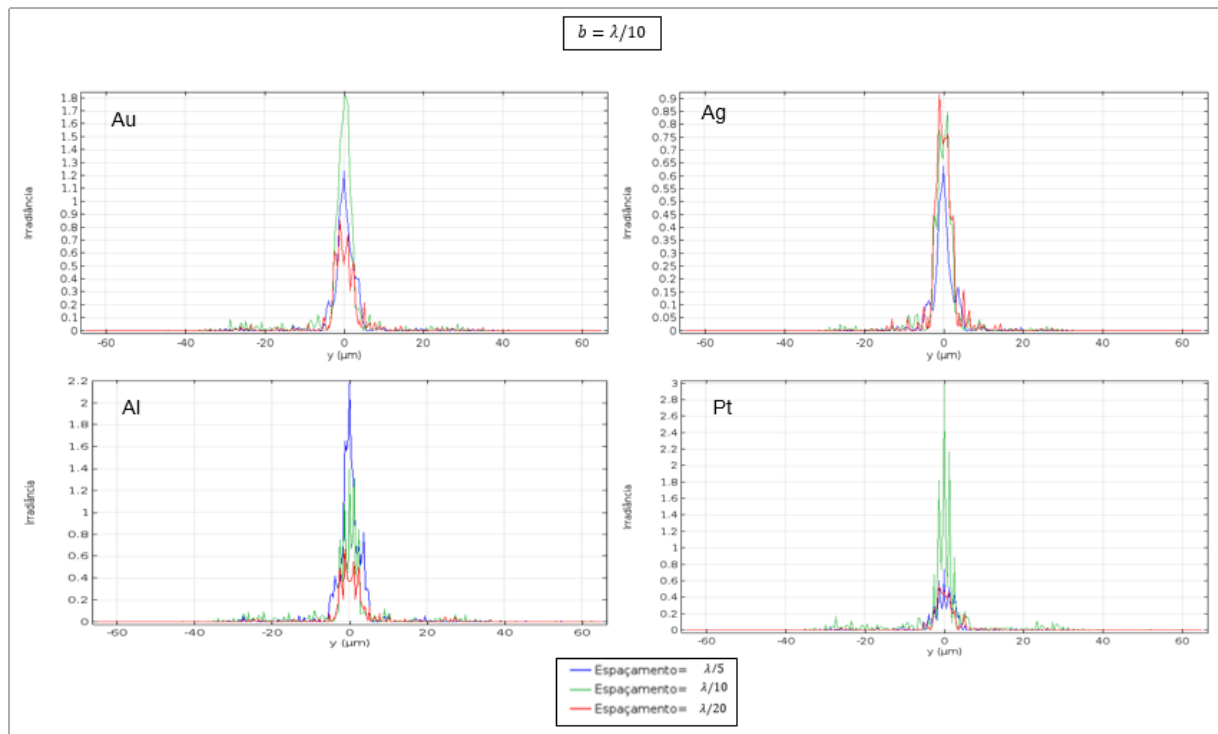


Figura 6.6 - Intensidade máxima do campo elétrico na zona afastada ou de Fraunhofer, de um agregado de dezasseis fendas, atendendo aos tipos de metais considerados. A dimensão das fendas é $\lambda/10$ e o espaçamento entre as fendas varia.

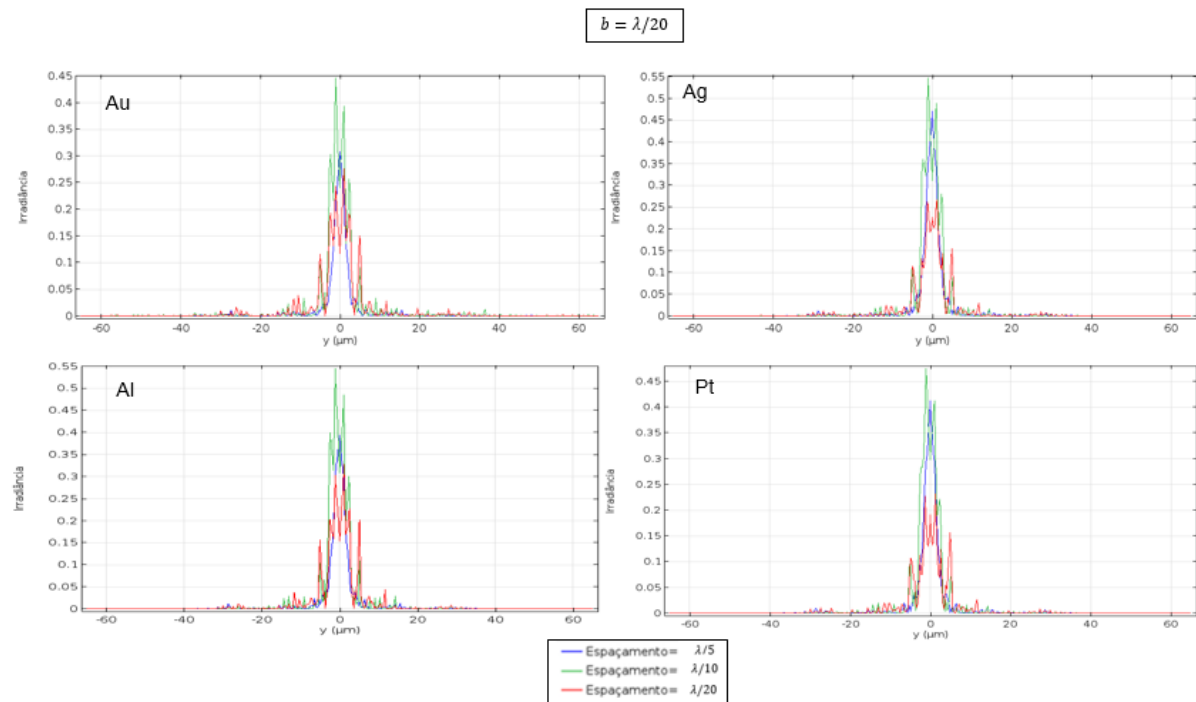


Figura 6.7 - Intensidade máxima do campo elétrico na zona afastada ou de Fraunhofer, de um agregado de dezasseis fendas, atendendo aos tipos de metais considerados. A dimensão das fendas é $\lambda/20$ e o espaçamento entre as fendas varia.

Para cada combinação apresentada nas figuras anteriores, foram observados os valores da intensidade máxima do campo elétrico na zona de radiação do agregado, que estão representados de forma sucinta e resumida na tabela 6.2. Estão assinalados a verde os resultados que indicam a melhor

configuração, atendendo ao tipo de metal, ou seja, a configuração para o qual o rendimento do agregado é mais elevado. Por outro lado, estão assinalados a vermelho os resultados para o qual o agregado apresenta a pior configuração.

Tabela 6.2 - Resultados obtidos para a intensidade do campo elétrico, normalizada ao campo elétrico incidente no agregado, considerando diferentes tipos de metais, na zona distante do agregado.

Dimensão da fenda	Espaçamento	Ouro (Au)	Prata (Ag)	Alumínio (Al)	Platina (Pt)
$\lambda/5$	$\lambda/5$	0.80	0.41	0.75	0.55
	$\lambda/10$	<u>2.60</u>	<u>1.51</u>	<u>4.00</u>	<u>3.00</u>
	$\lambda/20$	<u>1.35</u>	<u>1.75</u>	<u>1.43</u>	<u>1.19</u>
$\lambda/10$	$\lambda/5$	<u>1.25</u>	0.64	<u>2.20</u>	0.77
	$\lambda/10$	<u>1.80</u>	0.85	<u>1.40</u>	<u>3.00</u>
	$\lambda/20$	0.87	0.95	0.68	0.55
$\lambda/20$	$\lambda/5$	0.32	0.47	0.39	0.41
	$\lambda/10$	0.44	0.55	0.54	0.48
	$\lambda/20$	0.27	0.26	0.33	0.23

Os resultados da tabela 6.2 que estão sublinhados indicam a configuração simulada, para a qual se verifica que há indícios do fenómeno de EOT, i.e., a intensidade relativa do campo na zona afastada é superior à unidade, como tal significa que o agregado está a amplificar o campo que atravessa pelas fendas.

