



UNIVERSIDADE FEDERAL DA BAHIA  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

RAFAEL ANDRADE VIEIRA

**ANÁLISE E PROJETO DE SENSOR DE ÍNDICE DE REFRAÇÃO  
NANOPLASMÔNICO BASEADO EM FIBRA D**

SALVADOR

2024

RAFAEL ANDRADE VIEIRA

**ANÁLISE E PROJETO DE SENSOR DE ÍNDICE DE REFRAÇÃO  
NANOPLASMÔNICO BASEADO EM FIBRA D**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica (PPGEE) da Universidade Federal da Bahia, como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Elétrica.

Orientador: Prof. Dr. Vitaly Félix Rodríguez Esquerre

SALVADOR

2024

Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca Bernadete  
Sinay Neves, Escola Politécnica - UFBA.

---

V658 Vieira, Rafael Andrade.  
Análise e projeto de sensor de índice de refração  
nanoplasmônico baseado em fibra D / Rafael Andrade Vieira. –  
Salvador, 2024.  
76 f.: il. color.

Orientador: Prof. Dr. Vitaly Félix Rodríguez-Esquerre.

Dissertação (mestrado) – Programa de Pós-graduação em Engenharia  
Elétrica - Universidade Federal da Bahia - Escola Politécnica, 2024.

1. Fibra D. 2. Sensor de índice de refração. 3. Sensor Plasmônico. I.  
Rodríguez-Esquerre, Vitaly Félix. II. Universidade Federal da Bahia. III.  
Título.

---

CDD: 621.36



UNIVERSIDADE FEDERAL DA BAHIA  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

**ANÁLISE E PROJETO DE SENSOR DE ÍNDICE DE REFRAÇÃO  
NANOPLASMÔNICO BASEADO EM FIBRA D**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Autor: Rafael Andrade Vieira

Orientador: Vitaly Félix Rodriguez Esquerre

Dissertação de Mestrado aprovada em 13 de dezembro de 2024 pela banca examinadora composta pelos seguintes membros:

---

Prof. Dr. Vitaly Félix Rodriguez Esquerre

---

Prof. Dr. Igor Leonardo Gomes de Souza

---

Prof. Dr. Cosme Eustáquio Rubio Mercedes

## AGRADECIMENTOS

A concretização deste trabalho foi possível graças ao apoio e à dedicação de muitas pessoas que, direta ou indiretamente, contribuíram ao longo desta jornada. Entre elas, estão amigos, familiares, docentes e funcionários da UFBA, cuja colaboração foi essencial em diversos momentos.

Gostaria também de expressar minha gratidão à Universidade Federal da Bahia, uma instituição pública que, sendo financiada pela classe trabalhadora brasileira, desempenha um papel fundamental na produção de conhecimento e na promoção da educação superior no país. Reconheço, com profundo respeito, o esforço coletivo que sustenta a existência e a excelência desta universidade.

Agradeço à minha família, especialmente aos meus pais, Marcus Vinicius Rios Vieira e Marta Liliana Andrade Vieira, que sempre acreditaram em minha capacidade e apoiaram minha trajetória como pesquisador. O incentivo, o carinho e a confiança que sempre depositaram em mim foram fundamentais para que eu alcançasse este momento.

À minha namorada, Isadora Gomes de Carvalho Matos, pela paciência, pelas revisões cuidadosas e, acima de tudo, pelo apoio incondicional. Sua presença, confiança e incentivo foram indispensáveis ao longo de todo o processo.

Por fim, expresso minha profunda gratidão ao meu orientador, Prof. Dr. Vitaly Félix Rodriguez Esquerre, que, com sua dedicação e disponibilidade, esteve sempre presente para esclarecer dúvidas, oferecer orientações valiosas e indicar a literatura essencial para enfrentar os desafios desta pesquisa. Sua orientação foi crucial para que este trabalho atingisse a qualidade desejada.

A todos, meu mais sincero agradecimento.

## RESUMO

Nesse projeto, será apresentada uma proposta de estudo de sensores plasmônicos baseados em fibra óptica em D. Fibra D é um dispositivo criado a partir do polimento de uma fibra a uma determinada distância em direção a seu centro. Com o polimento, uma face plana é gerada, que pode ser funcionalizada com diferentes filmes ou grades de diferentes materiais. Considerando a funcionalização com materiais condutores, esses sensores se utilizam do fenômeno de polaritons de plasmon de superfície, que são oscilações coletivas do gás de elétrons livres presente na interface metal-dielétrica. Os sensores plasmônicos apresentam diversas vantagens em relação a sensores convencionais, como alta sensibilidade e capacidade de confinamento do campo eletromagnético em regiões pequenas. Esses sensores também podem ser produzidos em escala reduzida, permitindo o uso em vestíveis e implantes. Além disso, eles podem ser aplicados à biologia e à química, pois muitos são capazes de medir concentrações de substâncias em tempo real. O objetivo deste projeto é estudar, em simulação, diversas geometrias e materiais de sensores plasmônicos baseados em fibra óptica em D, propor novos sensores e estudar possibilidades de melhoramento de sensores existentes na literatura.

## ABSTRACT

This project presents a proposal for the study of plasmonic sensors based on D-shaped optical fibers. A D-shaped fiber is a device crafted by polishing an optical fiber to a certain distance towards its center. With the polishing, a flat face is made, which can be functionalized with different films or gratings made of different materials. Considering functionalization with conductive materials, these sensors take advantage of the surface plasmon polaritons phenomenon, which are collective oscillations of free electron gas present at the dielectric-metal interface. Plasmonic sensors offer several advantages over conventional sensors, such as high sensitivity and the ability to concentrate the electromagnetic field in small regions. These sensors can also be fabricated on a reduced scale, making it possible to use them in wearables and implants. They can be applied in biology and chemistry, as many of them can measure substances concentrations in real-time. The aim of this project is to study, through simulation, different geometry and materials of plasmonic sensors based on D-shaped optical fibers, propose new sensors, and explore possibilities for improving existing sensors in literature.

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Seção transversal de uma fibra óptica em D com a direção de polimento indicada. Fonte: Autoria própria. ....	4
Figura 2 – Sensor de ressonância plasmônica com receptores para obter seletividade. Fonte: Autoria própria. ....	5
Figura 3 – Sensor plasmônico baseado em fibra D. Funcionalização com receptores para aumento da seletividade da estrutura. Fonte: Autoria própria.....	5
Figura 4 – Parte real da função dielétrica do ouro com ajuste de curva usando modelo experimental encontrado em [7]. Fonte: Autoria própria. ....	11
Figura 5 – Parte imaginária da função dielétrica do ouro com ajuste de curva usando modelo experimental encontrado em [7]. Fonte: Autoria própria. ....	11
Figura 6 – Parte real da função dielétrica da prata com ajuste de curva usando modelo experimental encontrado em [7]. Fonte: Autoria própria. ....	12
Figura 7 – Parte real da função dielétrica da prata com ajuste de curva usando modelo experimental encontrado em [7]. Fonte: Autoria própria. ....	12
Figura 8 – Geometria de guia de onda planar. A propagação de onda se dá na direção x de um sistema de coordenadas cartesianas. Fonte: Autoria própria. ....	14
Figura 9 – Relação de dispersão para interface entre condutor perfeito e ar e condutor perfeito e sílica. Fonte: Adaptado de [1].....	17
Figura 10 – Relação de dispersão para interface entre condutor com fator de amortecimento de 0,01 e ar e sílica, parte real. Fonte: Autoria própria. ....	18
Figura 11 – Relação de dispersão para interface entre condutor com fator de amortecimento de 0,01 e ar e sílica, parte imaginária. Fonte: Autoria própria. ....	19
Figura 12 – Esquema de bancada experimental proposta para teste do sensor. Fonte: Autoria própria.....	22
Figura 13 – Seção transversal do sensor PCF-SPR em que o azul escuro representa o analito, os buracos de ar são azul claros, o cinza é sílica fundida e o amarelo é ouro. As dimensões a serem otimizadas são: constante da grade $d_0$ , distância horizontal entre buracos $\Lambda$ , e os diâmetros dos furos menores $d_s$ e maiores $d_l$ . Fonte: Adaptado de [5]. ....	24
Figura 14 – Esboço da geometria, dimensão da grade metálica exagerada para fins de visualização. Fonte: Autoria própria. ....	27
Figura 15 – Malha de elementos finitos contendo os elementos para os quais as equações algébricas serão resolvidas. Fonte: Autoria própria. ....	28
Figura 16 – Três modos calculados por análise de modos. Mapa de cores indicando o módulo do campo elétrico em V/m. Fonte: Autoria própria.....	30
Figura 17 – Componente z do campo elétrico para os três modos calculados. Mapa de cores indicando o campo elétrico em V/m. Fonte: Autoria própria.....	31
Figura 18 – Linha criada para pós-processamento dos dados. Integral do módulo do campo elétrico na direção z é calculada. ....	32
Figura 19 – Seção transversal do sensor PCF-SPR em que o azul escuro representa o analito, os buracos de ar são azul claro, o cinza é sílica fundida, o amarelo é ouro e o vermelho é prata. As dimensões são $d_0= 1 \mu\text{m}$ , $\Lambda = 2.3\mu\text{m}$ , $d_s= 0.8\mu\text{m}$ e $d_l= 1.6\mu\text{m}$ . Fonte: Autoria própria.....	33
Figura 20 – a) Seção transversal do sensor PCF-SPR mostrando a distribuição normalizada do campo elétrico do modo de propagação nuclear. b) SPR na porção metálica da seção transversal do sensor PCF-SPR. Fonte: Autoria própria. ....	34



Figura 21 – Perdas em função do comprimento de onda para índices de refração do analito variando de 1,36 a 1,38. Fonte: Autoria própria.....	35
Figura 22 – Sensibilidade de amplitude em função do comprimento de onda para o índice de refração do analito variando de 1,36 a 1,38. Fonte: Autoria própria.....	36
Figura 23 – Comprimento de onda de ressonância em função do índice de refração do analito. Fonte: Autoria própria. ....	36
Figura 24 – Seção transversal do sensor PCF-SPR em que o azul escuro representa o analito, os buracos de ar são azul claro, o cinza é sílica fundida, o amarelo é ouro e o vermelho é prata. As dimensões são $d_0 = 1 \mu\text{m}$ , $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ , $d_s = 0.8 \mu\text{m}$ e $d_l = 1.6 \mu\text{m}$ . Fonte: Autoria própria.....	37
Figura 25 – Perdas em função do comprimento de onda para índices de refração do analito variando de 1,36 a 1,38. Fonte: Autoria própria.....	38
Figura 26 – Sensibilidade de amplitude em função do comprimento de onda para o índice de refração do analito variando de 1,36 a 1,38. Fonte: Autoria própria.....	38
Figura 27 – Comprimento de onda de ressonância em função do índice de refração do analito. Fonte: Autoria própria. ....	39
Figura 28 – Picos de ressonância foram deslocados da mesma região de índice de refração e comprimento de onda. Fonte: Autoria própria. ....	40
Figura 29 – Perdas em função do comprimento de onda para índices de refração do analito variando de 1,36 a 1,38. Fonte: Autoria própria.....	41
Figura 30 – Sensibilidade de amplitude em função do comprimento de onda para o índice de refração do analito variando de 1,24 a 1,28. Fonte: Autoria própria.....	41
Figura 31 – Comprimento de onda de ressonância em função do índice de refração do analito. Fonte: Autoria própria. ....	42
Figura 32 - Perdas em função do comprimento de onda para índices de refração do analito variando de 1,17 a 1,34. Fonte: Autoria própria.....	43
Figura 33 – Comprimento de onda de ressonância em função do índice de refração do analito em toda região considerada ( $\sim 1,025$ a $1,2 \mu\text{m}$ ). Fonte: Autoria própria. ....	44
Figura 34 – Perdas em função do comprimento de onda para índices de refração do analito variando de 1,17 a 1,25, região de perda crescente. Fonte: Autoria própria. ....	45
Figura 35 – Sensibilidade de amplitude em função do comprimento de onda para o índice de refração do analito variando de 1,17 a 1,25, região de perda crescente. Fonte: Autoria própria. .	45
Figura 36 – Comprimento de onda de ressonância em função do índice de refração do analito variando de 1,17 a 1,25, região de perda crescente. Fonte: Autoria própria. ....	46
Figura 37 – Perdas em função do comprimento de onda para índices de refração do analito variando de 1,26 a 1,34, região de perda decrescente. Fonte: Autoria própria. ....	46
Figura 38 – Sensibilidade de amplitude em função do comprimento de onda para o índice de refração do analito variando de 1,26 a 1,33, região de perda decrescente. Fonte: Autoria própria. ....	47
Figura 39 – Comprimento de onda de ressonância em função do índice de refração do analito variando de 1,17 a 1,25, região de perda decrescente. Fonte: Autoria própria. ....	48
Figura 40 – Representação da rede neural onde pode ser visto três camadas ocultas de 10, 60 e 10 neurônios e um neurônio adicional antes da saída. Fonte: Autoria própria. ....	49
Figura 41 – Curvas de perdas para 10 valores de índices de refração do analito diferentes. Fonte: Autoria própria. ....	50
Figura 42 – Picos de perda em função do índice do analito. Fonte: Autoria própria. ....	50
Figura 43 – Comprimento de onda de ressonância em função do índice do analito. Fonte: Autoria própria.....	51

Figura 44 – Curva de performance para treinamento LM, critério MSE. Azul, conjunto treinamento; vermelho, conjunto teste. Fonte: Autoria própria.....	51
Figura 45 – Pico de perdas a) e comprimentos de onda de ressonância b) calculados pela rede com treinamento LM. É possível observar instabilidade e oscilações no ajuste feito pela rede descartada. Fonte: Autoria própria. ....	52
Figura 46 – Curva de performance para treinamento BR, critério MSE. Azul, conjunto treinamento, vermelho, conjunto teste. Fonte: Autoria própria.....	53
Figura 47 – Regressão linear relativa ao conjunto de treinamento. Fonte: Autoria própria.....	54
Figura 48 – Regressão linear relativa ao conjunto de teste. Fonte: Autoria própria. ....	54
Figura 49 – Regressão linear relativa ao conjunto total. Fonte: Autoria própria. ....	55
Figura 50 – Curvas de perda de propagação em função do comprimento de onda para cada um dos 226 índices de refração diferentes. Fonte: Autoria própria.....	55
Figura 51 – Picos de perda de propagação para cada um dos 226 índices de refração diferentes. Fonte: Autoria própria. ....	56
Figura 52 – Comprimento de onda de ressonância para cada um dos 226 índices de refração diferentes. Fonte: Autoria própria. ....	56

**LISTA DE TABELAS**

Tabela 1 - Performance de treinamento.....	53
Tabela 2 – Tempos de simulação e treinamento para rede neural e simulação computacional. ...	57
Tabela 3 – Tabela de comparação entre os sensores encontrados na literatura e de autoria própria. .....	57

**LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS**

SPP	<i>Surface plasmon polaritons</i>
SPR	<i>Surface plasmon resonance</i>
TM	Transversal magnético
TE	Transversal elétrico
RIU	<i>Refractive index unit</i>
SBS	<i>Supercontinuum broadband source</i>
OSA	<i>Optical spectral analyser</i>
PCF	<i>Photonic crystal fiber</i>
TiO <sub>2</sub>	Dióxido de titânio
MEF	Método dos elementos finitos
PML	Perfect matched layer
LM	Método Levenberg-Marquardt
BR	Método Bayesian Regularization
MSE	<i>Mean squared error</i>

## LISTA DE SÍMBOLOS

$\varepsilon$	Permissividade elétrica
$\varepsilon_{\infty}$	Permissividade elétrica para frequência infinita
$\omega$	Frequência angular
$i$	Unidade imaginária
$\gamma$	Frequência de colisão dos elétrons
$\omega_p$	Frequência do plasmon
$n$	Densidade do gás de elétrons
$m$	Massa do elétron
$\tau$	Tempo de relaxação
$e$	Carga do elétron
$\varepsilon_0$	Permissividade elétrica do espaço livre
$\varepsilon(\omega)$	Permissividade em função da frequência angular
$\varepsilon_1(\omega)$	Parte real da permissividade em função da frequência angular
$\varepsilon_2(\omega)$	Parte imaginária da permissividade em função da frequência angular
$P_{\infty}$	Vetor polarização para frequência infinita
$D$	Vetor deslocamento elétrico
$E$	Campo elétrico
$c$	Velocidade da luz no vácuo
$k_0$	Vetor de onda no espaço livre
$E_x$	Campo elétrico na direção x
$E_y$	Campo elétrico na direção y
$E_z$	Campo elétrico na direção z
$H_x$	Campo magnético na direção x
$H_y$	Campo magnético na direção y
$H_z$	Campo magnético na direção z
$\beta$	Constante de propagação
$\Lambda$	Distância horizontal entre os furos da fibra PCF
$d_0$	Constante da grade

$d_l$	Diâmetro dos furos grandes
$d_s$	Diâmetro dos furos pequenos
$\lambda$	Comprimento de onda
$s_A$	Sensibilidade da amplitude de perda óptica
$s_w$	Sensibilidade do comprimento de onda
$s_{2F}$	Sensibilidade de dois fatores
$\alpha$	Perda óptica
$n_a$	Índice de refração do analito
$\lambda_{peak}$	Comprimento de onda de pico
$\Delta x$	Varição em x
$\Delta y$	Varição em y
$\Delta n$	Varição em índice de refração

**SUMÁRIO**

2.	JUSTIFICATIVA .....	6
3.	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA .....	8
3.1.	Modelo de gás de elétrons livres para metais .....	8
3.2.	Polaritons de plasmon de superfície numa interface metal-dielétrico .....	13
4.	ESTADO DA ARTE .....	20
5.	METODOLOGIA.....	26
5.1.	Método dos elementos finitos.....	26
5.2.	Análise de Modo.....	28
6.	RESULTADOS .....	33
6.1.	Sensor plasmônico de índice de refração com fibra D de cristal fotônico: primeira configuração de materiais.....	33
6.2.	Sensor plasmônico de índice de refração com fibra D de cristal fotônico: segunda configuração de materiais.....	37
6.3.	Sensor plasmônico de índice de refração com fibra de cristal fotônico em D: terceira configuração de materiais.....	39
6.4.	Sensor plasmônico de índice de refração com fibra de cristal fotônico em D: quarta configuração de materiais.....	42
7.	CONCLUSÕES .....	59
8.	REFERÊNCIAS .....	61

## 1. INTRODUÇÃO

Em um intervalo grande de frequências — ~160 a ~500 THz dependendo do metal —, é possível explicar as propriedades ópticas de um condutor com um modelo de plasma. Para esse modelo, os metais seriam compostos por um plasma de elétrons livres, de densidade  $n$ , que se movem em relação a um fundo estático de núcleos de íons positivos [1]. Partindo desses pressupostos, é possível chegar na equação da constante dielétrica de um metal nobre, como pode ser visto na equação 1:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (1)$$

em que  $\varepsilon(\omega)$  é a permissividade elétrica,  $\varepsilon_{\infty}$  é a permissividade limite para frequência tendendo a infinito,  $\omega_p$  é a frequência do plasma,  $\omega$  a frequência da onda incidente e  $\gamma$  é a frequência média de colisão dos elétrons com os íons.

Esse modelo tem validade em uma faixa de frequência limitada. Isso pode ser ilustrado no caso do ouro, no qual, devido a transições entre bandas, a permissividade elétrica prevista apresenta erro elevado na região de espectro visível e após. Contudo, é um modelo importante para o campo da plasmônica, pois ajuda a explicar fenômenos importantes como o comportamento ressonante, que ocorre em diferentes dispositivos plasmônicos, e os polaritons de plásmos de superfície (*Surface Plasmons Polaritons* – SPP).

Existem soluções das equações de Maxwell que mostram que é possível excitar ondas de superfície que ficam confinadas em interfaces entre materiais metálicos e dielétricos. É possível observar esse fenômeno ao incidir ondas eletromagnéticas de maneira apropriada em uma dessas interfaces. Dessa forma, há um acoplamento dos campos eletromagnéticos com o plasma de elétrons livres da banda de condução presente no material metálico. Desta interação surgem os SPPs, que são as quasi-partículas derivadas da interação entre fótons e elétrons livres. A amplitude dos campos eletromagnéticos decai exponencialmente em direção ao meio metálico com uma profundidade de penetração da ordem de centenas de nanômetros [2]. Para dentro do dielétrico, a profundidade de penetração é maior, fazendo com que o campo evanescente dessas ondas de superfície se torne muito sensível ao índice de refração de materiais circundantes. Dessa forma,



quando o índice de refração de um material circundante muda, a resposta da excitação plasmônica muda consideravelmente.

O fenômeno do SPP tem outra forma de manifestação na qual os campos ficam consideravelmente confinados em determinada região superficial. A depender da geometria da estrutura, pode haver diferentes modos de vibração associados. No caso simples de uma esfera com diâmetro muito menor que o comprimento de onda, é possível fazer uma simplificação eletrostática do problema e chegar a um problema de espalhamento. A curvatura da partícula metálica acaba por exercer uma força restauradora efetiva nos elétrons excitados [1]. Dessa forma, aparecem ressonâncias tanto internamente quanto no campo próximo à partícula. Esse fenômeno é conhecido como Ressonância Plasmônica de Superfície (*Surface Plasmon Resonance* – SPR). Os fenômenos de SPP e SPR podem ser usados para diversas aplicações na área de sensoriamento. A partir do conhecimento do comportamento de SPR em partículas metálicas agregadas, é possível detectar a presença de substâncias químicas. Em [3] foi feito um ensaio em que partículas nanoestruturadas de ouro funcionalizadas com oligonucleotídeos causaram um extremo desvio para o vermelho devido a agregação na presença de nucleotídeos complementares. Isso ocorre devido ao acoplamento plasmônico entre as partículas e o espalhamento por agregação.

O fenômeno do SPR e a forte sensibilidade que essa ressonância apresenta em relação ao meio dielétrico que circunda o metal possibilitam algumas vantagens. Por exemplo, informações do índice de refração e da composição do analito de interesse podem ser medidas se houver alteração na amplitude, frequência e fase da radiação eletromagnética incidente. Em [4], é proposto um experimento para fazer um imunensaio plasmônico com SPR aumentado por partículas nanoestruturadas. Neste trabalho, um anticorpo imobilizado na superfície é sequencialmente exposto a um antígeno, bem como a uma solução secundária feita de partículas nanoestruturadas de ouro conjugadas com anticorpos. Foi possível observar que a solução com partículas de ouro provocou um aumento no desvio de frequência da ressonância plasmônica. Outros parâmetros do experimento, como tamanho e composição das partículas, maior ou menor cobertura da superfície metálica, metal utilizado como substrato e distância entre as partículas, também contribuem para alterar seu comportamento podendo aumentá-los ou reduzi-los.

O efeito de SPP também pode ser utilizado em guias de onda para sensoriamento de índice de refração. Em [5], é proposto um sensor plasmônico de índice de refração baseado em fibra *hollow-core* em D. Fibra óptica em D é feita a partir do polimento de determinado comprimento

da fibra partindo da casca e indo em direção ao núcleo como ilustrado na Fig. 1.

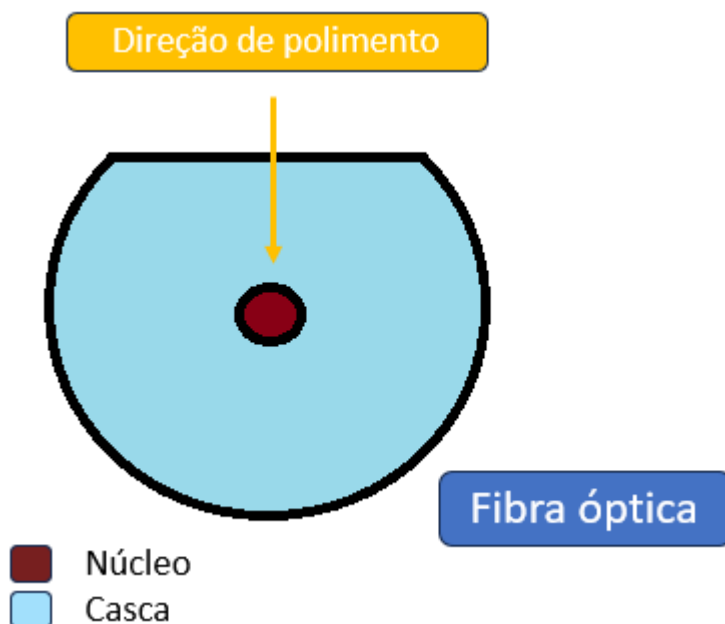


Figura 1 – Seção transversal de uma fibra óptica em D com a direção de polimento indicada. Fonte: Autoria própria.

No caso do trabalho apresentado em [5], é depositada uma grade metálica na superfície desgastada dessa fibra de tal modo que ocorram modos de propagação plasmônicos nas interfaces entre metal e os materiais dielétricos, fibra e analito, cujo índice de refração será medido. O trabalho é feito com base em simulações em um software que implementa o método dos elementos finitos. É possível observar nos resultados das simulações que ocorre um desvio para o vermelho e um aumento da amplitude de perda relacionada à ressonância plasmônica com o aumento do índice de refração da substância dielétrica a ser analisada.

Para viabilizar o uso desses sensores em aplicações mais específicas, é possível particularizar a resposta projetando adequadamente a superfície metálica com receptores ou ligantes como na Figura 2. A figura mostra o uso desse tipo de sensor, no qual a lâmina metálica é funcionalizada com receptores químicos ou biológicos. Dessa forma, o analito de interesse se liga aos receptores presentes no sensor, alterando o índice de refração logo acima da lâmina metálica, a ressonância plasmônica e o ângulo de reflexão do feixe incidido.

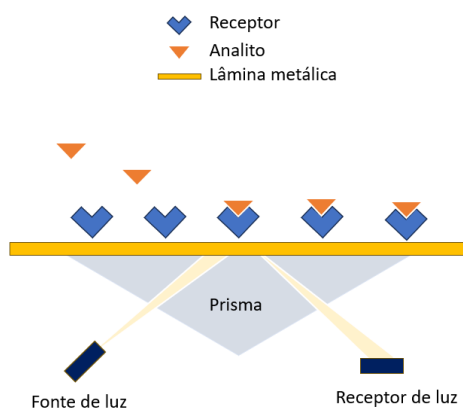


Figura 2 – Sensor de ressonância plasmônica com receptores para obter seletividade. Fonte: Autoria própria.

Existem outras maneiras de implementar essa mesma ideia, como por exemplo, na Figura 3, onde se utiliza a fibra D funcionalizada. Nesse caso, as características de transmissão do dispositivo se alteram provocando picos de absorção em determinados comprimentos de onda que são relacionados à presença e concentração dos analitos. Escolhendo apropriadamente o receptor, é possível tornar o sensor plasmônico altamente seletivo.

É notável que existem uma série de aplicações e maneiras diferentes de explorar os fenômenos SPP e SPR para sensoriamento. No presente trabalho, serão estudados os dispositivos plasmônicos baseados em fibras em D, modos e características de propagação, possibilidades de incremento da sensibilidade e otimização, considerando composição e substratos metálicos.

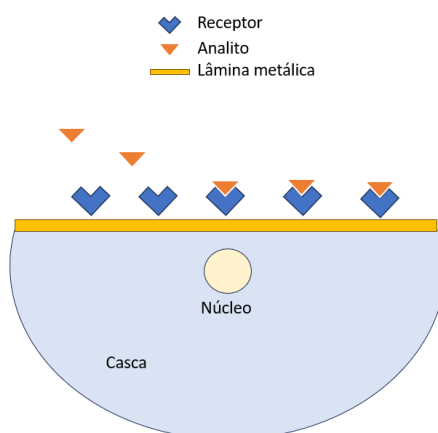


Figura 3 – Sensor plasmônico baseado em fibra D. Funcionalização com receptores para aumento da seletividade da estrutura. Fonte: Autoria própria.

## 2. JUSTIFICATIVA

Dispositivos plasmônicos podem ser usados em diversos tipos de sensoriamento por apresentarem capacidades que são de grande interesse para a comunidade científica como alta sensibilidade, medição de substâncias químicas em tempo real e não uso de rotulação. Contudo existem diversos desafios de ordem material como complexidade de fabricação e dependência de metais nobres. Apesar dos grandes desafios aos quais os sensores plasmônicos estão sujeitos, as potencialidades e características sem paralelo na área de sensoriamento justificam o grande interesse da comunidade científica no estudo teórico e prático desses dispositivos.

Uma característica bem conhecida é a alta sensibilidade ao índice de refração do material circundante aos SPPs. Isso ocorre graças às oscilações plasmônicas, que permitem modos de propagação nos quais ocorre um elevado confinamento do campo, provocando sua ampliação em regiões muito pequenas. Esse processo melhora os limites de detecção dos sensores, fazendo com que concentrações extremamente baixas de substâncias possam ser detectadas.

Sensores plasmônicos têm boa capacidade de miniaturização, possibilitando o uso em vestíveis ou implantes [6]. Em caso de sensoriamento de processos químicos e biológicos, a rápida resposta dos sensores plasmônicos permite o acompanhamento em tempo real de variações nas concentrações de compostos químicos ou estruturas biológicas.

Esse dispositivo óptico também pode usar técnicas de sensoriamento sem rotulação de substâncias de forma fluorescente ou radioativa, simplificando e reduzindo os custos do sistema e ao mesmo tempo o tornando mais seguro. Com sua versatilidade e explorando as possibilidades de funcionalização, esses sensores podem ser usados na medição de uma variedade de analitos diferentes, como biomoléculas, químicos e nanopartículas.

Apesar dessas vantagens e potencialidades os sensores plasmônicos possuem alguns desafios de projeto. Por exemplo, há geralmente uma alta complexidade de fabricação, pois os sensores plasmônicos são comumente feitos a partir da funcionalização de superfícies com metais em diferentes formas como filmes, grades e bastões, por exemplo, em escalas nanométricas. Algumas dessas funcionalizações em forma de grades nanométricas são feitas sobre superfícies de prisma ou de fibras em D. Outras, geralmente em forma de filmes, são feitas por dentro de buracos cilíndricos de fibras *hollow-core*, que possuem diâmetro na ordem de micrometros, aumentando muito a complexidade de fabricação desses dispositivos.

Outros desafios são de ordem material. Primeiro, a necessidade de haver uma pequena distância entre o analito e a região metálica do sensor, limitando assim sua distância de medição. A alta sensibilidade à temperatura dos sensores geralmente torna necessário o controle térmico ou alguma forma de compensação de temperatura. Por último, muitos sensores dependem do uso de metais nobres, o que o encarece, no caso do ouro, e o torna suscetível à oxidação, no caso da prata.

O presente trabalho tem como objetivo o estudo, em simulação, de um sensor de índice de refração baseado em fibra D. Esse tipo de estudo ajuda a entender o efeito de parâmetros geométricos e de materiais no comportamento do sensor, ou seja, como a variação desses parâmetros interfere na performance e na alteração da região de sensoriamento. Portanto, busca-se possibilitar a otimização de sensores desse tipo e encontrar novas configurações que promovam inovações em termo de geometria, materiais e intervalos de medição de índice de refração, possibilitando o barateamento, a durabilidade ou a diminuição da complexidade de fabricação.

### 3. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

#### 3.1. Modelo de gás de elétrons livres para metais

Um modelo de plasma pode ser usado para explicar as propriedades ópticas de diversos metais. Nesse modelo, o conjunto de elétrons livres é considerado como sendo um gás de densidade  $n$ . As partículas desse gás se movem sobre um substrato de íons positivos. Para metais alcalinos, o modelo tem validade até o ultravioleta, entretanto, para metais nobres, devido a transições entre bandas diferentes que ocorrem no intervalo de frequências visíveis, o modelo apresenta limitações. Detalhes minuciosos como as interações de elétrons com elétrons e relacionados ao potencial da rede são levados em consideração de maneira indireta pelo modelo de plasma sendo incorporados à grandeza massa óptica de cada elétron  $m$ . Também é considerado que existem colisões dos elétrons com o material a uma determinada frequência  $\gamma$ , causando o amortecimento do movimento dos elétrons. A frequência de colisão se relaciona com o tempo de relaxação  $\tau$ , por meio da equação  $\gamma = 1/\tau$ . Esse tempo é tipicamente da ordem de  $10^{-14}$  s, que corresponde a  $\gamma = 100$  THz.

É possível escrever a equação de movimento médio de um elétron (equação 2) como se segue,

$$m \ddot{x} + m\gamma \dot{x} = -e\mathbf{E}. \quad (2)$$

A equação acima é uma equação diferencial linear de segunda ordem. No lado direito, encontra-se a força elétrica exercida sobre o elétron, que precisa ser a soma de dois componentes: o produto massa óptica pela aceleração do elétron e a força dissipativa representada pelo produto da massa óptica pela frequência de colisão e pela velocidade. Considerando o campo elétrico como sendo harmônico no tempo, a solução dessa equação é também uma oscilação harmônica, porém com amplitude e fase dependentes da equação 3,

$$x(t) = \frac{e}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} \mathbf{E}(t). \quad (3)$$

A polarização macroscópica, que ocorre devido ao deslocamento dos elétrons, pode ser calculada por  $\mathbf{P} = -nex$ , então a equação 3 se torna a equação 4,

$$\mathbf{P} = \frac{-ne^2}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} \mathbf{E}. \quad (4)$$

Usando a equação de deslocamento de campo elétrico,  $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$ , é possível se obter a equação 5, em que  $\omega_p^2 = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m}$  é a frequência de plasma do gás de elétrons livres.

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\gamma\omega)} \right) \mathbf{E}. \quad (5)$$

Com isso é possível finalmente obter a função dielétrica para o gás de elétrons livres como visto na equação 6.

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\gamma\omega)} \quad (6)$$

A função dielétrica é complexa, portanto, é conveniente obter a decomposição em suas componentes real e imaginária, equações 7 e 8,

$$\epsilon_1(\omega) = 1 - \frac{(\omega_p \tau)^2}{1 + (\omega \tau)^2}, \quad (7)$$

$$\epsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega [1 + (\omega \tau)^2]}. \quad (8)$$

É bastante útil para compreensão do comportamento dos metais examinar essa equação para situações limite com relação à frequência de colisão dos elétrons. Podemos calcular primeiro a função permissividade elétrica para o caso de frequências  $\omega$  altas, próximas da frequência do plasma. Dessa forma, o produto  $\omega\tau$  é muito maior que 1. Nesse caso, a parte imaginária é muito próxima de zero levando a um amortecimento desprezível. Então a função se torna aproximadamente real e é dada pela equação 9 abaixo,

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}. \quad (9)$$

Essa é a função dielétrica do plasma de elétrons não amortecido. É importante ser dito que o

comportamento dos metais nobres nessa região é consideravelmente diferente devido a transições entre bandas que acarretam num aumento da parte imaginária da função dielétrica.

Agora será considerado o comportamento para frequências muito baixas onde  $\omega \ll \gamma$ . Nesse caso a parte imaginária da função dielétrica é muito maior que a parte real, fazendo com que a parte real e imaginária do índice de refração complexo sejam comparáveis, como pode ser visto na equação 10,

$$n \cong k = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{2}} = \sqrt{\frac{\tau\omega_p^2}{2\omega}}. \quad (10)$$

Nessa região os metais são fortemente absorvedores.

Já para frequências altas onde  $1 \leq \omega\tau \leq \omega p\tau$ , o índice de refração é predominantemente imaginário fazendo com que o coeficiente de reflexão seja aproximadamente 1.

No modelo considerado, a função dielétrica tende a um quando a frequência da luz tende a infinito, porém, para metais nobres, é necessária uma correção no modelo para a região em que  $\omega > \omega_p$ . Nesse caso, a resposta é dominada por elétrons localizados na banda *s*, porém a banda *d* está preenchida e próxima da superfície de Fermi. Como os orbitais da banda *d* possuem distribuição de carga assimétrica, isso provoca então um ambiente fortemente polarizado. A correção necessária pode ser feita adicionando o termo  $\mathbf{P}_\infty = \varepsilon_0(\varepsilon_\infty - 1)\mathbf{E}$  à equação do campo de deslocamento  $\mathbf{D} = \varepsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P} + \mathbf{P}_\infty$ . Agora  $\mathbf{P}$  se refere apenas à polarização que ocorre causada pelo deslocamento dos elétrons livres. Dessa forma, esse efeito pode ser modelado por uma constante dielétrica  $\varepsilon_\infty$  (geralmente  $1 < \varepsilon_\infty < 10$ ), e a nova função dielétrica então fica como na equação 11 abaixo,

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}. \quad (11)$$

É um pressuposto desse modelo a consideração de que os metais são compostos por elétrons totalmente livres em um pano de fundo de íons positivos, no entanto, isso é uma aproximação. Portanto, é interessante comparar os resultados dos modelos com dados experimentais obtidos de metais. As Figura 4 e Figura 5 mostram os gráficos das componentes real e imaginária da função



dielétrica para a prata fazendo um ajuste do modelo usando os dados experimentais encontrados em [7]. Os ajustes de modelo foram feitos utilizando o método dos mínimos quadrados não lineares implementados pela biblioteca *scipy.optimize.curve\_fit* da linguagem python.

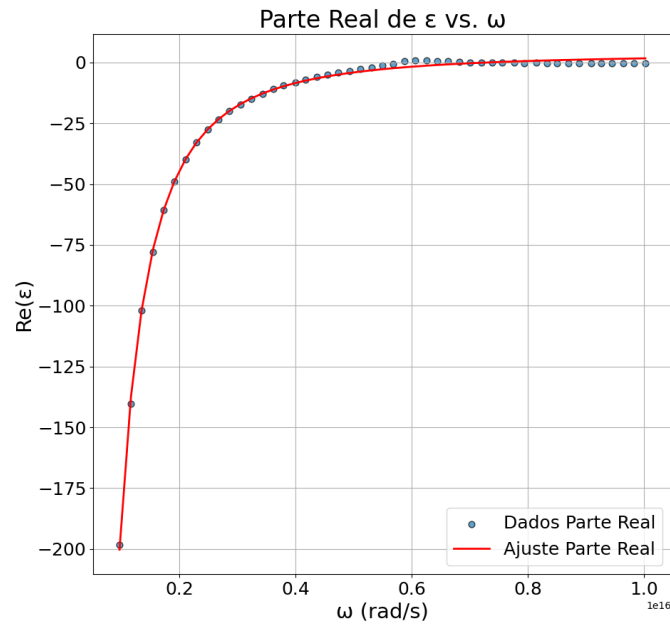


Figura 4 – Parte real da função dielétrica do ouro com ajuste de curva usando modelo experimental encontrado em [7]. Fonte: Autoria própria.

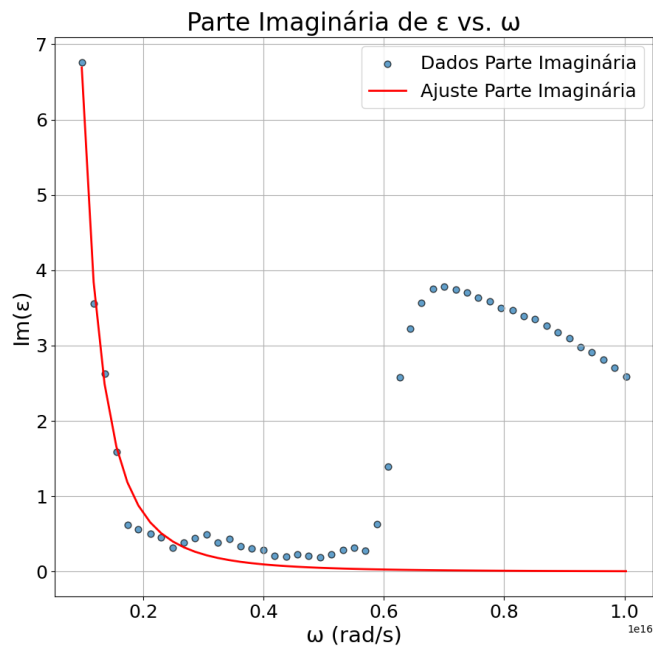


Figura 5 – Parte imaginária da função dielétrica do ouro com ajuste de curva usando modelo experimental encontrado em [7]. Fonte: Autoria própria.

É possível observar que, para as frequências do espectro visível, o modelo não pode ser aplicado. Isso ocorre devido às transições eletrônicas interbandas que provocam um aumento na parte imaginária da função dielétrica. O mesmo ocorre para o caso do ouro, como pode ser visto nas Figura 6 e 7.

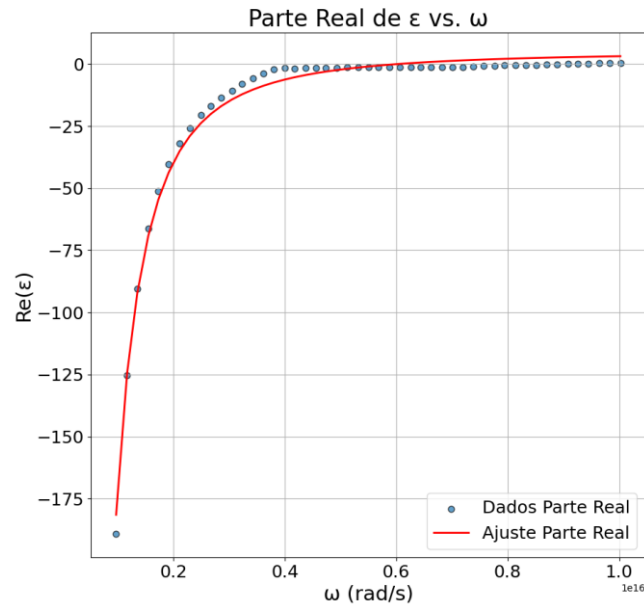


Figura 6 – Parte real da função dielétrica da prata com ajuste de curva usando modelo experimental encontrado em [7]. Fonte: Autoria própria.

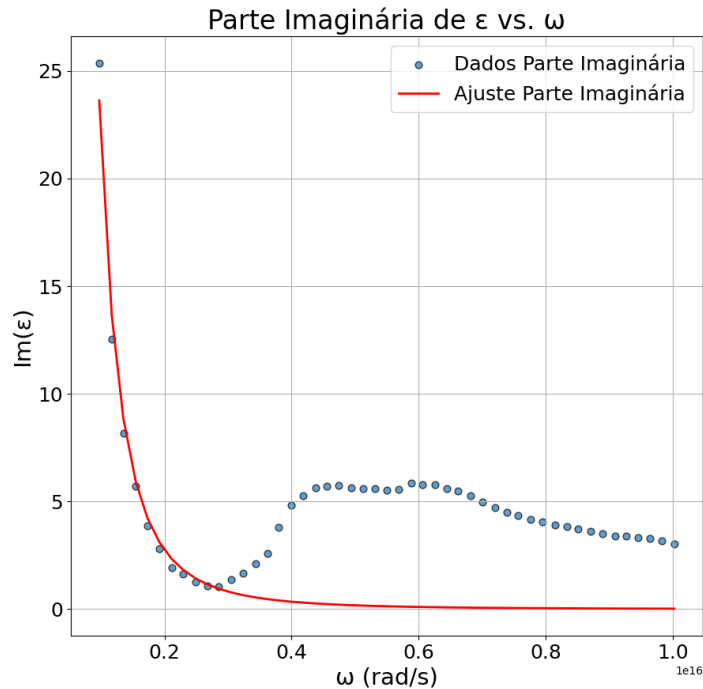


Figura 7 – Parte real da função dielétrica da prata com ajuste de curva usando modelo experimental encontrado em [7]. Fonte: Autoria própria.

Por conta disso, apesar do modelo de plasma ser bastante útil tanto para simulações quanto para estudos teóricos sobre os SPPs, é comum o uso de dados experimentais e interpolação quando não é possível aplicá-lo.

### 3.2. Polaritons de plasmon de superfície numa interface metal-dielétrico

É importante apresentar o modelo matemático ao menos para o caso dos SPPs que ocorrem numa interface simples plana entre um metal e um dielétrico. Dessa forma, é conveniente começar com a equação de onda definida para ausência de densidade de cargas externas e de correntes como mostrada na equação 12,

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (12)$$

Essa equação vale ao considerar que não há variações da função dielétrica  $\varepsilon$  no espaço na distância da ordem de um comprimento de onda óptico. Essa equação precisa ser resolvida para regiões de  $\varepsilon$  constante e posteriormente as soluções precisam ser combinadas usando condições de contorno apropriadas. Quando se assume que o campo elétrico varia harmonicamente com o tempo, a equação se torna a equação de Helmholtz (equação 13),

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 \varepsilon \mathbf{E} = 0, \quad (13)$$

onde  $k_0 = \frac{\omega}{c}$  é o vetor de onda de propagação no vácuo. Agora considere que a geometria de propagação de um guia planar (Figura 8), em que as ondas se propagam apenas na direção x e não apresentam nenhuma variação na direção y.

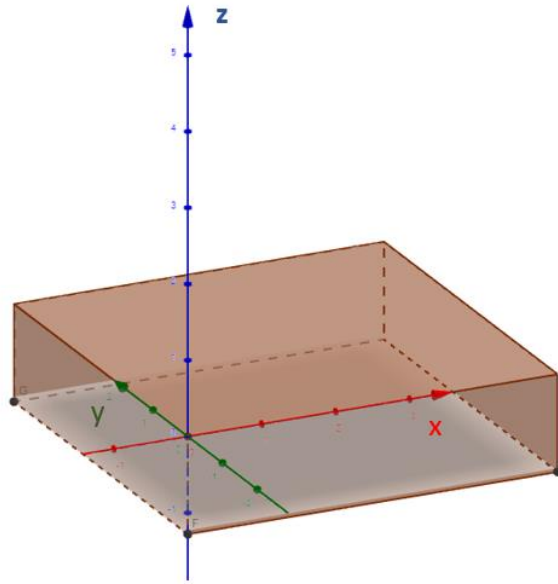


Figura 8 – Geometria de guia de onda planar. A propagação de onda se dá na direção x de um sistema de coordenadas cartesianas. Fonte: Autoria própria.

Considere também que a constante dielétrica e o campo elétrico dependem apenas da coordenada  $z$ ,  $\varepsilon = \varepsilon(z)$  e  $\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(z)e^{i\beta x}$ . O parâmetro  $\beta = k_x$  é complexo e chamado de constante de propagação da onda propagante. Ele corresponde à componente do vetor de onda na direção de propagação. Com essas considerações, é possível chegar na seguinte equação de onda (equação 14),

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}(z)}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) \mathbf{E}(z) = 0. \quad (14)$$

Usando as equações de Maxwell envolvendo rotacionais e adotando as considerações já feitas é possível chegar em dois conjuntos de soluções para essa equação. O primeiro conjunto é o de soluções de modos transversais magnéticos (TM), onde apenas as componentes  $E_x$ ,  $E_z$  e  $H_y$  dos campos existem. O segundo conjunto de soluções são os modos transversais elétricos (TE) onde as componentes  $H_x$ ,  $H_z$  e  $E_y$  são existentes. Para os modos TM as equações que governam os campos eletromagnéticos se reduzem as equações 15 e 16,

$$E_x = -i \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad (15)$$

$$E_z = -\frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} H_y. \quad (16)$$

E a equação de onda se reduz a equação 17,

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) H_y = 0. \quad (17)$$

De maneira análoga, para o modo TE as equações que relacionam os campos se reduzem às equações 18 e 19,

$$H_x = i \frac{1}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad (18)$$

$$H_z = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y. \quad (19)$$

A equação de onda para esse caso se reduz à equação 20,

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) E_y = 0. \quad (20)$$

Agora é possível tratar da geometria mais simples na qual os SPPs podem se propagar. Essa geometria compreende uma interface plana entre um dielétrico, que não absorve energia, localizado na região na qual  $z$  é positivo e descrito por uma constante dielétrica positiva  $\varepsilon_2$ , e um espaço adjacente condutor, no qual  $z$  é negativo e é descrito por uma função dielétrica  $\varepsilon_1$  que, para frequências abaixo da frequência de ressonância plasmônica do material maçico  $\omega_p$ , possui parte real negativa.