6.4. Análise e interpretação de resultados

Nesta fase estão reunidas todas as condições para interpretar os resultados obtidos e estabelecer algumas conclusões.

As simulações efetuadas neste capítulo foram efetuadas de forma semelhante às simulações efetuadas anteriormente no capítulo 4 e 5, uma vez que o ambiente de simulação se manteve inalterável, bem como todos os parâmetros utilizados, à exceção das dimensões das fendas, do espaçamento entre elas e dos metais, que são agora dispersivos. No entanto, tanto neste capítulo como no capítulo 5, foi simulado um agregado de dezasseis fendas com dimensões e espaçamento de $\lambda/10$, portanto pode ser feita uma comparação direta entre estes resultados considerando um metal condutor perfeito e os metais considerados neste capítulo, que obedecem ao modelo de Drude-Lorentz. Como tal, é possível concluir, por comparação entre as tabelas 5.1 e 6.2 que o comportamento de um agregado composto por prata é muito semelhante ao caso do condutor perfeito, uma vez que o resultado obtido foi o mesmo para estas duas simulações.

A permissividade elétrica dos metais em frequências óticas exibe ressonâncias para determinados comprimentos de onda e, para além disso, as partes reais de todos os metais considerados são negativas a partir de determinados comprimentos de onda. No caso do comprimento de onda da radiação incidente (1550 nm), verifica-se que a parte real é negativa para todos os metais referidos anteriormente, portanto ocorre dispersão anômala. No caso do ouro, a parte imaginária da função dielétrica é sempre positiva, no entanto, para alguns metais, nomeadamente para o alumínio, tanto a parte real como a parte imaginária são negativas. Neste caso, a dispersão anômala passa a ter ainda mais relevância, pois passa a resultar da contribuição da parte real e da parte imaginária da função dielétrica do metal. É interessante constatar que, para o comprimento de onda da radiação incidente, que se situa na gama dos THz, para o caso do ouro, do alumínio e da platina, o comportamento do agregado acarreta melhores resultados do que se fosse constituído por um metal condutor perfeito. Estes resultados estão relacionados com a resposta do metal à radiação incidente.

De forma a facilitar a interpretação dos resultados obtidos neste capítulo, optou-se por combinar os resultados da tabela 6.1 e 6.2 numa única tabela (tabela 6.3), de forma a ser possível comparar os resultados mais facilmente e tirar algumas conclusões.

Na tabela 6.3 os resultados em unidades logarítmicas correspondem à simulação do campo na zona próxima do agregado, os restantes correspondem aos resultados da simulação do campo na zona afastada. À semelhança das tabelas 6.1 e 6.2, na tabela 6.3 os valores assinalados a verde correspondem aos melhores resultados e os valores assinalados a vermelho correspondem aos piores resultados obtidos.

Tabela 6.3 - Resultados obtidos para a intensidade do campo elétrico, normalizada ao campo elétrico incidente no agregado, considerando diferentes tipos de metais, na zona próxima e distante do agregado.

Dimensão da fenda	Espaçamento	Ouro (Au)		Prata (Ag)		Alumínio (Al)		Platina (Pt)	
		dB		dB		dB		dB	
$\lambda/5$	$\lambda/5$	11.0 dB	0.80	9.80 dB	0.41	14.8 dB	0.75	14.0 dB	0.55
	$\lambda/10$	8.70 dB	2.60	9.00 dB	1.51	6.8 dB	4.00	-3.50 dB	3.00
	$\lambda/20$	7.00 dB	1.35	7.50 dB	1.75	6.7 dB	1.43	5.00 dB	1.19
$\lambda/10$	$\lambda/5$	11.0 dB	1.25	10.0 dB	0.64	14.4 dB	2.20	9.60 dB	0.77
	$\lambda/10$	9.50 dB	1.80	3.50 dB	0.85	9.1 dB	1.40	14.3 dB	3.00
	$\lambda/20$	6.60 dB	0.87	7.70 dB	0.95	8.0 dB	0.68	6.10 dB	0.55
$\lambda/20$	$\lambda/5$	9.80 dB	0.32	9.50 dB	0.47	10.5 dB	0.39	9.40 dB	0.41
	$\lambda/10$	6.50 dB	0.44	7.50 dB	0.55	8.8 dB	0.54	7.50 dB	0.43
	$\lambda/20$	6.80 dB	0.27	6.0 dB	0.26	8.9 dB	0.33	6.70 dB	0.23

A interpretação dos resultados assinalados a verde e a vermelho na tabela 6.3 é diferente das tabelas anteriores. Desta vez procurou-se observar, não para cada metal utilizado, mas para cada configuração específica, qual é o metal que constitui o agregado que melhores ou piores resultados proporciona.

No que se refere ao dimensionamento do agregado em função das suas dimensões, i.e., em função do tamanho das fendas e do seu espaçamento, esta tabela possibilita verificar qual dos metais será o mais adequado para a aplicação pretendida. Para o caso do agregado ser utilizado como recetor, interessa escolher o metal que potencia a amplificação do campo próximo. Se a aplicação pretendida for utilizar o agregado como emissor, a melhor solução é aquela que potencia o campo na zona de radiação do agregado. Por outro lado, se se pretender utilizar um metal específico, as tabelas 6.1 e 6.2 indicam para esse metal qual é a configuração mais adequada. Se não houver restrições quanto ao tipo de metal, nem em relação às dimensões do agregado, de acordo com os resultados obtidos, o agregado que potencia a aplicação de um detetor será o agregado constituído por Alumínio, com fendas de dimensões de $\lambda/5$ e espaçamento de $\lambda/5$. Por outro lado, para potenciar a aplicação de um emissor, a escolha mais adequada corresponde ao agregado com fendas de $\lambda/5$, espaçamento de $\lambda/10$, também de Alumínio.

É importante referir que, para além dos metais considerados nesta dissertação, existem muitas outras possibilidades, pelo que as soluções propostas poderão não ser as melhores, no entanto os metais considerados correspondem a alguns dos metais que são mais utilizados pela comunidade científica neste tipo de aplicações. Neste contexto, verifica-se pelos resultados obtidos que, apesar do ouro ser um dos metais mais utilizados na construção das antenas óticas pela comunidade científica, não corresponde à melhor solução, nem para o caso da aplicação num recetor nem para o caso de um emissor.

De forma a facultar uma visualização pormenorizada da evolução da intensidade do campo em toda a janela de simulação considerada, i.e., na zona próxima e na zona distante do agregado, serão apresentadas seguidamente algumas imagens obtidas através do programa COMSOL Multiphysics®. Foram considerados os instantes de tempo para os quais a intensidade do campo é máxima para todas as configurações simuladas e ainda os diagramas de radiação correspondentes, que possibilitam verificar a elevada diretividade do agregado.

Nas figuras seguintes, optou-se por fixar o tamanho das fendas do agregado, e variar o espaçamento entre elas, e assim sucessivamente até que todas as combinações testadas estejam representadas. O instante de tempo selecionado foi o mesmo para todas as configurações, como tal, é possível estabelecer observar cada combinação e estabelecer comparações entre cada combinação. Para além disso, a escala utilizada para representar a intensidade do campo elétrico que atravessa o agregado é a mesma para cada um dos casos.