A partir da busca por soluções para as equações de onda que estejam confinadas na interface entre os dois meios, ou seja, cuja solução apresenta decaimento de campo evanescente na direção  $z$ , é possível encontrar soluções TM para os campos eletromagnéticos. Para as soluções TM, a componente do vetor de onda na direção  $z$  determina o decaimento exponencial, portanto seu valor

inverso  $l_z = \frac{1}{|k_z|}$  é o comprimento de decaimento exponencial do campo perpendicular à superfície.

Esse valor serve para quantificar o confinamento da onda à interface.

Aplicando as condições de continuidade na interface entre os campos magnético e elétrico na direção  $z$ , é possível chegar na seguinte relação descrita pela equação 21:

$$\frac{k_2}{k_1} = -\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}. \quad (21)$$

Se  $\varepsilon_2 > 0$  então  $Re[\varepsilon_1] < 0$ , implicando que as ondas de superfície apenas ocorrem em interfaces entre metais e dielétricos. Manipulando as equações da solução TM, é possível então chegar na relação de dispersão dos SPPs como vista na equação 22,

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (22)$$

Essa expressão é válida para permissividades do metal  $\varepsilon_1$ , reais e complexas, ou seja, tanto para metais com e sem perda. A equação 22 é de grande importância, pois permite prever matematicamente o comportamento das soluções de onda confinadas nas interfaces entre metais e dielétricos, ou seja, os SPPs.

É importante notar que ao investigar a solução TE é necessário a satisfação das equações de continuidade entre os campos tangenciais. Como resultado disso, os campos eletromagnéticos teriam amplitude nula, demonstrando o fato bem conhecido de que só existem SPPs para modos com polarização TM.

Agora é possível examinar detalhadamente as propriedades dos SPP usando a relação de dispersão. As relações de dispersão para duas interfaces entre um condutor perfeito e ar e um condutor perfeito e sílica podem ser vistas na Figura 9. Para essa figura, o condutor perfeito foi modelado pelo modelo de Drude e a frequência angular e a constante de propagação foram normalizadas multiplicando por  $\frac{1}{\omega_p}$  e  $\frac{c}{\omega_p}$ , respectivamente, para fins de normalização. As linhas tracejadas azul e vermelha correspondem a parte imaginária da constante de propagação, enquanto as linhas cheias correspondem às regiões nas quais a constante de propagação é real. As outras

curvas tracejadas em ciano e amarelo correspondem às linhas de luz dos dielétricos ar e sílica.

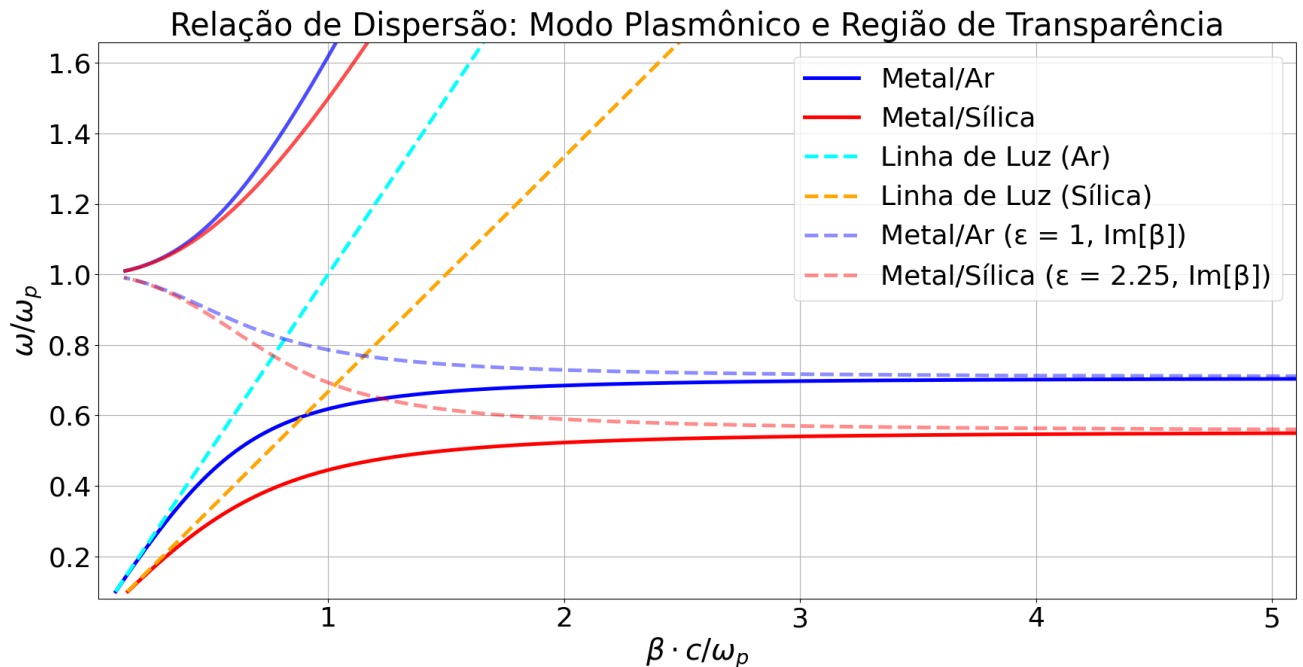


Figura 9 – Relação de dispersão para interface entre condutor perfeito e ar e condutor perfeito e sílica. Fonte: Adaptado de [1].

É notável que devido à natureza de confinamento dos SPPs suas curvas se localizam à direita das respectivas linhas de luz de seus dielétricos. Isso mostra que há um descasamento de fase entre os modos plasmônicos e a onda que se propaga no dielétrico, dessa forma se faz necessário técnicas de casamento de fase especiais como acoplamento por prisma e grades para a correta excitação desses modos por feixes tridimensionais em aplicações reais.

As curvas cheias que se localizam à esquerda das linhas de luz se referem a frequências que estão acima da frequência plasmônica do metal. Nessa região o metal é transparente, se comportando como um dielétrico, e não há confinamento da onda na interface.

Entre o regime de excitação plasmônica e o regime de transparência, a constante de propagação se torna puramente complexa, proibindo, dessa forma, a propagação do SPP, criando assim um intervalo de frequências onde a excitação plasmônica não pode ocorrer.

É possível observar que, para valores pequenos da constante de propagação, a curva se aproxima da linha de luz para os respectivos dielétricos. Nessa região os SPPs são fracamente confinados e a onda se estende por vários comprimentos de onda para dentro do espaço do dielétrico. A situação oposta se dá para os SPPs com constante de propagação elevada. Nesse caso,

os modos plasmônicos são altamente confinados e a frequência dos SPPs se aproxima assintoticamente da frequência característica de SPP  $\omega_{ps}$ , descrita pela equação

$$\omega_{ps} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \epsilon_2}}. \quad (23)$$

Com a frequência do SPP se aproximando de  $\omega_{ps}$ , e considerando que nesse caso o condutor é ideal e sem perdas, a constante de propagação diverge e a velocidade de grupo se anula. Nesse caso limite o modo adquire característica eletrostática e é conhecido simplesmente como plasmon de superfície.

As propriedades apresentadas até agora ocorrem para condutores ideais, com parte imaginária da permissividade elétrica nula. Curvas de dispersão podem ser vistas nas Figura 10 e Figura 11 para um metal cuja permissividade dielétrica é modelada pelo modelo de Drude com fator de amortecimento normalizado de 0,008 e considerando interfaces com os mesmos dielétricos do caso anterior.

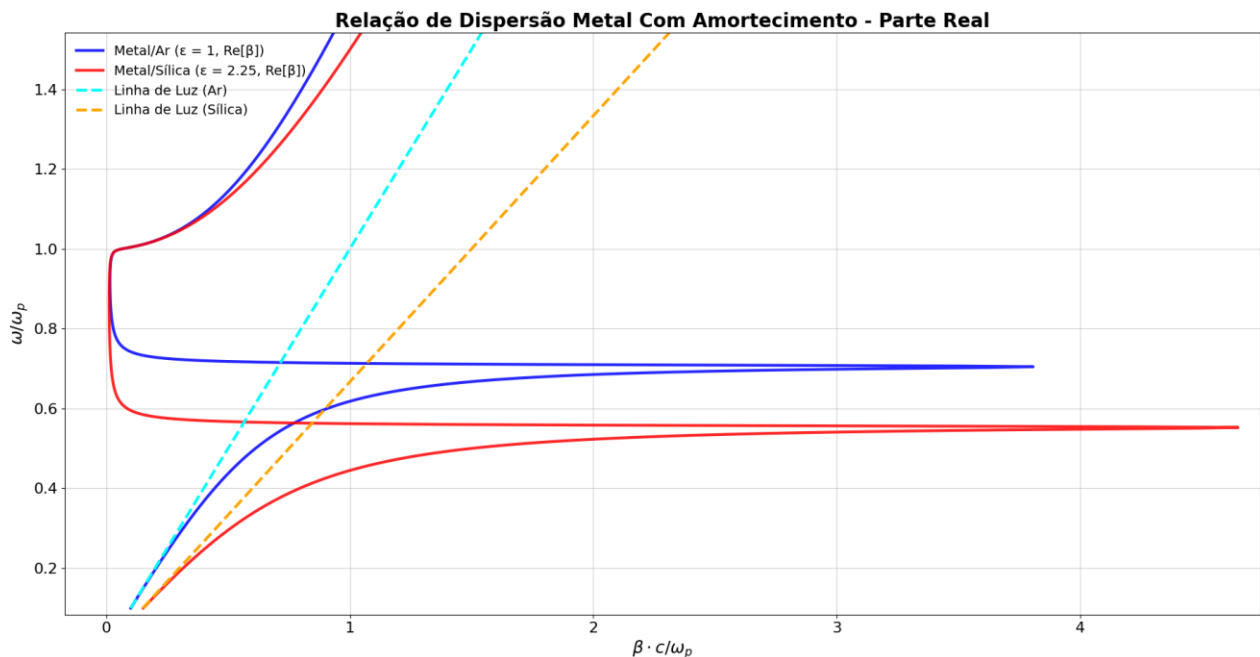


Figura 10 – Relação de dispersão para interface entre condutor com fator de amortecimento de 0,01 e ar e sílica, parte real. Fonte: Autoria própria.

Para metais reais os elétrons de condução sofrem tanto de atenuação causada por colisões de



elétrons com cargas positivas, tanto por atenuação interbanda, que ocorre quando a energia da onda é utilizada para promover elétrons de uma camada para outra. Dessa forma, a permissividade de metais reais é complexa e, portanto, também sua constante de propagação. Isso acarreta um amortecimento dos modos plasmônicos propagantes que, para metais reais, resulta numa distância de propagação que fica tipicamente entre 10 e 100  $\mu\text{m}$  para o espectro visível, obviamente dependendo da composição metal-dielétrico que compõe a interface.

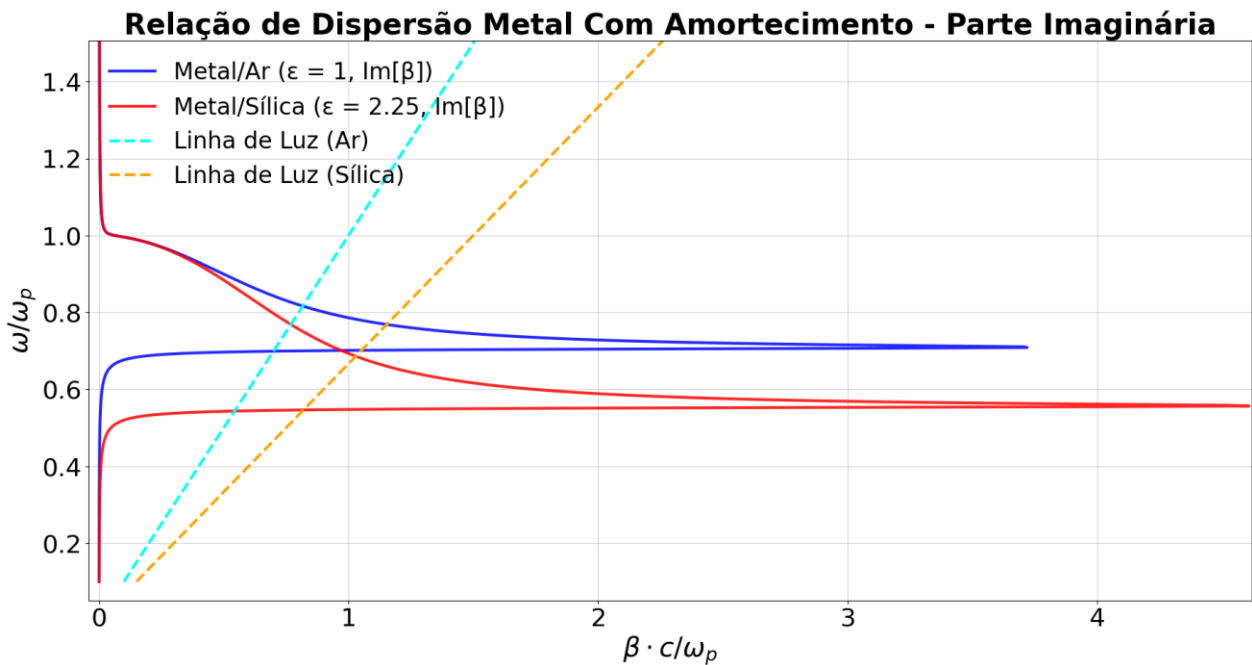


Figura 11 – Relação de dispersão para interface entre condutor com fator de amortecimento de 0,01 e ar e sílica, parte imaginária. Fonte: Autoria própria.

Fazendo-se uma comparação com a constante de propagação de metais completamente não amortecidos (Figura 9), pode-se perceber que a constante de propagação encontra um limite finito. Esse limite se dá na frequência de SPP  $\omega_{ps}$ , isso faz com que tanto o comprimento de onda do SPP quanto o confinamento tenham limites inferiores. Portanto também é possível um regime quase-acoplado entre o regime de SPP e o regime em que o metal se comporta como um dielétrico. Para metais reais, pode-se dizer que os SPPs têm um confinamento de campo elevado em frequências próximas de  $\omega_{ps}$ , porém também enfrentam grande atenuação próximas dessa frequência. Dessa forma, pode-se dizer que quanto maior o confinamento maior será a perda, essa compensação entre confinamento, perda e distância de propagação é uma característica bem conhecida de dispositivos plasmônicos.

#### 4. ESTADO DA ARTE

Sensores plasmônicos são dispositivos que se utilizam dos fenômenos SPP ou SPR em interfaces metal-dielétrico para medir grandezas físicas ou analisar diversas substâncias químicas. O funcionamento desses sensores se baseia no fato de que a ressonância plasmônica é extremamente sensível ao índice de refração do material circundante ao metal. A efetividade desses sensores pode ser medida com base em certos critérios como sensibilidade, resolução, relação sinal ruído e seletividade.

Vários tipos de sensores plasmônicos foram amplamente estudados e implementados e podem ser encontrados na literatura científica. Em [8] foi proposto um sensor plasmônico de índice de refração baseado em fibra de cristal fotônico quase em D. A fibra é polida lateralmente e por cima da face polida é depositada uma camada de grafeno seguida de uma camada metálica. O propósito da camada de grafeno é aumentar a sensibilidade do sensor ao índice de refração do material a ser analisado, bem como melhorar a afinidade do sensor a biomoléculas. As grandezas ópticas que foram analisadas são o comprimento de onda da ressonância plasmônica e a amplitude da perda. É reportada uma sensibilidade de 3.877 nm por unidade de índice de refração, do inglês, *refractive index unit* (RIU), num range dinâmico de 1,33 nm a 1,42 nm e uma sensibilidade de amplitude de 1.236 nm/RIU. É atribuído ao canal plasmônico duplo, que surge da geometria quadrada do cristal fotônico da fibra, um considerável aumento da sensibilidade do sensor. A resolução reportada é de  $2,58 \times 10^{-5}$ , para o espectro e  $8,11 \times 10^{-6}$  para a amplitude de perda na frequência de ressonância.

Em [9], foi proposto um dispositivo fotônico baseado em fibra de cristal fotônico monomodo em D. Por cima da face polida, é depositada uma camada de ouro de 45 nm de espessura. Também são usadas técnicas de interrogação de comprimento de onda de ressonância e amplitude de perda, porém as técnicas são combinadas para obtenção de uma resolução menor do que com as técnicas separadas. Os testes foram feitos com amostras de etanol diluído em concentrações diferentes em água deionizada. A resolução reportada é de  $6,53 \times 10^{-5}$  RIU, a sensibilidade de comprimento de onda de ressonância foi 2.336,2 nm/RIU.

Em [10], os autores propuseram, em simulação numérica, um sensor plasmônico baseado em fibra de cristal fotônico com superfície externa coberta por prata e grafeno. Neste trabalho, o grafeno é usado para evitar a oxidação da camada de prata. A seção transversal do sensor possui

duas camadas de furos, uma camada com furos maiores mais interna e outra camada com furos menores externa. Há ainda um furo no centro da fibra. As camadas de grafeno e prata são postas depois da camada de furos menores. São reportadas sensibilidade do sensor de 860 nm/RIU e resolução de  $4 \times 10^{-5}$  RIU.

Em [11], os autores propõem, em simulação, um dispositivo plasmônico para sensoriamento de índice de refração. O dispositivo é baseado no acoplamento de dois guias de onda compostos por uma estrutura de metal-isolante-metal em um arranjo de nanobastões de prata embutidos em um ressonador quadrado. É reportado um comportamento aproximadamente linear entre o comprimento de onda de ressonância plasmônica e o índice de refração do material analisado que é posto dentro do ressonador quadrado. São reportadas sensibilidades ao índice de refração e à temperatura de 2.320 nm/RIU e 0,84 nm/°C. Também é demonstrada a aplicabilidade na detecção de diferentes grupos sanguíneos humanos.

Em [12], foi apresentado um sensor de índice de refração baseado em fibra de cristal fotônico em D *hollow-core*. A motivação desse trabalho foi projetar um sensor que tivesse uma maior facilidade e viabilidade de fabricação, ao mesmo tempo com uma maior sensibilidade. Nesse trabalho, eles usam uma camada de ouro para funcionalizar uma ranhura polida, otimizando a interação do campo elétrico com a superfície do metal para melhoramento da capacidade de sensoriamento. Um esquema da bancada de experimento proposta pode ser visto na Figura 12, onde uma fonte super contínua de banda larga (*Supercontinuum Broadband Source* – SBS) é usada para iluminar o sensor por meio de uma fibra monomodo. A luz entra no sensor, excita modos plasmônicos na estrutura e posteriormente sai para outra fibra monomodo que termina em um analisador de espectro óptico (*Optical Spectral Analyser* – OSA) ligado a um amplificador *lock-in*.

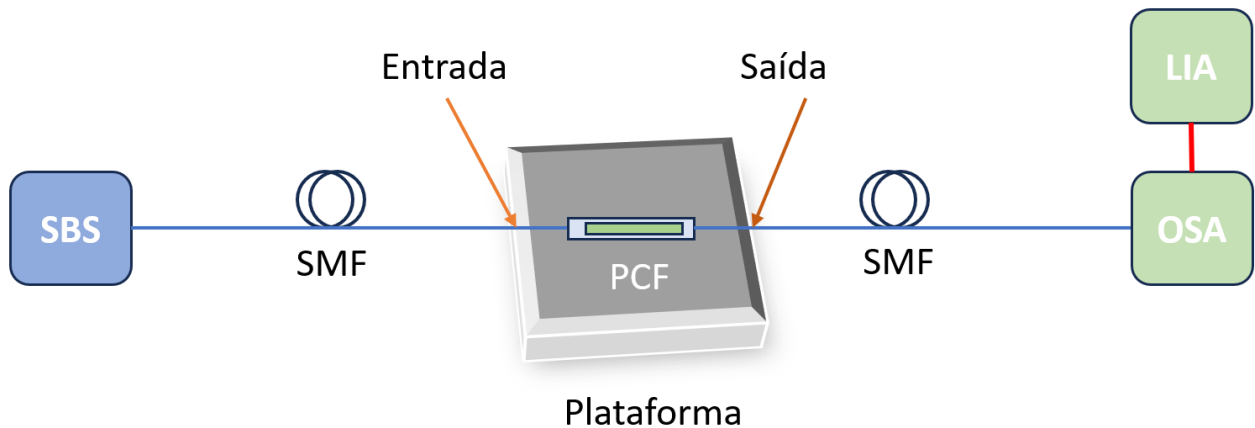


Figura 12 – Esquema de bancada experimental proposta para teste do sensor. Fonte: Autoria própria.

Simulações com o método dos elementos finitos foram usadas para analisar as características de propagação da estrutura, bem como para otimizar parâmetros estruturais, garantindo assim acoplamento do modo de propagação e minimizando perdas de energia. Foi também proposto um método de detecção de dois picos, permitindo verificação simultânea de detecção do analito o que melhora a confiabilidade do sistema de sensoriamento. A sensibilidade ao comprimento de onda para o pico principal obtida foi de 26.927 nm/RIU e a sensibilidade máxima de perda para o pico de ressonância principal foi de 5.059/RIU.

Em [13], os autores propõem um sensor baseado em fibra de cristal fotônico *hollow-core* em D com canal de ranhura em V. A ranhura possui um formato trapezoidal e é funcionalizada com uma camada de ouro. Os buracos são preenchidos com ar e a estrutura da fibra é feita de sílica fundida. Os parâmetros geométricos do trapézio, profundidade, largura superior e largura inferior, espessura da camada de ouro e o raio dos buracos preenchidos com ar, são otimizados numericamente utilizando o método dos elementos finitos. Os autores afirmam que o sensor pode ser fabricado tanto por métodos diretos quanto indiretos. Foram feitos estudos de tolerância a variações nos parâmetros geométricos que demonstraram boa robustez a erros de fabricação. As variações afetaram principalmente a amplitude do pico de perda, porém não o comprimento de onda de ressonância. Os autores reportaram sensibilidade máxima de 31.600 nm/RIU dentro do intervalo de índice de analito de 1,33 a 1,43 RIU.

Outro sensor de índice de refração baseado em fibra *hollow-core* em D foi proposto em [14]. O objetivo do trabalho foi aumentar a sensibilidade para aplicações em sensoriamento químico e bioquímico. O trabalho aborda os desafios para o casamento de fase entre os modos do

núcleo com os modos plasmônicos. Isso é essencial para obtenção de alta sensibilidade mesmo em baixas frequências. O projeto de sensor proposto pelos autores simplifica o processo de revestimento do sensor; com isso, permite medidas em tempo real com rápida resposta colocando o analito em contato direto com uma película de ouro externa. O trabalho explora a birrefringência dos modos do núcleo, identificando que apenas os modos polarizados na direção  $y$  podem se acoplar efetivamente como os modos plasmônicos. Isso causa uma significativa transferência de energia no ponto de casamento de fase. As variações de índice de refração do analito causam um *shift* no comprimento de onda de ressonância do sensor. Os autores conseguiram ajustar a sensibilidade do sensor ajustando o raio do buraco central da fibra, porém o aumento desse parâmetro geométrico pode reduzir a magnitude dos picos de absorção. A sensibilidade espectral alcançada foi de 2.900 nm/RIU.

Em [15], os autores propõem em 2006 um sensor plasmônico microestruturado baseado em fibra óptica e microfluídica. A motivação foi vencer as dificuldades de sensores plasmônicos convencionais, como dificuldades com casamento de fase e desafios de encapsulamento para proteção, usabilidade e durabilidade, considerando o uso no mundo real. Os autores defendem que existe um potencial nas fibras microestruturadas para ajuste de índice de refração e melhoramento com integração a microfluídica. O projeto da fibra envolve um núcleo cercado de dois anéis de buracos, em que o segundo anel é composto por furos de diâmetro maior e funcionalizado internamente com uma camada metálica. O diâmetro maior dos furos é usado para melhorar a passagem do fluido. Ajustando o diâmetro do furo central, é possível ajustar o índice de refração efetivo da estrutura, melhorando o casamento de fase com os modos plasmônicos. Foi possível obter três picos plasmônicos, porém o pico em torno de 560 nm é o mais sensível a mudanças no índice de refração do analito. Foi demonstrado que variação na espessura da camada de ouro tem pouco impacto na sensibilidade do sensor, porém tem considerável impacto no tamanho do pico. Os autores reportaram a capacidade de medir variações de  $10^{-4}$  RIU com 1% de mudança na intensidade da luz transmitida.