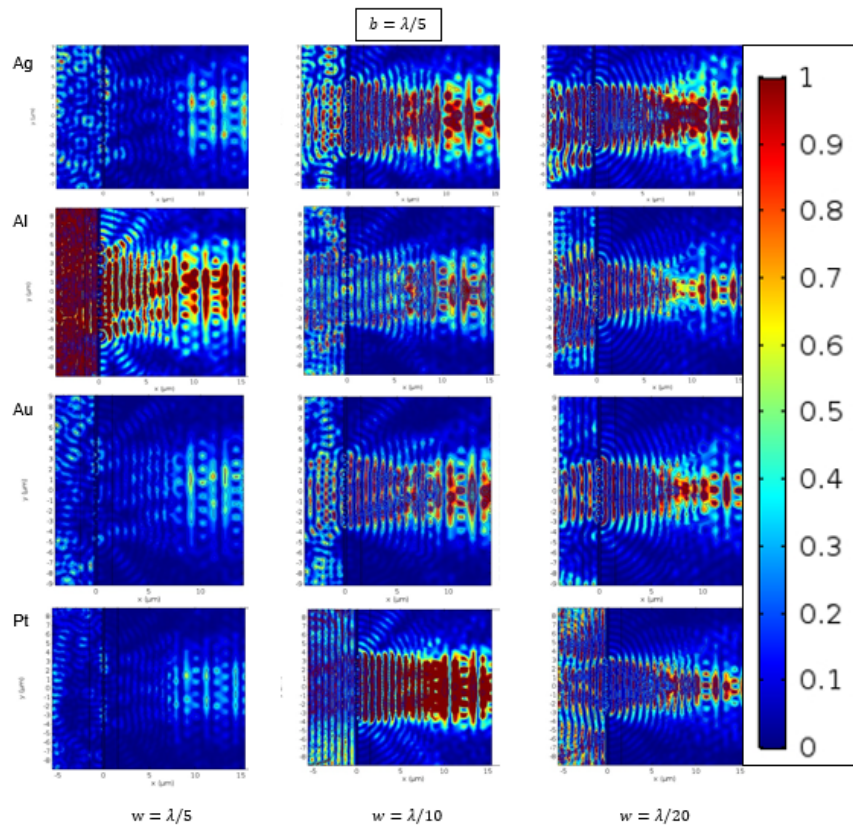


Figura 6.8 – Representação da Intensidade do campo elétrico que atravessa o agregado, considerando que a dimensão das fendas é $\lambda/5$ e que o espaçamento entre as fendas varia, de acordo com o metal escolhido.

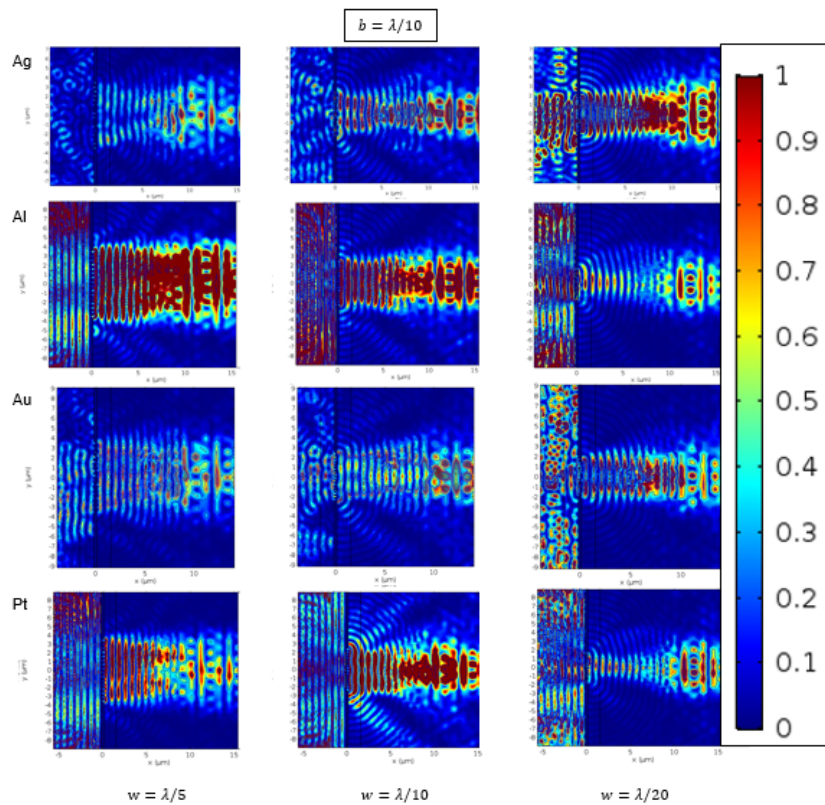


Figura 6.9 - Representação da Intensidade do campo elétrico que atravessa o agregado, considerando que a dimensão das fendas é $\lambda/10$ e que o espaçamento entre as fendas varia, de acordo com o metal escolhido.

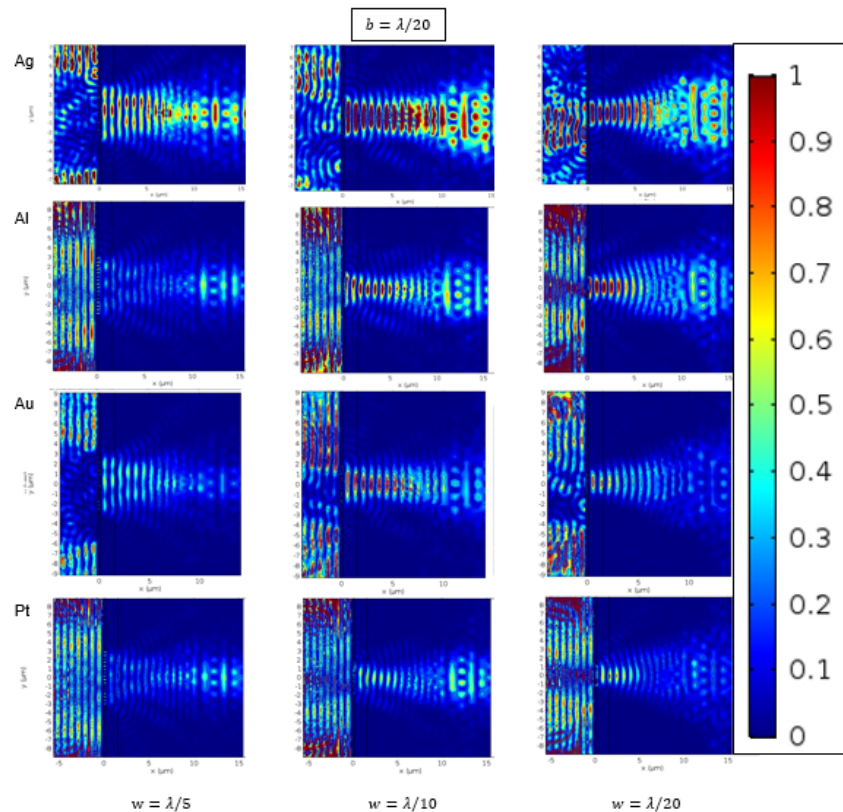


Figura 6.10 - Representação da Intensidade do campo elétrico que atravessa o agregado, considerando que a dimensão das fendas é $\lambda/20$ e que o espaçamento entre as fendas varia, de acordo com o metal escolhido.

Nas figuras 6.8, 6.9 e 6.10, é possível verificar com clareza que a interferência construtiva e destrutiva das ondas difratadas através do agregado têm uma grande importância para a aplicação pretendida. Como se pode observar na figura, uma variação do espaçamento entre as fendas e na dimensão das fendas permite aumentar ou diminuir a concentração do campo na zona próxima e/ou na zona de radiação do agregado. As ondas difratadas através do agregado de fendas interferem entre si, como tal, para determinadas combinações verifica-se que existe interferência construtiva, que é aquela que se pretende, no entanto para outras situações a interferência é destrutiva e dessa forma o objetivo poderá não reunir condições para ser concretizado com sucesso. Um dos objetivos é dimensionar os parâmetros do agregado adequadamente, de modo a amplificar o campo elétrico que atravessa o agregado, tanto na zona próxima como na zona distante, no entanto nem todas as combinações simuladas acarretam bons resultados.

Os valores relativos dos máximos da intensidade do campo elétrico, na zona próxima e distante do agregado de fendas, para cada combinação apresentada nas figuras anteriores podem ser consultados na tabela 6.3.

Por fim, será apresentada uma figura em que estão representados os diagramas de radiação, considerando todas as combinações estudadas.

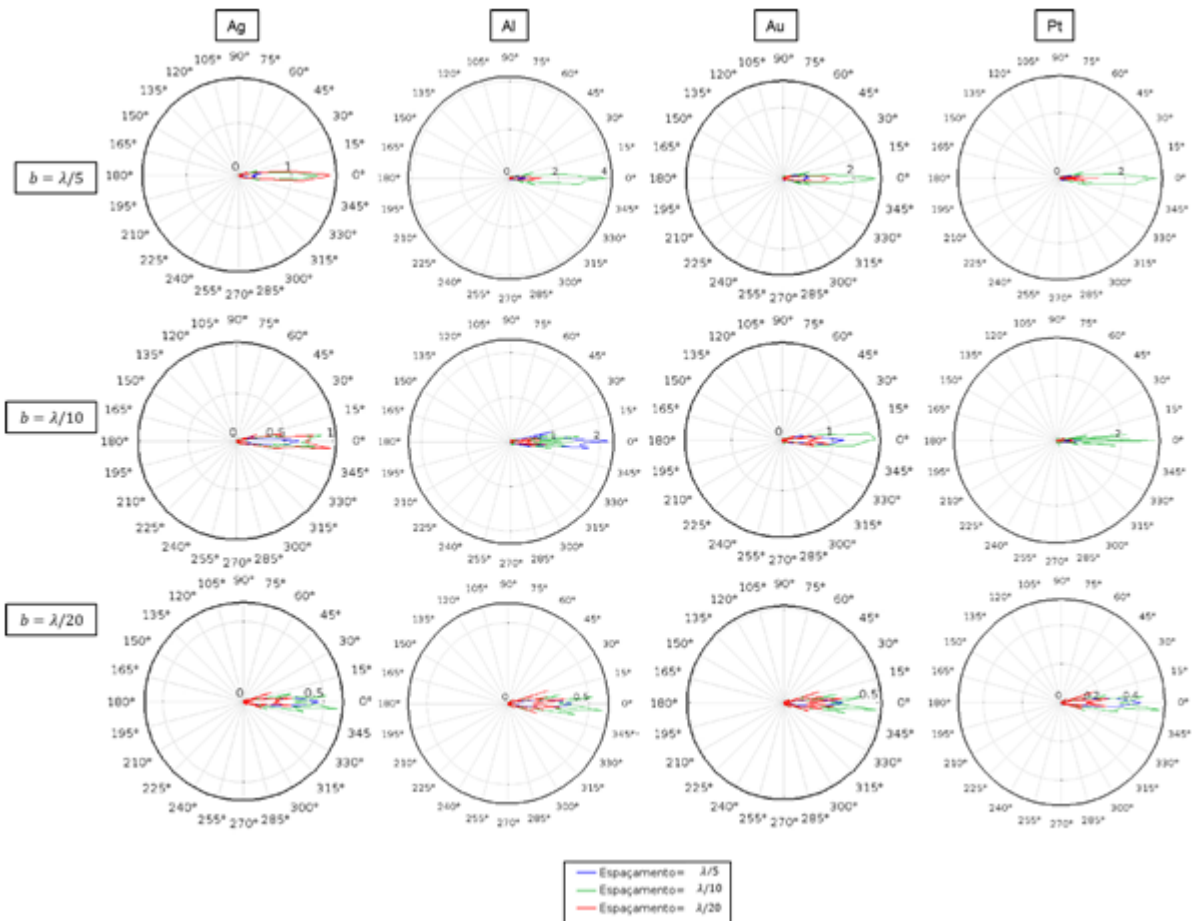


Figura 6.11 – Diagrama de Radiação, em unidades lineares, da intensidade do campo elétrico na zona afastada do agregado, considerando todas as configurações realizadas nas simulações.

Pela observação da figura 6.11, é possível verificar que a radiação que atravessa o agregado de fendas propaga-se segundo uma direção muito bem definida, o que significa que a luz radiada tem uma diretividade extremamente elevada. É preciso ter em conta que, em algumas combinações o lobo principal do padrão de difração não está orientado para a direção pretendida, como tal, todos esses casos não possuem grande utilidade para a aplicação pretendida. Ainda assim, já foram identificadas anteriormente algumas combinações em que os objetivos pretendidos foram atingidos.

De uma forma resumida, os resultados obtidos neste capítulo completaram com sucesso os objetivos propostos para esta dissertação de mestrado. Foram identificadas várias combinações de um agregado de 16 fendas, com dimensões menores do que o comprimento de onda, que podem ser utilizadas para melhorar o desempenho de um emissor e/ou de um recetor de um sistema de comunicação inter-satélites. O comportamento do agregado de fendas dimensionado cumpre os requisitos de funcionamento de qualquer antena ótica, i.e. permite confinar a luz incidente numa região altamente precisa, permite amplificar a luz que incide no agregado na região do campo próximo e distante, e por fim, permite transmitir um feixe de luz muito mais estreito e com maior intensidade do que aquele que incide no agregado.

Capítulo 7

7. Conclusões

7.1. Introdução

A dissertação aqui apresentada teve como principal objetivo o estudo e simulação do comportamento de uma antena ótica para comunicações óticas inter-satélites.

Neste capítulo é apresentado um resumo geral das conclusões que foram sendo retiradas ao longo da dissertação, bem como dos objetivos da dissertação que foram integralmente cumpridos. Todas as simulações efetuadas ao longo deste trabalho foram realizadas com recurso ao programa *Mathematica*, para efetuar cálculos numéricos que se baseiam nas teorias clássicas da difração, e através do programa COMSOL Multiphysics®, nomeadamente o módulo *Wave Optics*, que resolve as equações do campo eletromagnético através do Método dos Elementos Finitos (MEF).

Neste capítulo serão ainda apresentadas as contribuições originais desta dissertação, bem como algumas propostas de trabalho futuro.

7.2. Considerações Finais

Para concretizar este trabalho, foi preciso ultrapassar diversas etapas e dificuldades, que foram documentadas ao longo dos capítulos desta dissertação. Em primeiro lugar, foi preciso efetuar uma pesquisa extensa sobre o tema em questão, o que permitiu elaborar o estado da arte, (capítulo 2), de modo a ser possível decidir que tipo de antena ótica deveria ser estudado. Optou-se por escolher como estrutura alvo de estudo, o agregado de fendas com dimensões inferiores ao comprimento de onda, devido à sua facilidade de fabrico e à possibilidade de ocorrência do fenómeno de EOT.

Após ter sido efetuada esta escolha, foi preciso estudar as interações entre a luz e a matéria, (capítulo 3), de forma a abordar alguns tópicos cujo estudo é fundamental nos domínios óticos, nomeadamente o comportamento dos metais em regimes de frequências óticas, o fenómeno de excitação e propagação dos plasmões superficiais, que influenciam a propagação da luz em estruturas com dimensões inferiores ao comprimento de onda e surgem como primeira explicação para o fenómeno de EOT.

Uma vez que quando a luz incide no agregado de fendas ocorrerá difração, foi necessário estudar o fenómeno de difração e nessa fase surgiu um problema, que estava relacionado com as bases teóricas nas quais se baseiam as teorias clássicas da difração. O domínio de validade das teorias clássicas da difração por uma única fenda de Kirchhoff, Fraunhofer e Fresnel foi colocado à prova (capítulo 4) e verificou-se, através da comparação dos resultados obtidos por simulação, que quando as fendas têm dimensões inferiores ao comprimento de onda deixa de ser possível estabelecer qualquer comparação, o que aponta para a necessidade inevitável de estabelecer novas teorias que permitam explicar de uma forma mais próxima da realidade os fenómenos que ocorrem neste tipo de estruturas. Para além destas comparações, que dizem respeito à difração por uma única fenda na

região do campo distante, também foi abordada a questão do campo próximo, segundo a teoria de Bethe. Esta teoria foi corrigida pelo modelo de Bouwkamp no que diz respeito às condições-fronteira e posteriormente, na expressão do campo elétrico na fenda. Verificou-se, através de simulações do campo na região da fenda circular, que os resultados teóricos e os resultados das simulações são semelhantes, o que acaba por reforçar a validade da teoria de Bouwkamp.