Em [5], como já mencionado anteriormente, os autores propõem, em simulação, um sensor de índice de refração plasmônico baseado em fibra de cristal fotônico em D. O objetivo deles foi usar uma grade de ouro, depositada sobre a face plana da fibra, para modular o comprimento de onda de ressonância e melhorar a sensibilidade do índice de refração. Porém, os autores também usaram diversos parâmetros estruturais da fibra e da grade de ouro para otimizar a eficiência da

resposta do dispositivo, esses parâmetros podem ser vistos na Figura 13.

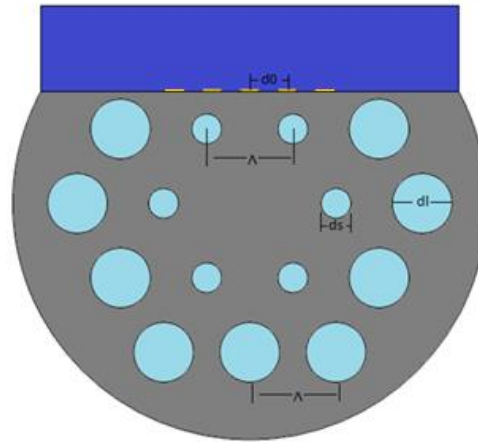


Figura 13 – Seção transversal do sensor PCF-SPR em que o azul escuro representa o analito, os buracos de ar são azul claros, o cinza é sílica fundida e o amarelo é ouro. As dimensões a serem otimizadas são: constante da grade  $d_0$ , distância horizontal entre buracos  $\Lambda$ , e os diâmetros dos furos menores  $d_s$  e maiores  $d_l$ . Fonte: Adaptado de [5].

As dimensões que foram otimizadas são: constante da grade  $d_0$ , distância horizontal entre buracos  $\Lambda$ , e os diâmetros dos furos menores  $d_s$  e maiores  $d_l$ . Os autores demonstraram que mudanças nesses parâmetros estruturais têm pouca influência na sensibilidade de comprimento de onda, isso torna o processo de fabricação mais fácil devido a tolerância a erros. O artigo também demonstra que, comparado a uma geometria trocando de grade para filme de ouro, há um grande incremento na sensibilidade. Os autores argumentam que o uso de grade nanométrica não acarreta a redução da viabilidade, pois a grade pode ser fabricada com litografia de feixe de elétrons ou fotolitografia. Os autores reportam uma resolução teórica máxima de  $5,98 \times 10^{-6}$  RIU usando a técnica proposta de interrogação de dois fatores. Com isso, o sensor pode ser utilizado para sensoriamento em aplicações biológicas, bioquímicas e ambientais.

Em [16], os autores propõem um sensor também baseado em fibra de cristal fotônico em D em simulação. Porém, sobre a superfície plana foi depositada uma camada metálica de prata. Esse tipo de projeto facilita o acoplamento da luz nos filmes nanoestruturados. Eles argumentam que o processo de fabricação desse sensor é mais fácil comparado com o de sensores anteriores que envolviam o revestimento irregular de prata dentro das fibras microestruturadas. Eles estudaram as variações no comportamento do dispositivo quando há a variação da profundidade do polimento da fibra, espessura da camada de prata e primeira camada de bastões. Uma sensibilidade de 7.300

nm/RIU foi reportada.

Em [17], os autores apresentam um estudo de um sensor biológico plasmônico baseado em fibra de cristal fotônico em D em simulação. Eles usam uma camada de ouro sobre a face plana além de uma camada extra de TiO<sub>2</sub> para melhorar a performance ao aumentar a interação entre a luz e o analito. TiO<sub>2</sub> também foi usado para ajustar a o comprimento de onda de operação do sensor que pode variar do espectro visível até o infravermelho próximo. Os autores reportaram que a máxima sensibilidade teórica de comprimento de onda foi de 46.000 nm/RIU e a média entre índices de refração de 1,33 a 1,43 foi de 9.800 nm/RIU. A sensibilidade de amplitude foi de 1.086/RIU. Um possível processo de fabricação usando o método padrão *stack-and-draw* foi demonstrado para indicar viabilidade do sensor.

Em [18], 2014, os autores propõem um sensor plasmônico de fibra de cristal fotônico em D em simulação. Como material plasmônico, eles propõem óxido de índio e estanho com o objetivo de alcançar SPR no infravermelho próximo. Eles argumentam que o infravermelho próximo é vantajoso devido ao fato de que a profundidade de penetração do campo evanescente é maior, auxiliando na detecção de biomoléculas. A estrutura da fibra possui parâmetros geométricos similares de fibras comercialmente disponíveis. Os resultados de simulação mostraram sensibilidade de comprimento de onda de 5.200 nm/RIU.

Em [18], 2015, os autores propõem, em simulação, um sensor plasmônico de fibra de cristal fotônico em D. Dessa vez, eles propõem grafeno por cima de prata para sensoriamento de índice de refração e espessura de biocamada. Os parâmetros estruturais e matérias foram otimizados. Eles argumentam que o grafeno não apenas ajuda na adsorção de biomoléculas devido a interação do empilhamento  $\pi$ - $\pi$ , mas ao mesmo tempo previne a oxidação da prata. A sensibilidade a amplitude reportada é 216 / RIU, enquanto que a sensibilidade do comprimento de onda é 3.700 nm / RIU.

Em [14], os autores propõem, em simulação, um sensor plasmônico de fibra de cristal fotônico *hollow-core* em D. O componente plasmônico utilizado é um filme de ouro depositado sobre a face plana da fibra. Os autores argumentam que o furo oco no núcleo da fibra pode reduzir o índice de refração do modo do núcleo e, com isso, pode promover o casamento de fase entre o modo do núcleo e o modo plasmônico em frequências mais baixas. Isso resulta em uma maior sensibilidade ao comprimento de onda e à amplitude que foram reportados, sendo 2.900nm/RIU e 120 / RIU respectivamente.

## 5. METODOLOGIA

Foram modelados dispositivos baseados em SPP formados por materiais dielétricos e metálicos com diferentes arranjos. A modelagem foi feita através do software *COMSOL Multiphysics*, utilizando método dos elementos finitos e o pós-processamento necessário foi feito em Python. O módulo utilizado foi o *Wave Optics* com a interface física *Electromagnetic Waves, Frequency Domain* e o módulo *Mode Analysis*. A partir dessa modelagem, foi estudado o comportamento do dispositivo com relação a diferentes aspectos: índices de refração de diferentes analitos e diferentes materiais metálicos.

A infraestrutura utilizada é o Laboratório de Telecomunicações da Escola Politécnica, onde foi disponibilizado todo material necessário para realização do projeto, como os computadores e softwares.

### 5.1. Método dos elementos finitos

Problemas de engenharia de dispositivos fotônicos e plasmônicos tipicamente envolvem equações diferenciais parciais em sistemas com complicadas geometrias e diferentes propriedades de diferentes materiais. Isso torna a busca por uma solução analítica frequentemente improdutiva. Por conta disso, há a necessidade de se encontrar soluções por meio de métodos numéricos. Nesse contexto, surge o método dos elementos finitos.

O método dos elementos finitos (MEF) consiste em um método numérico para solução de equações diferenciais parciais no espaço bidimensional ou tridimensional. Para poder resolver as equações, o MEF subdivide o sistema em uma quantidade finita de partes menores chamadas de elementos finitos, isto é, é feita uma discretização do espaço. Essa discretização é feita por meio de uma ferramenta chamada malha, que é a divisão do objeto considerado em um número finito de pontos com coordenadas espaciais bem definidas. Esses pontos podem estar ligados a outros pontos ou a fronteiras e superfícies de contorno. Para cada elemento finito, existe uma equação algébrica que se relaciona com as outras de cada elemento finito. Solucionando o conjunto de equações algébricas, é possível obter a solução total do problema. Dessa maneira, as equações diferenciais parciais são substituídas por equações algébricas que, com a ajuda de computadores, possibilitam o cálculo de uma solução aceitável.

Um esboço da geometria e materiais utilizados nas simulações desse trabalho por ser vista



na Figura 14.

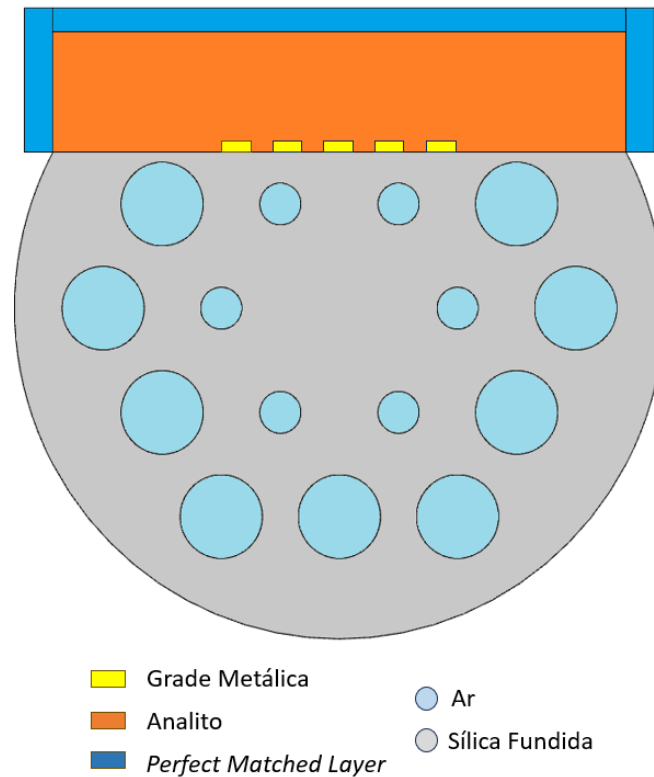


Figura 14 – Esboço da geometria, dimensão da grade metálica exagerada para fins de visualização. Fonte: Autoria própria.

No esboço pode ser visto o posicionamento de uma grade metálica como o elemento plasmônico do sensor. Também pode ser visto onde estará o analito no momento da possível leitura dos dados de índice de refração. A estrutura e materiais da fibra também podem ser visualizados, sílica fundida para a casca e ar para os buracos, já que se trata de uma fibra do tipo *hollow-core*. É possível também visualizar as camadas de *Perfect Matched Layer* (PML), que são condições de contorno usadas para modelar domínios infinitos. Nesse caso, a PML está sendo utilizada para modelar o fato de que a radiação eletromagnética que atravessa o analito e sai da fibra pela parte contendo a grade metálica não retorna mais, ou seja, não será de forma alguma refletida de volta para o sistema. Na fronteira da fibra, é usada a condição de espalhamento de fronteira, do inglês, *Scattering Boundary Condition*, fornecida pelo próprio software. Essa condição é usada para fazer uma determinada fronteira ser transparente para ondas espalhadas.

A malha de elementos finitos usada para as simulações pode ser vista na Figura 15. É importante que a malha seja bem refinada nas regiões de interesse, nesse caso, nos itens da grade

metálica, já que são domínios pequenos comparados com o restante da geometria. Porém, deve-se tomar cuidado para que o ritmo de crescimento da distância entre os elementos não seja demasiado alto, podendo assim gerar instabilidade numérica e aumento no erro da solução. Esses cuidados foram levados em consideração e a malha foi criada com a ajuda da ferramenta de criação de malha baseada na física fornecida dentro do próprio software. A malha total consiste em 77.597 elementos de domínio e 2.320 elementos de fronteira.

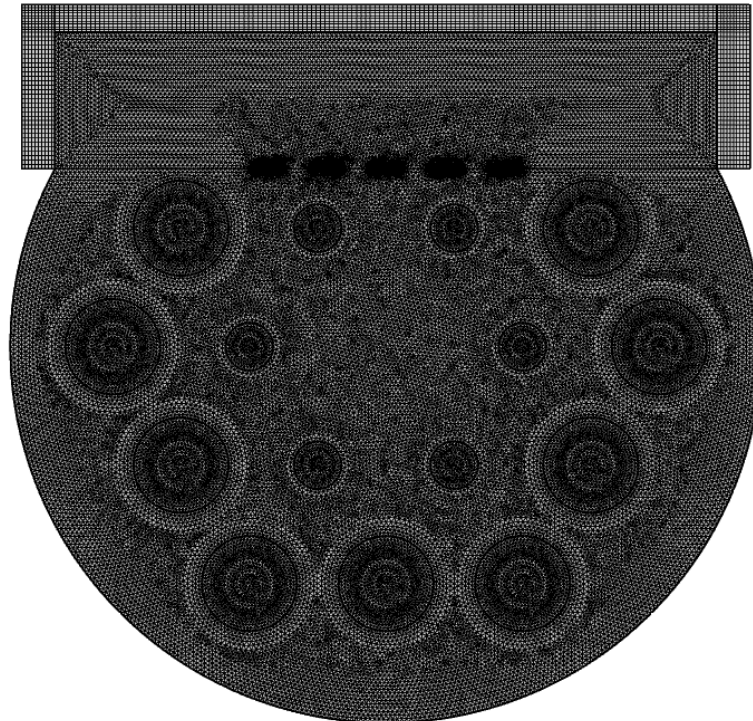


Figura 15 – Malha de elementos finitos contendo os elementos para os quais as equações algébricas serão resolvidas.  
Fonte: Autoria própria.

## 5.2. Análise de Modo

Os dispositivos que serão apresentados nesse trabalho são fibras ópticas em D, isto é, guias de onda para ondas eletromagnéticas. Esses guias de onda são estudados como sensores de índice de refração cujo princípio de funcionamento se baseia na medição das perdas de propagação em função do comprimento de onda que se propaga no interior do guia e sua variação com o índice de refração do analito. O analito deve ser posto em contato com a face polida da fibra que, nesse caso, possui uma componente metálica depositada por cima. Isso vai provocar a interação da onda plasmônica propagante no metal com o analito que é um dielétrico. Dessa forma, pequenas

variações no índice de refração do analito podem provocar grandes variações na magnitude do pico de perda e no comprimento de onda de ressonância associado.

Para calcular as perdas, é necessário obter o índice de refração efetivo do guia, que é uma grandeza que depende da geometria e materiais dos quais o guia é composto, do comprimento de onda considerado e do modo de propagação neste guia. A fibra D admite diversos modos diferentes, porém o presente trabalho foca nos modos cuja intensidade de campo se concentra no centro do guia e tem perfil de intensidade aproximadamente gaussiano. O modo de interesse pode ser excitado ajustando-se corretamente o perfil de intensidade da fonte de luz a ser usada, com isso, garantindo que a maior parte da potência seja acoplada nesses modos.

Utilizando o MEF, é possível computar os modos por meio da análise de modos do guia. O guia de onda é uma estrutura tridimensional, porém para fins de análise de modo, se a estrutura é constante na direção de propagação da onda, é possível modelar de maneira bidimensional, utilizando apenas a geometria da seção transversal. Os modos podem então ser completamente descritos pelas constantes complexas de propagação que são quantidades globais, bem como pela distribuição espacial das três componentes dos campos eletromagnéticos.

Nesse trabalho, a análise de modo é feita no domínio da frequência. Uma busca numérica é executada procurando índices efetivos cujo valor seja o mais próximo possível de 99% do índice de refração da sílica, que é o material presente no núcleo da fibra. Isso é feito para que os modos encontrados sejam os modos parecidos com gaussianos e estejam se propagando bastante próximos ao núcleo da fibra.

Dos três modos analisados, apenas um apresenta de fato o comportamento ressonante de interesse com os SPPs. Dessa forma, faz-se necessário pós processamento dos dados para extrair o modo de interesse. Na Figura 16, pode ser visto o módulo do campo elétrico para os três modos em um comprimento de onda e índice de refração que causam ressonância plasmônica.

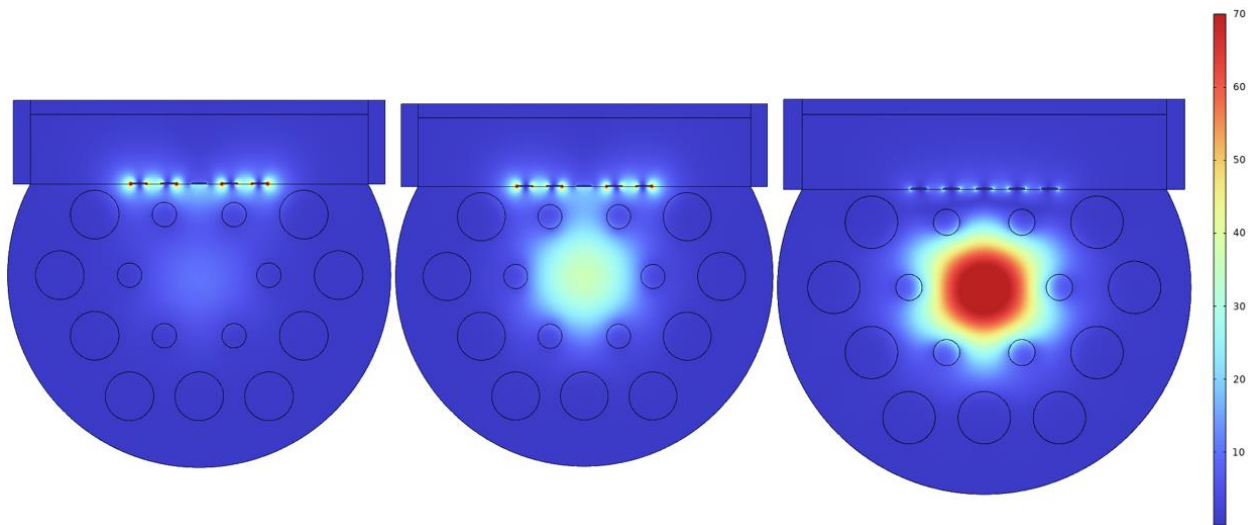


Figura 16 – Três modos calculados por análise de modos. Mapa de cores indicando o módulo do campo elétrico em V/m. Fonte: Autoria própria.

Olhando apenas o módulo dos campos e os valores dos índices de refração efetivos, é impossível determinar qual o modo de interesse, ou seja, o modo que contém o comportamento de pico de ressonância de perda desejado. O software de elementos finitos fornece uma tabela em que os índices efetivos dos três modos são dispostos de maneira não ordenada para cada comprimento de onda. Dessa forma, fez-se necessário um método de separação dos modos.

O método consiste em inicialmente calcular as componentes do campo elétrico na direção  $z$  para os três modos, como pode ser visto na Figura 17. Dessa forma, é possível observar as diferenças entre eles.

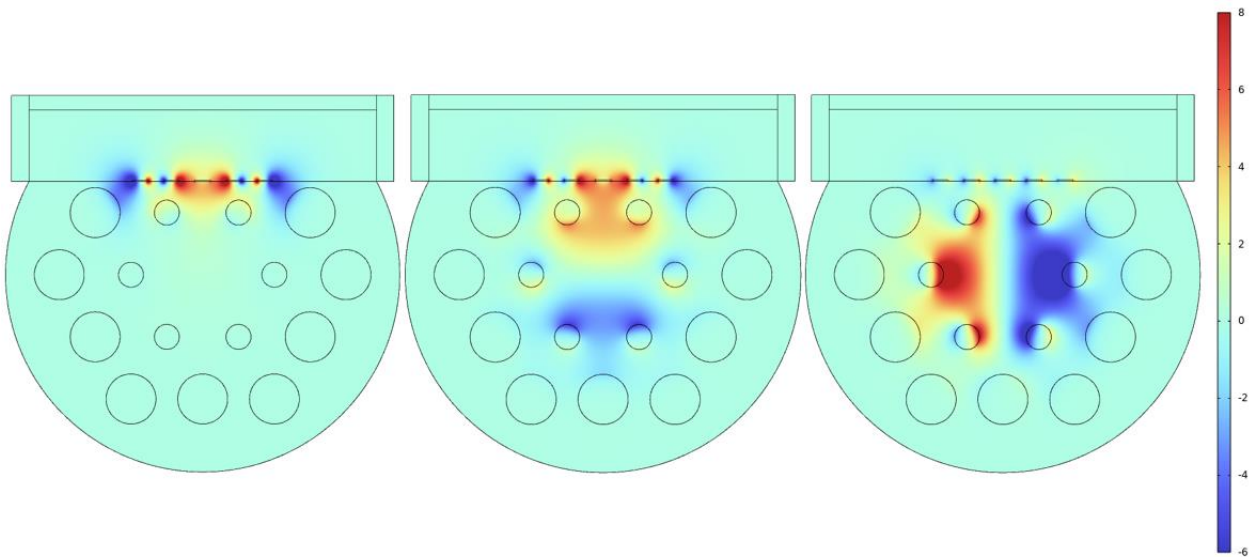


Figura 17 – Componente z do campo elétrico para os três modos calculados. Mapa de cores indicando o campo elétrico em V/m. Fonte: Autoria própria.

O primeiro modo da esquerda para direita acopla demasiada potência na grade metálica, portanto não se propaga o suficiente para ser usado. O segundo e terceiro modos se propagam e se acoplam na grade metálica, portanto um ou outro pode ser o modo de interesse. Porém, uma análise posterior dos resultados mostra que é o segundo modo que apresenta o comportamento de pico de ressonância desejado.

A forma de selecionar o modo de interesse no pós-processamento é se aproveitando da característica de simetria do segundo e terceiro modos que se apresenta na componente z do campo elétrico. A estratégia usada é então definir um segmento de reta que passa pelo centro de estrutura e se dirige na direção para z negativo como pode ser visto na Figura 18. Então, a integral do módulo do campo elétrico na direção z é calculada para os 3 modos sobre o segmento de reta definido. Com isso, para o primeiro e terceiro modos, a integral resulta num valor muito baixo porque a linha passa na região em que o campo é mínimo. Porém, para o segundo modo, a integral resulta em um valor relativamente alto pois cruza uma região de alta intensidade de campo na direção z.

Dessa forma, é possível identificar o modo de interesse e filtrar os resultados para obtenção do índice efetivo e, portanto, das perdas. Essa filtragem de modos é feita automaticamente utilizando Python para ler as tabelas com os dados vindas do COMSOL em txt. A partir da leitura das tabelas é possível selecionar o modo com o maior valor e, portanto, selecionar corretamente o modo de interesse.

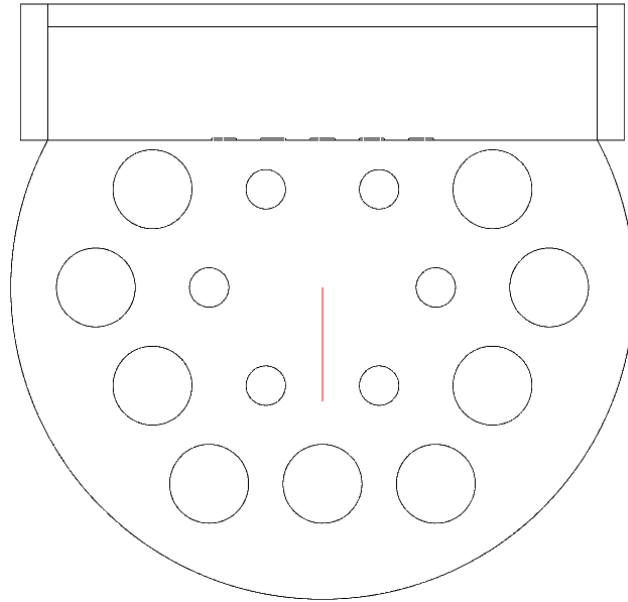


Figura 18 – Linha criada para pós-processamento dos dados. Integral do módulo do campo elétrico na direção z é calculada.

Em alguns casos, os modos apresentam valores muito reduzidos e próximos uns dos outros. Nesses casos, esse método falha e é necessário fazer a filtragem do modo de maneira manual observando as descontinuidades geradas nos gráficos de perda por comprimento de onda. Esses gráficos também são feitos utilizando a linguagem Python e a biblioteca *matplotlib*.

## 6. RESULTADOS

### 6.1. Sensor plasmônico de índice de refração com fibra D de cristal fotônico: primeira configuração de materiais

Um artigo de conferência foi publicado por Rafael Andrade Vieira e Vitaly Felix Rodriguez-Esquerre [19] no congresso *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers* (SPIE). O artigo apresenta uma proposta em simulação de um sensor plasmônico de índice de refração baseado em fibra de cristal fotônico em formato de D. Nesse dispositivo, a fibra é desgastada de um lado em direção ao centro. Após o desgaste, uma face plana é gerada. Nesta face são depositados dois metais, ouro e prata, em forma de uma grade. Acima dos metais, é posto o analito cujo índice de refração se deseja medir como mostrado na Figura 19.

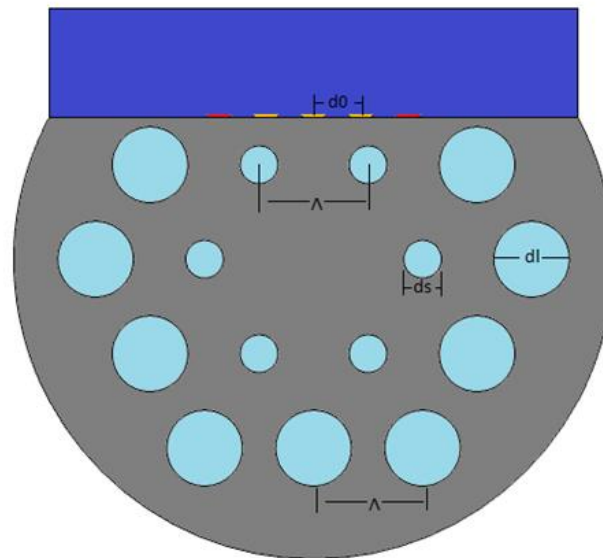


Figura 19 – Seção transversal do sensor PCF-SPR em que o azul escuro representa o analito, os buracos de ar são azul claro, o cinza é sílica fundida, o amarelo é ouro e o vermelho é prata. As dimensões são  $d_0 = 1 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ ,  $d_s = 0.8 \mu\text{m}$  e  $d_l = 1.6 \mu\text{m}$ . Fonte: Autoria própria.

Ainda na Figura 19, é possível ver os materiais que compõem o dispositivo. Temos que em cinza se encontra a sílica fundida, o azul escuro representa o analito, os buracos de ar são azul claro, o amarelo é ouro e o vermelho é prata. O valor dos parâmetros geométricos usados foi retirado do trabalho [5], em que os autores otimizaram a estrutura para funcionar como um sensor com grade de ouro. Esses mesmos parâmetros serão usados para os dispositivos que serão

apresentados subsequentemente. O comportamento óptico da sílica fundida é modelado pela equação de Sellmeier, que pode ser vista na equação 24,

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{A_1}{\lambda^2 - B_1} + \frac{A_2}{\lambda^2 - B_2} + \frac{A_3}{\lambda^2 - B_3}}. \quad (24)$$

Para os metais nobres, são usados os dados experimentais encontrados em [7]. O analito e o ar são considerados como tendo índice de refração constante na faixa de espectro utilizada.

O sensor funciona baseado no fenômeno da ressonância plasmônica. Os modos fundamentais da fibra acabam se acoplando em modos plasmônicos na região da grade metálica. É possível observar na Figura 20 a concentração do campo elétrico normalizado na grade metálica para o modo fundamental da fibra.

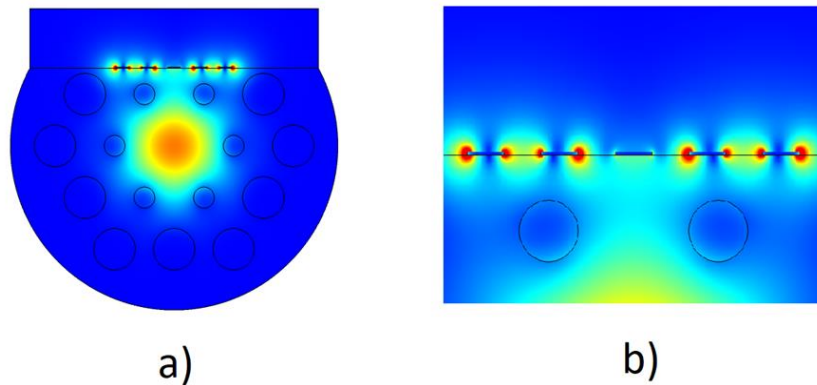


Figura 20 – a) Seção transversal do sensor PCF-SPR mostrando a distribuição normalizada do campo elétrico do modo de propagação nuclear. b) SPR na porção metálica da seção transversal do sensor PCF-SPR. Fonte: Autoria própria.

Essa concentração faz com que as perdas ópticas aumentem consideravelmente na fibra para a frequência de ressonância plasmônica.

Dispositivos plasmônicos apresentam ressonância plasmônica com alta sensibilidade ao índice de refração do material circundante. Isso pode ser usado para medição desse índice de refração. Para calcular a sensibilidade de amplitude de perda, de desvio de comprimento de onda e da interrogação de dois fatores como proposta em [5], são necessárias as respectivas equações 25-27,



$$s_A(RIU^{-1}) = -\frac{1}{\alpha(\lambda, n_a)} \frac{\partial \alpha(\lambda, n_a)}{\partial n_a}, \quad (25)$$

$$s_W = \frac{\Delta \lambda_{peak}}{\Delta n_a}, \quad (26)$$

$$s_{2F} = \sqrt{\frac{\Delta x^2 + \Delta y^2}{\Delta n}}. \quad (27)$$

Na Figura 21, é possível observar que o comprimento de onda de ressonância e a amplitude da perda óptica variam consideravelmente com a variação do índice de refração do analito. Na figura Figura 22, é possível observar a sensibilidade da amplitude em relação ao comprimento de onda e ao índice de refração do analito.

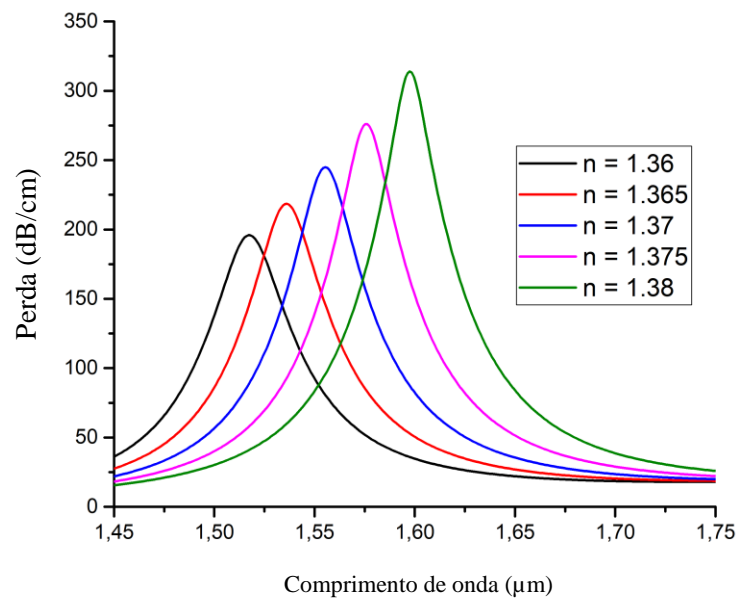


Figura 21 – Perdas em função do comprimento de onda para índices de refração do analito variando de 1,36 a 1,38.  
Fonte: Autoria própria.

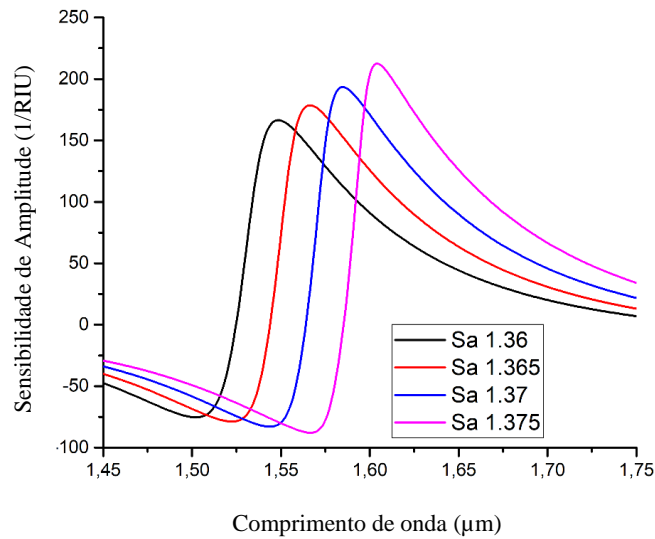


Figura 22 – Sensibilidade de amplitude em função do comprimento de onda para o índice de refração do analito variando de 1,36 a 1,38. Fonte: Autoria própria.

O sensor apresenta boa linearidade com relação à variação do comprimento de onda como pode ser visto na Figura 23. Os dados de comprimento de onda de ressonância em função do índice de refração do analito são apresentados, bem como a regressão linear.

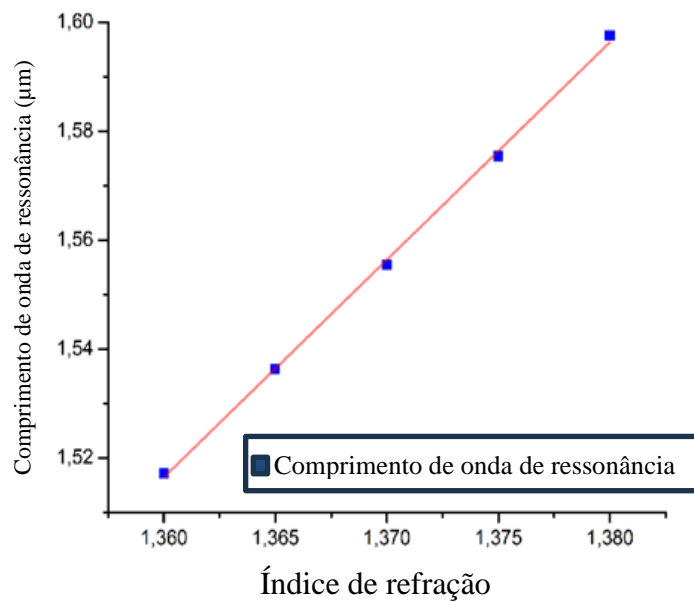


Figura 23 – Comprimento de onda de ressonância em função do índice de refração do analito. Fonte: Autoria própria.

A sensibilidade do comprimento de onda foi de 3.210,8 nm/RIU, enquanto da amplitude de perda foi de 4.724 dB/RIU. É possível realizar uma interrogação do sensor considerando os dois fatores, tanto o comprimento de onda quanto a amplitude de perda. A sensibilidade de dois fatores é  $4,7253 \times 10^3$ /RIU.

## 6.2. Sensor plasmônico de índice de refração com fibra D de cristal fotônico: segunda configuração de materiais

Um segundo dispositivo foi proposto com os mesmos parâmetros geométricos, porém com uma configuração diferente de materiais. Agora a prata está nas três hastes mais próximas do centro da grade e o ouro nas extremidades como ilustrado na Figura 24.

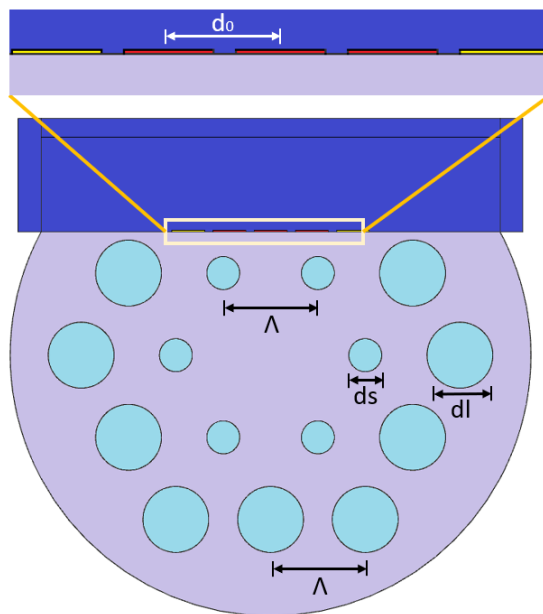


Figura 24 – Seção transversal do sensor PCF-SPR em que o azul escuro representa o analito, os buracos de ar são azul claro, o cinza é sílica fundida, o amarelo é ouro e o vermelho é prata. As dimensões são  $d_0 = 1 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ ,  $d_s = 0.8 \mu\text{m}$  e  $d_l = 1.6 \mu\text{m}$ . Fonte: Autoria própria.

É possível observar que o comportamento é parecido. Para uma mesma faixa de índices de refração, pode-se ver o mesmo deslocamento para o vermelho dos picos, bem como o aumento do pico de perda como pode ser visto na Figura 25.

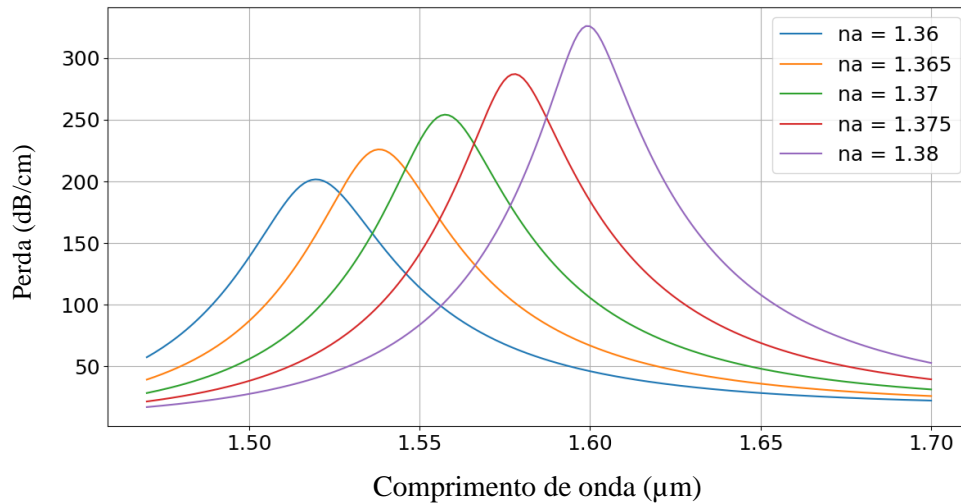


Figura 25 – Perdas em função do comprimento de onda para índices de refração do analito variando de 1,36 a 1,38. Fonte: Autoria própria.

A sensibilidade de amplitude também obteve um comportamento parecido. Pode ser observado um leve aumento com relação ao índice de refração. As curvas podem ser vistas na Figura 26.

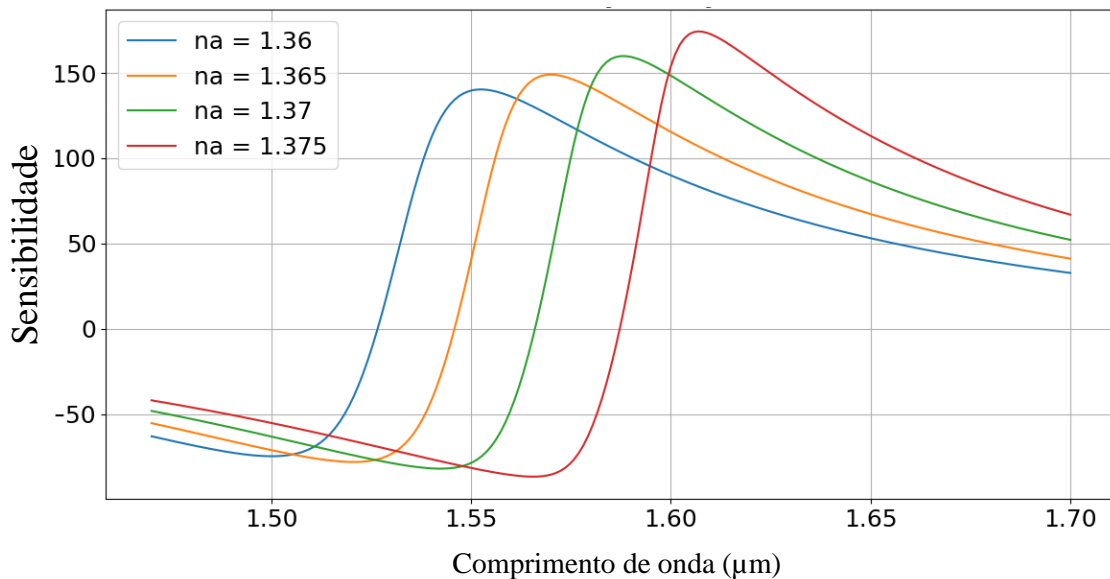


Figura 26 – Sensibilidade de amplitude em função do comprimento de onda para o índice de refração do analito variando de 1,36 a 1,38. Fonte: Autoria própria.

Da mesma forma a linearidade com relação ao comprimento de onda foi preservada como pode ser visto no gráfico da Figura 27 que mostra a relação entre o comprimento de onda de ressonância e o índice do analito.

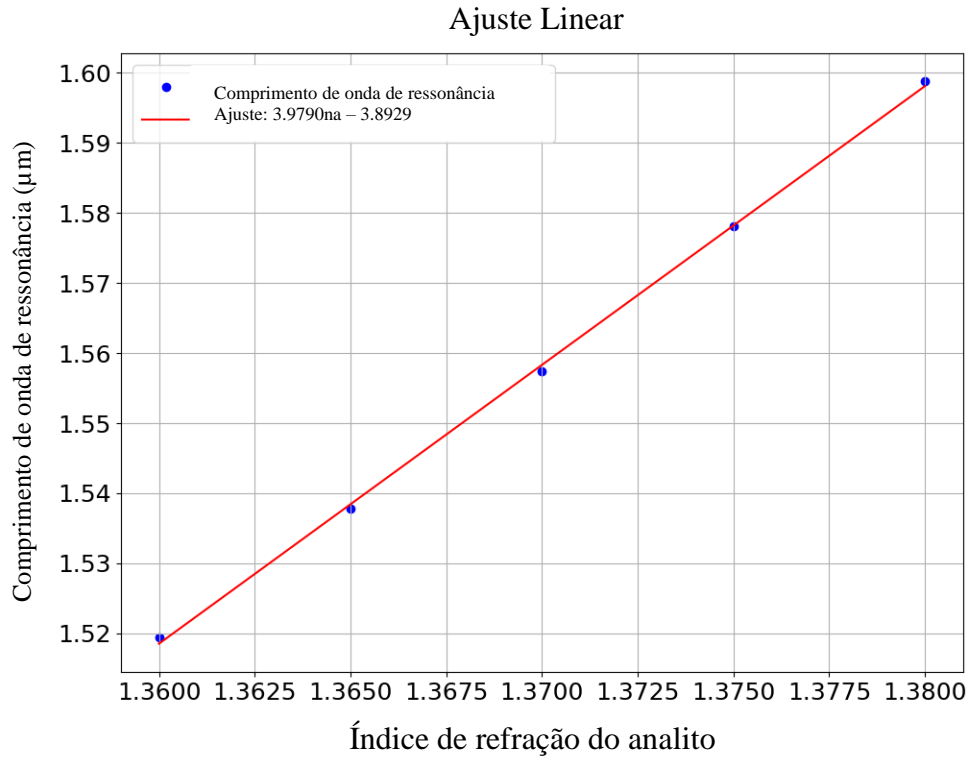


Figura 27 – Comprimento de onda de ressonância em função do índice de refração do analito. Fonte: Autoria própria.

As semelhanças observadas eram esperadas devido ao fato da composição média de material ter sofrido pouca variação, isto é, a quantidade de ouro e prata se manteve muito parecida, fazendo com que o comportamento da grade metálica fosse pouco alterado.

A sensibilidade do comprimento de onda foi de 3.979 nm/RIU, da amplitude de perda foi de 6.193,52 dB/RIU e a de dois fatores 7.361,53.

### 6.3. Sensor plasmônico de índice de refração com fibra de cristal fotônico em D: terceira configuração de materiais

Uma outra composição de materiais foi proposta. Dessa vez, a grade é quase inteiramente composta de prata, apenas a haste central é de ouro. Nesse caso, é esperado uma maior diferença em relação à primeira estrutura, já que a maior parte da grade é composta de prata, portanto há uma mudança significativa na composição das constantes de permissividade elétrica distribuídas na geometria do dispositivo.

A primeira diferença notável é o deslocamento que ocorreu com os picos de perda. Os picos foram deslocados ou deixaram de existir na região original de comprimento de onda e índice de

refração, como pode ser visto na Figura 28. Alguns outros picos se transformaram em longas regiões de alta perda, impedindo o uso do dispositivo nessa região como um sensor. Foram necessárias diversas novas simulações em diferentes regiões, tanto considerando comprimento de onda quanto considerando índice de refração para encontrar a nova região.

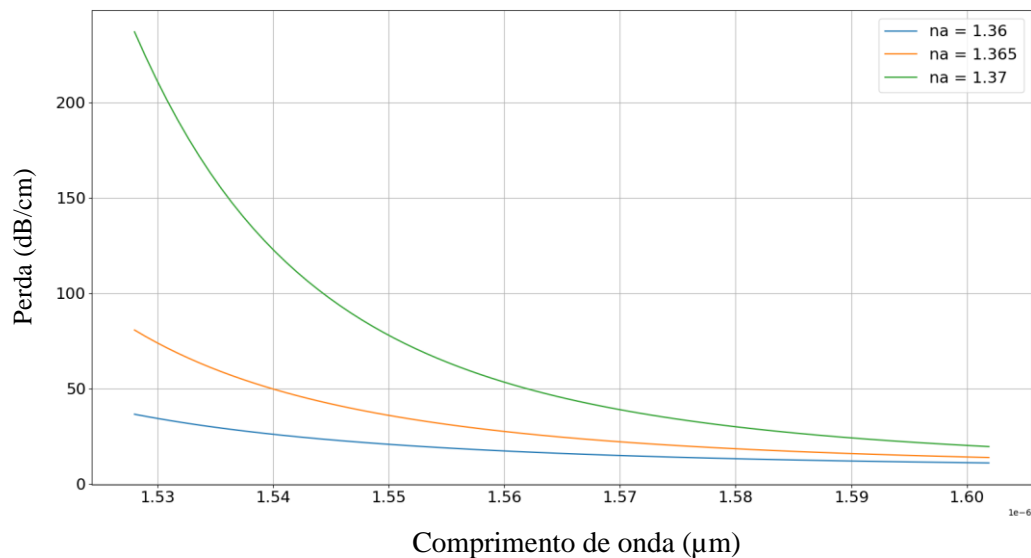


Figura 28 – Picos de ressonância foram deslocados da mesma região de índice de refração e comprimento de onda.  
Fonte: Autoria própria.

A nova região pode ser vista na

Figura 29. Agora os índices de refração variam de 1,24 a 1,28. Os picos se localizam em torno do intervalo de comprimento de onda de 1,05 a 1,12 μm. É possível observar outra diferença em relação aos dispositivos anteriores. Os picos diminuem de tamanho com o aumento do índice de refração e essa variação no tamanho do pico é bem suave. O desvio de comprimento de onda continua sendo para o vermelho, contudo.

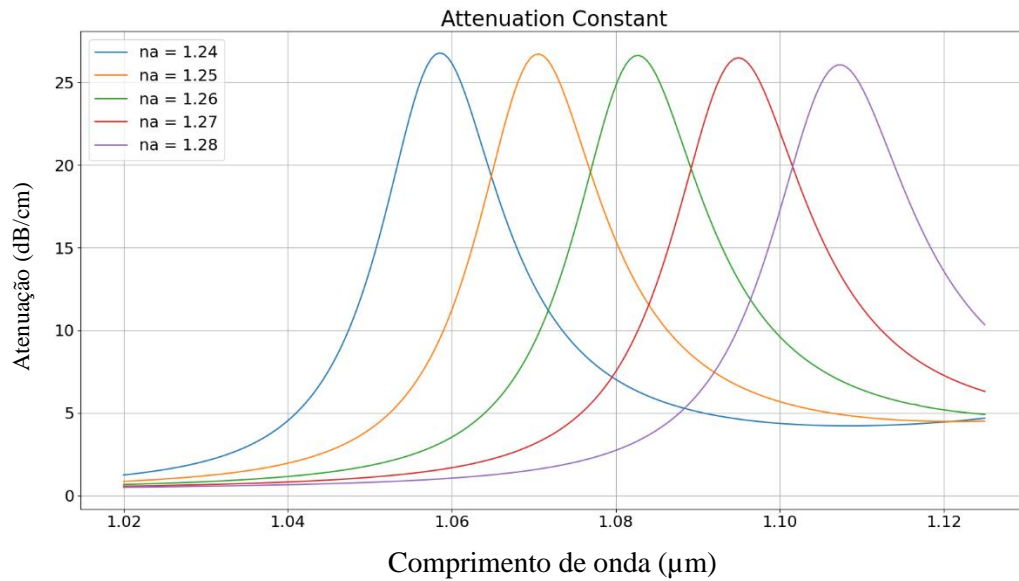


Figura 29 – Perdas em função do comprimento de onda para índices de refração do analito variando de 1,36 a 1,38. Fonte: Autoria própria.