Após se ter concluído o estudo da difração por uma única fenda e se terem estudado diversas teorias da difração, alargou-se o estudo para um agregado de fendas, (capítulo 5). Foi considerado um agregado de duas, quatro e por fim de dezasseis fendas. Uma vez mais, foi necessário comparar os resultados das simulações com a teoria clássica da difração de agregados, e verificou-se que a discrepância entre estes resultados se torna cada vez mais acentuada à medida que se aumenta o número de fendas.

Para se poder efetuar as comparações necessárias entre as teorias clássicas da difração optou-se por considerar que o metal era um condutor perfeito, com uma condutividade infinita, tal como é considerado pelos autores mencionados anteriormente. No entanto, foi estudado que os metais apresentam um comportamento diferente no regime das frequências óticas, como tal repetiram-se as simulações efetuadas, desta vez para vários metais cuja função dielétrica obedece ao modelo de Drude-Lorentz. Foram testados diversos metais, nomeadamente o ouro, a prata, o alumínio e a platina. Para todos estes metais observa-se que, segundo o modelo de Drude-Lorentz, apresentam ressonâncias na gama de infravermelhos e no visível, que por sua vez estão próximas do comprimento de onda incidente 1550 nm. Esta opção veio a revelar-se vantajosa, uma vez que os resultados obtidos considerando este tipo de metais foram melhores do que para o caso do modelo usando um metal condutor perfeito.

A realização desta dissertação prova que os agregados de fendas permitem manipular a luz de tal forma que se verifica o fenómeno de EOT, tornando-se possível melhorar o desempenho dos sistemas de comunicações óticas se estes agregados forem integrados no emissor ou no recetor do sistema.

Em suma, com a realização desta dissertação adquiriu-se um vasto leque de conhecimentos teóricos sobre as estruturas compostas por agregados de fendas com dimensões inferiores ao comprimento de onda. Também se adquiriu experiência com *software* de simulação, conhecimentos que serão sem dúvida muito úteis para o meu futuro profissional.

7.3. Contribuições originais

Esta dissertação constitui um trabalho inovador numa área praticamente inexplorada pelo Exército Português e pelas Forças Armadas.

A área da nanotecnologia tem vindo a crescer nos últimos anos, e tem melhorado muito o desempenho de diversas aplicações militares e de natureza civil de todas as nações que têm vindo a apostar nela.

Este trabalho constitui um estudo pioneiro de dispositivos que podem ser utilizados, não só para melhorar o desempenho de sistemas utilizados na atualidade, como para mudar totalmente o conceito dos sistemas que são atualmente utilizados em diversas situações, como por exemplo, optar por utilizar sistemas de comunicações óticas em vez de sistemas de comunicações por RF, como tem vindo a acontecer no caso dos satélites.

Neste trabalho foi efetuado o estudo da interação entre a luz e a matéria em regimes óticos, nomeadamente o comportamento dos metais nas frequências óticas, os SPP e a EOT. Importa referir que estes estudos são cada vez mais importantes, uma vez que se tem verificado uma migração crescente dos sistemas de RF para sistemas óticos.

Para além destes temas, foi feita a comparação entre os resultados esperados pela teoria clássica da difração e os resultados obtidos com o programa COMSOL Multiphysics®, o que permitiu clarificar a ideia de que a teoria clássica apresenta dificuldades em explicar, de uma forma realista, os fenómenos que ocorrem em regimes de frequências óticas e em estruturas com dimensões inferiores ao comprimento de onda, daí a necessidade de estudar e aprofundar o conhecimento nestas temáticas que ainda carecem de fundamentos teóricos válidos.

Por fim, foi efetuado o estudo e simulação de um agregado de fendas com dimensões inferiores ao comprimento de onda, nomeadamente do campo radiado na região próxima e distante do agregado, em que foi possível constatar que, efetivamente, estas estruturas permitem, não só confinar o campo radiado numa região muito mais concentrada e por isso aumentar a diretividade do feixe de luz emitido, como ainda permitem, através de fenómenos construtivos do confinamento da luz, aumentar o campo radiado em relação ao campo incidente na estrutura.

7.4. Perspetivas de trabalho futuro

Uma vez que esta dissertação é inovadora e sobre um tema pouco explorado até agora, existe um vasto leque de trabalhos futuros que podem ser realizados, com aplicação em diversas áreas, para além das comunicações óticas.

Foram realizadas algumas simulações preliminares com estruturas que podem ser estudadas em trabalhos futuros, os resultados obtidos serão apresentados seguidamente, bem como a proposta de trabalho subjacente a cada um deles.

A primeira proposta é efetuar a construção e testar experimentalmente a estrutura que foi dimensionada. A estrutura foi dimensionada para o comprimento de onda de 1550 nm. Daí resulta uma vantagem imediata, que consiste no facto de muitos sistemas, nomeadamente os sistemas de comunicações por fibra ótica, trabalharem neste comprimento de onda, o que possibilita a realização do teste experimental. Uma vez que esta dissertação visa a aplicação da antena ótica em sistemas de comunicações óticas inter-satélites, nada impede que a antena ótica seja testada, numa primeira fase, num sistema de comunicações ótico sem fios, entre duas estações terrestres em linha de vista, e após os resultados serem validados, testá-las em ligações inter-satélites.

Outra proposta consiste em utilizar os agregados de fendas como biossensores, através do confinamento da luz incidente. Tendo em conta a aplicação pretendida com este estudo, nesta dissertação apenas se considerou a interface Ar / Metal / Ar, que é um modelo adequado para comunicações óticas sem fios. No entanto, as hipóteses de meios a serem considerados são imensas, daí que seja interessante considerar um agregado composto por metal na superfície, mas composto também por outras camadas de determinados dielétricos. Se as fendas forem perfuradas ao longo do metal e do dielétrico, desde que o índice de refração do dielétrico seja superior ao do ar, é de esperar que a luz seja guiada no interior do agregado. Desta forma, será possível concentrar a radiação incidente numa determinada região, com elevada precisão, evitando que parte da radiação que incide no agregado seja desperdiçada ou que se propague para uma região sem qualquer interesse. Por outras palavras, permite aumentar a intensidade do lobo principal do padrão de difração, que deve estar orientado segundo uma determinada direção, melhorar a diretividade do agregado e diminuir a intensidade dos lobos secundários.

Na figura 7.1 estão representados os resultados obtidos para um agregado de dezasseis fendas, composto por uma superfície de ouro (300 nm), e uma camada inferior de Silício (3 μm).

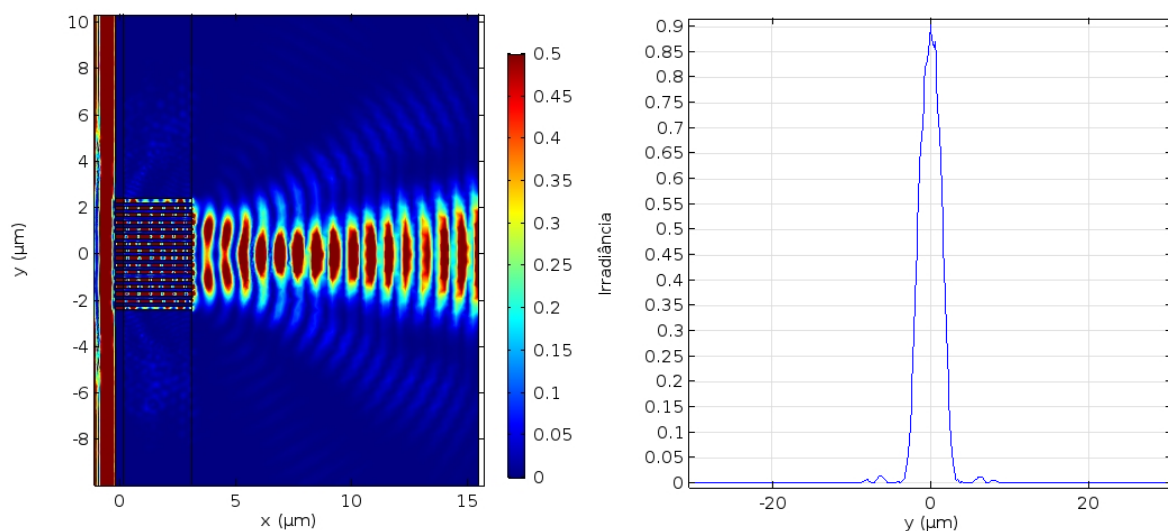


Figura 7.1 - Resultados da simulação do agregado de fendas, com dimensões muito menores do que o comprimento de onda, composto por uma camada à superfície de ouro e uma camada interior de silício.