Na Figura 30, é possível observar a sensibilidade. Agora ela diminui gradativamente com o aumento do índice de refração.

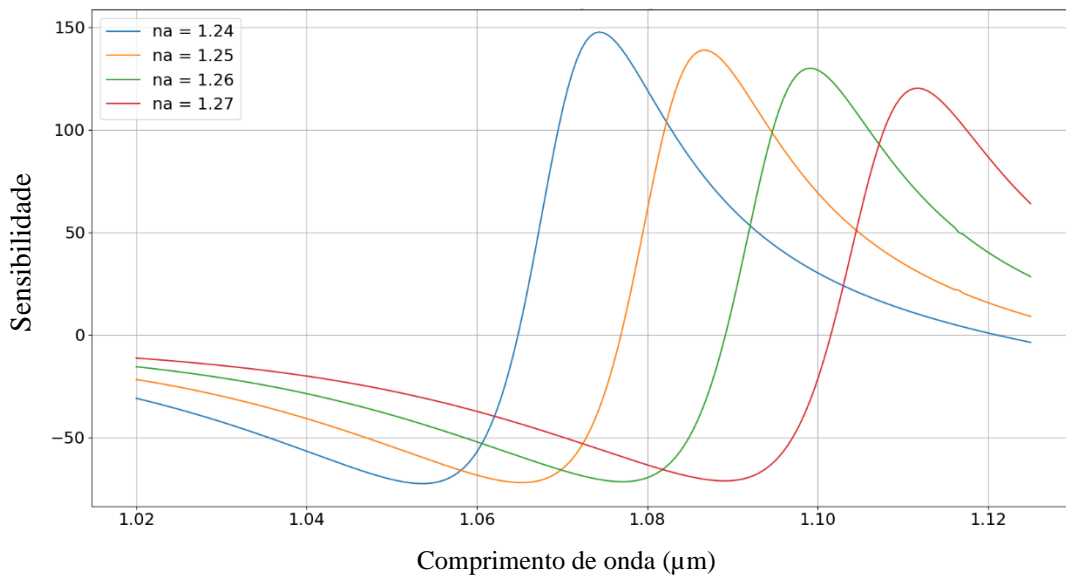


Figura 30 – Sensibilidade de amplitude em função do comprimento de onda para o índice de refração do analito variando de 1,24 a 1,28. Fonte: Autoria própria.

O sensor continua com ótima linearidade com relação ao comprimento de onda como pode ser visto na Figura 31, no gráfico de índice do analito por comprimento de onda.

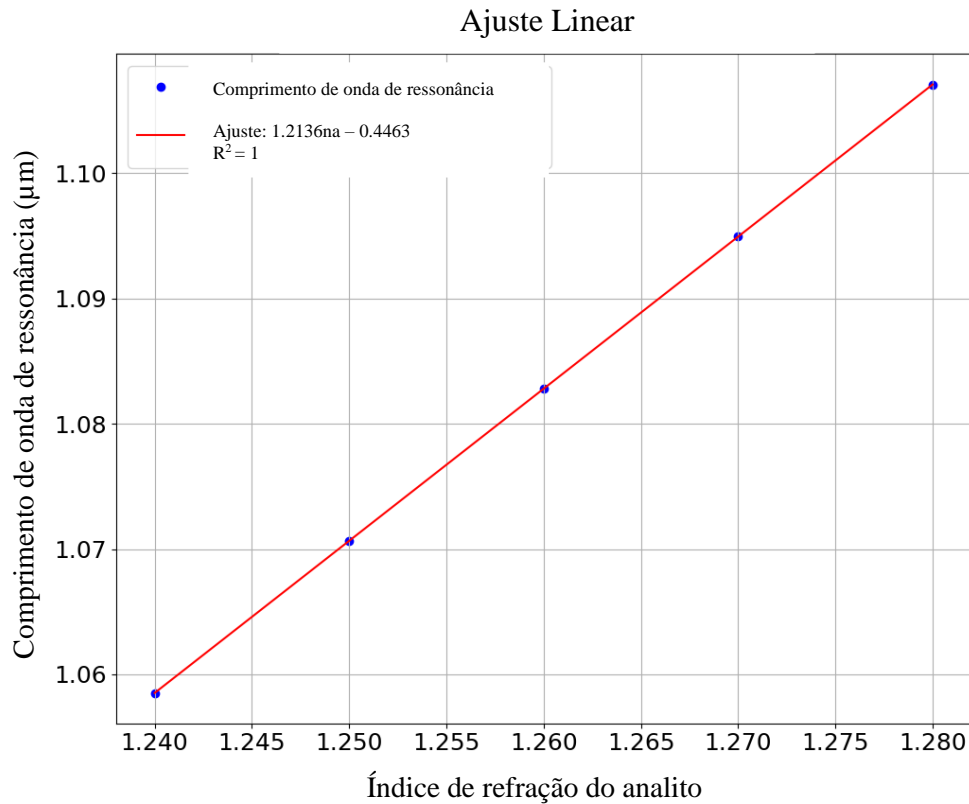


Figura 31 – Comprimento de onda de ressonância em função do índice de refração do analito. Fonte: Autoria própria.

A sensibilidade do comprimento de onda foi de 1.213,57 nm/RIU, da amplitude de perda foi de -16,85 dB/RIU e a de dois fatores 1.213,68.

#### **6.4. Sensor plasmônico de índice de refração com fibra de cristal fotônico em D: quarta configuração de materiais**

A última composição de materiais proposta foi com a grade inteiramente composta de prata. Nesse caso, também é esperado uma grande diferença em relação à primeira estrutura, já que toda a grade é composta de prata. Portanto, há uma mudança significativa na composição das constantes de permissividade elétrica distribuídas na geometria do dispositivo.

O comportamento desse último dispositivo, na região de comprimento de onda analisada para os outros primeiros três dispositivos (~1,5 a 1.75 µm), apresentou longas regiões de alta perda, impedindo seu uso nessa região tanto como um sensor, quanto como guia eficiente. Foram necessárias novas simulações em diferentes regiões, tanto considerando comprimento de onda



quanto considerando índice de refração para encontrar a nova região, onde o comportamento do dispositivo fosse adequado ao sensoriamento ( $\sim 1,025$  a  $1,2 \mu\text{m}$ ).

Também houve um grande deslocamento nos comprimentos de onda de ressonância dos picos de perda. Os picos foram deslocados ou deixaram de existir na região original de comprimento de onda e índice de refração, além disso passaram a apresentar uma região de crescimento e outra região de decrescimento em amplitude de perda com o aumento do comprimento de onda, como pode ser visto na

Figura 32.

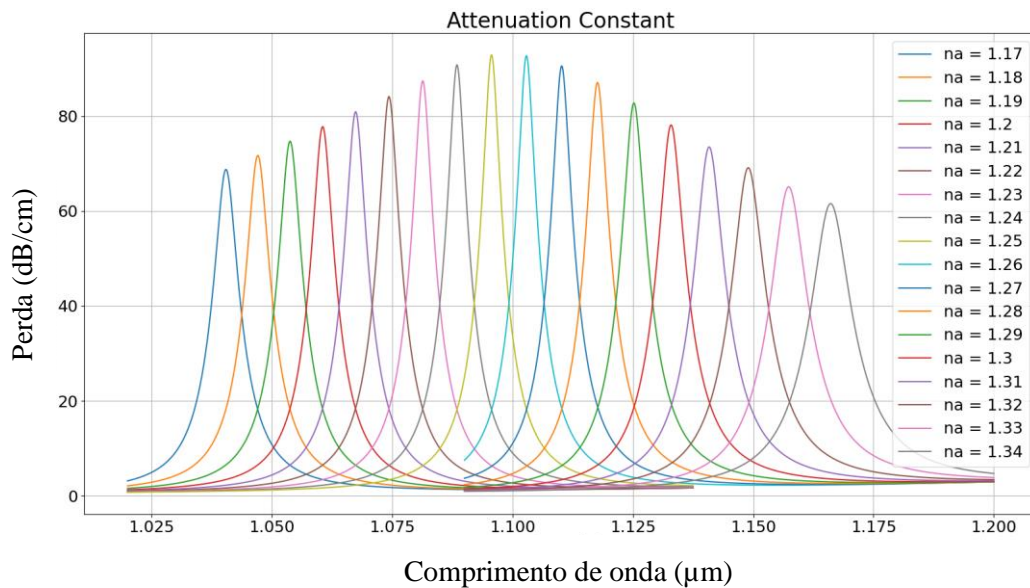


Figura 32 - Perdas em função do comprimento de onda para índices de refração do analito variando de 1,17 a 1,34.  
Fonte: Autoria própria.

É possível observar que o dispositivo ainda preserva boa linearidade (

Figura 33), com coeficiente  $R^2 = 0,9988$ , em toda região de comprimento de onda considerada, podendo ser usado como sensor com técnica de sensoriamento de comprimento de onda.

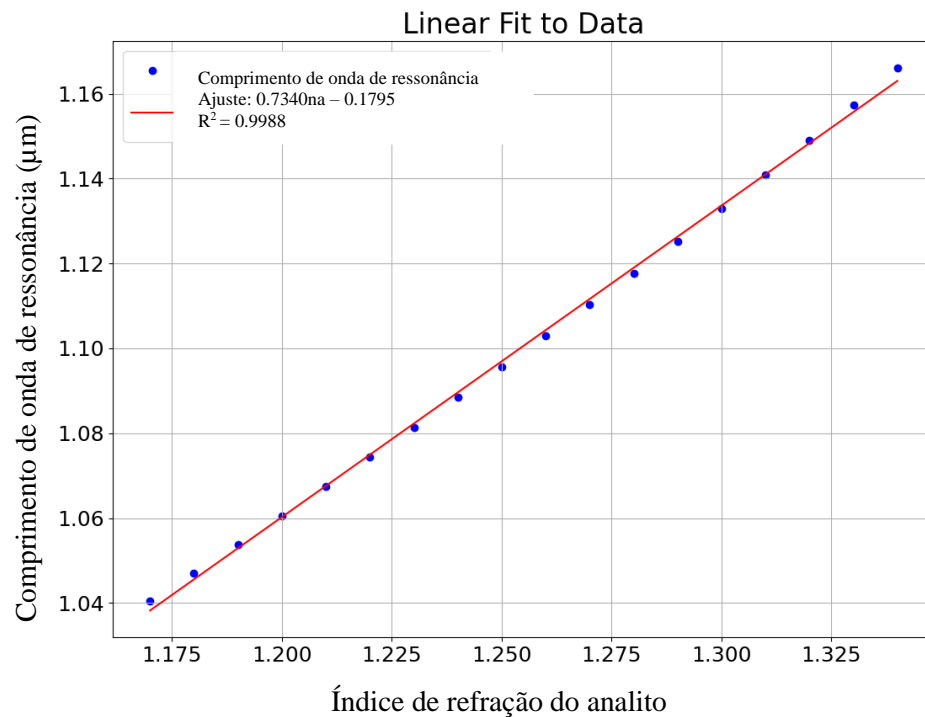


Figura 33 – Comprimento de onda de ressonância em função do índice de refração do analito em toda região considerada (~1,025 a 1,2 µm). Fonte: Autoria própria.

Para melhor visualização e processamento dos dados, as regiões do dispositivo foram separadas em duas regiões, a de perdas crescentes e decrescentes. As perdas para a região crescente (~1,02 a 1,12 µm) são mostradas na Figura 34, onde pode-se perceber que, aumentando o índice de refração de 1,17 até 1,25, os picos de perda também aumentam. É possível perceber que a sensibilidade tem comportamento parecido com o primeiro e segundo dispositivos, como mostrado na

Figura 35. Os máximos de sensibilidade aumentam com o índice de refração. Na Figura 36, pode ser visto o comportamento do comprimento de onda de ressonância em função do índice de refração do analito, onde é possível observar excelente linearidade com  $R^2 = 0,9998$ .

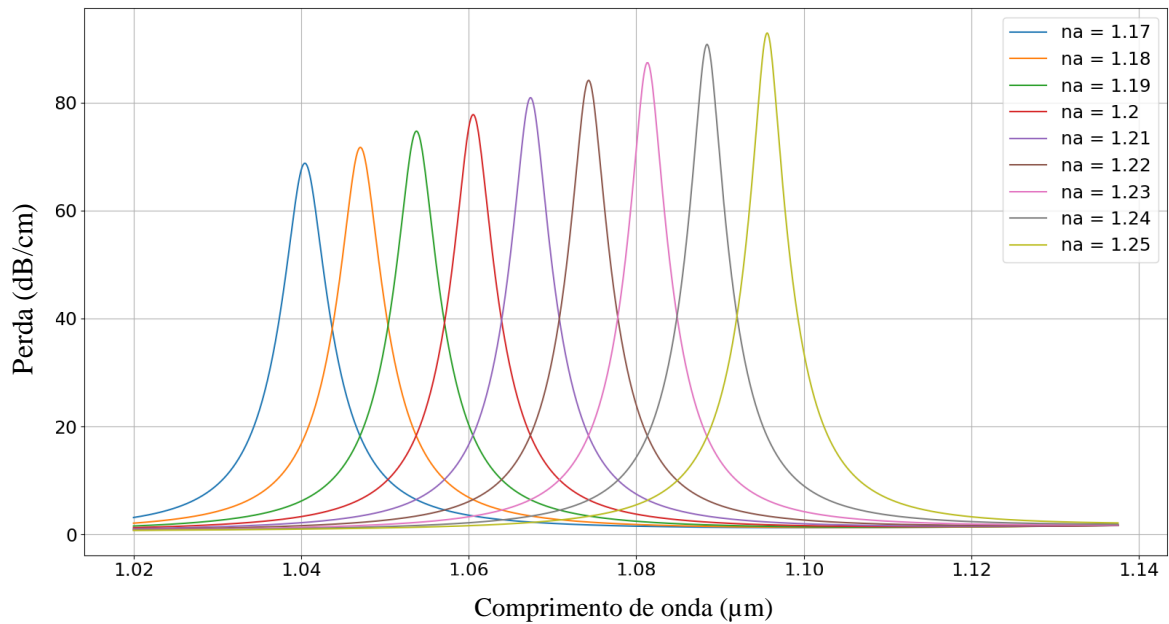


Figura 34 – Perdas em função do comprimento de onda para índices de refração do analito variando de 1,17 a 1,25, região de perda crescente. Fonte: Autoria própria.

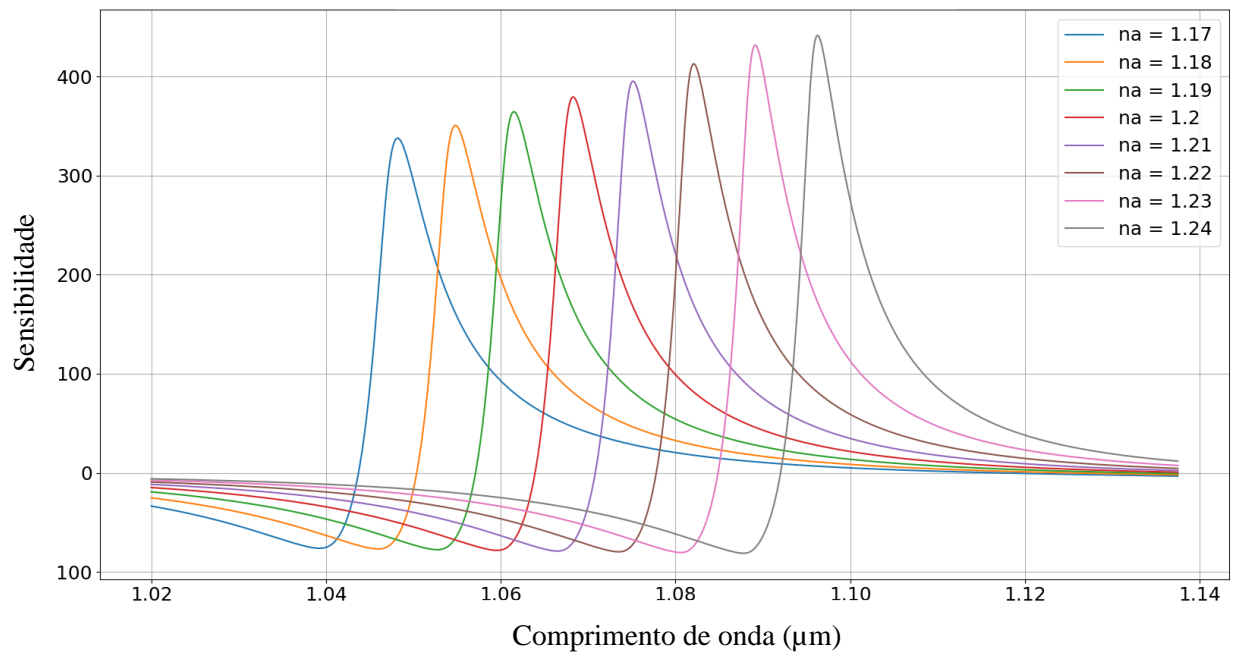


Figura 35 – Sensibilidade de amplitude em função do comprimento de onda para o índice de refração do analito variando de 1,17 a 1,25, região de perda crescente. Fonte: Autoria própria.

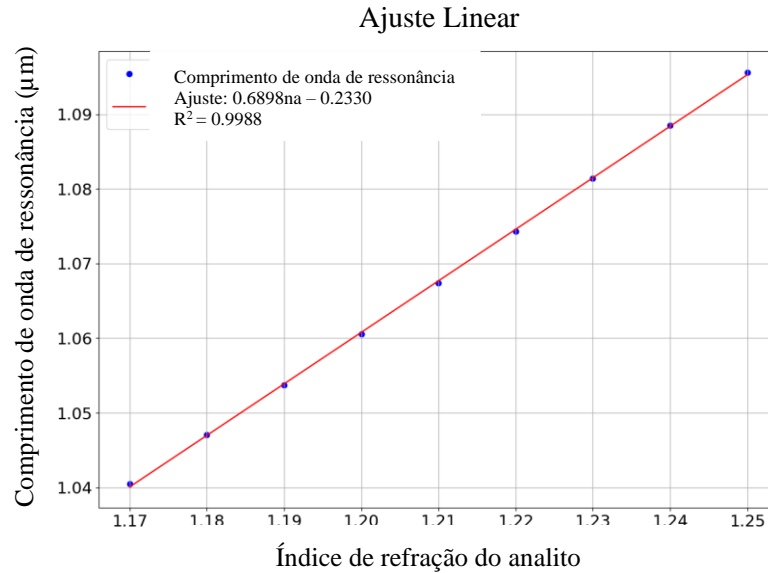


Figura 36 – Comprimento de onda de ressonância em função do índice de refração do analito variando de 1,17 a 1,25, região de perda crescente. Fonte: Autoria própria.

A sensibilidade do comprimento de onda foi de 689,83 nm/RIU, da amplitude de perda foi de 309,20 dB/RIU e a de dois fatores, 755,96, para a primeira região considerada.

A região que apresenta perdas cujos picos são decrescentes ( $\sim 1,1$  a  $1,2 \mu\text{m}$ ) pode ser vista na

Figura 37. É possível perceber que, com o aumento do índice de refração de 1,26 a 1,34, os picos de perda associados diminuem.

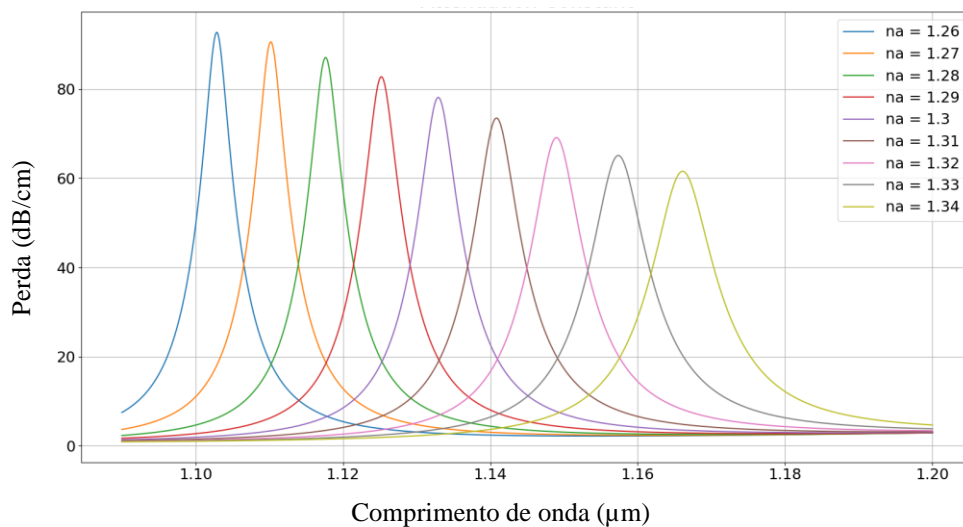


Figura 37 – Perdas em função do comprimento de onda para índices de refração do analito variando de 1,26 a 1,34, região de perda decrescente. Fonte: Autoria própria.

Outra diferença facilmente percebida nessa região é o aumento da largura de linha dos picos com o aumento do índice de refração, indicando uma tendência de desaparecimento do comportamento sensório para índices de refração maiores que 1,34. Porém, essa tendência precisaria ser confirmada por novas simulações. As curvas de sensibilidade, que podem ser vistas na

Figura 38, mostram um decaimento dos picos de sensibilidade com o aumento do índice de refração. Essas curvas também têm a sua largura de linha crescente à medida que o índice de refração cresce.

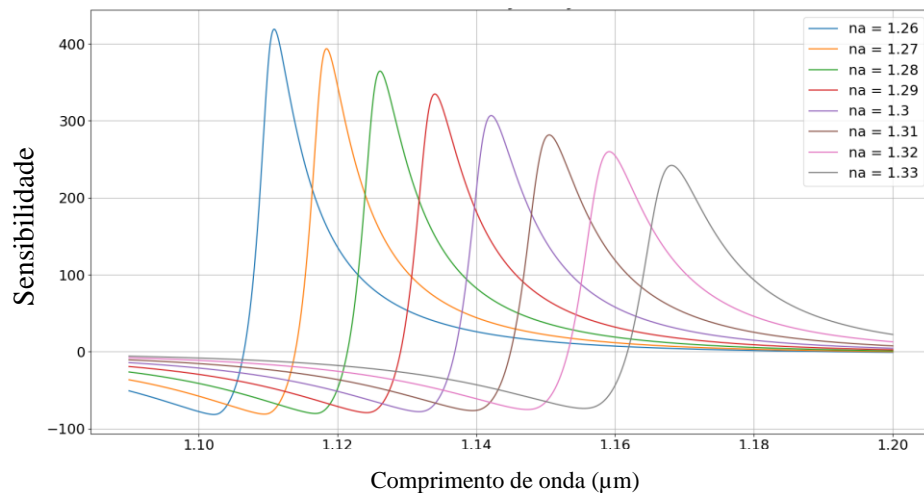


Figura 38 – Sensibilidade de amplitude em função do comprimento de onda para o índice de refração do analito variando de 1,26 a 1,33, região de perda decrescente. Fonte: Autoria própria.

Na Figura 39, é possível ver a curva que relaciona o comprimento de onda de ressonância com o índice de refração. É possível perceber comportamento similar à outra região, com boa linearidade. O  $R^2 = 0,9992$  é bastante elevado e a diferença na linearidade em relação a região anterior não é significativa.

A sensibilidade do comprimento de onda foi de 787,65 nm/RIU, da amplitude de perda foi de -410,4 dB/RIU e a de dois fatores, 888,16, para a segunda região considerada.

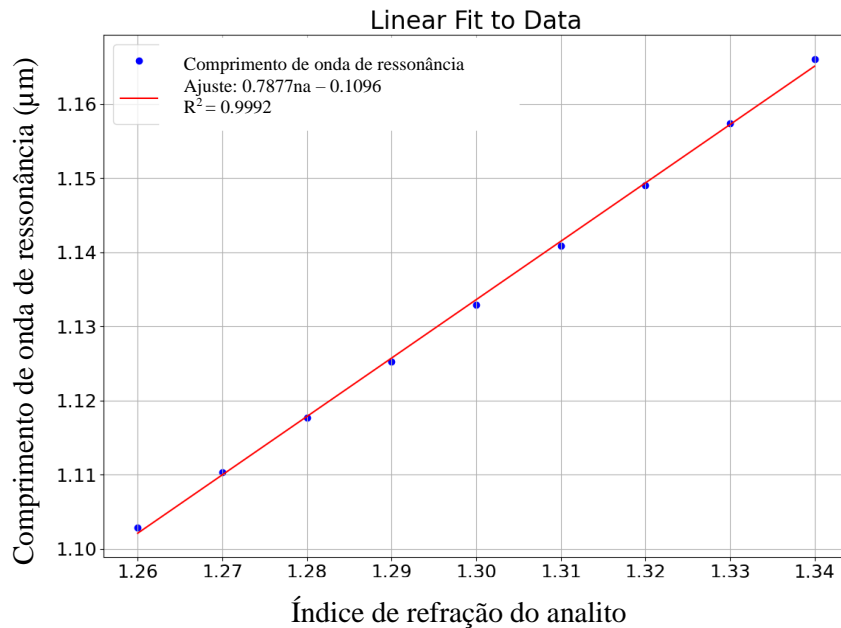


Figura 39 – Comprimento de onda de ressonância em função do índice de refração do analito variando de 1,17 a 1,25, região de perda decrescente. Fonte: Autoria própria.

### 6.5. Caracterização de sensor de índice de refração plasmônico baseado em fibra de cristal fotônico em por meio de rede neural

Nesse trabalho, foi projetada uma rede neural para caracterizar o comportamento do dispositivo. É uma rede *perceptron* que consiste em duas entradas: índice de refração do analito e comprimento de onda. Possui uma saída: perda de transmissão em dB/cm. Possui três camadas ocultas: a primeira e terceira com 10 neurônios, e a segunda com 60. Essas camadas usam função de ativação de tangente hiperbólica. Há ainda um último neurônio antes da saída com função de ativação linear. Uma representação gráfica da rede pode ser vista na Figura 40.

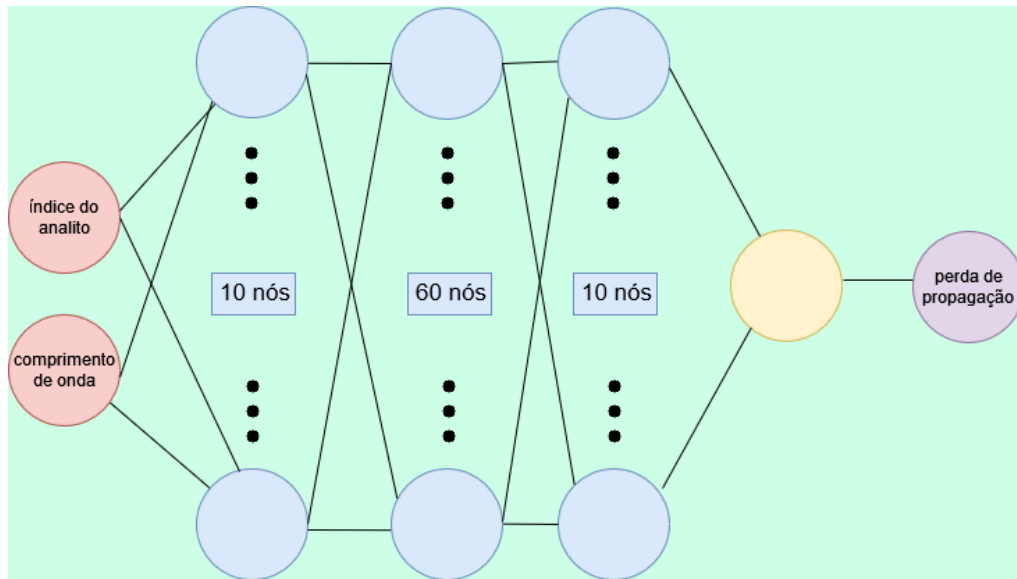


Figura 40 – Representação da rede neural onde pode ser visto três camadas ocultas de 10, 60 e 10 neurônios e um neurônio adicional antes da saída. Fonte: Autoria própria.

Para base de dados das redes neurais, foram gerados dados em simulação com o software COMSOL Multiphysics. Foram geradas 10 curvas de perda de propagação em função do comprimento de onda para 10 índices de refração do analito entre 1,36 e 1,3825 como pode ser visto na Figura 41. Para estudo e comparação, também foram geradas com esses mesmos valores curvas de picos de perda e comprimentos de onda de ressonância, ambos em função do índice do analito como mostradas na Figura 42 e Figura 43.

Dois métodos de treinamento foram testados, Levenberg-Marquardt (LM) e Bayesian Regularization (BR). As redes neurais foram treinadas usando o software MATLAB. Para o método LM, 70% dos dados foram reservados para treinamento, 15% para validação e 15% para teste. No caso do método BR, 70% treinamento e 30% teste. No método LM (curva de performance mostrada na Figura 44), apesar do baixo erro quadrático médio para o conjunto de treino, a rede não se ajustou adequadamente aos dados, como pode ser visto na Figura 45 a) e b), onde podem ser vistos os dados obtidos a partir da rede que, se comparados com os dados da base de dados, mostrados na Figura 42 e Figura 43, mostram oscilações e instabilidade, em desacordo com a base de dados. Dessa forma, foi escolhida a rede treinada pelo método BR que se adequa melhor à tendência observada na base de dados como se pode ver mais adiante. De agora em diante, a palavra rede sempre se referirá à rede treinada pelo método BR.

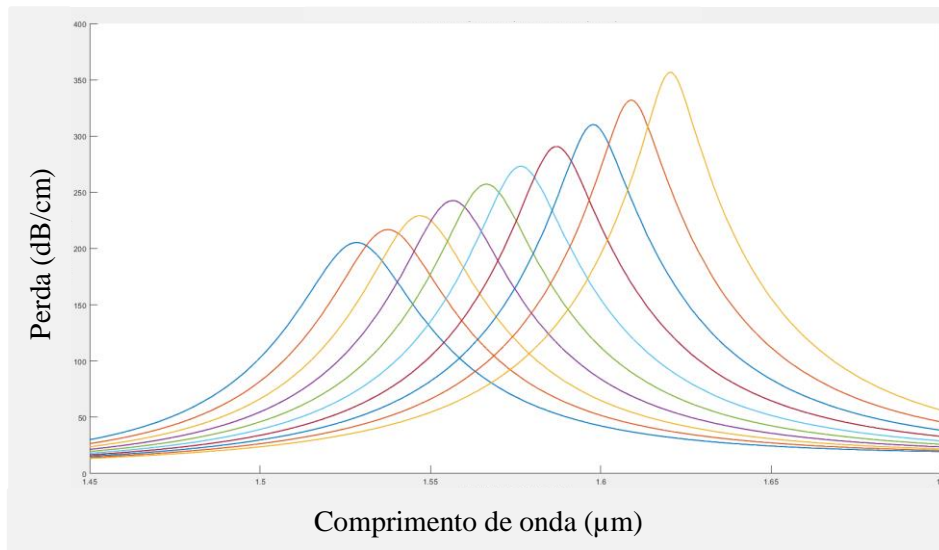


Figura 41 – Curvas de perdas para 10 valores de índices de refração do analito diferentes. Fonte: Autoria própria.

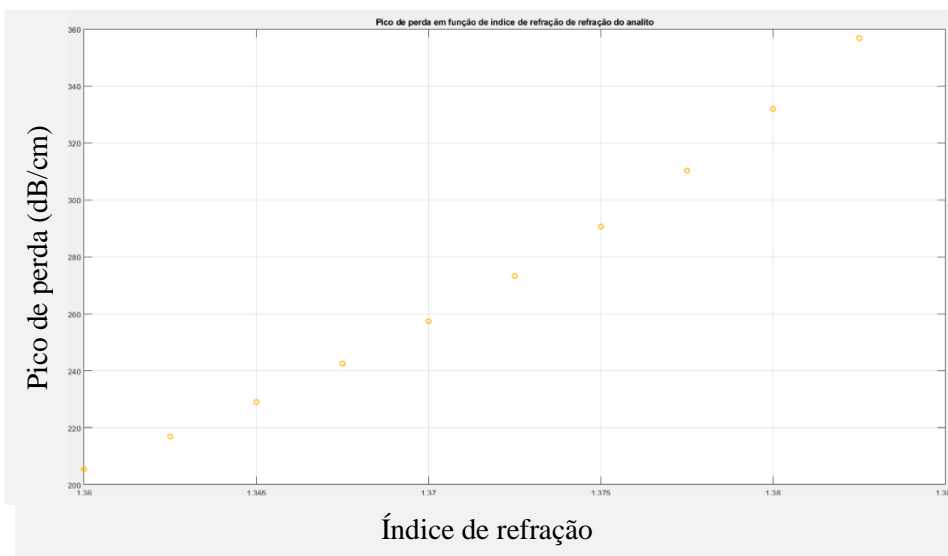


Figura 42 – Picos de perda em função do índice do analito. Fonte: Autoria própria.



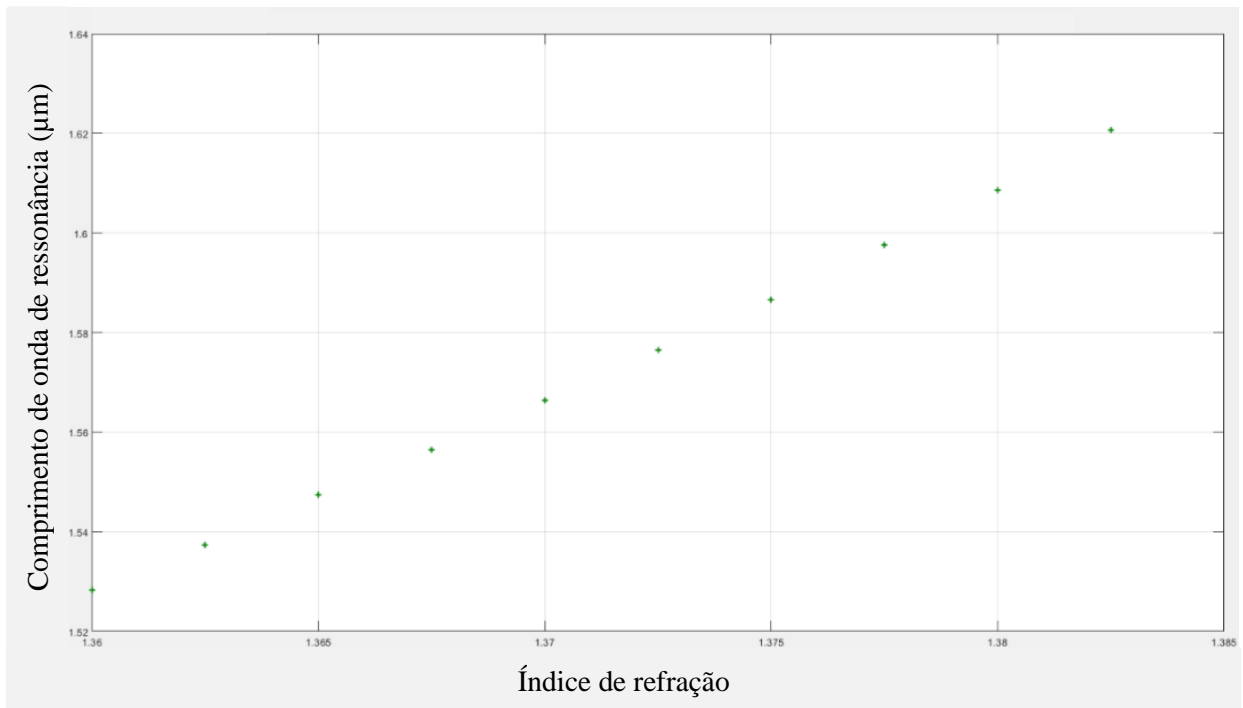


Figura 43 – Comprimento de onda de ressonância em função do índice do analito. Fonte: Autoria própria.

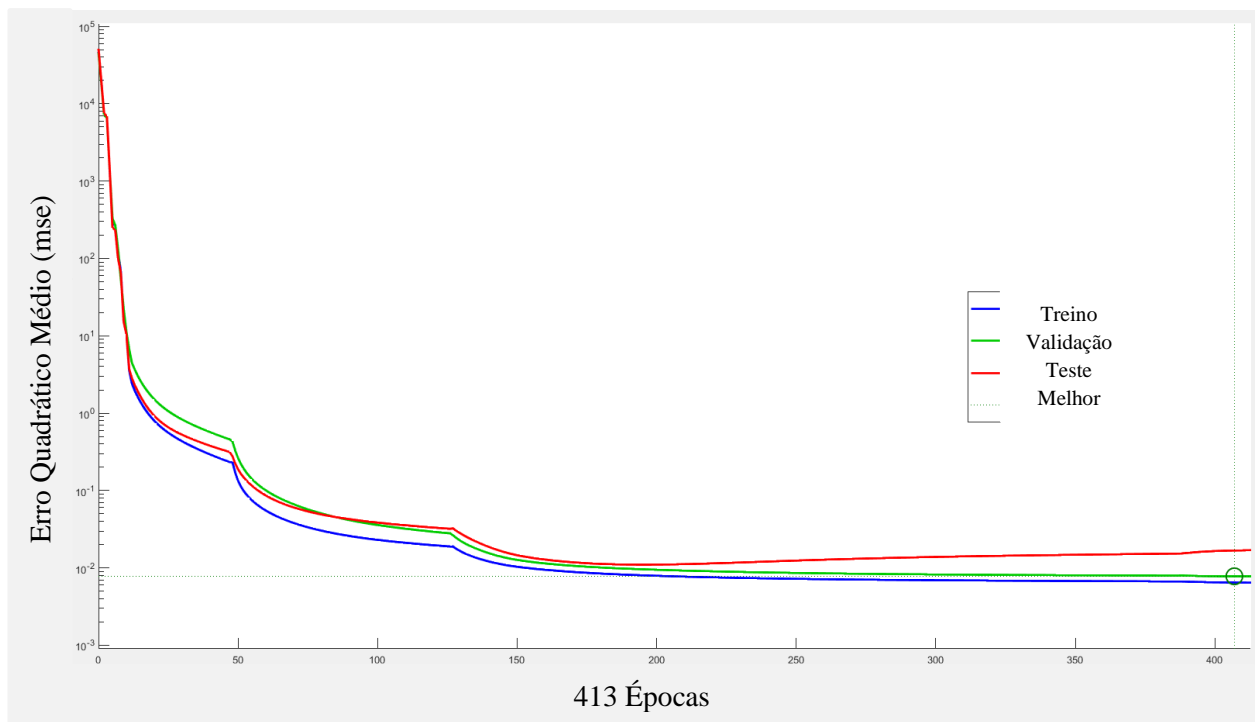
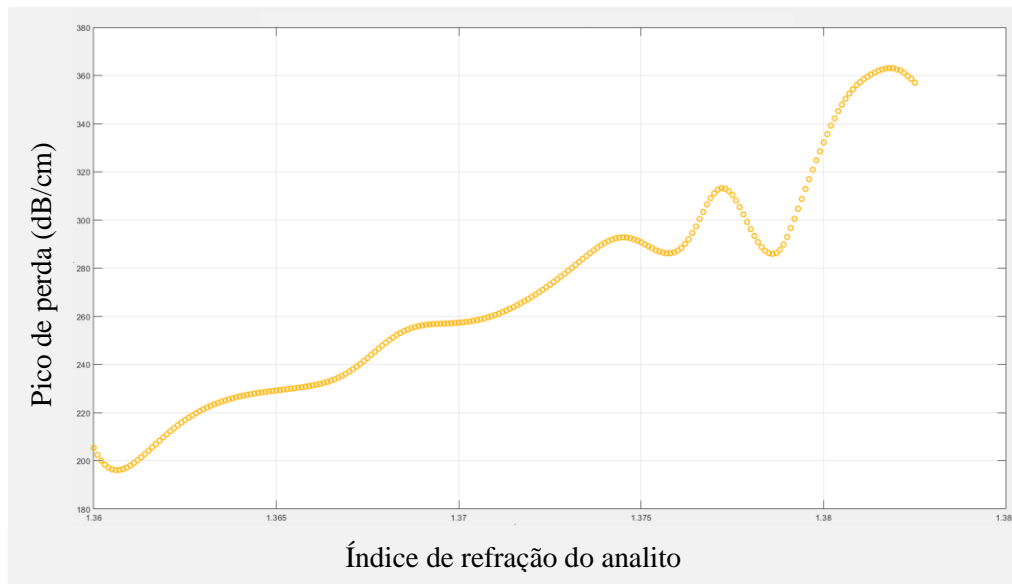
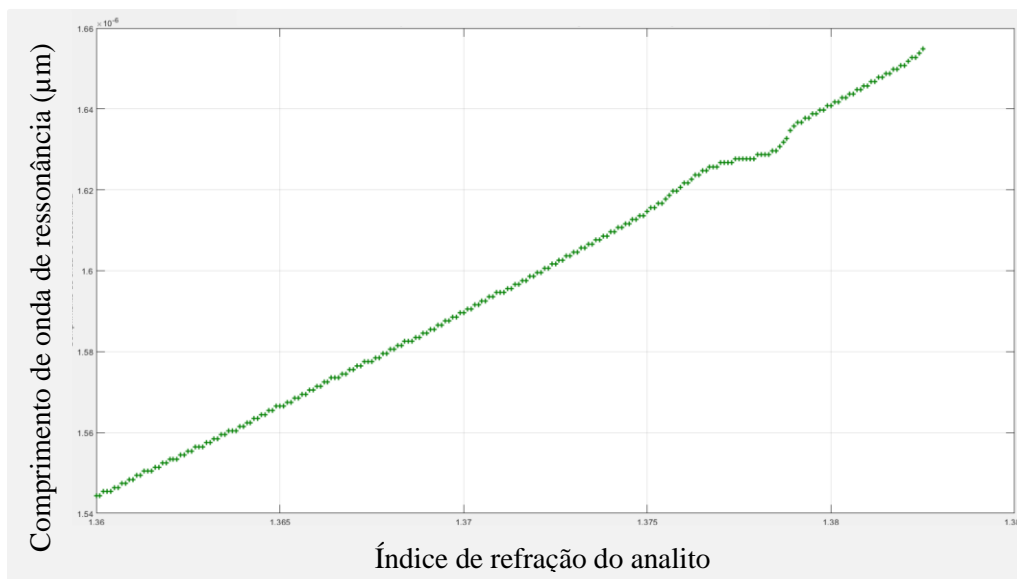


Figura 44 – Curva de performance para treinamento LM, critério MSE. Azul, conjunto treinamento; vermelho, conjunto teste. Fonte: Autoria própria.



a)



b)

Figura 45 – Pico de perdas a) e comprimentos de onda de ressonância b) calculados pela rede com treinamento LM. É possível observar instabilidade e oscilações no ajuste feito pela rede descartada. Fonte: Autoria própria.

A rede neural, como pode ser visto na Tabela 1, levou 4 minutos e 24 segundos de tempo de treinamento alcançando performance com critério de erro quadrático médio de 0,00633 e com gradiente de 0,277.

Tabela 1 - Performance de treinamento.

Unidade	Valor Inicial	Valor de Parada	Alvo
Época	0	1.168	5.000
Tempo Percorrido	-	4min e 24seg	-
Performance	4,61e+04	0,00633	0
Gradiente	2,13e+05	0,277	1e-07

É possível observar o gráfico de performance na Figura 46. É possível perceber que o treinamento foi interrompido na época 1.168, pois foi observado estagnação em ambas as curvas, treinamento e teste, bem como para evitar condições de sobre-treinamento da rede.

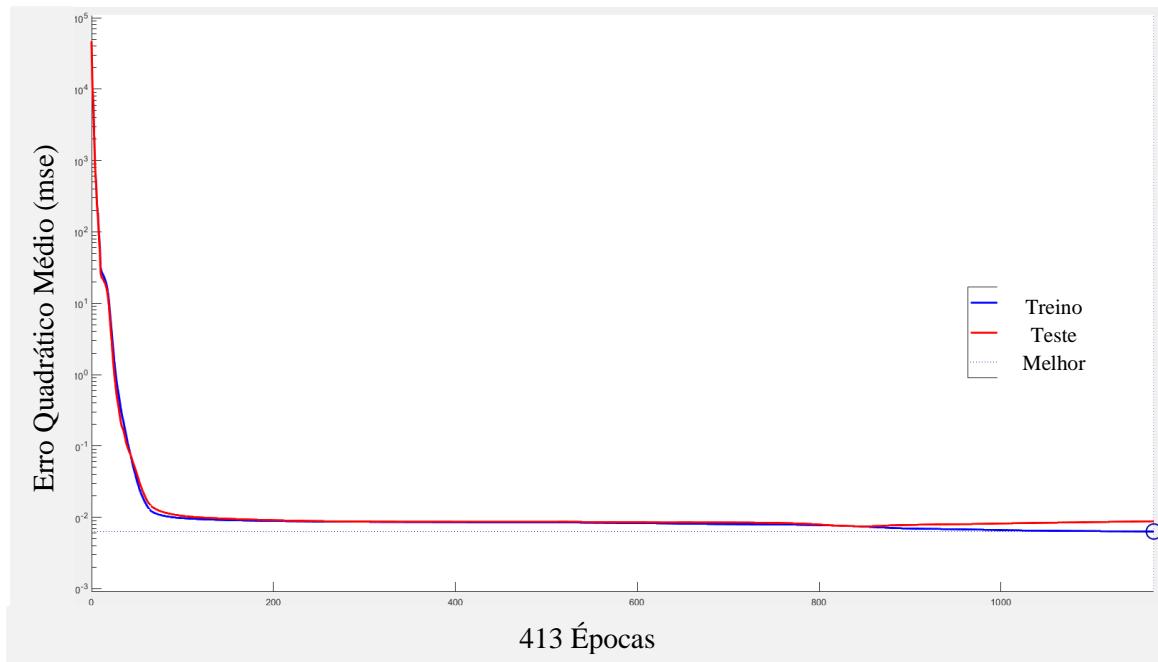


Figura 46 – Curva de performance para treinamento BR, critério MSE. Azul, conjunto treinamento, vermelho, conjunto teste. Fonte: Autoria própria.

As figuras Figura 47, Figura 48 e Figura 49 mostram as regressões lineares relativas aos conjuntos de treino, teste e total, com desvios de 0,00026, 0,0063 e 0,0011, respectivamente.

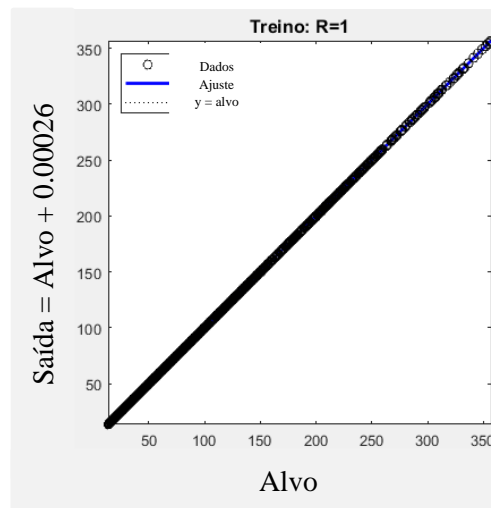


Figura 47 – Regressão linear relativa ao conjunto de treinamento. Fonte: Autoria própria.