Pelos resultados obtidos, observa-se que a intensidade do padrão de difração diminuiu em relação ao agregado considerado nesta dissertação (capítulo 6), no entanto os lobos secundários do diagrama de difração diminuíram e a diretividade do lobo principal melhorou. Este agregado permite funcionar como um guia de ondas e portanto focar melhor a luz no local pretendido, daí poder ser utilizado como um biossensor em diversas aplicações, ou por exemplo ser aplicado em células fotovoltaicas para melhorar a captação da luz nas regiões pretendidas.

A última proposta consiste no estudo de agregados com fendas com formas diferentes. A forma da fenda pode contribuir para melhorar o campo na região próxima ou na região de radiação. Na maior parte dos casos, são utilizados agregados de fendas circulares, uma vez que são mais fáceis de construir, no entanto existe sempre a possibilidade de estudar outras formas, de modo a potenciar ainda mais a utilização destes dispositivos em diversas áreas e noutro tipo de aplicações.

Nas figuras seguintes estão representados alguns resultados preliminares, obtidos através de pequenas simulações no programa COMSOL Multiphysics®, considerando fendas com formas distintas.

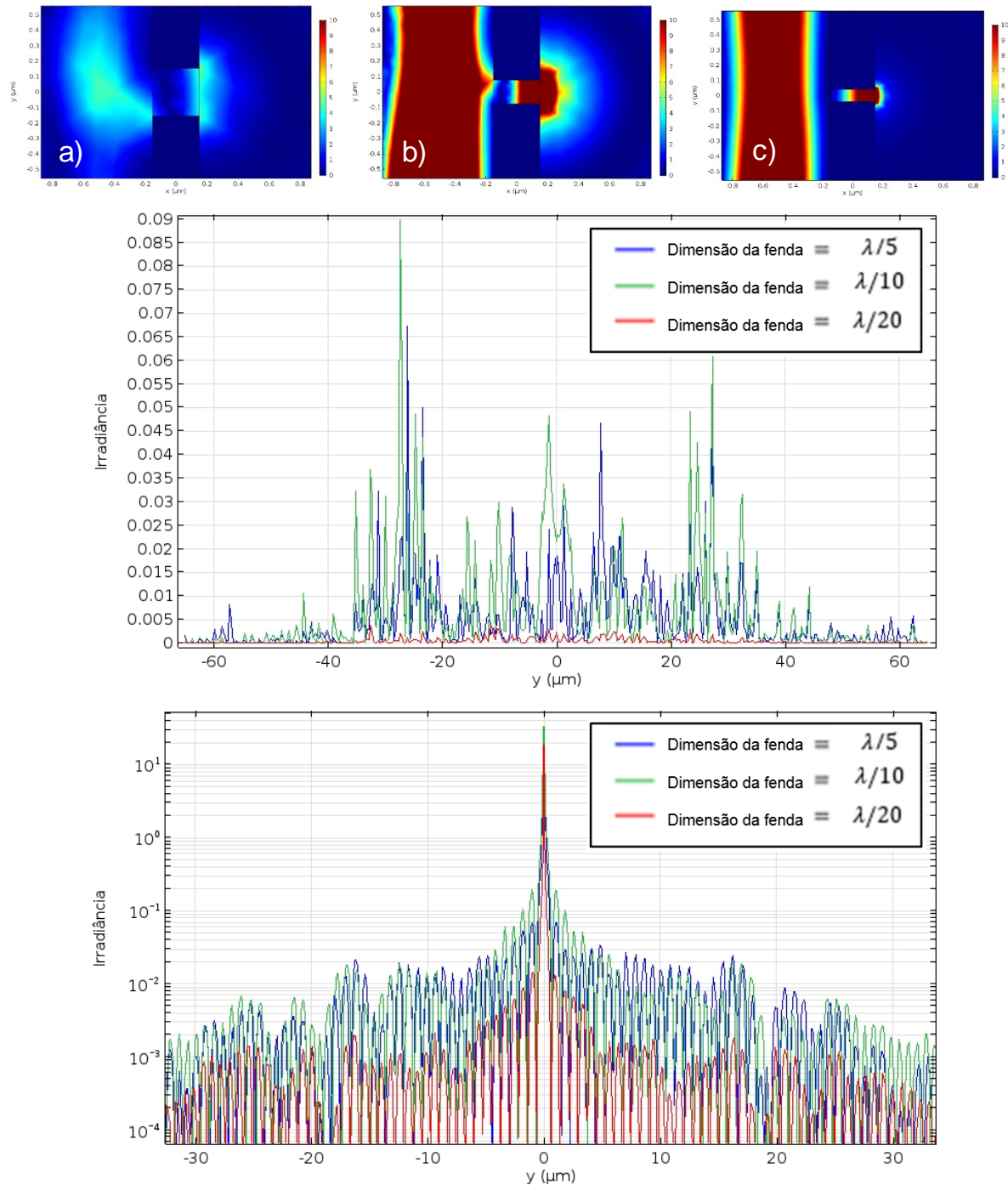


Figura 7.2 - Resultados simulações do campo elétrico de uma fenda retangular com dimensões de: a) $\lambda/5$, b) $\lambda/10$, c) $\lambda/20$.