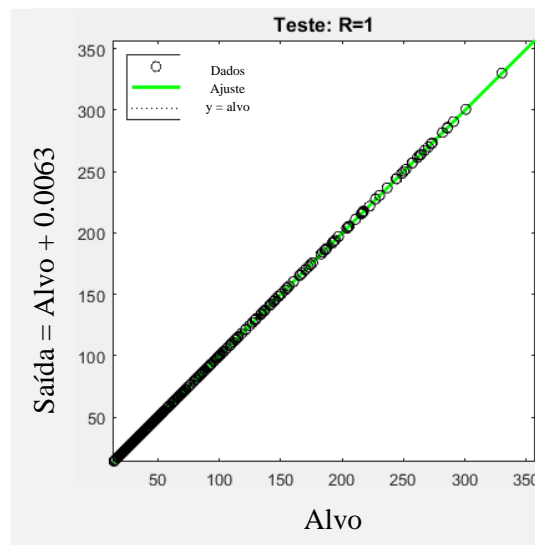


Figura 48 – Regressão linear relativa ao conjunto de teste. Fonte: Autoria própria.

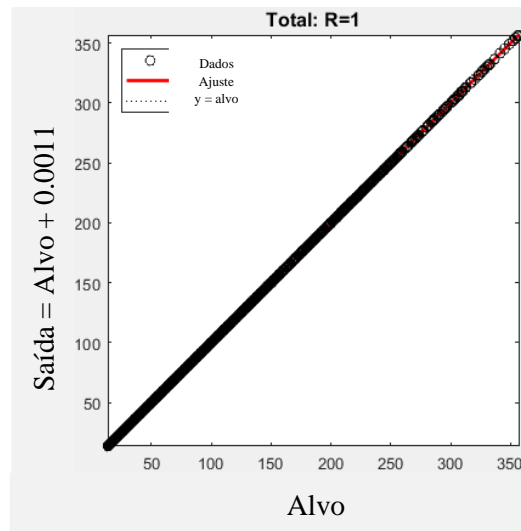


Figura 49 – Regressão linear relativa ao conjunto total. Fonte: Autoria própria.

Os desvios são pequenos o que sugere um bom ajuste com relação ao treinamento bem como boa generalização.

A rede treinada foi usada para caracterização do sensor. Como demonstração, foram gerados dados de entrada com 226 índices de refração do analito, com 250 valores de comprimento de onda para cada. Os dados de saída da rede neural resultaram então em 226 curvas diferentes de perda de propagação (Figura 50). A partir dessas curvas, é possível extrair o pico e o comprimento de onda de ressonância que são suficientes para caracterizar o sensor.

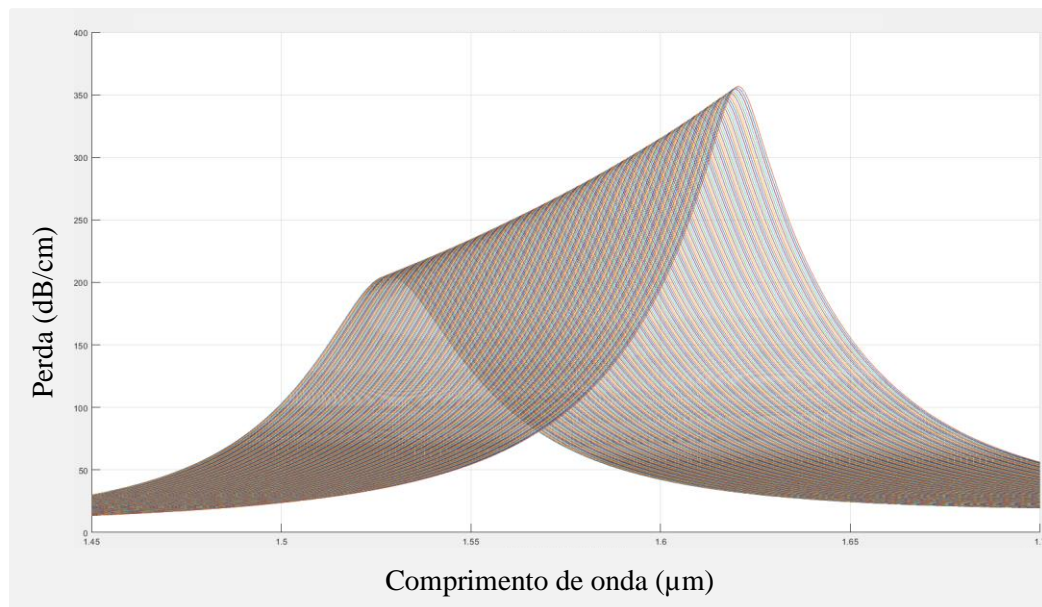


Figura 50 – Curvas de perda de propagação em função do comprimento de onda para cada um dos 226 índices de refração diferentes. Fonte: Autoria própria.

Pode-se agora comparar as curvas obtidas com aquelas da base de dados. As figuras Figura 51 e Figura 52 mostram as curvas de pico de perdas geradas pela rede, bem como as curvas de comprimento de onda de ressonância.

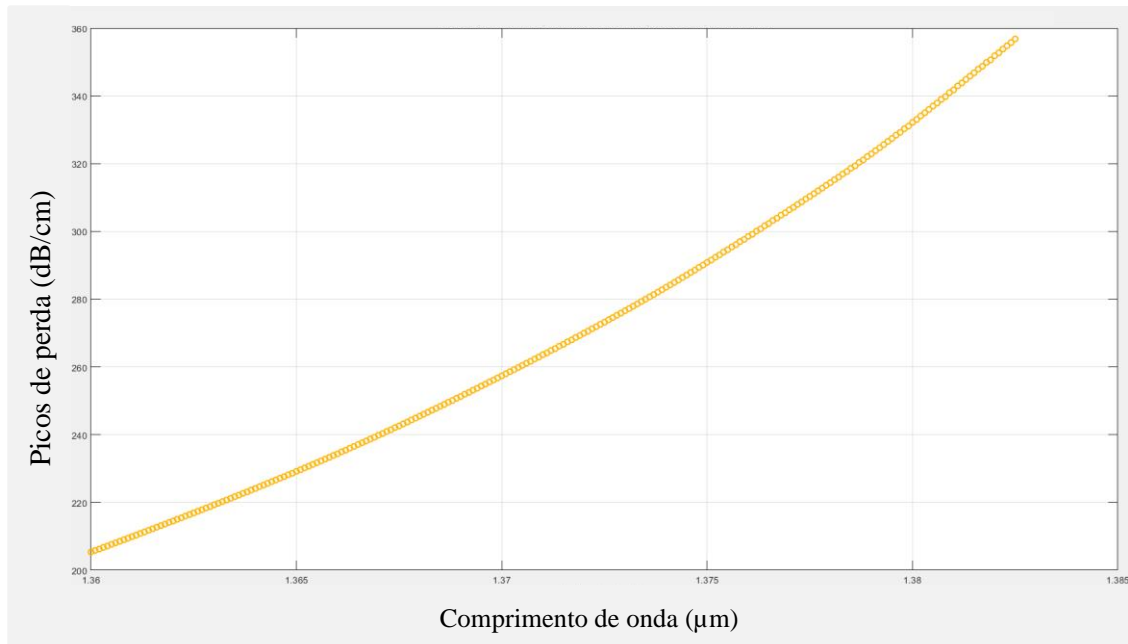


Figura 51 – Picos de perda de propagação para cada um dos 226 índices de refração diferentes. Fonte: Autoria própria.

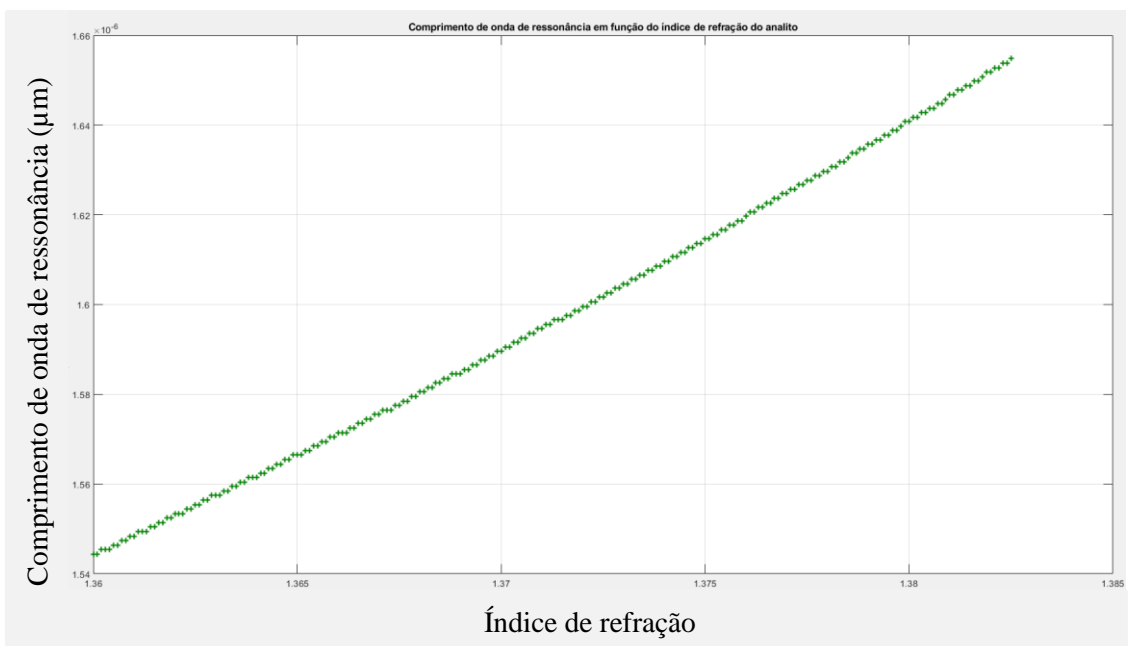


Figura 52 – Comprimento de onda de ressonância para cada um dos 226 índices de refração diferentes. Fonte: Autoria própria.

É possível observar a forte correspondência que motivou então a escolha dessa rede treinada pelo método BR.

Uma comparação com a simulação direta pelo COMSOL Multiphysics pode ser vista na Tabela 2. Um ponto de dados leva em média 15 segundos para ser solucionado pelo solver numérico, porém leva em média  $2,8152 \times 10^{-6}$  segundos para ser resolvido pela rede neural.

Tabela 2 – Tempos de simulação e treinamento para rede neural e simulação computacional.

	<b>Tempo (s)</b>	<b>Tempo de Treinamento (s)</b>	<b>Tempo na geração de 10 curvas (s)</b>
<b>Simulação</b>	11,2364	-	28091
<b>Rede Neural</b>	$2.8152 \times 10^{-6}$	264	0.012873

Uma rede neural foi projetada e treinada para caracterização de um sensor de índice de refração plasmônico baseado em fibra de cristal fotônico. Foram testados dois algoritmos de aprendizagem, LM e BR, respectivamente. O método BR demonstrou boa adequação ao problema e foi escolhido para a caracterização com uma performance de erro quadrático médio de 0,00633. Com a rede neural treinada, é possível fazer consultas com o tempo muito reduzido, possibilitando assim a simplificação no estudo da estrutura, bem como a possibilidade de implementação da rede neural treinada em dispositivos embarcados para leitura automática do sensor.

## 6.6. Comparação de resultados com a literatura

Na tabela é possível ver a comparação sistematizada com a literatura. É possível observar que os valores de sensibilidade obtidos nas faixas correspondentes de índice de refração do analito e de comprimento de onda de operação condizem com o que pode ser encontrado na literatura.

Tabela 3 – Tabela de comparação entre os sensores encontrados na literatura e de autoria própria.

Características do Sensor	Método(s) de Interrogação	Referência	Comprimento de Onda de Operação (nm)	Faixa de Índice de Refração	Sensibilidade Amplitude/Espectral/ (RIU-1)
PCF D de núcleo sólido	Espectral	[16]	550 – 800	1,33 – 1,38	- / 7.300 nm
PCF D de núcleo oco	Espectral	[20]	650 – 850	1,32 – 1,36	- / 6.450 nm
Fibra D baseada	Espectral	[10]	480 – 650	1,33 – 1,37	- / 3.700 nm

em grafeno					
Fibra D de núcleo oco reduzida	Espectral	[14]	550 – 750	1,33 – 1,34	- / 2.900 nm
PCF quase D baseado em grafeno	Amplitude e Espectral	[8]	550 – 740	1,33 – 1,42	1.236 / 3.877 nm
PCF monomodo D baseado em filme de ouro	Espectral	[9]	500 – 900	1,3388 – 1,3638	- / 2.336,2 nm
PCF D de núcleo oco baseado em filme de ouro sobre ranhura polida	Amplitude e Espectral	[12]	1300 – 2.600	1,37 – 1,41	5.059 / 26.927 nm
PCF D de núcleo oco baseado em filme de ouro sobre ranhura em V	Espectral	[13]	600 – 1.300	1,33 – 1,43	- / 31.600 nm
PCF D baseado em filme de ouro sob filme de TiO <sub>2</sub>	Amplitude e Espectral	[17]	520 – 1.720	1,33 – 1,43	1.086 / 9.800 nm
PCF D baseado em filme de ITO	Amplitude e Espectral	[18]	480 – 600	1,33 – 1,37	216 / 3.700 nm
PCF D baseado em filme de ITO	Espectral	[21]	1.600 – 2.100	1,33 – 1,37	- / 5.200 nm
PCF D baseado em grade de ouro	Amplitude e Espectral	[5]	1.450 – 1.750	1,36 – 1,38	1.764 / 3.340 nm
Primeiro sensor PCF D baseado em grade de ouro e prata	Amplitude e Espectral	<b>Próprio Autor</b>	1.450 – 1.750	1,36 – 1,38	4.724 / 3.210 nm
Segundo Sensor PCF D baseado em grade de ouro e prata	Amplitude e Espectral	<b>Próprio Autor</b>	1.450 – 1.700	1,36 – 1,38	6.193 / 3.979 nm
Terceiro Sensor PCF D baseado em grade de ouro e prata	Amplitude e Espectral	<b>Próprio Autor</b>	1.040 – 1.130	1,24 – 1,28	-16,85 / 1.213 nm
Quarto Sensor PCF D baseado em grade de ouro e prata (região crescente)	Amplitude e Espectral	<b>Próprio Autor</b>	1.020 – 1.120	1,17 – 1,25	309 / 689 nm
Quarto Sensor PCF D baseado em grade de ouro e prata (região decrescente)	Amplitude e Espectral	<b>Próprio Autor</b>	1.100 – 1.200	1,26 – 1,34	-410 / 787 nm



## 7. CONCLUSÕES

Nesse trabalho, foi apresentado o básico da modelagem física e matemática da descrição dos metais e dos polaritons de plasmons de superfície. Na descrição dos metais se destaca o modelo de gás de elétrons livres que resulta no modelo de Drude. A modelagem matemática do SPP em uma interface simples fornece informações valiosas sobre o comportamento básico desse tipo de fenômeno, servindo como um guia para o projeto de sensores plasmônicos.

Quatro diferentes configurações de materiais metálicos para compor a grade metálica de um sensor de índice de refração plasmônico baseado em fibra de cristal fotônico em D foram propostos e caracterizados em simulação. Os dispositivos eram compostos por diferentes combinações de prata, ouro, sílica fundida e cavidades preenchidas com ar. Dois dos sensores demonstraram boa sensibilidade e comportamento desejado. A sensibilidade da primeira configuração de materiais para comprimento de onda foi de 3.210,8 nm/RIU, da amplitude de perda foi de 4.724 dB/RIU e a de dois fatores foi  $4,7253 \times 10^3$ /RIU. A segunda configuração de matérias demonstrou sensibilidade ao comprimento de onda de 3.979 nm/RIU, da amplitude de perda foi de 6.193,52 dB/RIU e a de dois fatores 7.361,53, superando o desempenho da primeira. As outras duas configurações tiveram desempenho prejudicado com relação à sensibilidade, obtendo valores mais baixos como a terceira configuração que obteve sensibilidade do comprimento de onda de 1.213,57 nm/RIU, da amplitude de perda foi de -16,85 dB/RIU e a de dois fatores, 1.213.68. A quarta configuração de materiais obteve sensibilidade do comprimento de onda de 689,83 nm/RIU, da amplitude de perda foi de 309,20 dB/RIU e a de dois fatores, 755,96, para a primeira região considerada. Para a segunda, obteve-se sensibilidade do comprimento de onda de 787,65 nm/RIU, da amplitude de perda de -410,4 dB/RIU e a de dois fatores de 888,16. As últimas duas configurações, apesar de ainda serem possivelmente utilizadas, demonstram a degeneração do comportamento sensório quando a grade metálica começa a ser composta majoritariamente de prata. Foi possível obter diferentes sensores para diferentes regiões de comprimento de onda e de índice de refração. Como trabalhos futuros, são sugeridos testes para incorporação de outros metais, bem como grafeno para revestimento com o intuito de manter a resposta sensória, porém protegendo a parte metálica de corrosão e outros tipos de desgaste.

Uma rede neural de tipo *perceptron* foi usada para caracterização de um dos sensores. Foram testados dois métodos, LM e BR. O método LM apresentou instabilidade e oscilações na saída o que resultou em seu descarte. Por outro lado, o método BR demonstrou excelentes

resultados com ótima correspondência com o conjunto de dados e com o que é esperado para o comportamento do sensor. O uso de redes neurais abre possibilidades futuras de generalização desse tipo de sensor para diferentes composições de dielétricos e metais, bem como diferentes geometrias. Essa generalização pode ser útil para o projeto de diferentes sensores para diferentes aplicações, assim como também para a otimização por rede neural, que potencialmente pouparia muito tempo e esforço computacional. Outro uso possível das redes neurais é para caracterização, calibração e leitura do sensor produzido em ambiente relevante.

Por fim, é importante ressaltar a importância dos sensores plasmônicos baseados em fibras em D funcionalizadas. Tais sensores possuem um grande potencial de aplicações em diversas áreas devido à sua alta sensibilidade e capacidade de detectar pequenas variações no índice de refração. Com a possibilidade de melhorar a funcionalização tornando a superfície sensória altamente seletiva, esses sensores são amplamente utilizados para a detecção de biomoléculas, como proteínas e DNA, possibilitando diagnósticos rápidos e precisos na área biomédica. Nas áreas de química e ambiental, eles se destacam fortemente no monitoramento de químicos contaminantes, como poluentes misturados em meio aquoso e gases tóxicos no ar. Além disso, devido à sua possibilidade de miniaturização somada a alta resolução, esses sensores são promissores para integração em sistemas ópticos de sensoriamento em tempo real, como plataformas de análise em laboratório portátil (*lab-on-a-chip*), trazendo avanços significativos na miniaturização e no desempenho de dispositivos sensoriais.

## 8. REFERÊNCIAS

- [1] Maier, S. A. *Plasmonics: fundamentals and applications.*, New York: Springer, 2007.
- [2] Zeng, S., Baillargeat, D., Ho, H. P., & Yong, K. T. “Nanomaterials enhanced surface plasmon resonance for biological and chemical sensing applications.,” *Chemical Society Reviews*, v. 43, n. 10, pp. p. 3426-3452, 2014.
- [3] Rosi, N. L., & Mirkin, C. A. “Nanostructures in biodiagnostics.,” *Chemical reviews*, v. 105, n. 4, pp. p. 1547-1562, 2005.
- [4] Lyon, L. A., Musick, M. D., & Natan, M. J. “Colloidal Au-enhanced surface plasmon resonance immunosensing.,” *Analytical chemistry*, v. 70, n. 24, pp. p. 5177-5183, 1998.
- [5] Lu, J., Li, Y., Han, Y., Liu, Y., & Gao, J. “D-shaped photonic crystal fiber plasmonic refractive index sensor based on gold grating.,” *Applied optics*, v. 57, n. 19,, pp. p. 5268-5272, 2018.
- [6] Divya, J., Selvendran, S., Raja, A. S., & Sivasubramanian, A. “Surface plasmon based plasmonic sensors: A review on their past, present and future.,” *Biosensors and Bioelectronics: X*, v. 11,, p. p. 100175, 2022.
- [7] Johnson, P. B., & Christy, R. W. “Optical constants of the noble metals.,” *Physical review B*, v. 6, n. 12, pp. p. 4370, 1972, 1972.
- [8] An, G., Li, S., Wang, H., Zhang, X., & Yan, X. “Quasi-D-shaped optical fiber plasmonic refractive index sensor.,” *Journal of Optics*, v. 20, n. 3, p. p. 035403, 2018.
- [9] Chen, Y., Xie, Q., Li, X., Zhou, H., Hong, X., & Geng, Y. “Experimental realization of D-shaped photonic crystal fiber SPR sensor.,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, v. 50, n. 2, p. p. 025101, 2016.
- [10] Dash, J. N., & Jha, R. “Graphene-based birefringent photonic crystal fiber sensor using surface plasmon resonance.,” *IEEE Photonics Technology Letters*, v. 26, n. 11, pp. p. 1092-1095, 2014.
- [11] Rakhshani, M. R., & Mansouri-Birjandi, M. A. “High sensitivity plasmonic refractive index sensing and its application for human blood group identification.,” *Sensors and Actuators B: Chemical*, v. 249, pp. p. 168-176, 2017.
- [12] Guo, Y., Li, J., Wang, X., Zhang, S., Liu, Y., Wang, J., ... & Li, S. “Highly sensitive sensor based on D-shaped microstructure fiber with hollow core.,” *Optics & Laser Technology*, v. 123, p. p. 105922, 2020.
- [13] Melwin, G., & Senthilnathan, K. “High sensitive D-shaped photonic crystal fiber sensor with V-groove analyte channel.,” *Optik*, v. 213,, p. p. 164779, 2020.
- [14] Luan, N., Wang, R., Lv, W., & Yao, J. “Surface plasmon resonance sensor based on D-shaped microstructured optical fiber with hollow core,” *Optics express* 23.7, pp. 8576-8582, 2015.
- [15] Hassani, A., & Skorobogatiy, M. “Design of the microstructured optical fiber-based surface plasmon resonance sensors with enhanced microfluidics.,” *Optics express*, v. 14, n. 24,, pp. p. 11616-11621, 2006.
- [16] Tian, M., Lu, P., Chen, L., Lv, C., & Liu, D. “All-solid D-shaped photonic fiber sensor based on surface plasmon resonance.,” *Optics Communications*, pp. 1550-1554, 2012.

- [17] Rifat, A. A., Ahmed, R., Mahdiraji, G. A., & Adikan, F. M. "Highly Sensitive D-Shaped Photonic Crystal Fiber Based Plasmonic Biosensor in Visible to Near-IR," *IEEE Sensors Journal*, pp. 2776-2783, 2017.
- [18] Dash, J. N., & Jha, R. "On the performance of graphene-based D-shaped photonic crystal fibre biosensor using surface plasmon resonance," *Plasmonics* 10, pp. 1123-1131, 2015.
- [19] Vieira, R. A., & Rodriguez-Esquerre, V. F. "High sensitivity D-shaped photonic crystal fiber plasmonic refractive index sensor.," *In: Optical Fibers and Sensors for Medical Diagnostics, Treatment and Environmental Applications XXII. SPIE*, pp. p. 29-32, 2022.
- [20] Tan, Z., Li, X., Chen, Y., & Fan, P. "Improving the Sensitivity of Fiber Surface Plasmon Resonance Sensor by Filling Liquid in a Hollow Core Photonic Crystal Fiber," *Plasmonics* 9, pp. 167-173, 2014.
- [21] Dash, J. N., & Jha, R., "Highly sensitive D shaped PCF sensor based on SPR for near IR," *Optical and Quantum Electronics*, pp. 1-7, 2016.
- [22] Luan, N., Wang, R., Lv, W., & Yao, J. "Surface plasmon resonance sensor based on D-shaped microstructured optical fiber with hollow core.," *Optics express*, v. 23, n. 7, pp. p. 8576-8582, 2015.
- [23] Otupiri, R., Akowuah, E. K., & Haxha, S. "Multi-channel SPR biosensor based on PCF for multi-analyte sensing applications," *Optics express*, pp. 15716-15727, 2015.