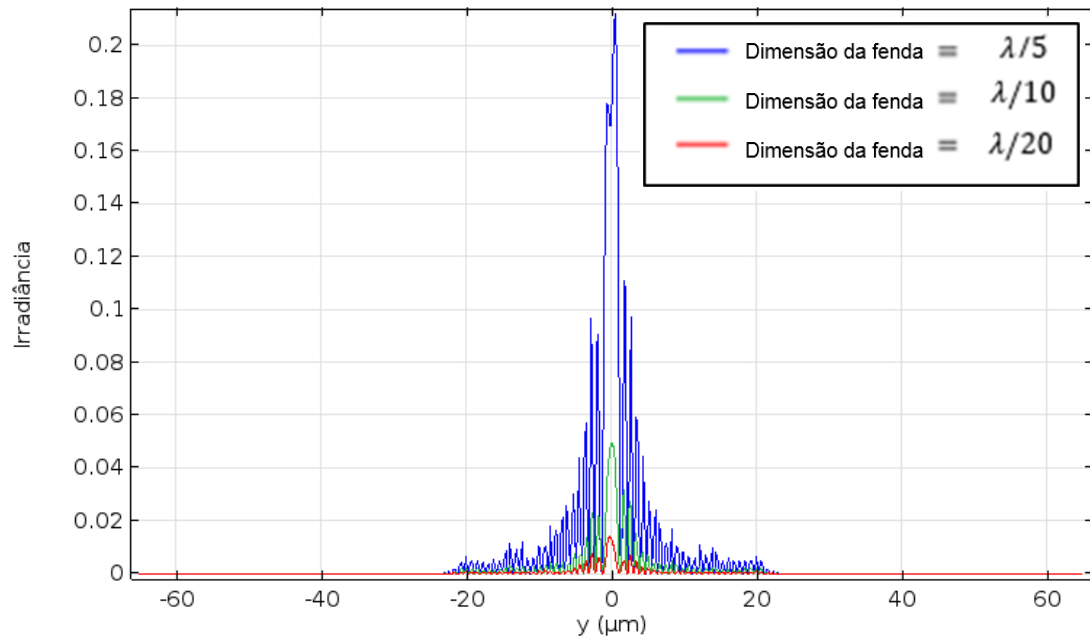
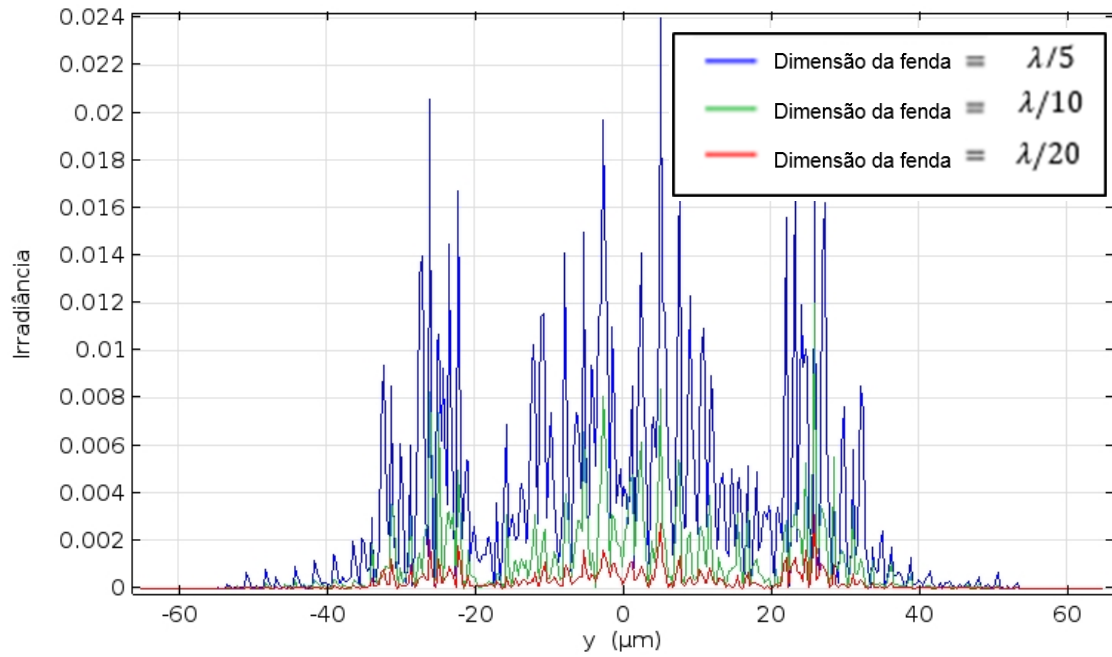
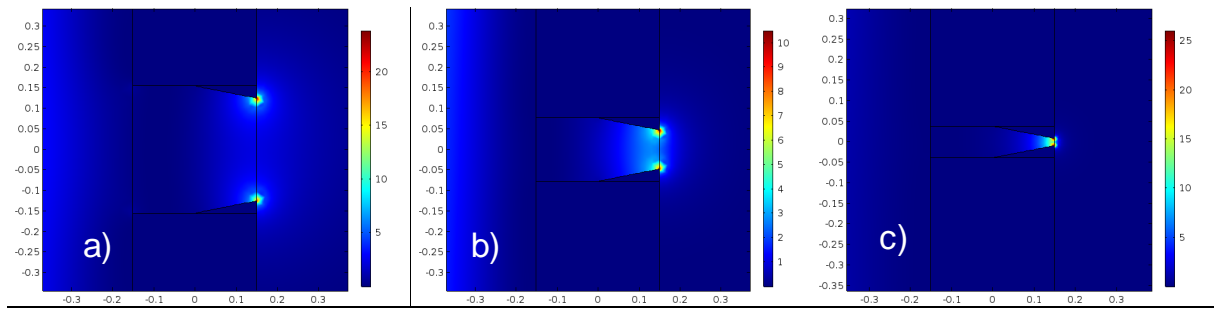


Figura 7.3 - Resultados simulações do campo elétrico de uma fenda irregular com dimensões de: a) $\lambda/5$, b) $\lambda/10$, c) $\lambda/20$.

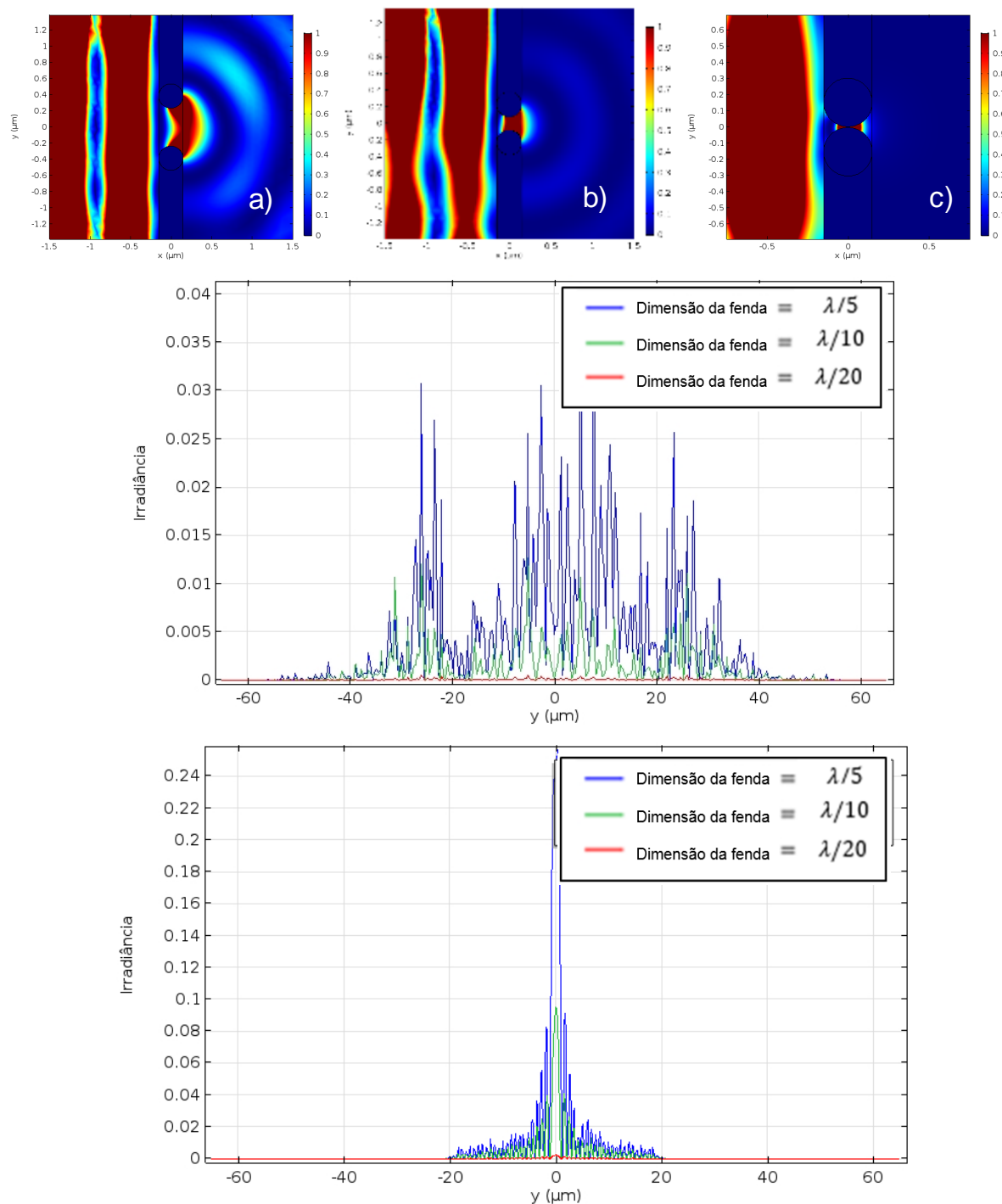


Figura 7.4 - Resultados simulações do campo elétrico de uma fenda circular com dimensões de: a) $\lambda/5$, b) $\lambda/10$, c) $\lambda/20$.

Resumidamente, estas simulações são idênticas às simulações realizadas para o estudo de uma única fenda, no entanto, como se pode observar, basta variar a forma da fenda e os resultados diferem substancialmente. Desta forma é possível concluir, por exemplo, quais são as formas mais indicadas para constituir um agregado que possa ser aplicado num emissor ou num recetor de um sistema de comunicações ótico, entre muitas outras conclusões.

Referências Bibliográficas

- [1] M. A. Martins e T. Trindade, "Os nanomateriais e a descoberta de novos mundos na bancada do químico," vol. 35, pp. 1434-1446, 2012.
- [2] D. Skigin e M. Lester, "Commentary: Optical nanoantennas: from communications to super-resolution," *Journal of Nanophotonics*, vol. 5, p. 050303, 2011.
- [3] P. Biagioni, J. Huang e B. Hecht, "Nanoantennas for visible and infrared radiation," *IOP Science*, vol. 75, p. 32, 2012.
- [4] P. Bharadwaj, B. Deutsch e L. Novotny, "*Optical Antennas*", 3 ed., vol. 1, Rochester, New York 14527, USA: Institute of Optics and Department of Physics and Astronomy, 2009, p. 438.
- [5] R. Martins, "Nanotecnologia - Breve contextualização sobre as Aplicações e Implicações," *Revista Militar Nº 2539/2540*, pp. 675-699, 2013.
- [6] S. Logothetidis, "Nanotechnology: Principles and Applications," pp. 1-23, 19 Maio 2012.
- [7] T. T. Ribeiro, "As Operações Militares na era da Informação e da Comunicação," em *PROELIUM - Revista da Academia Militar*.
- [8] J. Hecht, "*Optical antennas concentrate light and direct beams*", J. Hecht, Ed., 2013.
- [9] H. Hemmati, "Laser Communications: From Terrestrial Broadband to Deep-Space," em *Transparent Optical Networks (ICTON)*, Pasadena, CA, USA, 2014.
- [10] L. Zhou, C. Wen e B. Liu, "Optical system in laser inter-satellites communication," em *Internacional Conference on Computer Science Information Technology 2008*, 2008.
- [11] B. G. Boone, J. R. Bruzzi, B. E. Kluga, W. P. Millard, K. B. Fielhauer, D. D. Duncan, D. V. Hahn, C. W. Drabenstadt, D. E. Maurer e R. S. Bokulic, "Optical Communications Development for Spacecraft Applications," em *Johns Hopkins Apl. Technical Digest*, vol. 25, 2004, pp. 306-315.
- [12] J. Wenger, "*Aperture optical antennas*", Marseille, France, 2011.
- [13] C. A. Balanis, "*Antenna Theory Analysis and Design*", New Jersey: Third edition, John Wiley & Sons, Inc, 2005.
- [14] Q. H. Park, "Optical antennas and plasmonics," Korea University, Seoul, Korea, 2009.
- [15] N. v. H. Lukas Novotny, "Antennas for light," *Nat. Publ. Gr.*, vol. 5, pp. 83-90, 1 Fevereiro 2011.
- [16] T. Taminiau, R. J. Moerland, F. Segerink, L. Kuipers e N. v. Hulst, "Resonance of an Optical Monopole Antenna Probed by Single Molecule Fluorescence," *NANO Letters*, 2007.
- [17] A. S. M. Z. Kausar, A. W. Reza, T. A. Latef, M. H. Ulah e M. E. Karim, "Optical Nano Antennas: State of the Art, Scope and Challenges as a Biosensor Along Human Exposure to Nano-Toxicology," *Sensors*, pp. 8787-8831, 15 Abril 2015.

- [18] J. M. Pitarke, V. M. Silkin, E. V. Chulkov e P. M. Echenique, "Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons", vol. 70, 2006, pp. 1-87.
- [19] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi e e. al., "Extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays," *Nature*, vol. 391, pp. 667-669, 1998.
- [20] F. J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, T. W. Ebbesen e L. Kuipers, *Light passing through subwavelength apertures*, vol. 82, 2010, pp. 729-787.
- [21] P. Biagioni, J. Huang e B. Hecht, "Nanoantennas for visible and infrared radiation," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 75, 2012.
- [22] A. Krasnok, P. Below, A. Miroschnichenko, A. Kuznetsov, B. Luk'yanchuk e Y. Kivshar, "All-dielectric optical nanoantennas," *Physics - Optics*, 2014.
- [23] M. D. Wiersma, A. W. Schell, K. S. Ilin, M. Siegel e H.-J. Eisler, "Nanoengineering and characterization of gold nanoantennas with enhanced integrated scattering properties", vol. 20, IOP Publishing Ltd, 2009.
- [24] A. Kumar, "Optical Nano-Antennas: Fabrication, Characterization and Applications," Illinois, 2011.
- [25] L. Novotny, "From near-field optics to optical antennas", Rochester, New York, 2011, pp. 47-51.
- [26] M. M. J. Treacy, "Dynamical diffraction in metallic optical gratings," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, pp. 606-8, 1999.
- [27] L. Novotny e B. Hecht, "Principles of Nano-Optics", C. B. Online, Ed., Cambridge: Cambridge University Press, 2006.
- [28] M. S. Dresslhaus, "SOLID STATE PHYSICS PART II Optical Properties of Solids", vol. 6, 2001.
- [29] A. Vial, A. Grimault, D. Macías, D. Barchiesi e M. L. Chapelle, "Improved analytical fit of gold dispersion: Application to the modeling of extinction spectra with a finite-difference time-domain method," *Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique*, 2005.
- [30] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio e D. E. Grupp, "Surface plasmons enhance optical transmission through subwavelength holes," *Physical Review B*, vol. 58, pp. 6779-6782, 1998.
- [31] W. L. Barnes, A. Dereux e T. W. Ebbesen, "Surface plasmon subwavelength optics," *NATURE*, vol. 424, pp. 824-830, 2003.
- [32] J. Olkkonen, "Finite difference time domain studies on sub-wavelength aperture structures," *VTT Publications 745*, pp. 32-40, 2010.
- [33] E. Hecht, Óptica, 3 ed., Av. de Berna, Lisboa: Fundação Calouste Gulbenkian, 2012, pp. 495-578.
- [34] J. Weiner, "The physics of light transmission through subwavelength apertures and aperture arrays," *IOP Science*, vol. 72, 2009.

- [35] H. A. Bethe, "Theory of Diffraction by Small Holes," *The Physical Review*, vol. 66, pp. 163-182, 1944.
- [36] A. M. Marino e G. Piredda, "Diffraction by Small Circular Aperture," pp. 1-6.
- [37] C. J. Bouwkamp, "On Bethe's Theory of Diffraction by Small Holes," *Philips Research Reports*, vol. 5, pp. 321-332, 1950.
- [38] C. J. Bouwkamp, "Diffraction Theory," *Philips Research Laboratories*, pp. 35-100, 1954.
- [39] M. J. Martins e I. V. Neves, *Propagação e Radiação de Ondas Eletromagnéticas*, Lisboa: LIDEL, 2015.
- [40] J. A. B. Faria, *Óptica - Fundamentos e Aplicações*, Lisboa: Editorial Presença, 1995.
- [41] K. Ishihara, G. Hatakoshi, T. Ikari, H. Minamide e K. O. H. Ito, "Terahertz Wave Enhanced Transmission through a Single Subwavelength Aperture with Periodic Surface Structures," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 44, pp. 28-32, 2005.
- [42] E. S. Lee, D. H. Kang, A. I. Fernandez-Dominguez, F. J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, D. S. Kim e T.-I. Jeon, "Bragg reflection of terahertz waves in plasmonic," *Optics Express*, vol. 17, pp. 9212-9218, 2009.
- [43] J. G. Rivas, C. Schotsch, P. H. Bolivar e H. Kurz, "Enhanced transmission of THz radiation through subwavelength holes," *Physical Review B* 68, vol. 68, 2003.
- [44] A. Agrawal, H. Cao e A. Nahata, "Time-domain analysis of enhanced transmission," *Optics Express*, vol. 13, pp. 3535-3542, 2005.
- [45] B. Pradarutti, C. Rau, G. Torosyan e B. Beigang, "Generation and propagation of surface plasmon polaritons in periodic metallic structures using fs-THz pulses," *Conference on Lasers & Electro-Optics (CLEO)*, 2005.